Étude spectroscopique et interférométrique du noyau actif de NGC 1068 dans l'infrarouge proche

Pierre Vermot

▶ **To cite this version:**

Pierre Vermot. Étude spectroscopique et interférométrique du noyau actif de NGC 1068 dans l'infrarouge proche. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2020. Français. ⟨NNT : 2020UPSLO015⟩. ⟨tel-03280594v2⟩

HAL Id: tel-03280594

https://theses.hal.science/tel-03280594v2

Submitted on 7 Jul 2021

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.

HAL Authorization

PSL
UNIVERSITÉ PARIS

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris, LESIA

Étude spectroscopique et interférométrique du noyau actif de NGC 1068 dans l'infrarouge proche

Soutenue par
Pierre Vermot
Le 22 Octobre 2020

École doctorale n°127
Astronomie et Astrophysique d'Ile de France

Spécialité
Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Françoise Combes	Professeur, Observatoire de Paris, LERMA	*Présidente de jury*
Julien Woillez	Interferometry Scientist, European Southern Observatory	*Rapporteur*
Romain Petrov	Directeur de recherche, Observatoire de la côte d'azur, laboratoire J.-L. LAGRANGE	*Rapporteur*
Hélène Sol	Directrice de recherche, Observatoire de Paris, LUTh	*Examinateur*
Santiago García-Burillo	Astronome, Observatorio Astronómico Nacional	*Examinateur*
Yann Clénet	Directeur de recherche, Observatoire de Paris, LESIA	*Directeur de thèse*
Damien Gratadour	Maître de conférences, Observatoire de Paris, LESIA	*Co-directeur de thèse, membre invité du jury*

l'Observatoire de Paris | PSL

Remerciements

C'est avec enthousiasme et fierté que je présente dans ce mémoire mon premier travail de recherche.

La préparation d'une thèse de doctorat est souvent présentée comme un exercice individuel, dont la réussite dépend de l'investissement et de la compétence du jeune chercheur. Bien que cette pensée soit flatteuse, je pense qu'il n'en est rien, et que pas une seule ligne de ce document n'aurait été écrite si j'avais été effectivement seul.

Chanceuses sont les personnes qui à leur arrivée au monde ne sont pas confrontées à la soif, à la faim ou au froid. Parmi celles-ci, rare sont celles qui ont la possibilité d'échapper à la violence ou au travail dès le plus jeune âge et d'accéder à une éducation publique. J'ai eu la chance de faire partie des membres les plus privilégiés de ce dernier groupe, en ayant accès durant les 25 premières années de ma vie à une instruction gratuite, de qualité, tout en étant entouré d'un cercle familial stable et serein. Très généralement, je remercie donc toutes les personnes grâce à qui ma vie à pu être si facile, me permettant de suivre des études supérieures, et *in fine* d'avoir à la possibilité de faire ce travail si épanouissant. Ma famille, mes amis, mes professeurs, mes encadrants, mes collègues, mes pairs, mes concitoyens, mes prédécesseurs, rien de tout cela n'aurait été possible sans vous, merci !

Il est de coutume d'être plus bien plus explicite que cela dans une liste de remerciements. Puisque j'apprécie l'idée de suivre les traditions je vais me plier à cet exercice difficile, en sachant que je risque malheureusement .

Suivant un ordre dont je tairais la logique, je remercie donc au moins les personnes suivantes : Yann, très impliqué dans mon encadrement et toujours soucieux de mon bien-être au travail ; Damien, dont le non-conformisme et l'esprit critique sont une source d'inspiration ; Daniel, Lucas, Frédéric, et Thibaut qui ont été mes principaux interlocuteurs scientifiques ; Marie, Gérard, Arielle, Lucie, Simon, Lisa, Fabrice, Jordan, Jean, Johann, Nour, Arnaud, Florian, Nicolas, Eric, Sonia, Tristan qui ont réussi le défi de rendre plaisante l'idée de me rendre sur mon lieu de travail ; Pierre, Vincent, Cris, Claudine, Sylvaine, qui sont des exemples parfaits de la bienveillance qui règne au LESIA ; Jonas, Baptiste, Julien, Asma, Adrien, Sonia, Tim, Benji, Ana, Audrey, Robin, Théo, Amaël, Lisa, Elena, Simon, Floriane et Manu pour les bons moments que vous m'avez offerts ; mes parents à qui je dois tout ; ma famille qui m'a toujours

soutenu dans mes projets ; et enfin ma fiancée Fanny pour tout le bonheur qu'elle m'apporte au quotidien.

Je remercie également les différentes organisations qui ont permis à ce projet d'avoir lieu : l'ED 127, le LESIA, l'Observatoire de Paris, PSL, l'ESO, et les consortia SPHERE et GRAVITY.

Une simple liste de noms est une bien maigre manière de tous de vous remercier, et je préfère considérer que, dans son ensemble, le travail qui va suivre vous est dédié.

Table des matières

Table des matières **iii**

Table des figures **v**

Liste des tableaux **1**

1 Introduction **3**
1.1 Les noyaux actifs de galaxie 4
1.2 Le noyau actif de NGC 1068 23

2 Étude spectroscopique **31**
2.1 L'instrument SPHERE 32
2.2 Observation et réduction de données spectroscopiques 38
2.3 Exploitation des données 52
2.4 Interprétation des résultats 75

3 Étude interférométrique **85**
3.1 L'interférométrie avec le VLTI et GRAVITY 86
3.2 Observations et données 97
3.3 Analyse géométrique 106
3.4 Modèles MontAGN 116
3.5 Modèle unifié des données GRAVITY 136
3.6 Mise en perspective avec le paysage observationnel 137

4 Conclusion générale et perspectives **147**
4.1 Conclusion générale 148
4.2 Perspectives 150

Bibliographie **159**

A Annexes Chapitre 3 **III**
A.1 Limite de Roche et région interne du tore de poussière III
A.2 Modèles MontAGN IV

B Propositions d'observations **XI**

B.1 Demande de temps d'observation supplémentaire avec SPHERE et résultats préliminaires XII

B.2 Préparation d'une demande d'observation avec l'instrument MIRI du JWST XVIII

Table des figures

1.1 Image HST de Mrk 817 4
1.2 Carte radio du ciel à 160 Mhz de Grote Reber 6
1.3 Spectres originaux de trois galaxies actives observées par Seyfert en 1943 . 7
1.4 Représentation schématique du modèle unifié des noyaux actifs de galaxie 10
1.5 Courbe de luminosité X de NGC 4051 sur une période de 200000 secondes 12
1.6 Images du disque d'accrétion autour du trou noir supermassif de M87 . . 13
1.7 Représentation schématique d'un disque d'accrétion et de son émission tels que décrits par Shakura et Sunyaev 15
1.8 Mesure de la taille de 11 disques d'accrétion par lentilles gravitationnelles 16
1.9 Cartes de densité et de vitesse d'une simulation hydrodynamique modélisant le flot de matière autour d'un trou noir supermassif 18
1.10 Images VLA montrant un jet de la classe FR I (3C 31) et un jet de la classe FR II (3C175). 20
1.11 Carte d'excitation ($[OIII]/H_\alpha$) de la Narrow Line Region de NGC 3383 . 21
1.12 Représentation schématique de la distribution spectrale d'énergie d'un noyau actif de galaxie 21
1.13 Modèle dynamique de la *NLR* de NGC 1068 24
1.14 Images polarimétriques du noyau de NGC 1068 26
1.15 Diagramme vitesse-position de la raie HCN observée avec ALMA 27
1.16 Image possible du noyau de NGC 1068 déduite des observations MIDI . . 29
1.17 Image VLBA de S1 et position des *spots* masers 30

2.1 Représentation 3D du banc optique de SPHERE 33
2.2 Schéma de principe d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann 35
2.3 Schéma de principe d'un système d'optique adaptative 36
2.4 Performance garanties de l'optique adaptative de SPHERE en fonction du seeing et de la magnitude R de la source 36
2.5 Vue interne du sous-instrument IRDIS 37
2.6 Exemple de spectre de transmission de l'atmosphère aux longueurs d'ondes de l'infrarouge proche 41

2.7 Image spectrale résultant d'une exposition de 64 secondes sur le noyau de NGC 1068 42
2.8 Réponse du détecteur de SPHERE pour une exposition de 64 secondes à un flux nul 43
2.9 Réponse normalisée du détecteur de SPHERE soumis à un éclairement uniforme 45
2.10 Carte des pixels d'intérêt du détecteur de SPHERE 46
2.11 Image spectrale des lasers de calibration 47
2.12 Nature de la déformation du faisceau lumineux au premier ordre 47
2.13 Spectre de l'étoile de calibration et mesure de la transmission atmosphérique 50
2.14 Image spectrale finale issue de la réduction de données. 51
2.15 Décomposition de l'image spectrale réduite en une composante spectrale continue et une composante spectrale discrète 53
2.16 Méthode d'extraction du continuum d'émission 54
2.17 Comparaison des profils spatiaux du noyau de NGC 1068 à deux longueurs d'onde situées d'un bout à l'autre du domaine spectral 55
2.18 Comparaison des profils spatiaux dans la bande H du coeur de NGC 1068 provenant de plusieurs observations différentes et de l'étoile de référence . 56
2.19 Ajustement du spectre à différentes positions de la fente - modèle 1 (2 corps noirs) 57
2.20 Ajustement du spectre à différentes positions de la fente - modèle 1 (3 corps noirs) 59
2.21 Ajustement des spectres de la composante diffuse et de l'amas stellaire central - modèle 2 (modèles de spectres stellaires) 60
2.22 Ajustement des spectres de la composante diffuse et de l'amas stellaire central - modèle 3 (modèles d'évolution de population stellaire) 61
2.23 Ajustement du spectre à toutes les positions de la fente - modèle 4 (lumière diffusée) 62
2.24 Carte des résidus en fonction de l'âge de la population stellaire et de la température du cœur de poussière 63
2.25 Résidus en fonction du modèle de spectre stellaire utilisé 64
2.26 Ajustement du continuum d'émission mesuré en bord de fente avec des spectres stellaires théoriques d'étoiles 05V, B0V et M2I 65
2.27 Modèle final du continuum d'émission 66
2.28 Profil spatial de l'émission de raies 68
2.29 Spectre intégré sur la région d'émission maximale de raies 69
2.30 Ajustements gaussiens des raies d'émission de [P II], He I, $P\,\gamma$, [S IX] et [Fe II] 1257 71

2.31 Profils spatiaux de trois raies d'émission caractéristiques : He I, [Fe II] 1257 nm et [Si X] 72
2.32 Effet Doppler mesuré sur quatre raies d'émission caractéristiques : He I, [S II], [P II] et [Fe II] 73
2.33 Largeur équivalente des raies d'absorption à 1118 nm et 1620 nm 74
2.34 Cartes du noyau de NGC 1068 obtenues avec SINFONI au VLT 77
2.35 Cartes des différents composants du spectre de NGC1068 78
2.36 Variation de la largeur équivalente de CO(6,3) $1,62\mu m$ en fonction du type spectral de l'étoile 78
2.37 Distribution spatiale du rapport [Fe II] 1643 / [P II] 84

3.1 Pupilles, FEP et images d'un disque de 10 mas par différents télescopes et interféromètres fictifs 88
3.1 (Suite) Pupilles, FEP et images d'un disque de 10 mas par différents télescopes et interféromètres fictifs 89
3.2 Représentation schématique des chemins optiques suivis par les deux faisceaux d'une base du VLTI 91
3.3 Vue aérienne du VLTI 92
3.4 Représentation schématique d'une ligne à retard du VLTI 93
3.5 Représentation schématique du fonctionnement de GRAVITY 94
3.6 Plan u-v de l'observation 98
3.7 Comparaison de V_amp et V^2 99
3.8 Points de visibilité carrée issus de la réduction de données. 99
3.9 Points de visibilité carrée issus de la réduction de données représentés en couleurs différentes selon la longueur d'onde de mesure. 100
3.10 Histogramme des erreurs sur les points de visibilité carrée. 101
3.11 Points de mesure de clôture de phase 102
3.12 Spectre corrélé normalisé du noyau de NGC 1068. 103
3.13 Points de visibilité carrée et plan u-v en incluant les données issues des AT. 105
3.14 Image et points de visibilité des modèles géométriques 2 et 3 109
3.15 Image et points de visibilité des modèles géométriques 4 et 5 110
3.16 Images reconstruites avec une régularisation de type *quadratic smoothness*, sur les données brutes 112
3.17 Images reconstruites avec une régularisation de type *quadratic smoothness*, sur les données sur les données corrigées d'un fond diffus 113
3.18 Idem que figure 3.17 mais avec une régularisation de type *Total Variation (TV).* 114
3.19 Idem que figure 3.17 mais avec une régularisation de type *compactness.* . . . 114
3.20 Reconstruction d'image à partir des données UT et AT combinées, avec une régularisation de type *l2l1 smoothness* 115

3.21 Coefficient d'absorption du graphite en fonction de la longueur d'onde . . 119
3.22 Géométrie utilisée pour le modèle MontAGN 120
3.23 Spectre de la source centrale utilisé dans les modèles MontAGN 120
3.24 Paramètres des simulations des modèle MontAGN 1 et 2 121
3.25 Meilleurs paramètres du modèle MontAGN 1 121
3.26 Évolution du χ^2 en fonction des différents paramètres du modèle MontAGN 1 122
3.27 Points de visibilité carrée du modèle MontAGN 1 123
3.28 Image dans la bande K du modèle MontAGN 1 123
3.29 Meilleurs paramètres du modèle MontAGN 2 126
3.30 Évolution du χ^2 en fonction des différents paramètres du modèle MontAGN 2 126
3.31 Ajustements spectraux du modèle MontAGN 2 127
3.32 Points de visibilité carrée du modèle MontAGN 2 127
3.33 Paramètres des simulations des modèle MontAGN 1 et 2 129
3.34 Meilleurs paramètres du modèle MontAGN 3 130
3.35 Évolution du χ^2 en fonction des différents paramètres du modèle MontAGN 3 131
3.36 Ajustements spectraux du modèle MontAGN 3 132
3.37 Points de visibilité carrée du modèle MontAGN 3 132
3.38 Points de clôture de phase du modèle MontAGN 3 133
3.39 Image dans la bande K du modèle MontAGN 3 134
3.40 Profil radial de température 134
3.41 Représentation schématique du modèle "Disque déformé" 142
3.42 Représentation schématique du modèle "Anneaux intriqués" 143

A.1 Courbe d'extinction utilisée en avant plan du modèle GRAVITY III
A.2 Limites de roche de différents nuages de gaz V
A.3 Coupes dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 1 VI
A.4 Coupes dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 2 VII
A.5 Coupes dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 3 VIII
A.6 (Suite) Coupes dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 1 . . IX

B.1 Différentes positions de la fente pour la programme proposé XIV
B.2 Évolution du *seeing* sur le site de Paranal au cours la nuit du 29 au 30 octobre 2019 XV
B.3 Profils spatiaux de He I et [Si X] XVI
B.4 Spectre en raies d'émission du nodule XVII
B.5 Décalage Doppler de la raie He I XVII
B.6 Performances photométriques du JWST XIX

B.7 Spectres attendus pour les cœurs non résolus de NGC 1068 et Circinus . . XXI
B.8 Image en unité arbitraire représentative des scènes utilisées pour la simulation des observations MIRI. XXII

Liste des tableaux

2.1 Temps de pose de l'observation SPHERE 39
2.2 Mesures sur les raies d'émission 70

3.1 Propriétés statistiques des points de mesure de clôture de phase triplet par triplet 103
3.2 Paramètres du modèle géométrique 1 107
3.3 Paramètres du modèle géométrique 2 107
3.4 Paramètres du modèle géométrique 3 108
3.5 Paramètres du modèle géométrique 4 108
3.6 Paramètres du modèle géométrique 5 109
3.7 Tableau comparatif des orientations observées pour les différentes sous structure de la région interne du tore de NGC 1068 145

Chapitre 1

Introduction

La connaissance conduit à l'unité comme l'ignorance mène à la diversité.

Râmakrishna

1.1 Les noyaux actifs de galaxie

1.1.1 Une grande diversité observationnelle

D'un point de vue observationnel il est possible de définir assez simplement un noyau *actif* de galaxie (**NAG**). Ce qualificatif est donné à la région la plus centrale d'une galaxie, son *noyau*, lorsqu'y est observée une émission non stellaire très importante et très localisée. Pour prétendre à ce titre, le noyau doit typiquement émettre dans une région de quelques dizaines de parsecs une luminosité comparable à celle de la galaxie dans son ensemble. On constate qu'une fraction non négligeable des galaxies possède un certain degré d'activité en son centre (aux alentours de quelques pourcents, ce nombre pouvant varier selon le crière choisi), ce qui signifie qu'un très grand nombre de ces objets peut être observé. Leurs observations successives ont révélé une très grande diversité qui se manifeste par un nombre important de caractéristiques spectrales propres, mais susceptibles de varier d'un objet à un autre. Cette diversité de signatures observationnelles ainsi que leurs variations importantes ont longtemps été un obstacle à la compréhension des noyaux actifs. Au final, comme nous le verrons, c'est justement cette grande diversité qui se révèlera être la clé pour comprendre leur nature. Durant la première partie de cette introduction, je vais présenter les propriétés observationnelles des noyaux actifs de galaxie -souvent uniques à ces objets- en essayant de mettre en lumière les propriétés physiques qu'elles permettent de déduire.

FIGURE 1.1 – Mrk 817, une galaxie spirale qui héberge en son centre un noyau actif. Les quatre aigrettes de diffraction visibles autour de la source centrale soulignent que celle-ci est non résolue ($\leq$ 0,1"). Superposition d'images prises avec les filtres B, V, I et H-α de l'instrument WFC3 du *Hubble Space Telescope* (Crédit : ESA/Hubble).

Les premières observations

Les premiers indices d'une activité particulière furent observés simultanément par spectroscopie visible et dans le domaine des ondes radio.

En effet, la découverte des premiers noyaux actifs de galaxie est intimement liée à l'essor de la radioastronomie. Tout commença avec Karl Jansky, un ingénieur en télécommunications chargé d'étudier les sources radio qui pourraient interférer avec les télécommunications transatlantiques. Il découvrit la présence d'un important signal radio cyclique -d'une période d'une journée sidérale- dont il put déterminer la position : fixe sur la sphère céleste, dans la constellation du Sagittaire. *A posteriori* nous savons que cette émission radio provient du noyau, non-actif, de la Voie Lactée. Bien que cette expérience fut la première détection d'une source radio extra-terrestre elle suscita peu d'émoi dans la communauté astronomique de l'époque, exception faite de Grote Reber, un ingénieur radioamateur qui eut vent de la découverte de Karl Jansky et en vit le fabuleux potentiel. Ne parvenant pas à trouver de laboratoire suffisamment intéressé par son projet pour le financer, il construisit lui-même, dans son jardin, la première antenne radio dédiée à l'astronomie : le premier *radiotélescope*. C'est ainsi qu'il fut pendant presque une décennie le seul radioastronome du monde, publiant la première carte du ciel en onde radio (voir Figure 1.2), qui révéla trois sources principales : Cassiopée A un reste de supernova, Sagittarius A le noyau de la Voie Lactée déjà observé par Jansky, et Cygnus A, que nous savons être un puissant noyau actif de galaxie. Bien sûr, personne n'expliquait à l'époque la nature de ces sources ni le phénomène d'émission associé. Néanmoins, les premières mesures spectrales mirent déjà en évidence une énergie qui décroit avec la fréquence, invalidant l'hypothèse d'une émission stellaire de corps noir et indiquant pour la première fois la possibilité d'une émission synchrotron.

Parallèlement, Carl Seyfert menait la première série d'observations systématiques des galaxies spirales -alors appelées *nébuleuses* spirales- présentant des raies d'émission dans la région centrale : NGC 1068, NGC 1275, NGC 3516, NGC 4051, NGC 4151 et NGC 7469. Il publia ses résultats en 1943 (Seyfert, 1943) mettant en évidence la présence de deux catégories de raies d'émission dans ces noyaux de galaxie : des raies permises de l'hydrogène, avec des ailes très larges -jusqu'à 8500 $km.s-1$-, et des raies correspondant à des transitions interdites, relativement plus fines -de 1000 à 3000 $km.s^{-1}$- et sans aile (voir Figure 1.3). Certaines des galaxies observées présentent uniquement des raies interdites étroites, tandis que d'autres présentent à la fois des raies étroites interdites et des raies permises avec de très larges ailes. Seyfert associa déjà, à juste titre, la largeur des raies à un effet Doppler causé par la dispersion de vitesse du gaz observé. Cependant, il faudra attendre plusieurs décennies avant de comprendre pourquoi certains de ces noyaux de galaxies présentent une combinaison de raies larges et étroites -les noyaux de Seyfert de type 1, et par synecdoque les

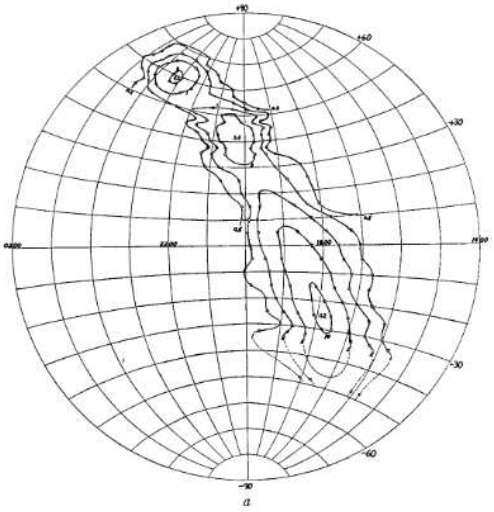


FIGURE 1.2 – Première carte du ciel à 160 Mhz publiée par Grote Reber en 1944. Les lignes représentent des niveaux constants d'intensité. De haut en bas, les trois principales sources sont Cassiopée A, Cygnus A et Sagittarius A. (Reber, 1944)

galaxies de Seyfert de type 1-, tandis que d'autres n'en présentent que des étroites -les noyaux de Seyfert de type 2-. Néanmoins il était déjà possible de déduire du flux important des raies observées, de la grande dispersion de vitesse et du fort potentiel d'ionisation de certaines raies, qu'un phénomène très énergétique était à l'oeuvre. Également, l'observation de raies correspondant à des transitions interdites indique que le milieu émetteur est très ténu, contrairement aux raies permises très larges qui peuvent provenir d'un milieu plus dense. Il est à noter que le noyau de NGC 1068 -qui est l'objet d'étude de cette thèse- ne présente pas de raie d'émission large, et est donc un noyau de Seyfert de type 2.

Rapidement les résultats apportés par la radioastronomie menèrent à un engouement pour cette science nouvelle, qui se traduisit par de nombreux progrès techniques sur la fabrication des radiotélescopes, et notamment par des gains en sensibilité et en résolution spatiale. Cela permit d'élargir le nombre de sources radio connues, d'obtenir une meilleure astrométrie ainsi que les premières estimations de leur taille angulaire. Les observations successives de Cygnus A -une des sources les plus lumineuses, galaxie active- permettent de retracer ces fulgurants progrès. En 1946 Hey, Parsons et Phillips (Hey et al., 1946) confirment sa nature discrète, en mettant une limite supérieure sur sa taille à 2°. En 1948, Bolton et Stanley (Bolton and Stanley, 1948) réduisent cette limite supérieure à 8 minutes d'angle (8'). Finalement, dès 1952, Hanbury Brown, Jennison et Das Gupta (Hanbury Brown et al., 1952) réussissent à résoudre spatialement la source à l'aide d'un interféromètre : 2' x 0,5'. La détection de nouvelles sources atteignit un sommet avec la publication du troisième catalogue de cambridge

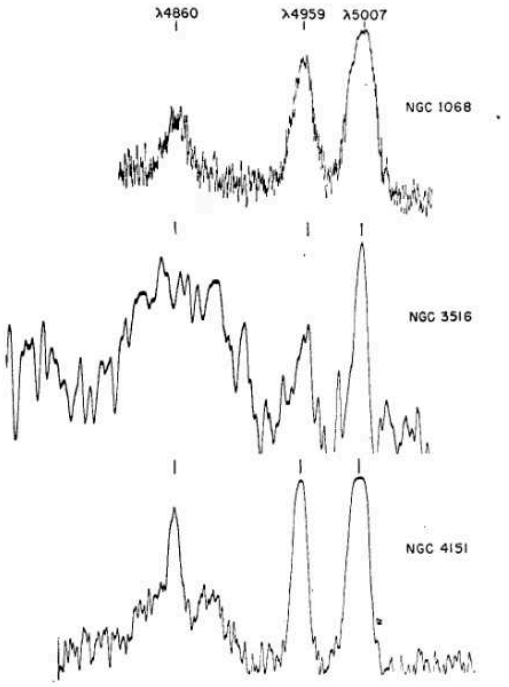


FIGURE 1.3 – Spectres de trois noyaux de galaxie autour de 500 nm tels que présentés dans Seyfert (1943). La raie la plus à gauche est la raie permise de l'hydrogène H_β à $\lambda = 4860\ nm$, tandis que les deux raies les plus à droites sont un doublet de transitions interdites [OIII] à $\lambda = 4959\ nm$ et $\lambda = 5007\ nm$. De haut en bas les spectres correspondent à NGC 1068, NGC 3516 et NGC 4151. Les raies interdites possèdent un profil étroit dans les trois galaxies, tandis que la raie de H_β est étroite pour NGC 1068, large pour NGC 3516, et semble être la superposition d'une raie étroite sur une raie large pour NGC 4151.

(Edge et al., 1959), comptant 471 sources radio (nommées 3C XXX). Parmi celles-ci se distinguent alors deux catégories : celles contenues dans le plan galactique et celles distribuées de manière isotrope sur la voute céleste, indiquant une possible origine extragalactique. Néanmoins, la très petite taille angulaire de ces dernières rappelait celle des étoiles de notre galaxie, si bien qu'elles furent longtemps nommées "étoiles radio" (*radio-star* en anglais) malgré leur propriétés spectrales très étonanntes et différentes des étoiles connues.

Ces progrès dans la détection et le positionnement des sources radio permirent rapidement de les faire correspondre à des sources optiques, notamment grâce au travail de Baade et Minkowski. Est à noter entre autres l'identification en 1952, publiée en 1954 (Baade and Minkowski, 1954), d'une contrepartie optique à Cygnus A décrite comme une nébulosité présentant beaucoup de raies d'émission décalées vers le rouge (plus de 17000 $km.s{-}1$, suggérant une nature extragalactique de l'objet) puis en 1960 l'identification de la contrepartie optique de 3C 295 dans un amas de galaxie mesuré à $z \sim 0{,}46$ (Minkowski, 1960). Ces galaxies associées à une source radio prirent alors

le nom de *radiogalaxies*. Mais ce sont surtout les coïncidences entre des sources radio et des objets alors répertoriés comme des étoiles faibles (tels que 3C 48, de magnitude 16) qui occuperont les débats : comment des étoiles si peu lumineuses ou si distantes peuvent elles émettre une telle émission radio ? Ces objets, visiblement mal compris, prirent le nom de *sources radio quasi stellaires* (en anglais *quasi-stellar radio sources*) très vite abrégé en *quasar*. Notons que leurs observations mettent en évidence la présence de raies d'émission larges ainsi qu'un fort continuum UV. Ces propriétés sont similaires à celles des galaxies de Seyfert.

Finalement, c'est l'analyse du spectre du quasar 3C 273 par Marteen Schmidt en 1963 (Schmidt, 1963) qui restera dans les annales. Schmidt observa une série de raies d'émission larges à des longueurs d'onde inattendues, dans laquelle il reconnut la série de Balmer -décroissante vers le bleu- décalée vers le rouge de $z \sim 0{,}16$. Des vérifications ultérieures de ce décalage vers le rouge (notamment avec la prédiction de la position, puis la détection d'autres raies) confirmèrent ce résultat. Ce décalage vers le rouge implique une distance de 500 Mpc et une énergie libérée phénoménale, bien plus importante que celle libérée par les plus brillantes galaxies alors connues. Il n'était plus possible d'ignorer la question de la nature de la source d'énergie alimentant cette émission, et l'importance de celle-ci n'étant pas compatible un processus de fusion nucléaire, la théorie de l'accrétion sur un corps massif -possiblement un trou noir- pris de l'importance (Salpeter, 1964; Lynden-Bell, 1969). Enfin, il est à noter dans ce paragraphe la détection de certains objets possédant les caractéristiques optiques des quasars, mais ne présentant pas d'émission radio (Sandage, 1965).

L'astronomie X apporta également sa contribution à la compréhension des noyaux de galaxie. *Uhuru*, le premier satellite dédié à l'astronomie X observa une émission importante en provenance de nombreuses galaxies, dont les galaxies de Seyfert 1 NGC 1275 et NGC 4151 (Gursky et al., 1971). Cette dernière montra d'importantes variations de flux lors d'observations menées sur une longue période de temps (Ives et al., 1976), suggérant une variabilité intrinsèque. Ce résultat fut confirmé en 1981 par Marshall et al. (1981) qui montra que la moitié des sources X associées à des noyaux de galaxie présentaient une variabilité forte sur une période de cinq ans (durée du suivi). Plus encore, certaines de ces sources présentaient une variabilité sur des périodes de quelques jours. Cette variabilité en rayons X des noyaux actifs de galaxie est un argument fort pour contraindre la taille de la source émettrice, et conforte fortement l'hypothèse de l'accrétion sur un trou noir supermassif comme source de la luminosité de ces objets.

Les premières observations infrarouge des noyaux actifs de galaxie arrivèrent au milieu des années 1960, avec l'observation de 3C 273 par Johnson (1964) puis celle de NGC 1068 par Pacholczyk et Wisniewski (Pacholczyk and Wisniewski, 1967). Ces résultats mettaient déjà en avant la très importante émission infrarouge, dominante en

termes de puissance rayonnée pour NGC 1068. Cependant, la nature de cette émission -thermique ou non thermiquee- était encore sujette à débat. En 1978, Rieke (Rieke, 1978) démontra à partir d'un relevé de galaxies de Seyfert que la forte émission infrarouge était présente dans tous ces objets. Les mesures de 0,3 nm à 6 cm de 109 quasars par Sanders en 1989 (Sanders et al., 1989) confirmèrent ce résultat, en montrant de manière convaincante que le continuum d'émission de ces objets pouvait être reproduit par un disque d'accrétion aux courtes longueurs d'onde et par de la poussière chaude en infrarouge, sans besoin d'invoquer une émission non-thermique.

Enfin, nous finirons cette introduction historique en mentionant l'observation spectropolarimétrique de NGC 1068 par Antonucci et Miller en 1985 (Antonucci and Miller, 1985), qui a montré que le spectre polarisé de cette galaxie de Seyfert 2 était similaire au spectre des galaxies de Seyfert 1, avec des raies d'émission permises très larges. L'interprétation alors faite est que la région émettrice des raies larges n'est pas absente des noyaux de Seyfert 2, mais est cachée derrière une structure optiquement épaisse (Antonucci, 1993). Les électrons situés au-dessus du noyau diffusent et polarisent la lumière de cette région émettrice de raies larges.

1.1.2 Un modèle d'unification

J'ai présenté dans la section précédente les principales caractéristiques observationnelles des noyaux actifs de galaxie, remarquées dès les premières observations, dans l'ensemble du spectre électromagnétique. Ces caractéristiques, impossibles à interpréter simultanément à partir d'un phénomène physique unique, font ressortir quelques unes des propriétés les plus remarquables des noyaux actifs de galaxie et donnent des indices forts sur la nature de ces objets, à commencer par leur luminosité très importante dans pratiquement tous les domaines de longueur d'onde, qui pointe l'accrétion autour d'un objet massif comme principal moteur. La grande variabilité optique et X qui est observée indique quant à elle que la source à l'origine de ces émissions est nécessairement très petite, d'une taille typiquement inférieure au parsec. Les observations radio montrent des structures étendues, suggérant la présence de jets relativistes sur de grandes échelles spatiales. La présence de raies d'émission très intenses dans les noyaux de Seyfert et dans les quasars met en évidence la présence de deux régions contenant du gaz ionisé, l'une très compacte et turbulente, la seconde moins dense, moins turbulente et plus étendue spatialement. Enfin, l'observation spectropolarimétrique de NGC 1068 a révélé la présence d'une région émettrice de raies larges au sein des noyaux de Seyfert 2, suggérant ainsi la présence d'une structure optiquement épaisse obscurcissant une partie du noyau actif.

Malgré le fait que ces différentes observations semblent à première vue établir de fortes distinctions entre les différents noyaux actifs de galaxie, il est possible de les expliquer à partir d'une seule et même classe d'objets. Cette interprétation, connue

sous le nom de *modèle unifié des noyaux actifs de galaxie*, affirme dans sa forme la plus stricte que tous les NAG sont intrinsèquement les mêmes objets, vus à des degrés d'activité divers et observés selon des directions de visée différentes. Cette interprétation, présentée notamment dans Antonucci (1993), n'a à ce jour pas été mise en défaut dans sa forme la plus générale, et recueille un large consensus dans la communauté astrophysique. Cette section est dédiée à la présentation de ce modèle unifié. Je commencerai par une présentation générale du modèle, puis détaillerai la physique et les observations de ses différents composants.

Le modèle unifié : un ensemble de structures asymétriques

Le modèle unifié des noyaux actifs de galaxie, présenté avec un schéma classique dans la figure 1.4, explique les différences observationnelles entre noyaux actifs de galaxie par différents composants asymétriques. La position de l'observateur relativement à ces structures lui donnera accès, ou non, aux différentes régions émettrices.

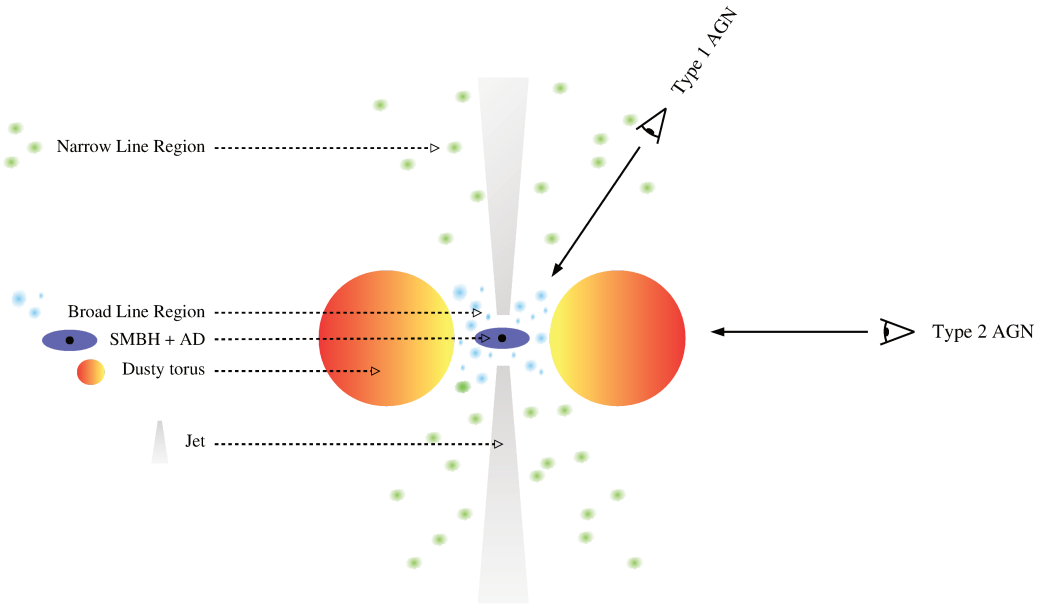


FIGURE 1.4 – Schéma classique du modèle unifié des noyaux actifs de galaxie. Les différents composants sont représentés de manière schématique au centre : le trou noir, le disque d'accrétion, la région émettrice de raies larges, la poussière obscurcissante, le jet, et la région émettrice de raies étroites. La position de l'observateur modifie la perception de l'objet.

La région la plus centrale serait un trou noir supermassif, autour duquel se trouverait un disque d'accrétion ainsi qu'une couronne, qui seraient respectivement les

sources des émissions UV et X. À proximité de cette puissante source centrale se trouve du gaz ionisé : la région émettrice de raies larges (BLR, de l'anglais *Broad Line Region*). Toute cette région centrale serait ceinturée par une structure obscurcissante, *le tore de poussière*, qui en cacherait l'émission directe à un expérimentateur observant la structure par la tranche. À des échelles spatiales plus grandes se trouve du gaz ionisé peu dense, reponsable de l'émission des raies interdites étroites (la NLR, de l'anglais *Narrow Line Region*) et éventuellement, selon le degré d'activité du noyau, un jet, tous deux jamais obscurcis par le tore de poussière. Cette vision permet d'expliquer très simplement la dichotomie entre les noyaux de Seyfert 1 et 2 : pour tous les NAG observés par la tranche du tore nous avons accès uniquement à la NLR et à l'émission infrarouge (car la BLR et le continuum UV-X sont cachés par le tore), tandis que les objets vus de face présenteraient simultanément des raies étroites, des raies permises larges, une émission infrarouge, et un fort continuum UV-X. Les quasars sont des noyaux actifs de galaxie (de type 1 ou de type 2), qui sont simplement très distants et qui présentent un degré d'activité particulièrement important. Enfin les blazars (que je n'ai pas présentés dans cette introduction) correspondraient au cas le plus extrême, où l'observateur regarde la structure avec le jet relativiste directement dirigé vers lui.

Le trou noir central

Indices observationnels Il est aujourd'hui communément admis qu'un trou noir supermassif siège au centre de chaque noyau actif de galaxie, et très probablement au centre de chaque galaxie de manière plus générale. Néanmoins, il aura fallu un certain temps pour que ces astres aux propriétés si particulières quittent le tiroir des curiosités théoriques pour atterrir sur l'étagère déjà bien remplie des objets astrophysiques à l'existence avérée.

La confirmation de la nature extragalactique des quasars et autres radiogalaxies mena immédiatement à une estimation de leur luminosité intrinsèque, qui se révéla être phénoménale. Par example, PDS 456, le quasar le plus lumineux de l'univers local ($z<0{,}3$) a une luminosité bolométrique estimée à $1{,}4 \times 10^{39}$ W (Torres et al., 1997), ce qui est plusieurs dizaines de fois plus important que l'émission de la Voie Lactée dans son ensemble. L'énergie de fusion nucléaire de l'hydrogène, qui est à l'origine de la luminosité des étoiles et qui a naturellement été invoquée comme source possible d'énergie des quasars, peut extraire jusqu'à 0,7 % de l'énergie de masse du combustible. Pour produire la luminosité observée d'un quasar du type de PDS 456 il faudrait donc fusionner plusieurs dizaines de masses solaires d'hydrogène par an, ce qui est inconciliable avec la durée d'activité des quasars (estimée à plusieurs millions d'années au moins) et la quantité de matière observée dans les galaxies. Il a donc fallu faire intervenir l'énergie potentielle extraite par accrétion autour d'un objet massif

pour expliquer cette fabuleuse luminosité. Ce processus est d'autant plus efficace qu'il a lieu autour d'un objet compact et il atteint son maximum d'efficacité dans le cas de l'accrétion autour d'un trou noir, où il est possible de convertir jusqu'à 30% de l'énergie de masse en rayonnement. Cette fabuleuse luminosité des noyaux actifs, et des quasars *a fortiori*, constitue donc le premier indice de la présence d'un trou noir massif.

Le second argument fort indiquant la présence d'un objet très compact -un trou noir- au centre des noyaux actifs est l'importante variabilité de ces objets : les raies d'émission ou le continuum optique peuvent présenter des variations significatives sur des échelles de temps aussi courtes que l'année (Peterson et al., 1999). Mais cette variabilité dans le visible reste faible comparée à celle observée dans les X. À titre d'exemple, la figure 1.5 présente la courbe de luminosité X du noyau actif NGC 4051 sur une période de 60 heures. Des variations de luminosité du simple au double sont observées sur des délais de quelques heures. Il est commun d'utiliser la variabilité pour donner une limite supérieure à la taille d'un objet astrophysique : si une propriété globale de l'objet -comme sa luminosité- varie en un temps t cela signifie qu'une perturbation s'est propagée à l'ensemble de l'objet durant ce lapse de temps. Si l'on admet qu'aucune information ne peut se propager plus vite que c_0 -la vitesse de la lumière dans le vide- alors cet objet doit nécessairement être plus petit que $c_0 t$. En poursuivant avec l'exemple de NGC 4051, cela correspond à une région émettrice d'une taille de quelques heures lumières (i.e. quelques dizaines d'unités astronomiques). Le fait que la luminosité très importantes des NAG mentionnée au paragraphe précédent soit contenue dans un volume si faible est un argument supplémentaire suggérant l'accrétion autour d'un trou noir supermassif.

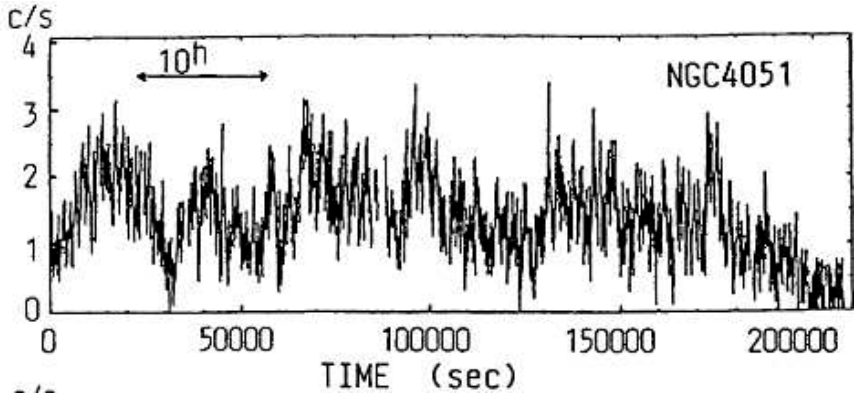


FIGURE 1.5 – Courbe de luminosité X (2-10 keV) de NGC 4051 sur une période de 200000 secondes obtenue avec telescope spatial EXOSAT. Des variations en flux d'un facteur 2 ou 3 sont observées sur des échelles de temps inférieures à la dizaine d'heures. Crédit : (Mushotzky et al., 1993)

Les indices observationnels suggérant la présence de trous noirs supermassifs au

centre des noyaux de galaxie sont légions. Je présente ici deux observations laissant très peu de place au doute, et faisant écho aux techniques utilisées dans cette thèse. La première est l'observation du centre galactique (i.e. de notre galaxie) à l'aide d'optique adaptative, et la mesure des paramètres orbitaux des étoiles les plus proches de Sgr A* (la source radio ponctuelle non thermique, a *posteriori* identifiée comme trou noir) qui révéle la présence d'une masse sombre, quasi-ponctuelle, de $3{,}7 \pm 1{,}5 \times 10^6\ M_\odot$ (Schödel et al., 2002). La seconde, plus récente et plus directe, est l'observation du disque d'accrétion du trou noir super massif au centre de la galaxie M87 à l'aide d'interférométrie radio à très longue base (*VLBI*, acronyme de l'anglais *Very Long Base Interferometry*). L'image obtenue, présentée en figure 1.6, met directement en évidence l'ombre du trou noir (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a,b,c,d,e,f).

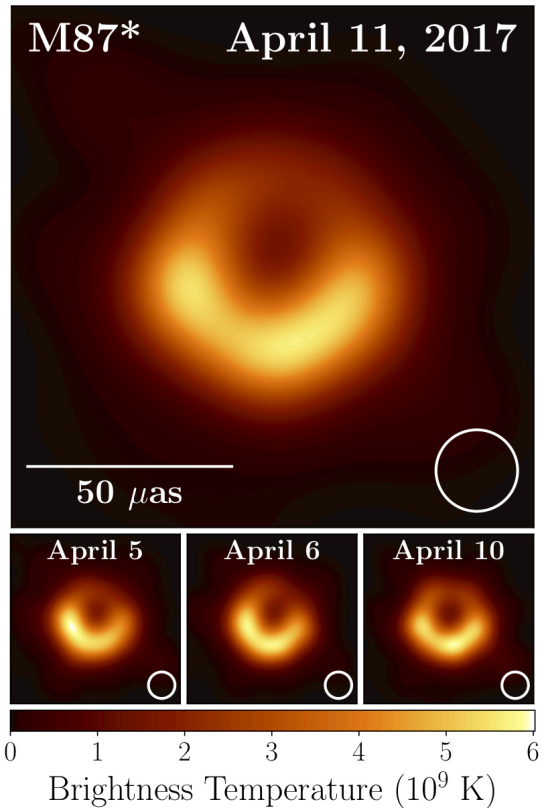


FIGURE 1.6 – Images du disque d'accrétion autour du trou noir supermassif de la galaxie M87 sur quatre jours. Les images révèlent un anneau brillant et asymétrique, indiquant que le bord inférieur se déplace vers l'observateur. Les images sont cohérentes entre elles sur plusieurs observations, mettant en évidence la stabilité de la source. Crédit : (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019a,b,c,d,e,f)

Formation des trous noirs Les trous noirs sont des objets physiques sans *échelle caractéristique*, ce qui signifie que d'un point de vue théorique il peut en exister de masses arbitrairement petites à arbitrairement grandes. Néanmoins, il est

nécessaire de former ces trous noirs, et les processus astrophysiques de formation de ces objets limitent la gamme de masses possibles.

Le processus menant à la formation des trous noirs de masse stellaire est assez bien connu ; ils résultent de l'effondrement gravitationnel d'étoiles massives ($M_\star \geq 25\ M_\odot$) en fin de vie.

Le processus menant à la formation des trous noirs supermassifs ($M_{BH} \geq 10^5\ M_\odot$) est moins certain. Deux visions s'opposent. La première suggère que ces trous noirs se forment par coalescence de trous noirs stellaires au cours de la vie d'une galaxie. Néanmoins, l'observation de quasars (et donc de trous noirs supermassifs) à grand *redshift* met à mal cette théorie et renforce la seconde. Celle-ci suppose que les trous noirs supermassifs se seraient formés directement à partir des fluctuations de densité de l'univers primordial ; la densité de l'univers à cette époque étant tellement importante que de petites perturbations suffisent à déclencher un effondrement gravitationnel massif.

Le disque d'accrétion

Comme expliqué plus haut, l'efficacité de la fusion nucléaire (0,7% de mc^2 transformé en rayonnement) ne peut suffire à expliquer la luminosité et la longévité des noyaux actifs de galaxie. L'énergie gravitationelle, extraite par accrétion autour d'un trou noir (efficacité maximale de 30 %), est la principale source d'énergie des noyaux actifs de galaxie. Notamment parce que le moment angulaire total est conservé, la matière alimentant le noyau actif au plus proche du trou noir va prendre une forme de disque, nommé disque d'accrétion.

Description physique des disques d'accrétion La matière orbitant autour du trou noir va perdre une partie de son moment cinétique par collisions, et tomber petit à petit dans son puits de potentiel. Plus elle va se rapprocher du centre, plus sa densité va augmenter. La turbulence du milieu va générer de la viscosité, échauffant la matière qui va émettre un rayonnement thermique.

Le modèle de Shakura et Sunyaev (Shakura and Sunyaev, 1973) décrit le disque d'accrétion comme une série d'anneaux en rotation quasi-keplérienne émettant un rayonnement thermique à des températures de plus en plus importantes au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'objet central. Elles peuvent atteindre $10^5\ K$ dans les cas les plus favorables (trou noir de Kerr en rotation maximale, avec orbite prograde). L'émission totale du disque est la somme des émissions thermiques de chaque anneau (voir figure 1.7). Elle est prédominante du visible jusqu'à l'UV, et peut être significative dans les X mous. Cette émission est la cause du *Big Blue Bump* observé dans les quasars.

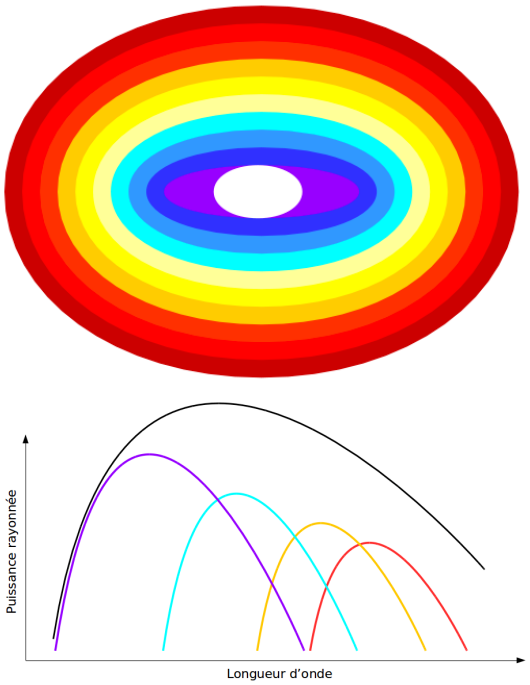


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'un disque d'accrétion et de son émission tels que décrits par Shakura et Sunyaev (Shakura and Sunyaev, 1973). La température augmente lorsque l'on se rapproche du centre, et le disque peut être assimilé à une succession d'anneaux concentriques de température croissante. L'émission totale du disque (en noir) est la somme des émissions thermiques de chaque anneau (en couleurs).

Observation des disques d'accrétion L'observation directe des disques d'accrétion est rendue difficile par leur très petite taille angulaire, de l'ordre de la micro-seconde d'angle au mieux. Mise à part l'observation directe du disque d'accrétion de M87 du projet projet EHT présentée en figure 1.6, il est nécessaire d'utiliser des techniques de mesures indirectes pour observer ces objets. Morgan et al. (2010) ont utilisé une combinaison de macro-lentilles et micro-lentilles gravitationnelles pour mesurer la taille angulaire de disques lointains. Leurs résultats sont présentés en figure 1.8 et mettent en évidence la faible taille de ces objets, estimée à ~ 20 fois le rayon de Schwarzchild du trou noir.

La couronne X

Le disque d'accrétion permet d'expliquer le rayonnement UV observé, mais ne permet pas d'expliquer l'important rayonnement X observé dans la quasi-totalité des NAG non-obscurcis. C'est pour expliquer cette luminosité X que la notion de *couronne X* a été proposée.

Cette couronne est située au dessus du disque, proche du trou noir, et est consi-

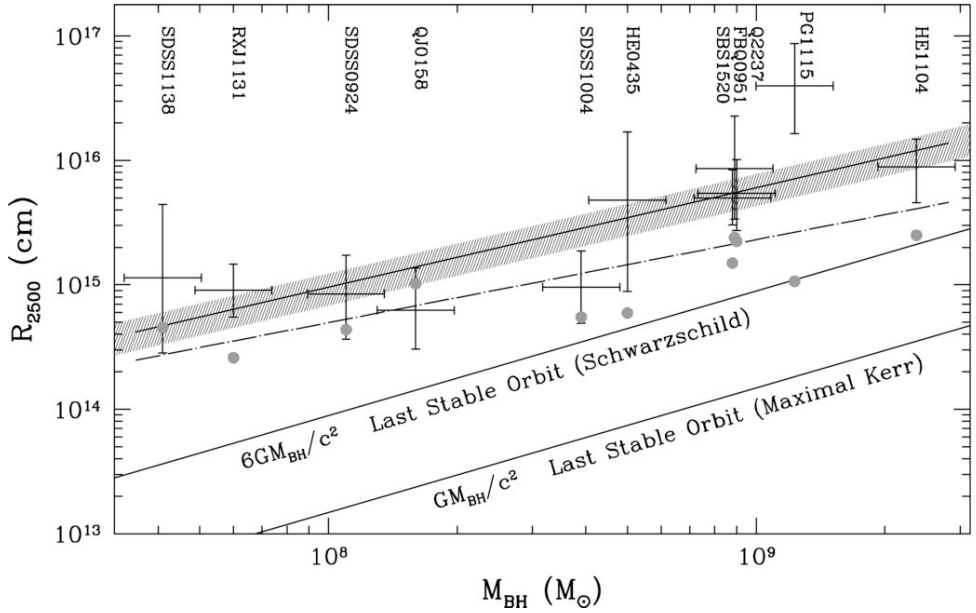


FIGURE 1.8 – Mesure de la taille de 11 disques d'accrétion par lentilles gravitationnelles, et comparaison avec la taille du trou noir central estimée à partir de sa masse.

tuée d'un plasma d'électrons très chaud qui va communiquer une partie de son énergie aux photons UV-visibles du disque d'accrétion par diffusion Compton inverse. Cette modélisation est confirmée par le spectre X des noyaux actifs de galaxie, qui est bien reproduit par une loi de puissance coupée exponentiellement. La loi de puissance est le profil attendu pour une diffusion Compton, et la coupure exponentielle révèle la température du plasma d'électrons (qui ne peuvent pas fournir plus d'énergie aux photons qu'ils n'en possèdent eux-mêmes). Il est ainsi possible de mesurer la température des électrons de cette couronne : de l'ordre de 100 keV, $\sim 10^9\ K$ (Molina et al., 2013).

L'ensemble *trou noir, disque d'acrétion, et couronne X* sera appelé *source centrale* pour la suite.

La Broad Line Region

L'une des caractéristiques incoutournables des NAG est la présence de raies d'émission très larges (jusqu'à $20{\times}10^3\ km.s^{-1}$) dans certains objets. L'absence de raies larges dans d'autres indique que cette émission provient d'une région compacte, proche du trou noir, qui peut être cachée par le *tore* pour des inclinaisons élevées. Cette région est communément appelée BLR, acronyme de l' anglais *Broad Line Region.*

L'absence de raies interdites larges indique que ce milieu est dense : au moins $10^8\ electrons.cm^{-3}$ sont nécessaires pour en expliquer l'absence. Ce gaz ionisé est probablement distribué sous la forme d'un grand nombre de nuages denses ($N_{nuages} \sim 10^7$ pour le cas typique de NGC 5548 (Peterson, 1993)) de petite taille ($R_{nuage} \sim$

10^{13} cm). Ces trois valeurs combinées donnent une estimation de la masse de gaz ionisé : environ une masse solaire. Néanmoins, le réservoir de gaz non-ionisé de la BLR est probablement nettement plus important, de l'ordre de $10^3 \sim 10^4$ $M_\odot$.

La taille de la BLR peut être mesurée à l'aide de cartographie par réverbération (*reverberation mapping* en anglais). Cette technique consiste à mesurer le délai entre une variation de luminosité UV-X et une variation de l'intensité des raies d'émission. En faisant l'hypothèse que ces raies sont photoionisées par le rayonnement central, ce délai donne une mesure de la taille de la BLR. Les études sur le sujet montrent que sa taille croit comme la racine carrée du flux ionisant ($R \propto L_{UV_X}^{0,5}$), supportant l'hypothèse d'une photoionisation centrale (Peterson et al., 2004) . Sa taille caractéristique va de la dizaine à la centaine de jours lumière.

Le tore

Le modèle unifié des noyaux actifs de galaxie (Antonucci, 1993) explique les différences entre les objets de type 1 et les objets de type 2 par la présence d'une structure obscurcissante. Optiquement épaisse des rayons X aux longueurs d'onde optiques, elle explique l'absence de raie d'émission large et de continuum UV-X dans les objets de type 2 par des considérations d'orientation de l'objet vis à vis de l'observateur.

La présence de cette structure est confirmée par l'observation de raies d'émission larges dans des objets de type 2 en lumière polarisée, interprétée comme la lumière de la BLR diffusée par le gaz environnant (Antonucci, 1993). Ces observations montrent que les objets de type 1 et les objets de type 2 ne sont pas intrinsèquement différents, mais qu'ils contiennent le même type de noyau, directement observable dans les type 1 et obscurcis dans les type 2. Les observations dans le domaine des rayons X mènent à des conclusions similaires : le continuum très faible et l'importante largeur équivalente de la raie K_α du fer à 6,4 keV des Seyfert 2 -comparés à ceux des Seyfert 1- ne peuvent être expliqués que par une importante absorption entre la source et l'observateur (Bassani et al., 1999). Ces mesures en rayons X permettent d'estimer la colonne de densité absorbante, qui est d'au moins $N_h = 10^{22}$ cm^{-2} pour les Seyfert 2, et qui dépasse $N_H = 10^{25}$ cm^{-2} dans les objets les plus obscurcis (Maiolino et al., 1998).

Il est probable que cette structure soit axisymétrique et grossièrement toroïdale, c'est pourquoi elle est communément appelée *tore*. Je présente ici deux indices observationnels appuyant cette vision. Premièrement, l'angle de polarisation mesuré indique que cette lumière diffusée provient d'une région alignée avec le jet (Antonucci and Miller, 1985). Une structure toroïdale est la manière la plus naturelle d'expliquer l'absence de lumière diffusée dans les deux directions orthogonales. Également, si l'on suppose que la structure a une forme toroïdale et que la région des raies étroites (NLR) est photoionisée par la source centrale, alors cette dernière devrait prendre une forme de bicône/sablier. Ceci est effectivement observé (voir figure 1.11).

Puisque la BLR est obscurcie et que la NLR ne l'est pas, nous savons que le *tore* est compris entre ces deux échelles spatiales, et que sa taille est de l'ordre du parsec ou de la dizaine de parsecs. Plus précisémment, son rayon interne est probablement fixé par la distance à laquelle la poussière est sublimée par le rayonnement central (Netzer, 2015), tandis qu'une limite extérieure naturelle est donnée par la distance à laquelle l'influence gravitationnelle de la masse centrale cesse de dominer.

L'utilisation du terme *tore* ne doit pas mener à l'idée que cette structure est un tore parfait (un *doughnut*) de densité uniforme. En réalité, il est probablement constitué de nombreuses structures d'échelles spatiales, de densités, de températures et de compositions très variables, appelées *clumps* (Nenkova et al., 2008a,b; Alonso-Herrero et al., 2011; Stalevski et al., 2012). De plus, ces structures ne sont vraisemblablement pas stationnaires, mais font plutôt partie intégrante de l'afflux de matière vers le disque d'accrétion central (voir figure 1.9, (Wada et al., 2016)).

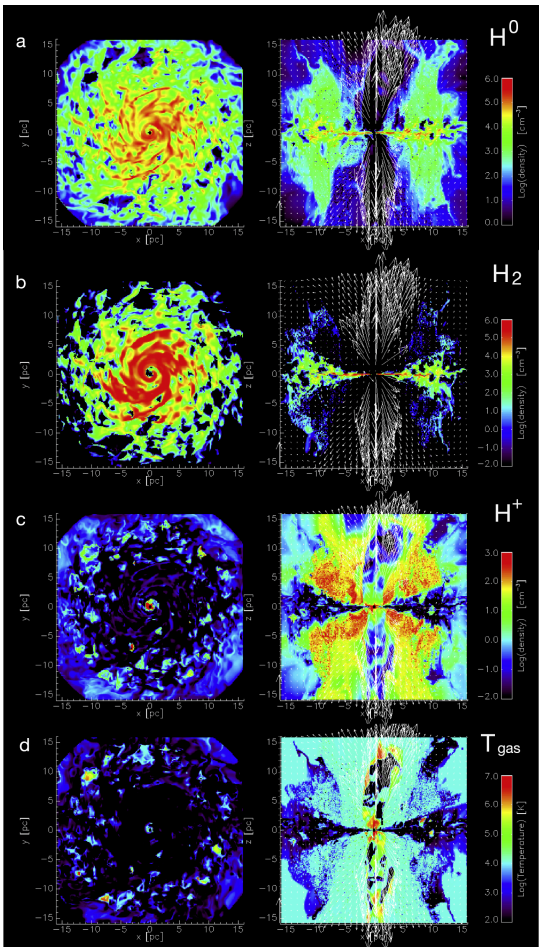


FIGURE 1.9 – Cartes de densité d'hydrogène (échelle de couleur) et de vitesse (flèches) d'une simulation hydrodynamique modélisant le flot de matière autour d'un trou noir supermassif. Cette simulation met en évidence le lien entre la structure obscurcissante, et le flux de matière sortant. Crédit : (Wada et al., 2016)

Jet et vent

Un des composants incontournable des noyaux actifs de galaxie est le flot de matière sortant (*outflow* en anglais) qui existe dans une large gamme d'énergie, du simple vent ionisé jusqu'au jet collimaté ultra-relativiste.

Jets relativistes Environ 10% des noyaux actifs de galaxie présentent une émission radio importante, associée à la présence de jets relativistes (Blandford et al., 2019). On distingue les deux principales catégories de jets en fonction de leur apparence radio : les jets de type FR I, dont la base est plus lumineuse que la partie étendue, et les jets de type FR II dont les lobes sont plus lumineux que la base (la figure 1.10 présente des images VLA de ces types de jet). Cette dénomination provient d'un article fondateur de Fanaroff et Ridley mettant en évidence cette dichotomie (Fanaroff and Riley, 1974). Les jets de type FR II sont nettement plus énergétiques que les FR I, et représentent à leur tour environ 10% de la population de jets.

Vents Néanmoins, la majorité des NAG ne possède que des vents plus lents (de 100 à 10×10^3 $km.s^{-1}$). Malgré des énergies mises en jeu moins importantes que pour les jets collimatés relativistes, ces vents peuvent être massifs et avoir un impact significatif sur la galaxie hôte, en chauffant son gaz, en en éjectant une partie, et éventuellement en stoppant la formation stellaire et l'accrétion sur le trou noir supermassif (Fabian, 2012).

La Narrow Line Region

L'observation de raies interdites étroites (relativement aux raies larges de la BLR) à la fois dans les objets de type 1 et dans les objets de type 2 indique qu'elles proviennent d'une région étendue non obscurcie par le tore. Sa taille caractéristique est de l'ordre du kiloparsec. Cette région, nommée *Narrow Line Region*, a une forme de bicône/sablier (voir figure 1.11). Cela conforte l'hypothèse d'une photionisation par la source centrale, bloquée dans certaines directions par la présence du tore. La présence de raies d'émission interdites nous indique que cette région est peu dense, sans quoi ions et atomes se recombineraient rapidement pour former des raies permises. La NLR est dynamique, et se confond dans certains cas avec la notion de vent évoquée précédemment.

1.1.3 D'une longueur d'onde à une autre

Les noyaux actifs de galaxie sont les objets les plus lumineux de l'Univers observable. Plus encore, cette affirmation est vraie sur pratiquement l'ensemble du spectre électromagnétique. La figure 1.12 représente schématiquement la distribution spec-

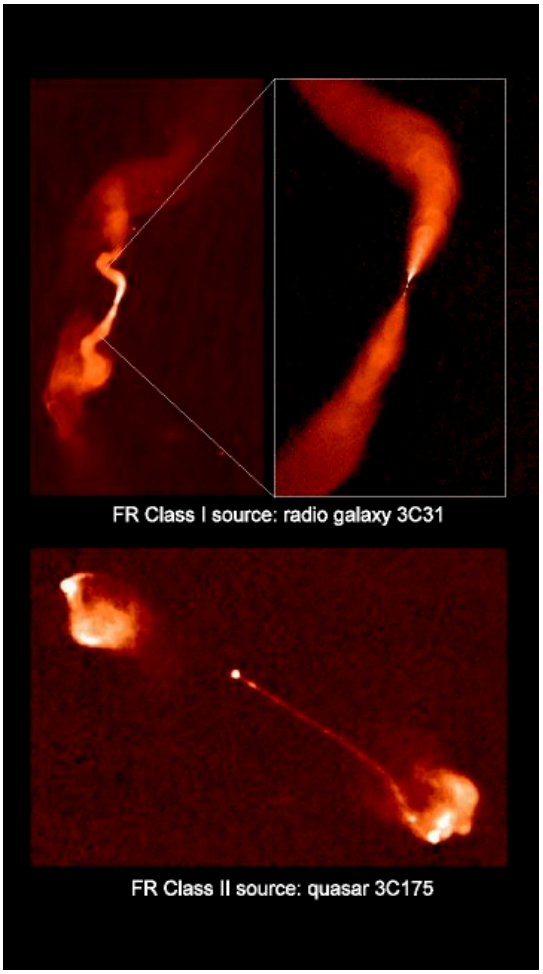


FIGURE 1.10 – Images VLA montrant un jet de la classe FR I (3C 31) et un jet de la classe FR II (3C175).

trale d'énergie d'un NAG, avec la contribution des divers composants aux différentes longueurs d'onde. Dans cette section, je détaille l'origine de l'émission des NAG dans les différents domaines spectraux, en faisant le lien avec ce qui a été vu précédemment et en explicitant les mécanismes d'émission supposés être à l'oeuvre.

Radio

Comme nous l'avons vu précédemment, les NAG peuvent être d'importantes sources radio. Dans le cas des objets *radio-loud*, cette émission radio est bien expliquée. Elle provient des jets dans lesquels les électrons sont hautement relativistes et baignent dans un champ magnétique. Ce faisant, ils spiralent autour des lignes de champ magnétique et rayonnent par effet synchrotron.

Dans le cas des NAG *radio-quiet*, l'origine de l'émission radio (bien plus faible) est moins claire, et pourrait provenir de différentes sources selon les objets, parmi

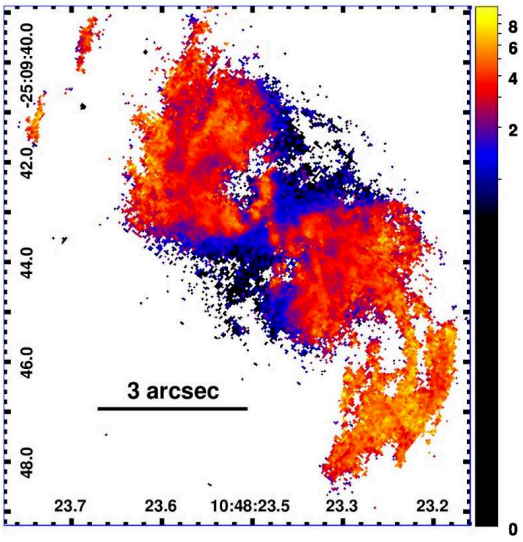


FIGURE 1.11 – Carte d'excitation ($[OIII]/H_\alpha$) de la Narrow Line Region de NGC 3383. La forme de bicône/sablier de cette région est ici évidente. Crédit : (Maksym et al., 2017)

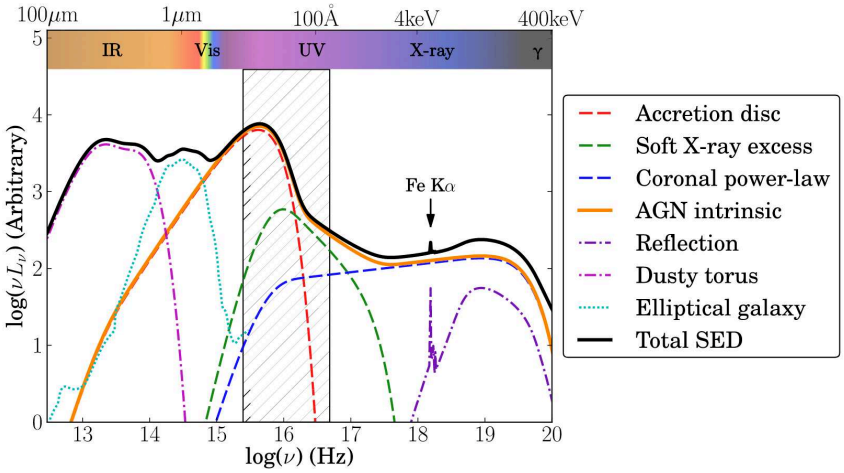


FIGURE 1.12 – Représentation schématique de la distribution spectrale d'énergie d'un noyau actif de galaxie de l'infrarouge aux rayons gamma, avec les principaux composants mis en évidence. Crédit : (Collinson et al., 2017)

lesquelles : la formation stellaire, les vents ou la couronne (effet synchrotron), ou bien du gaz photoionisé (émission *free-free*) (Panessa et al., 2019).

Infrarouge

L'émission infrarouge des NAG est largement dominée par le rayonnement thermique de la poussière, chauffée par la source optique-UV-X centrale dont elle absorbe les photons. Cette poussière est présente dans le plan équatorial du NAG sous la

forme d'un tore obscurcissant ainsi que dans les régions polaires. Cette émission est présente dans tous les types de NAG.

Aux plus courtes longueurs d'onde IR, l'émission est dominée par la poussière chaude la plus proche de la source centrale, avec une limite donnée par sa température de sublimation aux alentours de 1500 K. Aux plus grandes longueurs d'ondes, ce sont les parties les plus externes du tore de poussière -plus froides- qui dominent l'émission thermique.

Optique - UV

Le continuum optique/UV provient essentiellement de l'émission thermique du disque d'accrétion, chauffé par des phénomènes de viscosité turbulente. Puisque cette émission est absorbée par le tore de poussière dans le plan équatorial, ce rayonnement est principalement observé dans les objets de type 1.

Ce domaine spectral est également celui où sont observées la majorité des raies d'émission. Ces raies d'émission proviennent du milieu interstellaire photoionisé par la source centrale. Les raies étroites (permises et interdites) proviennent de la NLR, observée dans les objets de type 1 et 2. Les raies très larges (permises uniquement) proviennent de la région centrale BLR, plus dense et obscurcie par le tore. Elles ne sont observées que dans les objets de type 2.

X

Le mécanisme dominant dans les NAG pour l'émission de rayons X est la diffusion Compton inverse des photons UV-X du disque d'accrétion par les électrons très énergétiques de la couronne X qui le surplombe. Les électrons relativistes du jet peuvent également, dans une moindre mesure, émettre un rayonnement X.

Enfin, les parties les plus chaudes du disque d'accrétion peuvent être responsables d'une émission X. Néanmoins cette contribution se limite à la partie la moins énergétique du domaine X, et est faible comparée aux deux phénomènes précédents.

Rayonnement gamma

Un rayonnement gamma est observé dans les NAG les plus énergétiques qui possèdent des jets. L'origine exacte de cette émission est encore débattue. Deux mécanismes sont proposés, tous les deux ayant lieu dans les jets relativistes. Le premier est une diffusion Compton inverse des électrons hautement relativistes sur leur propre émission synchrotron. Le second est une émission synchrotron directement émise par des protons relativistes.

1.2 Le noyau actif de NGC 1068

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire porte sur l'étude d'un noyau actif de galaxie spécifique, celui de NGC 1068.

Ce noyau actif est l'un des plus proches de la Voie Lactée. Situé à une distance 14,4 Mpc (Bland-Hawthorn et al., 1997), l'échelle locale de distance est de 70 $pc/"$ (conventions qui seront conservées pour le reste du document). Cette proximité, couplée à certains avantages observationnels (luminosité importante, pas d'avant plan gênant, disque galactique de NGC 1068 vu par la face) en fait une cible de choix pour l'étude des NAG et a déjà mené à une multitude d'observations et de publications [1].

Son importance est notamment historique, puisque comme nous l'avons vu, NGC 1068 était l'une des premières galaxies actives observées par Seyfert, et son noyau est de fait le standard du type Seyfert 2 (Seyfert, 1943). C'est également suite à l'observation de son spectre polarisé que l'existence d'un tore de poussière, et plus généralement le modèle unifié des NAG, ont été proposés (Antonucci and Miller, 1985; Antonucci, 1993).

NGC 1068 possède une luminosité particulièrement importante dans l'infrarouge, avec une magnitude $L \sim 5$ Glass (1995), qui est la signature du tore de poussière chauffé en son cœur par le disque d'accrétion.

Il s'agit d'un objet complexe, où cohabitent de nombreuses structures et des conditions physiques variées. Des grandes échelles aux petites échelles, je présente dans les pages suivantes une description observationnelle des composants les plus remarquables et les plus pertinents pour l'étude à venir : les populations stellaires, le cone de gaz ionisé, le tore de poussière et ses sous-structures. J'ai séparé ces descriptions en trois sous-sections, selon les échelles spatiales considérées.

1.2.1 Les structures à grandes échelles ($>$ 100 pc)

Région de gaz ionisé, vent, jet

La région de gaz ionisé émettrice de raies étroites (la NLR) est la plus grande structure du noyau de NGC 1068. À sa périphérie, le vent de gaz rencontre une région plus dense de milieu interstellaire, ralentit à la vitesse systémique de la galaxie et se confond avec celle-ci.

La NLR de NGC 1068, d'abord observée dans les domaines optique et UV (Macchetto et al., 1994; Kraemer and Crenshaw, 2000; Cecil et al., 2002) puis dans l'infrarouge (Davies et al., 2007; Martins et al., 2010; Exposito et al., 2011; Riffel et al., 2014; Gratadour et al., 2015), est bien connue. Ces observations ont révélé sa forme de *sablier* orienté nord-est/sud-ouest (voir figure 1.14), et un mouvement du gaz, décalé

1. À la date de rédaction de ce document, 5014 articles mentionnant l'objet sont répertoriés sur *https ://ui.adsabs.harvard.edu/*, dont 765 dans le titre

vers le bleu dans la région nord-est et vers le rouge dans la région sud-ouest. Cette dynamique est interprétée comme un *outflow* expulsé par le noyau dans un bicone (voir figure 1.13 Das et al., 2006; Poncelet et al., 2008). Ces deux dernières études donnent une estimation de l'inclinaison du bicône : le pôle nord est dirigé l'observateur, avec $i_{PN} = 5°$ pour (Das et al., 2006) et $i_{PN} = 10°$ pour (Poncelet et al., 2008).

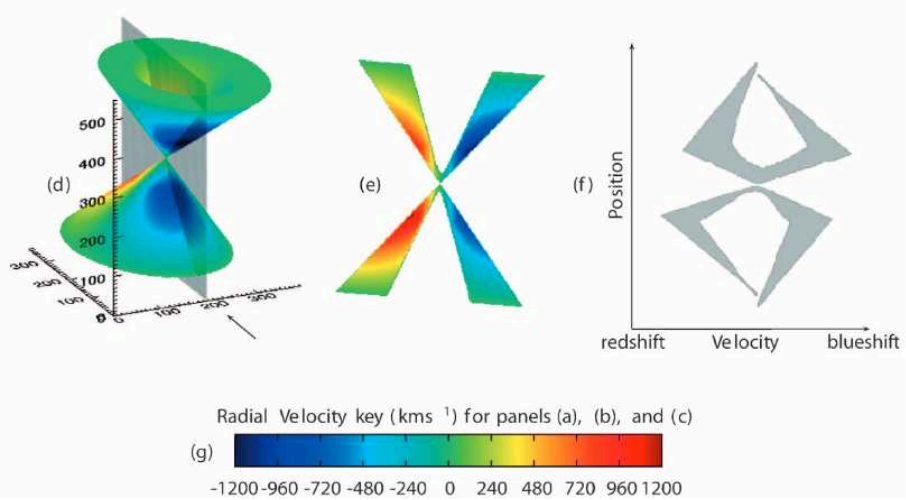


FIGURE 1.13 – Modèle dynamique de la *NLR* de NGC 1068. (d) Représentation tridimensionnelle de la structure, avec un flèche indiquant la ligne de visée. (e) Profil de vitesse dans le plan indiqué en gris dans la figure (d). (f) Diagramme vitesse-position correspondant. Crédit : (Das et al., 2006)

Deux mécanismes d'ionisation sont invoqués pour expliquer le comportement des raies d'émission observées : de la photoionisation par le rayonnement UV-X du disque d'accrétion central (Kraemer and Crenshaw, 2000; Hashimoto et al., 2011), et une ionisation résultant des chocs causés par l'interaction du jet avec le milieu (Dopita and Sutherland, 1996; Kraemer and Crenshaw, 2000; Exposito et al., 2011). Dans une moindre mesure, le rayonnement provenant d'étoiles jeunes a également été mentionné comme une source possible d'ionisation du milieu (Nazarova, 1996; Exposito et al., 2011).

La population stellaire

Comme observé par Origlia et al. (1993), une population stellaire siège autour du noyau de NGC 1068 et contribue significativement à son flux, au moins dans la bande H ($\sim 70\%$ du flux).

Des études plus récentes dans l'infrarouge proche (Davies et al., 2007; Martins et al., 2010; Storchi-Bergmann et al., 2012) ont permis de caractériser cette population stellaire plus en détail, grâce notamment à une meilleure résolution spatiale et des capacités de spectroscopie. Elles mettent en évidence la présence d'un amas central,

résolu, avec une taille de l'ordre de la centaine de parsec, superposé à une contribution plus diffuse. Ces études soulignent la présence d'indices de formation stellaire récente à la fois dans l'amas et dans sa périphérie.

Plus récemment encore, Rouan et al. (2019) ont observé cet amas central à haute résolution angulaire à l'aide de l'instrument SPHERE en mode imagerie dans les bandes H et K. En étudiant la luminosité de l'amas, son rayon et son profil radial, les auteurs montrent qu'ils sont similaires à ceux de galaxies infrarouge lumineuses et ultra-lumineuses (i.e. LIRGs et ULIRGs), et suggèrent qu'il pourrait résulter d'un épisode de formation stellaire récente.

Ces différentes études sont présentées et discutées plus en détail dans le chapitre 2, où leurs résultats seront comparés à ceux obtenus à partir de l'étude spectroscopique SPHERE.

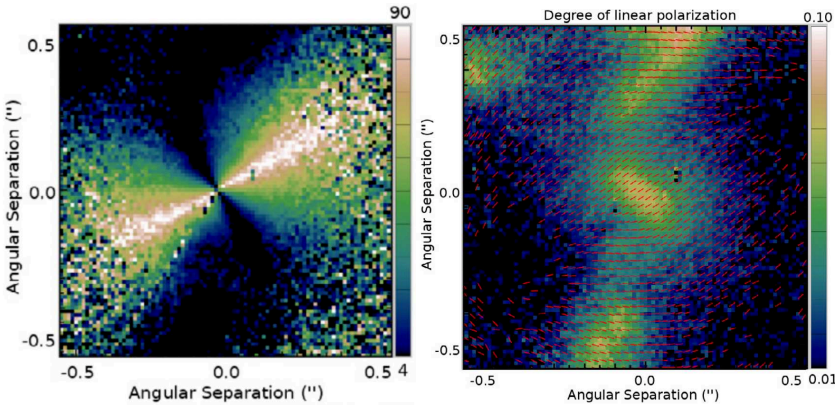
1.2.2 Le tore étendu, autour de 10 pc

L'utilisation de systèmes d'optique adaptative dans l'infrarouge et d'interférométrie millimétrique ont permis de résoudre partiellement le tore de poussière et son environnement immédiat. Par opposition à la région interne du tore qui sera mentionnée plus tard, j'appellerai pour la suite du manuscrit cette région le *tore étendu*.

Imagerie polarimétrique

Les parties les plus externes du tore de poussière sont froides et donc peu lumineuses dans l'infrarouge. Des observations classiques d'imagerie, même à haute résolution angulaire (voir Rouan et al. (2019)), ne permettent donc pas de l'observer. Néanmoins, en utilisant des techniques d'imagerie polarimétrique, Gratadour et al. (2015) ont pu identifier une région allongée de 27×15 *pc* (voir figure 1.14a) où les photons semblent subir des diffusions multiples, ce qui est interprété comme étant la signature d'un tore étendu observé par la tranche, avec un angle de position $PA = 118°$ (défini comme la différence entre l'orientation du grand axe de la structure avec la direction Nord, compté positivement vers l'est, convention qui sera conservée pour la suite du manuscrit sauf mention contraire).

Notons que cette observation a également mis en évidence une seconde structure hautement polarisée, appelée *ridge* par les auteurs et orientée très différemment de la première avec $PA = 56°$ (voir figure 1.14b). Son origine n'est pas connue avec certitude, mais les auteurs suggèrent qu'elle pourrait résulter de l'absorption dichroïque par la poussière du milieu.



(a) (b)

FIGURE 1.14 – (a) Différence entre l'angle de polarisation observé et une polarisation centro symmétrique. Les régions claires indiquent une différence importante, qui traduit des diffusions multiples, signatures du tore étendu de poussière. (a) Degré de polarisation observé autour du noyau. Crédit : Gratadour et al. (2015)

Le voisinage du tore

Les observations à haute résolution angulaire dans l'infrarouge proche et moyen ont révélé la complexité de cette région ainsi que la présence de différentes sous-structures à proximité de la source infrarouge principale (en particulier dans la région nord à une distance comprise entre 4 pc et 20 pc du coeur), appelées nodules par les auteurs (Gratadour et al., 2003, 2006; Exposito et al., 2011).

D'après des mesures de photométrie, ces structures ont des températures comprises entre 300 K et 400 K (Gratadour et al., 2006). Une étude spectroscopique dans la bande K (Exposito et al., 2011) a mis en évidence la présence de raies à fort niveau d'ionisation, appelées raies *coronales*, dont l'intensité ne peut pas être expliquée par une photoionisation classique de la source centrale. Les auteurs suggèrent deux explications : que l'émission résulte de l'interaction avec le jet, ou bien que ces nodules soient des super amas d'étoiles.

Le tore moléculaire

À l'échelle spatiale juste inférieure, Gallimore et al. (2016); García-Burillo et al. (2016) ont pu mettre en évidence grâce à des observations ALMA un disque de gaz, associé au tore moléculaire. De dimensions $\sim 7 \times 10$ pc, orientée selon $PA = 112°$ et de masse $M_{gaz} = (1 \pm 0{,}3) \times 10^5$ M_{odot}, cette structure se révèle complexe aussi bien par sa géométrie que par sa dynamique.

Sa distribution de flux est asymétrique, avec l'extrémité sud-est significativement plus lumineuse. Plus surprenant, l'utilisation du modèle de tore CLUMPY (Nenkova et al., 2008c) pour reproduire la SED indique une inclinaison de 34°. Quand restreint

à des valeurs de i supérieures à 60°, ce modèle indique une inclinaison de 66° pour le disque. Dans une première étude de García-Burillo et al. (2016), l'analyse du décalage Doppler des raies d'émission de CO semble indiquer un axe dynamique orienté avec $PA = 180°$, i.e. un axe nord-sud, avec la région nord décalée vers le bleu et la région sud décalée vers le rouge. Néanmoins, des publications récentes utilisant une raie de HCN suggèrent une rotation Keplerienne alignée avec la distribution d'intensité ($PA \sim 100 - 110°$, voir figure 1.15 Imanishi et al., 2018; Impellizzeri et al., 2019). Cette dernière étude montre également que le milieu est hautement inhomogène et que la région ouest est très turbulente.

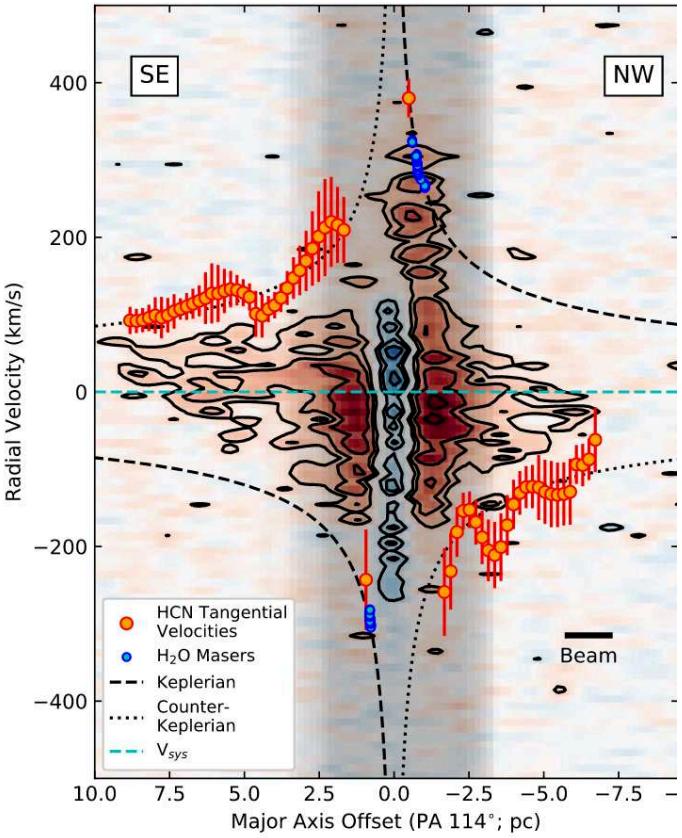


FIGURE 1.15 – Diagramme vitesse-position de la raie HCN ($J = 3 \rightarrow 2$) le long de $PA = 114°$. La vitesse de la raie est indiquée par les disques jaunes et rouge, et, à titre de comparaison, la vitesse des spots masers H_2O de Greenhill and Gwinn (1997) avec $PA = 131°$, corrigée de l'inclinaison du tore mesurée avec ALMA, est représentée en bleu. Le meilleur modèle pour la rotation Keplerienne des masers est indiquée en pointillés. La même rotation Keplerienne, mais dans le sens opposé, est représentée en tirets. Crédit : (Gallimore et al., 2004)

1.2.3 Le noyau à l'échelle du parsec

Seules des techniques interférométriques permettent d'observer les structures aux échelles spatiales encore inférieures. Je résume ici les conclusions des travaux obtenus à partir de données ALMA, MIDI et VLBA sur la nature du noyau de NGC 1068 à l'échelle du parsec.

Le disque en contre rotation (ALMA)

Des travaux récents basés sur des observations ALMA ont permis de repousser les limites de résolution angulaire de l'instrument et d'observer un disque en contre-rotation aux plus petites échelles spatiales observées (voir figure 1.15 Imanishi et al., 2018; Impellizzeri et al., 2019).

Ce disque, appelé CRD par les auteurs (*Counter-Rotation Disk*), est compris dans un rayon de $r \sim 1{,}2\ pc$, et semble être en rotation dans le sens inverse du tore moléculaire dans lequel il est intriqué. Ce dernier serait donc en réalité un anneau, compris entre des rayon internes et externes de 1,2 pc et 7 pc.

La présence de ce disque en contre-rotation (par rapport au disque externe, mais pas par rapport au disque maser que nous allons voir plus tard) est hautement surprenante, et sera discutée plus en détail avec les résultats de l'analyse sur les données GRAVITY dans la section 3.

MIDI

À des échelles spatiales similaires, des informations sur la poussière tiède ont été obtenues dans l'infrarouge grâce à l'instrument MIDI, qui tout comme GRAVITY qui sera utilisé dans cette étude, est un instrument du VLTI. De nombreuses études ont été publiées sur ce jeu de données (Jaffe et al., 2004; Weigelt et al., 2004; Poncelet et al., 2006; Raban et al., 2009; Burtscher et al., 2013; López-Gonzaga et al., 2014a). Puisqu'elles sont dans l'ensemble cohérentes dans leur description de l'émission infrarouge du cœur de poussière, je ne les décris pas individuellement. Elles s'accordent pour décrire la source centrale comme une structure de $\sim 1{,}4\ pc \times 0{,}5\ pc$, orientée avec un angle $PA \sim 130 - 135°$. Les températures de poussières sont estimées entre 220 K et 370 K par (Poncelet et al., 2006) et entre 600 K et 800 K par Raban et al. (2009); López-Gonzaga et al. (2014a).

Ces deux dernières étude mettent également en évidence la présence et la contribution significative au flux d'une extension polaire de poussière, plus étendue et diffuse (entre 4 pc et 14 pc), plus froide ($T \sim 300K$), qui pourrait provenir de la paroi interne du cône d'ionisation (i.e. de la Narrow Line Region). Une image de ces structures observées avec MIDI est présentée dans la figure 1.16.

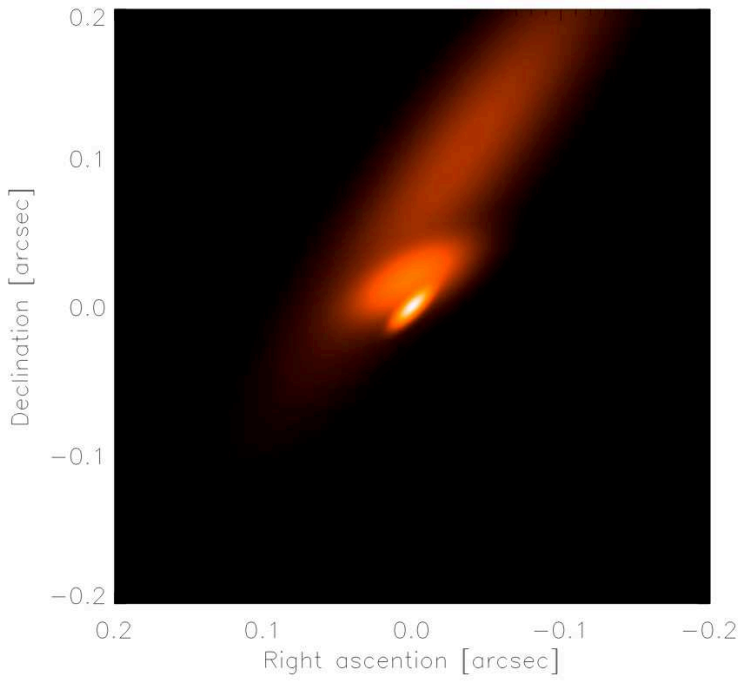


FIGURE 1.16 – Image possible du noyau de NGC 1068 déduite des observations MIDI. La taille et l'orientation des différentes structures est bien contrainte, mais leurs positions relatives sont incertaines à cause du manque d'information de phase. Crédit : (López-Gonzaga et al., 2014a)

VLBA : masers et continuum

Enfin, la plus haute résolution angulaire a été atteinte grâce à de l'interférométrie radio longue base avec le VLBA, qui permet de mettre en évidence une source d'émission, continue spectralement et résolue spatialement, à l'emplacement du noyau (Gallimore et al., 1996, 2001, 2004), ainsi qu'une série de spots maser (Greenhill et al., 1996; Greenhill and Gwinn, 1997; Gallimore et al., 2001).

La source continue, nommée S1 à ces longueurs d'onde, est résolue sous la forme d'une structure allongée de dimension $\sim 0{,}4\ pc \times 0{,}8\ pc$ avec un grand axe orienté selon $PA \sim 110°$. Une analyse détaillée du spectre de cette source dans Gallimore et al. (2004) parvient à la conclusion que les photons détectés proviennent de l'émission *free-free* d'un gaz chauffé à très haute température par la source centrale. Cette conclusion permet d'estimer une luminosité minimum pour la source UV-X centrale : $L_{UV-X} \geq 7 \times 10^{37}\ W$.

La détection des spots maser H_2O permet d'obtenir des informations très fiables et précises sur la géométrie et la cinématique du milieu émetteur. En effet, l'émission maser est un faisceau amplifié et collimaté dont les conditions d'apparition sont strictes. En particulier, le milieu émetteur doit être en mouvement cohérent dans la

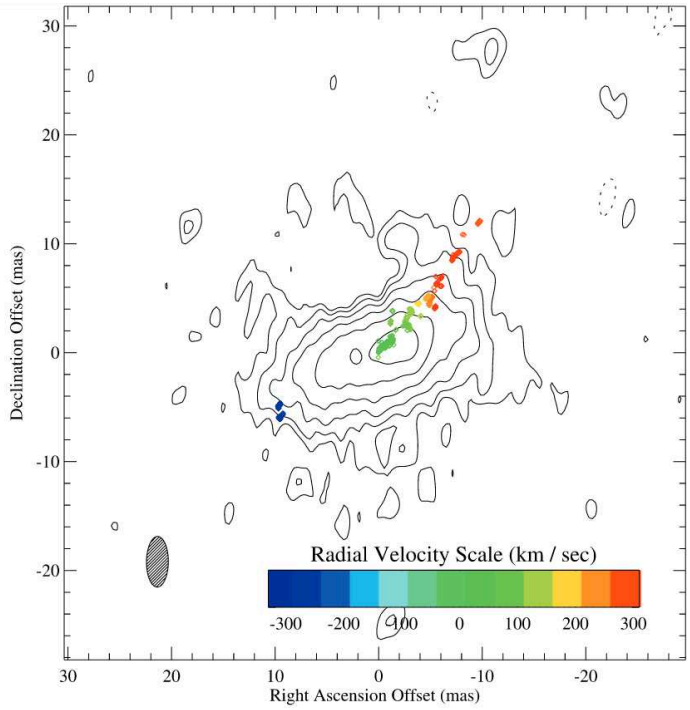


FIGURE 1.17 – Position des *spots* maser par rapport à une image VLBA à 5 GHz de la source S1, avec la vitesse mesurée des maser codée en couleur. Crédit : (Gallimore et al., 2004)

direction de l'observateur et être stimulé par une source de rayonnement intense. Les spots masers, distribués sur une ligne orientée selon $PA \sim 135°$ sont observés jusqu'à une distance de 1,1 *pc*, et l'analyse de leur profil de vitesse indique qu'ils proviennent d'un disque de rayon interne 0,6 *pc* et de rayon externe 1,1 *pc*, vu par la tranche (Greenhill and Gwinn, 1997), dont le sens de rotation est compatible avec le disque interne observé par ALMA (voir figure 1.15). Il semble donc que ce disque soit contenu dans le disque externe observé avec ALMA et ceinture lui-même le nuage de gaz à l'origine de l'émission S1. Il se confond possiblement avec le disque moléculaire interne en contre-rotation. La figure 1.17 montre la répartition des spots masers ainsi qu'une image de S1.

Chapitre 2

Étude spectroscopique du noyau de NGC 1068 avec SPHERE/VLT

C'est dans la tempête que l'on reconnaît le marin

Proverbe marin

2.1 L'instrument SPHERE

La première partie de cette étude du noyau de NGC 1068 est basée sur une série d'observations spectroscopiques obtenues avec l'instrument SPHERE du VLT. Le traitement des données présenté dans la section 2.2 et de manière plus générale l'analyse présentée dans ce chapitre sont intimement liés au fonctionnement de cet instrument. Je débute donc ce chapitre par une courte présentation de l'instrument, globale dans un premier temps, puis centrée sur les sous-systèmes utilisés pour l'observation dans un second temps.

2.1.1 Vue d'ensemble

SPHERE est un ensemble de trois sous instruments scientifiques, alimentés par système d'optique adaptative extrême commun, qui offrent des possibilités de coronographie, d'imagerie polarimétrique et de spectroscopie dans le domaine optique et infrarouge proche (Beuzit et al., 2019). Cette combinaison de techniques observationnelles, articulées autour la haute résolution angulaire et du haut contraste, prend tout son sens à la lumière de l'objectif scientifique principal de l'instrument : la caractérisation des planètes extra-solaires, des disques protoplanétaires et des disques de débris.

Installé au foyer Nasmyth du télescope Melipa du Very Large Telescope de l'ESO (également appelé plus sobrement UT3), l'instrument SPHERE comporte un chemin optique commun aux trois sous systèmes appelés CPI (Common Path and Infrastructure), qui reçoit directement la lumière au foyer du télescope, et dont le rôle premier est de fournir un faisceau lumineux stable et corrigé des perturbations atmosphériques. Ses principaux composants sont, par ordre d'apparition sur le chemin optique (voir figure 2.1) : un miroir *tip-tilt* pupille, un dérotateur, un mirroir *tip-tilt* image, un miroir déformable à hauts ordres. La lumière est ensuite séparée en deux faisceaux, l'un comprenant les photons infrarouge, l'autre les photons visibles. Ce dernier est lui-même séparé en deux nouveaux faisceaux, l'un pouvant alimenter le sous-instrument scientifique ZIMPOL, le second alimentant l'analyseur de surface d'onde du système d'optique adaptative. Le faisceau infrarouge est quant à lui dirigé vers l'un des deux autres instruments, IRDIS ou IFS.

ZIMPOL (Zurich IMaging POLarimeter) est l'instrument dédié aux observations visibles. Il permet de réaliser des observations en imagerie simple ou en imagerie différentielle polarimétrique (DPI) avec une résolution angulaire inférieure à 30 mas (limite de diffraction pour $\lambda = 600\ nm$) sur un champ de vue de 3,5" $\times$ 3,5" (Schmid et al., 2018). IRDIS et IFS sont dédiés aux observations infrarouge. IFS (Claudi et al., 2008) est un spectrographe intégral de champ qui peut fournir des cubes d'image monochromatiques dans deux domaines spectraux : $0{,}95 - 1{,}35\ \mu m$ avec $R \sim 50$, ou

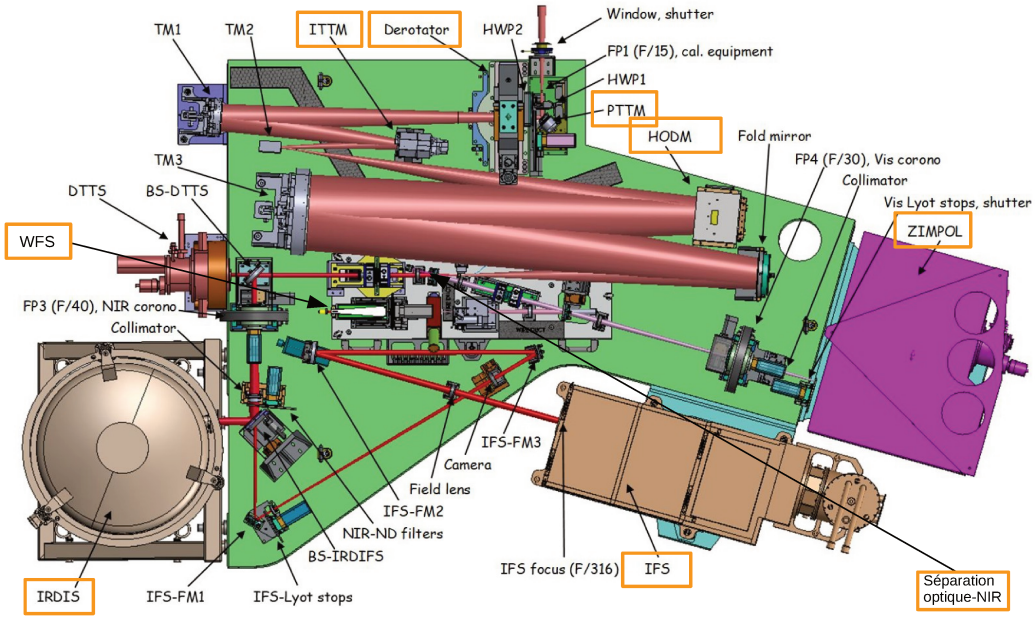


FIGURE 2.1 – Vue 3D du banc optique de SPHERE, avec la plupart des composants optiques indiqués. Ceux mentionnés directement dans ce manuscrit sont encadrés en orange : le mirroir *tip-tilt* pupille (PPTM), le dérotateur, le mirroir *tip-tilt* image (ITTM), le miroir déformable à hauts ordres (HODM), le point de séparation entre les photons optique et infrarouge, l'analyseur de front d'onde, et les trois sous-instruments ZIMPOL, IFS et IRDIS. Crédit : l'image originale provient de Beuzit et al. (2019). Les légendes *WFS* et *Séparation optique-NIR* et les cadres orange ne sont pas présents dans l'image originale.

$0{,}95 - 1{,}65\ \mu m$ avec $R \sim 30$. Enfin, IRDIS permet des observations en imagerie classique, imagerie double-bande, imagerie différentielle polarimétrique dans les bandes Y, J, H et K, ou des observations de spectroscopie longue-fente sur ce même domaine spectral (Dohlen et al., 2008). Ce dernier sous-instrument, qui est utilisé pour l'observation présentée dans cette thèse, sera détaillé plus en profondeur dans les pages suivantes, après une courte présentation du système d'optique adaptative de SPHERE.

2.1.2 SAXO, l'optique adaptative de SPHERE

SPHERE repose donc sur un système d'optique adaptative commun à IRDIS, IFS et ZIMPOL, nommé SAXO (Fusco et al., 2006). L'optique adaptative est le nom donné à un ensemble de techniques instrumentales permettant de mesurer et de compenser les aberrations induites par l'atmosphère terrestre sur le faisceau lumineux.

Les variations locales de température de l'atmosphère se traduisent d"un point de vue optique par des variations de l'indice de réfraction du milieu. Intégrées sur l'ensemble du parcours de la lumière dans l'atmosphère, ces variations introduisent

des avances et retards de phase (variables au cours du temps) sur le front d'onde. Stable et plan avant de traverser l'atmosphère, ce front d'onde se retrouve irrégulier et variable à l'entrée du télescope. Ces irrégularités se traduisent dans le plan focal du télescope par une dégradation de la fonction d'étalement de point (FEP, PSF en anglais pour *Point Spread Function*) de l'instrument. Cette dernière, qui correspond dans un cas idéal à la transformée de Fourier de la pupille du télescope (i.e. une tâche d'Airy avec un premier anneau sombre à $1{,}22\frac{\lambda}{D}$ dans le cas d'une pupille circulaire), voit son flux réparti dans une région nettement plus grande sous la forme de tavelures (*speckles* en anglais) qui varient sur des échelles de temps bien inférieures à la seconde. Lors d'une exposition plus longue, ces tavelures se moyennent et forment une FEP bien plus large que celle du cas idéal, limité par la diffraction du miroir primaire. La largeur à mi-hauteur de cette FEP, appelée *seeing*, est un estimateur couramment utilisé pour mesurer la qualité astronomique du ciel. À titre d'exemple, le *seeing* moyen à Paranal (excellent site astronomique) est compris entre 0,7" et 1,1" à 500 nm, tandis que la largeur à mi-hauteur de la tâche d'Airy d'un télescope de 8 mètres de diamètre à cette même longueur d'onde est de 0.013".

Un système d'optique adaptative doit donc mesurer les différences de marche induits en chaque point de la pupille afin de les corriger. Pour SPHERE, le choix a été fait d'utiliser un analyseur de plan pupille de type Shack-Hartmann, qui mesure les pentes locales du front d'onde en séparant la pupille en sous-pupilles à l'aide d'un réseau de micro-lentilles. La position de l'image d'une étoile guide dans chaque sous-pupille donne une mesure de la pente locale du front d'onde. À partir de l'ensemble des pentes mesurées dans les sous-pupilles, il est possible de reconstruire le front d'onde incident. La figure 2.2 présente un schéma de principe d'un analyseur de type Sack-Hartmann. Dans le cas de SPHERE, l'analyseur fonctionne dans le visible, de 450 à 950 nm et possède 40×40 sous-pupilles.

Une fois le front d'onde mesuré, le système d'optique adaptative doit introduire des différences de marche inverses dans le chemin optique du faisceau afin de compenser les différences de marche mesurées. Comme pour la grande majorité des système d'optique adaptative, SAXO utilise à cette fin un miroir déformable positionné dans un plan pupille. La surface de ce miroir peut-être déformée par le biais d'actionneurs piezo-électriques commandés électroniquement à haute fréquence. En pratique, un miroir dit *tip-tilt* corrige le premier ordre des déformations, tandis que le miroir déformable à hauts ordres (41×41 actionneurs) corrige les déformations d'ordres supérieurs.

Enfin, puisque l'atmosphère est dynamique, les perturbations du front d'onde évoluent au cours du temps sur une échelle de temporelle de quelques millisecondes, appelée temps de cohérence de l'atmosphère. Les mesures et corrections du front d'onde doivent donc être réalisées en temps réel. SAXO fonctionne comme une boucle de ré-

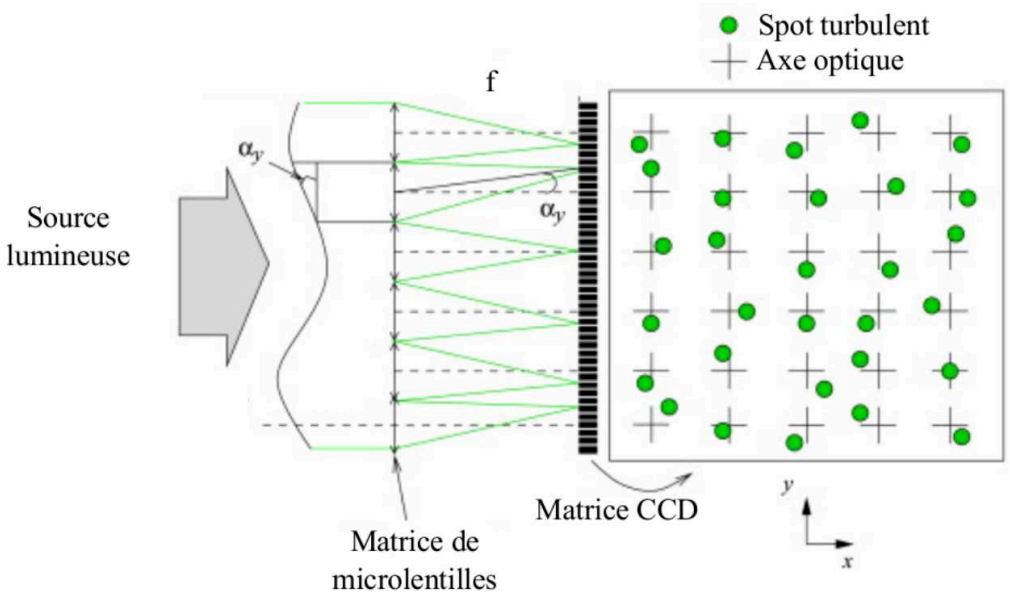


FIGURE 2.2 – Schéma de principe d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann. La matrice de microlentilles discrétise le front d'onde en sous-pupilles, et produit pour chacune d'entre elles une image de la source de référence, en mouvement par rapport à la position d'origine mesurée pour un front d'onde plan. La position de chaque image donne une mesure de la pente locale du front d'onde. Crédit : (Vievard, 2017)

troaction, où les mesures du front d'onde sont réalisées après une première correction par le miroir déformable (voir figure 2.3). SAXO possède une fréquence maximale de 1,2 kHz.

Avec son analyseur de front d'onde 40×40 sous-pupilles, son miroir déformable à hauts ordres et sa fréquence de 1,2 kHz, SAXO fait partie des systèmes d'optique adaptative les plus performants en service. La qualité d'une correction d'optique adaptative peut se mesurer grâce au rapport de Strehl, qui compare l'intensité maximale de la FEP obtenue à celle de la FEP idéale du système. Les performances garanties de SPHERE, qui dépendent de la magnitude de la source et de l'état de l'atmosphère sont présentées dans figure 2.4. Le système permet d'atteindre des rapports de Strehl supérieurs à 50% dans la bande H pour toute source de magnitude $R < 11$ observée avec un seeing $<$ 1,2".

2.1.3 IRDIS

Le chemin optique commun fournit donc aux trois instruments un faisceau stable, corrigé autant que possible des perturbations atmosphériques. Dans le cas de IRDIS (Dohlen et al., 2008), qui est maintenu à des températures cryogéniques, ce faisceau stabilisé peut franchir jusqu'à quatre éléments optiques (selon le mode utlisé) avant

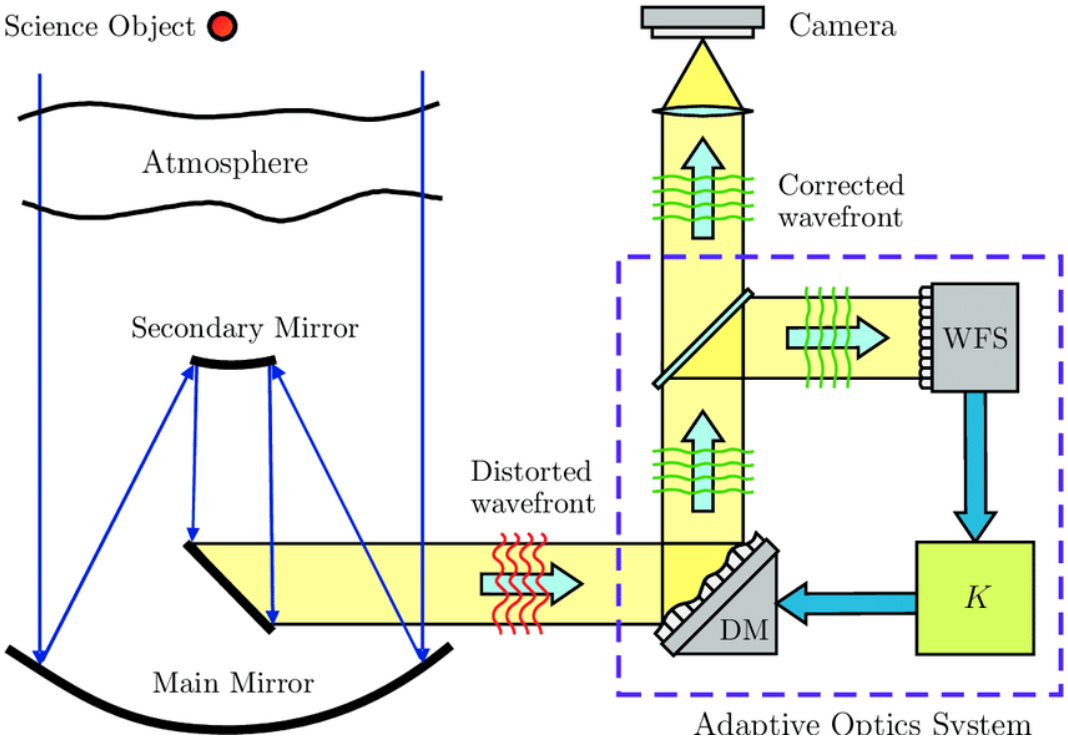


FIGURE 2.3 – Schéma de principe d'un système d'optique adaptative. Le front d'onde arrive déformé à cause des perturbations atmosphériques, est corrigé par le miroir déformable (DM), puis séparé en deux faisceaux. Le premier est dirigé vers le détecteur scientifique, tandis que le second est redirigé vers l'analyseur de front d'onde(WFS). Les informations sont ensuite transmises au calculateur en temps réel, qui envoie les commandes au miroir déformable. Crédit : (Lessard, 2011)

NGS mag / Seeing	Seeing < 0.8"	Seeing 0.8" - 1.2"	Seeing > 1.2"
R = 0 - 9 mag	Good	Median	Poor
R = 9 - 11 mag	Median	Median	Poor
R > 11 mag	Poor	Poor	Poor

FIGURE 2.4 – Performance garanties de l'optique adaptative de SPHERE en fonction du seeing et de la magnitude R de la source. Une performance *Good* correspond à des rapports de Strehl dans la bande H $SR_H > 75\%$ et dans la bande R $SR_R > 20\%$, une performance *Medium* correspond à $50 < SR_H < 75\%$ et $5 < SR_R < 20\%$, et enfin une performance *Poor* correspond à $SR_H < 50\%$ et $SR_R < 5\%$. Crédit : Site web de l'ESO, *SPHERE overview*

d'atteindre le capteur CCD (voir figure 2.5). Une première roue permet de choisir un filtre parmi des filtres à bandes passantes étroites ou larges (Y, J, H ou Ks) pour l'imagerie, ou bandes très larges (YJH, ou YJHKs) pour la spectroscopie. Une

seconde roue permet de faire le choix du coronographe, ou le choix de la fente pour une observation spectroscopique. Dans ce cas, le coronographe est solidaire de la fente, et il est possible de choisir entre l'utilisation d'un prisme ou d'un grisme selon la résolution et le domaine spectral souhaités. Le faisceau lumineux est ensuite séparé en deux, à l'aide d'un séparateur de faisceaux. Une dernière roue permet d'utiliser des filtres doubles, soit pour effectuer de l'imagerie double bande (un filtre par faisceau), soit pour réaliser des observations polarimétriques.

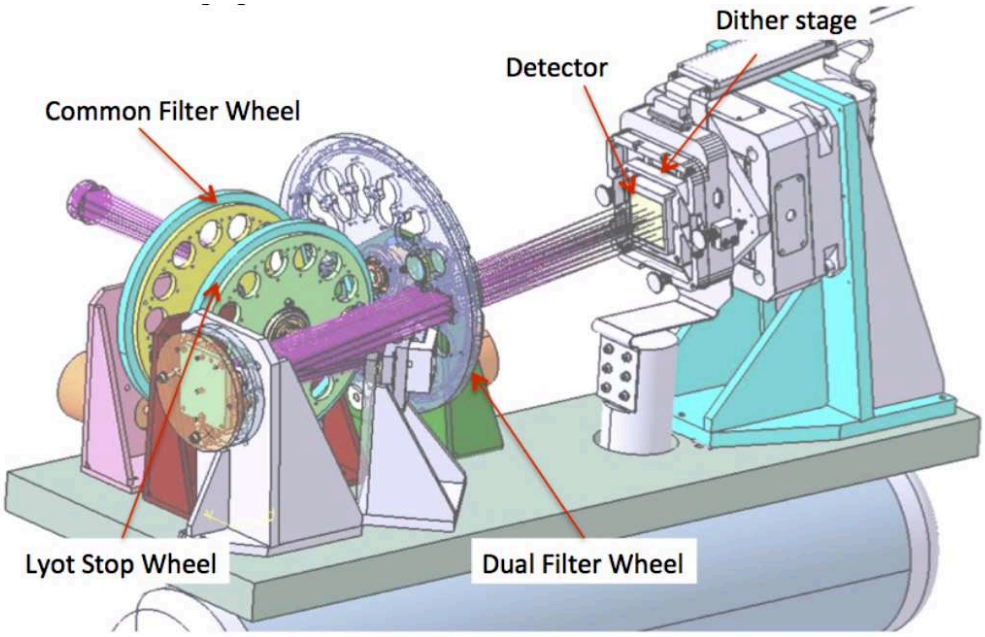


FIGURE 2.5 – Vue interne du sous-instrument IRDIS, avec la plupart des composants optiques indiqués. Crédit : Manuel d'utilisation de l'instrument SPHERE.

2.2 Observation et réduction de données spectroscopiques

2.2.1 Observation

Cette étude est basée sur une observation réalisée dans la nuit du 5 décembre 2014 -avant le début de ma thèse- dans le cadre du programme de vérification scientifique de l'instrument SPHERE.

L'observation a été faite avec l'instrument IRDIS dans son mode spectroscopie longue fente (LSS, *Long Slit Spectroscopy*) avec résolution spectrale moyenne (MRS, *Medium Resolution Spectroscopy*). Cela mène à un domaine spectral couvrant les bandes Y, J et H de l'infrarouge proche ($0{,}95 - 1{,}65$ μm) avec une résolution $R \equiv \lambda/\Delta\lambda \sim 350$. Le mode d'observation utilisé mène à une échelle spatiale de 12,25 mas.pixel^{-1} et une dispersion spectrale de 1,13 nm.pixel^{-1}. Le coronographe de Lyot de rayon 0,2" a été utilisé dans deux positions. Il a tout d'abord été positionné afin de cacher la source centrale brillante pour observer les structures étendues faiblement lumineuses (données "SPH1"). Dans un second temps, il a été légèrement décalé de manière à observer également la structure centrale (données "SPH2"). La fente de dimension 11" $\times$ 0,09" croise le photocentre avec un angle de position $PA = 12°$ par rapport à la direction Nord.

Les observations standard d'étalonnage de l'instrument -champ plat, lampe d'étalonnage spectral, courant d'obscurité- sont effectuées par un opérateur la journée suivant chaque observation. Deux étalonnages scientifiques supplémentaires ont été réalisés la nuit même. La première est une observation d'une partie du ciel exempte de tout objet astronomique, de manière à mesurer et soustraire son émission propre. Le ciel a été observé à l'extérieur de la galaxie, 144" au sud-est du noyau. La seconde est l'observation d'une étoile de référence -de magnitude et de type spectral connus- afin de mesurer la transmission atmosphérique et d'effectuer un étalonnage absolu en flux. L'étoile choisie est BD+00413, de type G0, située en périphérie apparente de la galaxie. Sa magnitude dans la bande H est connue avec précision grâce au catalogue 2MASS ; $H = 9{,}591 \pm 0{,}026$ (Cutri et al., 2003).

L'optique adaptative n'a pas fonctionné correctement lors de cette observation. En effet, les conditions atmosphériques étaient mauvaises, avec un *seeing* variant de 1,2" à 1,5" au cours de l'observation, ce qui est élevé pour un site tel que Paranal. De plus, le noyau de NGC 1068 possède une morphologie complexe et une luminosité faible au regard des magnitudes limites de SPHERE ($H \sim 10$), même dans des conditions favorables. Ces deux facteurs combinés font que la correction des effets de la turbulence atmosphérique par l'optique adaptative de SPHERE n'a été que très partielle. Comme nous le verrons dans la sous-partie suivante, la résolution spatiale lors de l'observation est seulement de 0,35", loin des capacités de SPHERE fonctionnant à plein régime.

Les temps d'intégration et le nombre de poses pour chaque cible sont indiqués dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Temps de pose pour les quatre cibles observées

Nom de l'observation	Nombre de poses	Durée d'une pose (s)	Temps total d'intégration (s)
SPH1	21	64	1344
SPH2	15	64	960
CIEL	9	64	576
BD+00413	3	64	192

2.2.2 Réduction des données

Pour chaque observation, le produit brut de l'instrument est une série de tableaux mesurant le flux reçu par le détecteur. Pour en obtenir la grandeur physique qui nous intéresse, le spectre de l'objet aux différentes positions de la fente, il est nécessaire de corriger les effets produits par l'atmosphère terrestre et la chaîne instrumentale. Celles-ci transmettent effectivement le signal d'intérêt, mais elles le modifient et le dégradent. La *réduction des données* est l'ensemble des techniques permettant, à partir des données brutes de l'instrument, de remonter la chaîne de transmission et d'estimer la grandeur physique d'intérêt. Il n'existe pas de chaîne de traitement standard de réduction des données SPHERE pour le mode d'observation utilisé (IRDIS-LSS). J'ai donc développé moi-même les outils de ce traitement. J'en explique les étapes principales dans cette section.

Chaîne de transmission

De l'objet d'étude à mon ordinateur se trouvent de nombreux obstacles qui transforment et dégradent le signal. Connaître la nature de ces modifications permet de les corriger au mieux.

Tout d'abord, les photons émis par la source effectuent un long voyage jusqu'à la Terre. Dans le cas du noyau actif de NGC 1068, ils traversent tout d'abord le milieu interstellaire de la galaxie hôte sur plusieurs centaines de parsecs, puis parcourent les quelques 18 millions de parsecs de milieu intergalactique qui séparent NGC 1068 de la Voie Lactée, où ils traversent à nouveau quelques centaines de parsecs de milieu interstellaire avant d'arriver à la Terre. La principale conséquence de ce trajet longue distance est bien sûr une diminution drastique de la luminosité apparente de l'objet. Cet effet ne peut être compensé. Le second effet est une possible absorption des photons par la matière des milieux interstellaires et intergalactiques. Cette absorption se manifeste sous deux formes, qui correspondent aux deux composantes du milieu

interstellaire/intergalactique : la poussière et le gaz. La première forme d'absorption est continue ; elle affecte les photons à toutes les longueurs d'ondes et est principalement causée par la poussière. La seconde est une absorption qui affecte certaines longueurs d'ondes préférentiellement et forme des *raies d'absorption*. Elle est causée par les électrons du gaz qui absorbent ces photons afin de passer à un niveau d'énergie supérieur. Ces effets sont faibles dans l'infrarouge, et ne nécessitent donc pas de traitement spécifique. Il est à noter également qu'en plus du signal d'intérêt, des photons supplémentaires peuvent être présents, émis par des sources situées en avant-plan ou arrière-plan de l'objet.

Ces photons doivent ensuite traverser l'atmosphère terrestre, un milieu nettement plus dense et turbulent. Le signal va y être fortement dégradé. Premièrement, une absorption moléculaire (principalement par H_2O) très importante a lieu à certaines fréquences de l'infrarouge proche. À titre d'exemple, la figure 2.6 montre un spectre de transmission typique de l'atmosphère aux longueurs d'ondes de l'infrarouge proche. Les zones de faible transmission délimitent les *fenêtres atmosphériques*, qui sont les domaines spectraux dans lesquels l'atmosphère est presque transparente. Nous pouvons voir sur la figure les quatre bandes spectrales d'intérêt pour cette thèse : les bandes Y, J, H et K. Deuxièmement, l'atmosphère est à une température suffisamment élevée (entre 250 et 300 K au niveau de l'observatoire) pour être elle-même responsable de l'émission d'une quantité significative de photons infrarouges, le *fond de ciel*. Troisièmement, comme nous l'avons déjà vu, les turbulences de l'atmosphère dégradent la résolution angulaire des observations. Pour les observations infrarouges, l'atmosphère est donc une source de biais et de bruits très importante dont il faudra corriger les effets.

Les photons vont traverser ensuite les multiples optiques du télescope et de l'instrument. Les réflexions sur les miroirs ne sont pas parfaites et induisent une diminution du flux lumineux, ainsi que de possibles aberrations optiques. Dans l'un des plans focaux de l'instrument, le faisceau lumineux rencontre la fente qui ne laisse passer que les rayons provenant de son image sur le ciel. Les photons encore présents sont ensuite dispersés par un prisme, qui va encoder angulairement l'information spectrale contenue dans le flux lumineux. Les rayons lumineux sont finalement focalisés sur un dernier plan, où est placé le détecteur de l'instrument, qui met fin à leur trajet.

Le détecteur a pour rôle de mesurer la distribution spatiale (2D) de l'intensité lumineuse dans le dernier plan focal de l'instrument. Puisque les rayons sont passés par la fente et par le prisme puis ont été focalisés au niveau du détecteur, l'une des dimensions spatiales code une dimension angulaire dans le ciel (la position le long de la fente), tandis que l'autre correspond à la dimension spectrale (la longueur d'onde). Le détecteur est une grille dont chaque case est appelée photosite. Elles peuvent être associées aux pixels de l'image qui sera produite. Elles sont remplies d'un substrat

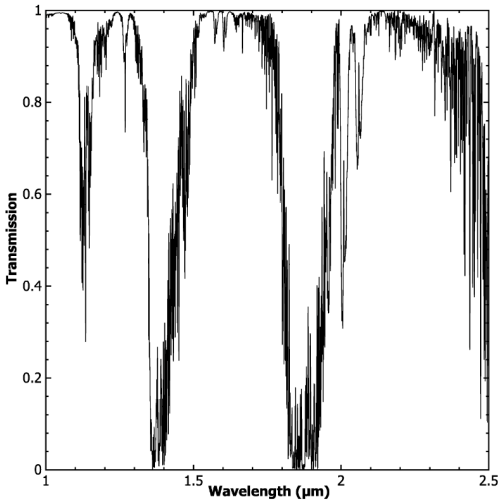


FIGURE 2.6 – Spectre de transmission typique de l'atmosphère aux longueurs d'ondes de l'infrarouge proche. Même dans les régions où la majorité du flux est transmis -les fenêtres de transmission- l'absorption moléculaire reste significative. Crédit : (Bailey et al., 2007)

semi-conducteur qui convertit l'énergie contenue dans les photons incidents en paires électron-trou qui s'accumulent dans le photosite pour toute la durée d'une pose. À la fin de celle-ci, les électrons sont comptés avec un facteur de conversion propre à chaque case, le *gain*. Le tableau 2D qui donne le décompte de ces électrons (au facteur gain près) sur chaque case constitue le produit brut de l'instrument. Une telle *image brute* est présentée en figure 2.7.

Le long de son trajet depuis l'objet astronomique jusqu'à la donnée numérique, le signal scientifique est donc affaibli, mélangé à d'autres signaux, bruité, et transformé. Le traitement des données a pour objectif de remonter cette chaîne pour estimer aussi fidèlement que possible le signal d'origine : le spectre de l'objet aux différentes positions de la fente.

Corrections appliquées au niveau détecteur

Courant d'obscurité La première étape de la réduction de données consiste à mesurer la réponse du détecteur soumis à un signal d'entrée nul (aucun flux lumineux incident) afin de la soustraire à toutes les images traitées. Comme nous pouvons le voir dans la figure 2.8 qui présente la réponse du détecteur exposé à un signal nul pendant 64 secondes, cette réponse n'est malheureusement pas nulle. Il existe tout d'abord une incertitude inhérente à la mesure de charge dans le détecteur et à sa numérisation, qui se traduit par un bruit dans les images, appelé bruit de lecture. Ce bruit est faible, mais il n'est pas possible de s'en affranchir. La principale raison pour laquelle la réponse de l'instrument n'est pas nulle est l'apparition spontanée

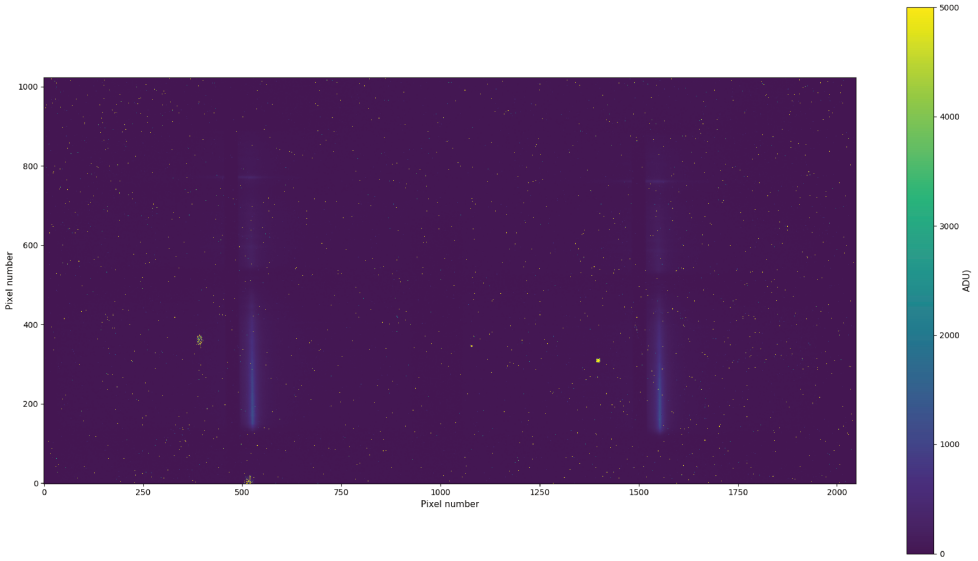


FIGURE 2.7 – Image résultant d'une exposition de 64 secondes sur le noyau de NGC 1068. L'échelle de couleur varie de 0 à 5000 ADU afin de mettre en évidence le contraste entre le signal de l'objet et la valeur des pixels défectueux. L'objet est visible comme deux légères traces verticales qui piquent à 800 ADU. Les pixels défectueux sont repartis aléatoirement, à l'exception de quelques îlots. Nombre d'entre eux saturent largement la gamme de couleur.

de paires électron-trou dans les photosites du détecteur par l'agitation thermique du matériau. Ce signal est appelé *courant d'obscurité*, ou *dark current* en anglais. Puisque pour la majorité des pixels le courant d'obscurité est le signal dominant, la mesure de la réponse du détecteur est souvent simplement appelée *dark*, ou *mesure de dark*. Néanmoins, le courant d'obscurité n'est pas la seule grandeur mesurée par la réponse du détecteur à un signal d'entrée nul ; certains pixels du détecteur sont défectueux. Notamment une partie d'entre eux, les *pixels morts*, qui renvoient systématiquement la même valeur. La première étape de la réduction de données consiste à soustraire ce courant d'obscurité à l'ensemble des images obtenues. Puisque l'intensité du courant d'obscurité dépend du temps d'exposition, il faut être rigoureux et soustraire un courant d'obscurité estimé avec le même temps d'exposition que l'image traitée.

Réponse de l'instrument à un champ incident uniforme La seconde étape incontournable de la réduction de données est la mesure de la réponse de l'instrument à un *signal uniforme*, aussi appelé *champ plat*. Cette mesure est souvent appelée *flat*, de l'anglais *flat field*.

Cette réponse n'est pas uniforme. Comme déjà mentionné, le gain du détecteur -le facteur de conversion entre le flux incident et la sortie en ADU- varie d'un photosite à un autre. Un flux uniforme illuminant le détecteur se traduit donc par une image de sortie non uniforme, dont la valeur de chaque pixel est proportionnelle à son

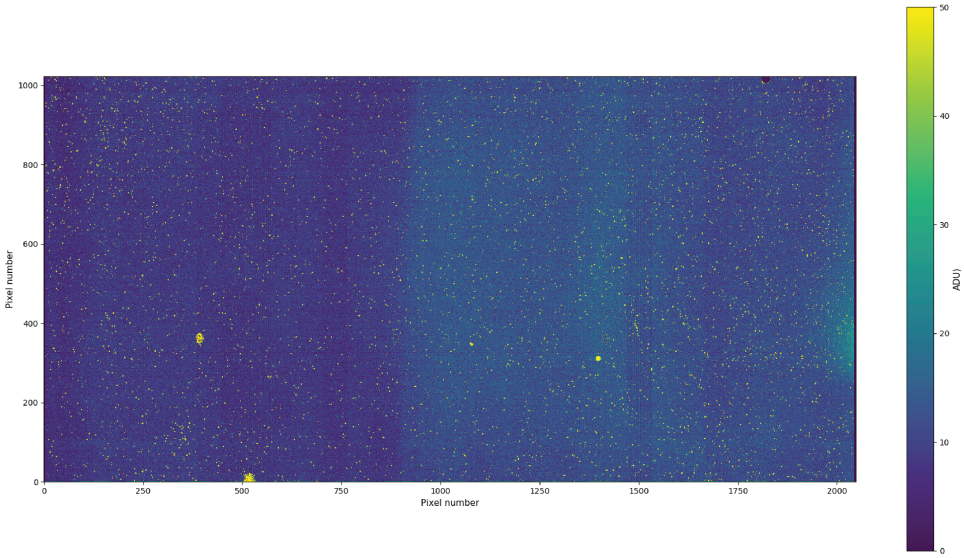


FIGURE 2.8 – Réponse du détecteur pour une exposition de 64 secondes à un flux nul. L'échelle de couleur est limitée à 50 ADU afin de mettre en évidence le courant d'obscurité. Dans l'image ci-dessus, la grande majorité des pixels est en effet dominée par le courant d'obscurité. Les pixels qui apparaissent en jaune ont une réponse anormalement élevée. Il s'agit en bonne partie des mêmes photosites defectueux observés dans l'image brute présentée en figure 2.7

.

gain (une fois le **dark** soustrait, et au bruit près). Mais lorsque l'instrument observe une source uniforme, le flux lumineux n'est déjà plus uniforme lorsqu'il arrive sur le détecteur. Les rayons traversent toutes les optiques du télescope et de l'instrument, qui sont imparfaites et sur lesquelles peuvent se déposer des impuretés, induisant des inhomogénéités et des aberrations. De plus, le gain des pixels du détecteur est dépendant de l'énergie des photons incidents, et les effets du passage par les optiques peuvent également avoir une dépendance spectrale. Ces variations de la réponse pixel à pixel peuvent avoir d'importantes conséquences, notamment sur les mesures de flux. Estimer la réponse à un signal uniforme permet d'estimer ces effets et de les corriger.

Pour faire cette mesure, une lampe interne à l'instrument sert de source d'éclairement uniforme. Dans le cadre des données SPHERE, deux types de *flat* sont disponibles ; mesurés avec ou sans l'élément dispersif. L'avantage d'utiliser l'élément dispersif dans la mesure du *flat* est de prendre directement en compte la nature chromatique de la réponse de l'instrument : lors de la mesure, chaque pixel reçoit des photons à la longueur d'onde à laquelle il sera effectivement exposé lors de l'observation scientifique. Néanmoins, cet avantage est à relativiser, puisque la réponse spectrale (moyennée sur la dimension spatiale) sera corrigée lors de la calibration spectroscopique avec une étoile de référence 2.2.2. L'avantage de la seconde est sa simplicité ; en ne corrigeant qu'une seule fois la réponse spectrale nous pourrions minimiser la

propagation des erreurs. J'ai donc essayé les deux méthodes, qui ne mènent à aucune différence significative dans le produit final de la réduction de données. Puisqu'il correspond à la chaîne instrumentale exacte des observations scientifiques, j'ai choisi d'utiliser le *flat* obtenu avec l'élément dispersif.

Une fois la configuration instrumentale choisie, deux possibilités s'offrent à nouveau à nous pour la mesure de la réponse instrumentale. La plus directe consiste à effectuer une pose, et soustraire le *dark*. On associe simplement, à un facteur près, la valeur de chaque pixel à la réponse instrumentale. La seconde est légèrement plus complexe ; avec la même source interne, on effectue une série de poses de plus en plus longues. Pour chaque pixel, on effectue une régression linéaire sur la mesure du flux en fonction du temps de pose, la pente de la droite obtenue mesurant la réponse de la chaîne instrumentale. J'ai testé les deux méthodes, qui donnent des mesures similaires de la réponse. Néanmoins, la seconde méthode présente plusieurs avantages. En utilisant plus de points de données elle est vraisemblablement plus robuste, la régression linéaire fournit une estimation de l'incertitude sur la pente qui sera utile pour une propagation précise des erreurs, et enfin, la qualité de l'ajustement des points de mesure par une droite donne une estimation de la linéarité de chaque pixel. Ce dernier point sera utile pour la fabrication d'une carte des pixels défectueux. C'est donc cette seconde méthode que j'ai utilisée, avec cinq expositions de respectivement 1, 3, 6, 9 et 12 secondes.

La carte normalisée de réponse de l'instrument à un éclairement uniforme (dans notre configuration instrumentale) est présentée dans la figure 2.9. Deux grandes structures avec une réponse importante, presque identiques, en forme de carré de 850 pixels de côté avec une fine bande verticale au milieux, sont visibles. Elles correspondent aux chemins optiques des polarisations verticales et horizontales du mode polarimétrique de SPHERE. Nos observations n'utilisent pas le mode polarimétrique, ces deux régions contiennent donc la même information et seront additionnées plus tard dans la réduction de données. La lumière est dispersée spectralement dans la dimension verticale (courtes longueurs d'onde vers le haut), la dimension horizontale de l'image correspond à la position angulaire dans le ciel le long de la fente. La fine bande verticale présente dans chaque carré correspond à l'ombre du coronographe (qui est solidaire de la fente) dispersée spectralement. Toute la zone sombre entourant les deux images carrées correspond aux régions du détecteur qui ne sont pas illuminées. Dans la dimension spatiale ces régions ne sont pas illuminées car le masque utilisé pour former la fente bloque les rayons. Dans la dimension spectrale ces régions ne sont pas illuminées car bloquées par les filtres de l'instrument. Nous pouvons néanmoins deviner le début de la bande K en bas de l'image. Ces régions de faible réponse ne mettent donc pas en évidence la réponse du détecteur seule, mais bien la réponse de l'ensemble de l'instrument. À nouveau, les pixels défectueux sont visibles, sous la

forme de pixels noirs pour les pixels *morts* (qui renvoient systématiquement la même valeur), ou sous la forme de pixels brillants pour les pixels *chauds* (qui ont une réponse très importante et incertaine).

Toutes les images brutes seront divisées par cette carte de la réponse à un éclairement uniforme après soustraction de la réponse à un signal nul.

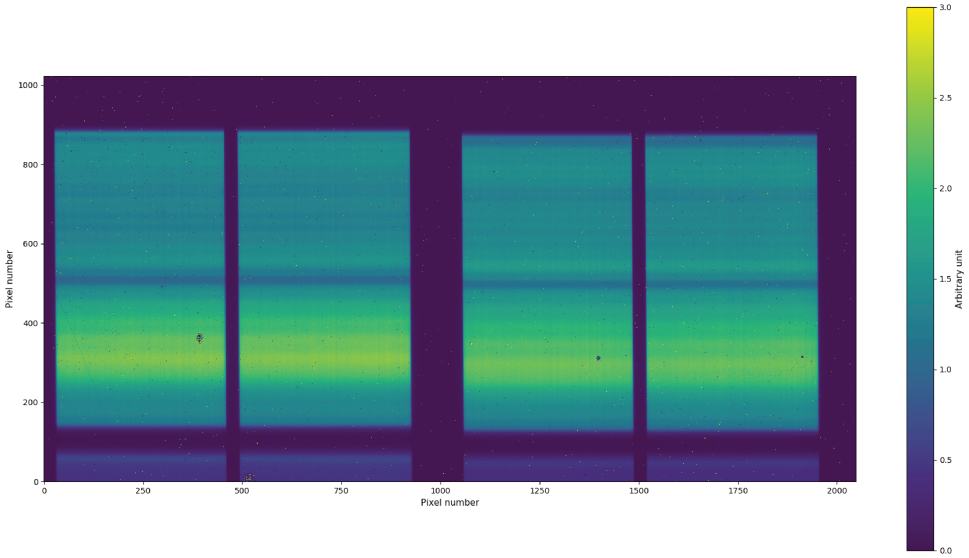


FIGURE 2.9 – Réponse normalisée du détecteur soumis à un éclairement uniforme. Cette carte est obtenue en effectuant une régression linéaire pixel à pixel sur une série de poses de plus en plus longues, comme décrit dans le paragraphe 2.2.2. L'échelle de couleur va de 0 à 3, 1 étant la valeur moyenne de la réponse sur l'ensemble de l'image. Les deux grandes régions claires correspondent aux parties illuminées du détecteur. L'image de la fente est visible dans la dimension horizontale. Elle est dispersée spectralement dans la dimension verticale. La fine bande verticale est l'image dispersée du coronographe de la fente. Les pixels défectueux sont également visibles.

Masque des pixels défectueux Comme nous l'avons vu dans les figures 2.7, 2.8 et 2.9, un certain nombre de pixels du détecteur sont défectueux. Outre l'aspect esthétique, ces pixels peuvent fausser les mesures de flux. Ils doivent donc être identifiés, et leurs mesures doivent être écartées de l'analyse. J'utilse la régression linéaire décrite au paragraphe précédent pour identifier ces pixels défectueux. À l'intérieur des quatre régions illuminées, j'estime la valeur moyenne de la réponse des pixels ainsi que son écart-type. La régression linéaire fournit une incertitude sur la mesure de la réponse ; je mesure la valeur moyenne de cette incertitude sur l'ensemble des pixels ainsi que son écart-type. Pour chaque grandeur, je considère comme défectueux les pixels qui se situent à plus de trois écart-types de la moyenne. Cette méthode écarte les pixels morts (qui ont une réponse nulle), les pixels chauds (qui ont une réponse trop élevée), et les pixels qui ont une réponse non-linéaire (dont l'incertitude sur la pente est trop

élevée). Ce tri écarte également tous les pixels qui ne sont pas illuminés avec cette configuration instrumentale. Une carte du masque ainsi produit est présentée en figure 2.10.

Les valeurs des pixels jugés défectueux sont ensuite interpolées à partir des pixels voisins. Cette interpolation est pertinente pour les pixels isolés. Elle est plus discutable pour les îlots de pixels défectueux. Deux d'entre eux sont importants et présents sur la zone d'intérêt du détecteur. Le fait que les valeurs de ces pixels soient des valeurs interpolées devra être gardé à l'esprit. Comme nous le verrons néanmoins, aucune information scientifique importante n'est présente à cet endroit du détecteur. Bien sûr cette interpolation n'a aucun sens pour les grandes régions inutilisées du détecteur qui entourent les quatre rectangles d'intérêt (en sombre sur l'image du masque, figure 2.10), mais je n'utilise à aucun moment l'information qui provient d'elles.

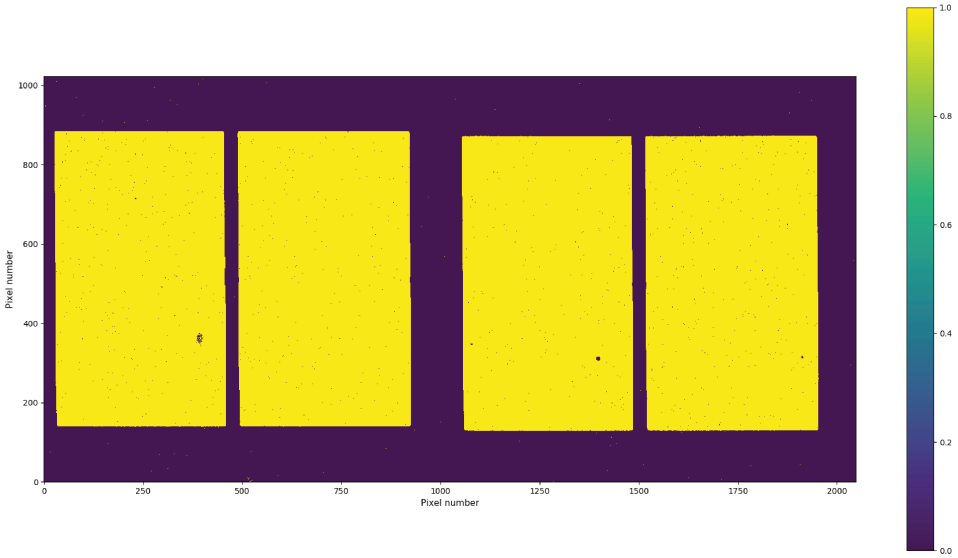


FIGURE 2.10 – Carte des pixels d'intérêt. Les pixels en jaune sont conservés, les pixels sombres sont interpolés. Toute la région extérieure ne contient pas d'information et ne sera pas utilisée.

Déformations, découpage et superposition des images Malgré la grande qualité des optiques utilisées le faisceau lumineux est déformé lorsqu'il atteint le détecteur, suffisamment pour qu'une correction soit nécessaire. Au premier ordre, ces déformations peuvent être représentées par des transformations affines. Je me sers des images des lasers de calibration (ponctuels spectralement et continus spatialement) et de l'étoile de calibration (ponctuelle spatialement, mais continue spectralement) pour mesurer les paramètres de cette transformation affine. Je n'observe aucune déformation dans la dimension verticale (spectrale donc), tandis que la dimension horizontale est affectée d'un décalage d'environ 5 pixels (i.e. 60 mas) de l'image de l'étoile d'un

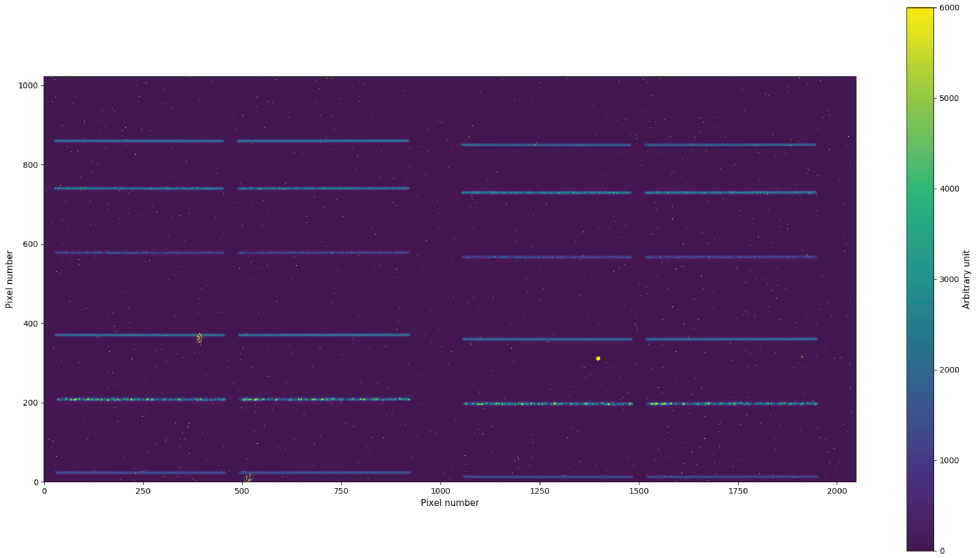


FIGURE 2.11 – Réponse de l'instrument aux lasers de calibration. Les grandes lignes horizontales correspondent aux raies d'émission des lasers.

bout à l'autre de son spectre. L'image est donc affectée d'une transvection (transformation plus connue sous le son nom anglais *shear*, voir figure 2.12). Les paramètres mesurés sont en très bon accord avec ceux indiqués par le manuel d'utilisation de SPHERE. J'applique la transformation affine inverse à toutes les images, en interpolant (avec des splines d'ordre 3) la valeur des pixels pour les déplacements subpixelliques.

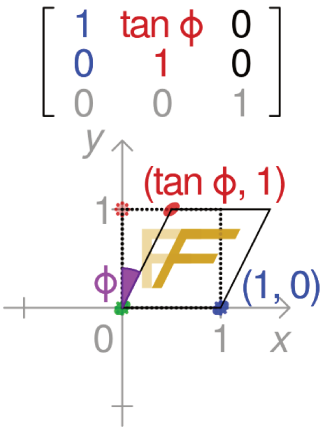


FIGURE 2.12 – Nature de la déformation du faisceau lumineux au premier ordre. Image libre de droit obtenue sur *Wikipedia*

.

Je découpe ensuite les deux parties d'images associées à chaque voie de polarisation, visibles sous la forme de deux rectangles identiques qui correspondent aux régions éclairées du détecteur. Le plus important est de prêter attention à bien ali-

gner ces deux images, c'est à dire que les pixels des deux images partagent les mêmes coordonnées longueur d'onde-position. Pour cela, j'utilise à nouveau les images des lasers et de l'étoile d'étalonnage, qui doivent avoir des coordonnées identiques dans les deux voies.

Comme nous le verrons dans la section suivante, je mesure des décalages Doppler qui peuvent être assez faibles sur les raies d'émission. J'ai donc profité de l'image d'étalonnage des lasers pour chercher la présence de déformations d'ordre supérieur dans la dimension spectrale, et ai trouvé une déformation d'ordre 2 qui affecte de la même manière chaque voie. Les effets sont faibles, puisque sur l'image des lasers, l'amplitude maximale de la déviation par rapport à une droite horizontale est de 0,13 pixel. Ce décalage peut paraître faible, mais il serait interprété comme un décalage Doppler de 40 $km.s{-}1$. Je modifie l'image pour corriger cet effet en décalant les colonnes de pixel, en interpolant linéairement les valeurs, puisque ces déplacement sont sub-pixelliques.

Enfin, puisque je dispose de deux images par exposition, et de plusieurs expositions, je prends la valeur moyenne de chaque pixel sur l'ensemble des images afin de maximiser le rapport signal sur bruit de chaque observation. Je calcule également la variance de chaque pixel au travers des images pour obtenir une estimation statistique des incertitudes de mesure. Ces images moyennées constituent un produit intermédiaire important de ma réduction de données, elles sont au nombre de quatre : une pour l'objet scientifique situé derrière le coronographe, une pour l'objet scientifique à côté du coronographe, une pour l'étoile de calibration, et une pour le ciel vide de tout objet.

Infrarouge et spectroscopie

Les techniques de traitement décrites ci-dessus -mesure et soutraction de la réponse à un éclairement nul, mesure et division de la réponse à un éclairemet uniforme, et rectification des déformations géométriques- sont standard dans la réduction des données astronomiques. Elles prennent en compte la réponse de l'instrument et pourraient s'appliquer à des observations d'imagerie. Dans cette sous-section, je décris les étapes de la réduction de données qui sont plus spécifiques à la spectroscopie infrarouge. Ces étapes ont pour but de caractériser et corriger les effets de l'atmosphère : sa transmission imparfaite et son émission thermique propre.

Émission infrarouge de l'atmosphère Les observations dans l'infrarouge depuis le sol font face à une difficulté bien spécifique à ce domaine de longueur d'onde : l'atmosphère elle-même est lumineuse. Dans toutes les observations d'objets astronomiques se trouve une émission de fond, non nulle. Malheureusement cette émission n'est pas suffisamment stable dans le temps pour utiliser un modèle d'émission à sous-

traire. Il est donc nécessaire de la mesurer lors de chaque observation. C'est pourquoi une partie de la nuit d'observation a été consacrée à la mesure de ce flux. Pour cela le télescope est pointé vers une région du ciel aussi vide que possible de tout objet astronomique, avec exactement la même configuration instrumentale que pour le reste de l'observation, et des conditions atmosphériques aussi proches que possible. Le spectre obtenu est ensuite soustrait à ceux de l'étoile de calibration et de l'objet scientifique.

Étalonnage en longueur d'onde et en position angulaire Pour la suite de la réduction de données, il est nécessaire d'avoir un étalonnage absolu en longueur d'onde (i.e. connaître la relation entre la position y d'un pixel sur l'image et la longueur d'onde λ qu'il mesure). Pour cela, j'utilise l'image des lasers (figure 2.11) déjà mentionnée dans les paragraphes précédents (dont c'est le rôle premier) à laquelle j'ai appliqué l'ensemble du traitement déjà décrit, découpage et superposition inclus. Les longueurs d'onde de ces lasers sont connues très précisément. Je prends la moyenne des images le long de la dimension spatiale pour obtenir un meilleur signal sur bruit, et j'ajuste les pics d'émission des lasers avec une gaussienne afin d'obtenir la position (en pixels) du maximum d'émission de chaque laser. Comme suggéré par la documentation SPHERE, j'ajuste la relation pixel-longueur d'onde par un polynome d'ordre 4. Je profite de cette étape pour attribuer des coordonnées angulaires aux pixels, en donnant simplement la position 0 au pixel central et en attribuant aux pixels une taille de 12,25 *mas*. Étalonnées en longueur d'onde, les images révèlent désormais toute leur nature spectrale, mais elles conservent une dimension angulaire. Le vocabulaire pour les décrire peut donc devenir ambigu. J'ai utilisé le terme *image* pour décrire les données brutes qui se présentent sous la forme de tableaux 2D. J'utiliserai les termes *image spectrale* ou *spectre 2D* pour décrire les données spectrales réduites qui se présentent sous la forme de tableaux 2D avec une première dimension codant la longueur d'onde et la seconde la position angulaire. Enfin j'appellerai *spectre* toutes les représentations 1D du flux en fonction de la longueur d'onde qui résulteront de moyennes spatiales des images spectrales 2D.

Mesure et correction de la transmission atmosphérique En plus d'émettre un rayonnement infrarouge qu'il faut soustraire aux images spectrales, l'atmosphère absorbe différentiellement les photons en fonction de leur longueur d'onde. Tout comme pour l'émission thermique, cette absorption peut varier au cours du temps, il n'est donc pas possible d'utiliser un modèle standard de transmission tel que présenté en figure 2.6 et elle doit être mesurée lors de chaque observation. La meilleure manière de l'estimer est d'observer un objet connu, dont on compare le spectre connu au spectre mesuré. C'est l'une des raisons pour lesquelles l'étoile de calibration BD+00413 est observée. Son spectre n'est pas connu parfaitement, mais il est possible de l'estimer

avec une certaine précision puisqu'il s'agit d'une étoile de type spectral connu, G0. J'utilise donc comme modèle un spectre d'une étoile de type G0 issu d'une librairie standard de spectres stellaires (Pickles, 1998). Dans un premier temps je ne tiens pas compte des flux absolus, la transmission mesurée ici n'est donc que relative et est exprimée dans une unité arbitraire. Le spectre observé de BD+00413 est estimé par la somme dans la direction spatiale d'une bande de 12 pixels de large, afin qu'elle contienne le flux de l'étoile de référence sur l'image spectrale avec le minimum d'émission du fond de ciel. L'incertitude sur la somme est estimée à partir des incertitudes de mesure de chaque pixel (elles-mêmes estimées à partir de la variance du pixel lors de la moyenne des images). Je calcule le rapport des deux spectres pour estimer la transmission atmosphérique. Je divise ensuite chaque spectre de l'objet théorique (i.e. chaque colonne de pixel de son image spectrale) par cette transmission. Je propage les erreurs associées à cette opération. La figure 2.13 illustre cette étape.

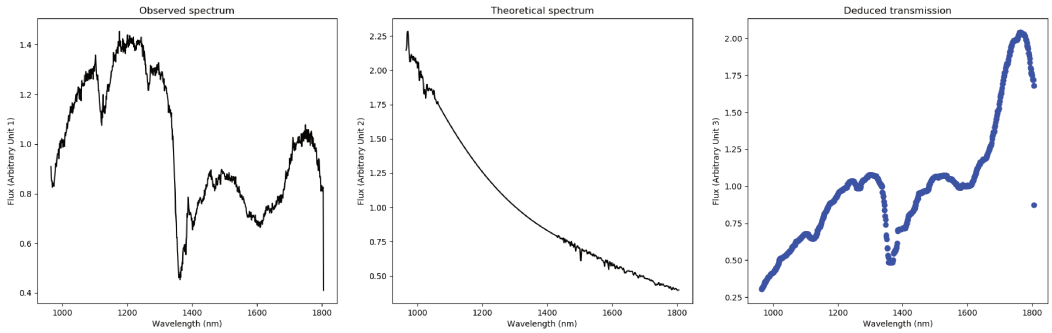


FIGURE 2.13 – Mesure de la transmission atmosphérique. La figure de gauche montre le spectre mesuré de l'étoile de calibration. Le spectre théorique de cette étoile de calibration est présenté dans la figure centrale et est tiré de Pickles (1998). La figure de droite montre la transmission atmosphérique déduite. Les trois mesures sont présentées en unité arbitraire. Par souci de clarté les erreurs ne sont pas représentées sur cette figure.

Étalonnage en flux

La dernière étape du traitement des données est l'étalonnage absolu en flux des observations. Pour cela, j'utilise une estimation 2MASS de la magnitude de BD+00413 dans la bande H, $H = 9{,}591 \pm 0{,}026$ (Cutri et al., 2003). Je multiplie le spectre observé de l'étoile de calibration (corrigé de la transmission atmosphérique) par un modèle du filtre H utilisé pour la mesure de magnitude 2MASS. Cela me donne une magnitude H de l'étoile de référence dans le système d'unités arbitraires issu de ma réduction de données. La différence entre les deux magnitudes me donne le facteur de conversion à appliquer pour passer de mon système d'unités arbitraires à un système d'unités physiques, calibré de manière à ce que l'étoile de référence ait une magnitude H

mesurée égale à la magnitude 2MASS.

Réunion des deux images de l'objet

J'obtiens donc deux images de l'objet scientifique, étalonnées en flux. La première contient l'objet situé derrière le coronographe, la seconde contient l'image située à côté du coronographe. Le décalage angulaire le long de la fente entre les deux images est connu, je peux donc les réaligner et les superposer. Pour chaque pixel, je prends la moyenne des deux images lorsque c'est possible. Pour les régions cachées par le coronographe, je prends simplement la valeur de l'autre image à cette position.

L'image spectrale finale de l'objet, étalonnée en flux, est présentée en figure 2.14.

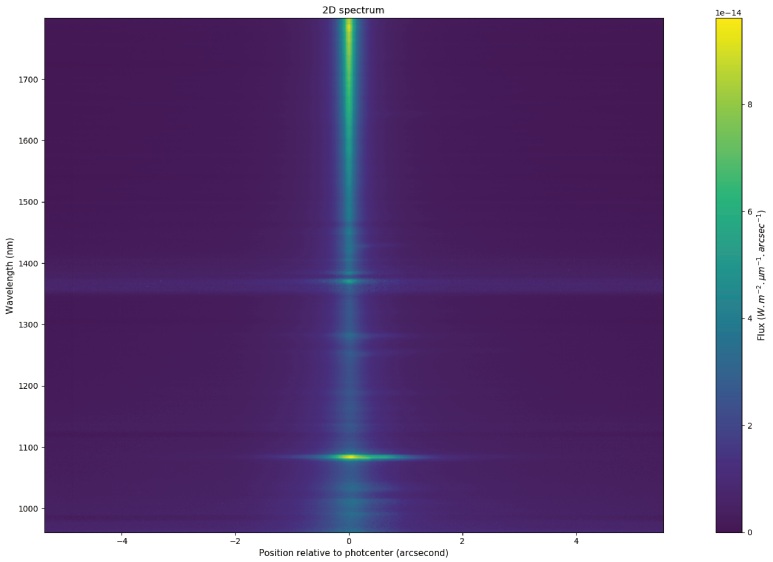


FIGURE 2.14 – Image spectrale finale issue de la réduction de données.

2.3 Exploitation des données

Une première analyse de l'image spectrale (figure 2.14) dans son ensemble permet de dégager les grandes lignes de l'étude plus approfondie que je décris par la suite.

L'élément le plus remarquable dans cette image spectrale est la grande marque lumineuse verticale. Elle correspond à l'image du noyau de l'objet, dispersée spectralement. Nous pouvons remarquer que le flux semble plus important aux grandes longueurs d'ondes, ce qui s'interprète comme la présence d'un corps à une température $T \leq 2000\ K$ dans le cadre de processus thermiques. Notons que cette bande semble plus large aux courtes longueurs d'onde qu'aux grandes. Au delà d'une distance au noyau de ~ 3", l'émission semble être uniforme (i.e. plus de variations spatiales).

Les bandes lumineuses horizontales correspondent à des émissions localisées en longueurs d'onde, principalement des raies d'émission. En particulier, une raie très lumineuse est présente aux alentours de 1100 nm. La ligne horizontale faiblement lumineuse située au milieu de l'image (de 1350 nm à 1400nm) et occupant la largeur de la fente ne correspond pas à un signal astrophysique mais à une sur-correction de la très faible transmission atmosphérique à ces longueurs d'ondes. Je m'abstiendrai d'extraire trop d'information de cette région. Sinon, d'autres raies d'émission, plus faibles que celle à $\sim$ 1100 nm, sont visibles. Toutes semblent avoir leur maximum d'émission situé peu ou prou à la position du maximum d'émission continue.

L'analyse du continuum d'émission s'est révélée assez indépendante de celle des raies d'émission. Pour une grande partie de l'étude, les deux composantes ont même été numériquement séparées en deux images spectrales distinctes, présentées en figure 2.15. Je présente donc au lecteur ces deux aspects de l'étude dans des sous-sections séparées. Comme nous le verrons, certains points nécessitent tout de même une mise en commun des deux composantes du spectre.

2.3.1 Continuum d'émission

Je pense préférable de commencer par décrire mon analyse du continuum d'émission, qui contient la majorité de l'énergie collectée et qui permet d'aborder plus simplement ma méthode.

Afin de séparer la composante continue du spectre, j'estime le continuum à chaque position de la fente par un polynôme de degré 4. Pour ce faire, j'écarte toutes les longueurs d'ondes qui transportent un signal autre : les raies d'émission, les raies d'absorption, les régions inter-bandes à 1120 et 1380 nm. Des polynômes de degré inférieur ne parviennent pas à reproduire correctement les tendances du continuum d'émission, et des polynômes de degré supérieur à 4 n'apportent pas d'amélioration sensible. Au contraire, ils reproduisent par endroit les variations du bruit et apportent de l'information qui semble erronée, avec des discontinuités significatives d'une colonne de pixels

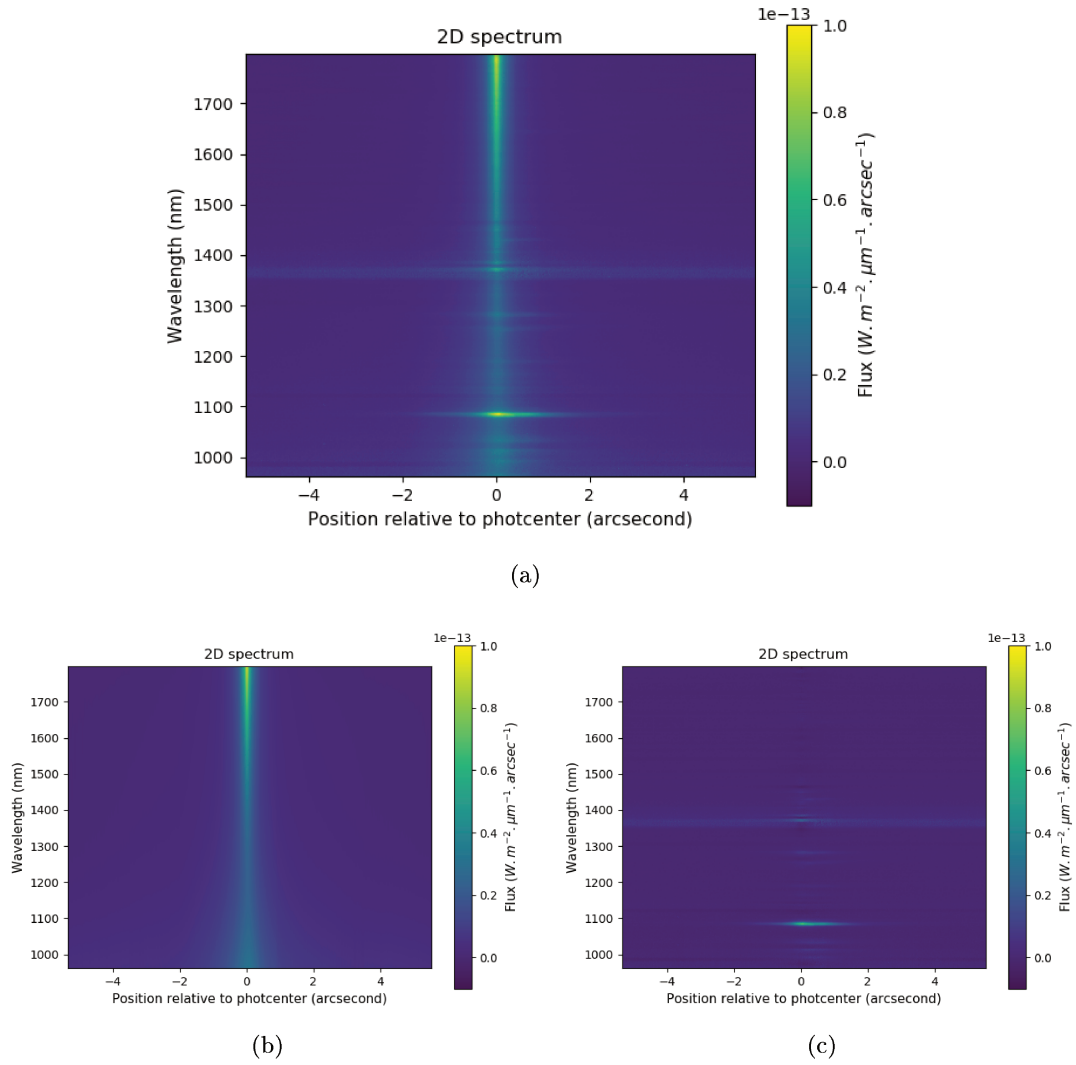
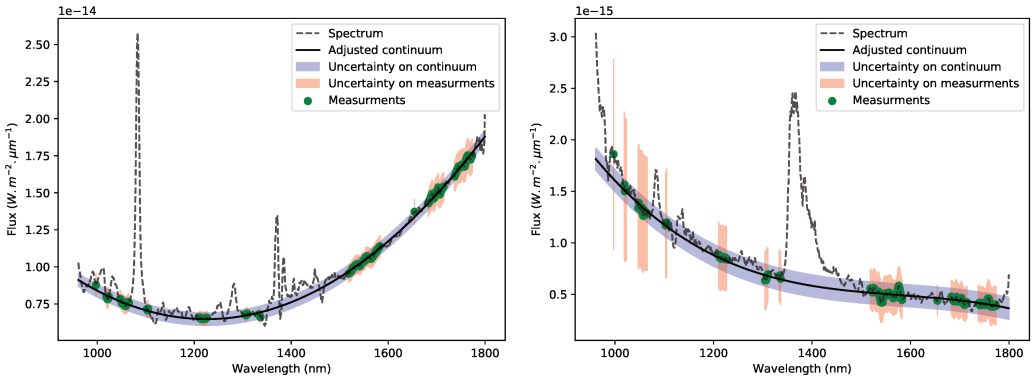


FIGURE 2.15 – Décomposition de l'image spectrale réduite (a) en une composante spectrale continue (b) et une composante spectrale discrète (c). Cette dernière est la différence exacte des deux premières. La dimension spatiale est représentée horizontalement et la dimension spectrale verticalement. L'échelle de couleur indique le flux.

à sa voisine. La figure 2.16 montre les spectres mesurés à deux positions d'intérêt le long de la fente : le photocentre (position du maximum d'émission) et son voisinage nord à 3". Y sont représentés les points de mesure, ainsi que l'estimation polynomiale du continuum. L'image spectrale du continuum estimé est présentée au milieu de la figure 2.15. L'image spectrale des composantes discrètes du spectre -principalement les raies d'émission- que je présenterais plus en détail dans la sous-section suivante est obtenue en soustrayant ce continuum estimé à l'image spectrale réduite originale.



(a) (b)

FIGURE 2.16 – Extraction du continuum d'émission : le spectre mesuré est en pointillés, les points de mesure du continuum sont représentés par des points verts avec une incertitude rose, enfin le continuum ajusté par un polynôme est représenté en trait continu noir avec une incertitude marquée en bleu. Les deux spectres correspondent à des fenêtres de 0,3" de largeur, pour la figure de gauche (a) autour du maximum d'émission, pour la figure de droite (b) autour de 3" Nord.

Profils spatiaux

La manière la plus simple d'aborder une image spectrale est de regarder des spectres à des positions remarquables, ainsi que le profil spatial de l'objet d'étude à différentes longueurs d'ondes d'intérêt. Je commence par cette dernière, qui se révèle déjà très riche en informations. La figure 2.17 montre ainsi le profil spatial de l'objet à deux longueurs d'ondes extrémales de notre domaine spectral : 1000 et 1750 nm. La première conclusion est évidente, ces deux profils ne sont pas identiques. Le profil *rouge* (grandes longueurs d'onde, 1750 nm) est très piqué, et tend vers un flux nul aux bords de la fente. En comparaison, le profil *bleu* (courtes longueurs d'onde, 1000 nm) possède un cœur plus étendu, et tend vers un flux non-nul aux bords de la fente.

Le profil *rouge* est surprenant. Malgré son aspect *piqué* en comparaison du profil *bleu*, ce profil apparaît plus large que ce qui était attendu : des observations précédentes avec optique adaptative à des longueurs d'ondes similaires ont mis en évidence que le cœur de l'objet était non résolu avec un télescope de 8 mètres. Pour appuyer ce point, je montre en figure 2.18 une comparaison du profil spatial de l'objet observé avec l'instrument NaCo (en spectroscopie longue fente également, aux plus courtes longueurs d'onde de la bande K), avec l'instrument SPHERE lors d'une observation différente (en imagerie, bande H), ainsi que le profil de l'étoile d'étalonnage. Sans surprise, l'étoile d'étalonnage présente le profil spatial le plus étroit. Puisque l'étoile peut être considérée comme une source ponctuelle, ce profil spatial est la PSF de l'instrument. Une mesure de sa largeur à mi-hauteur montre que l'optique adaptative

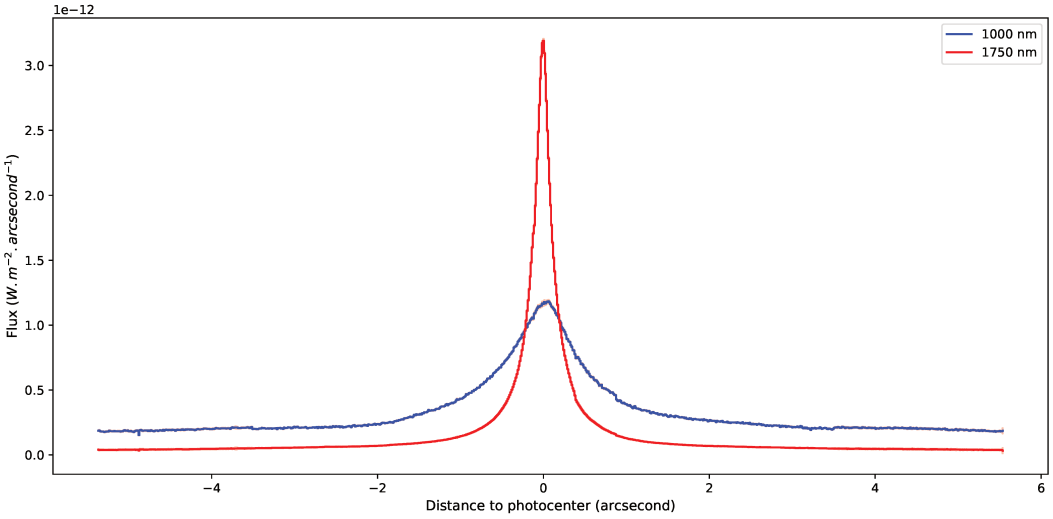


FIGURE 2.17 – Comparaison des profils spatiaux de l'objet à deux longueurs d'onde situées d'un bout à l'autre du domaine spectral. Le profil bleu montre le flux observé entre 980 et 1020 nm et le profil rouge le flux intégré entre 1730 et 1780 nm.

a corrigé correctement les effets de la turbulence atmosphériques et que cette PSF a une largeur similaire à celle d'une figure de diffraction d'un télescope de 8 mètres. Les profils obtenus à partir des observations NaCo et SPHERE (imagerie) montrent des profils très semblables, avec une largeur à mi-hauteur proche de celle d'une figure de diffraction, quoique légèrement plus grande. En comparaison, le profil spatial mesuré sur notre observation SPHERE (LSS) est nettement plus large. J'en tire la conclusion que l'optique adaptative de l'instrument n'a pas réussi à corriger les effets de la turbulence de l'atmosphère aussi bien que lors des précédentes observations. Cette conclusion est cohérente avec les spécifications de l'instrument et les conditions d'observation : NGC 1068 fait partie des cibles les plus faiblement lumineuses qui peuvent être corrigées avec l'optique adaptative de SPHERE, et les conditions atmosphériques étaient très mauvaises la nuit de l'observation (voir la sous-section 2.2.1). J'estime donc pour la suite la résolution spatiale de l'observation avec la largeur à mi-hauteur mesurée du profil spatial de l'objet à 1750 nm : 0,32". Le fait que l'optique adaptative n'ait pas fonctionné à plein régime est bien évidemment une mauvaise nouvelle. Néanmoins, bien que loin des meilleures performances de SPHERE, cette résolution spatiale reste meilleure qu'une observation sans OA et donc que la majorité des observations passées de NGC 1068 dans l'infrarouge. De plus, même si la très haute résolution spatiale est le principal atout de l'instrument SPHERE, son domaine spectral a peu d'équivalent. Je me concentrerai donc sur ces aspects.

Le profil bleu semble être le résultat de la superposition de deux composantes : un cœur central résolu spatialement superposé à une émission quasi-uniforme. Ces deux sources sont brillantes à 1000 nm, et et très faibles à 1750 nm. L'émission uniforme

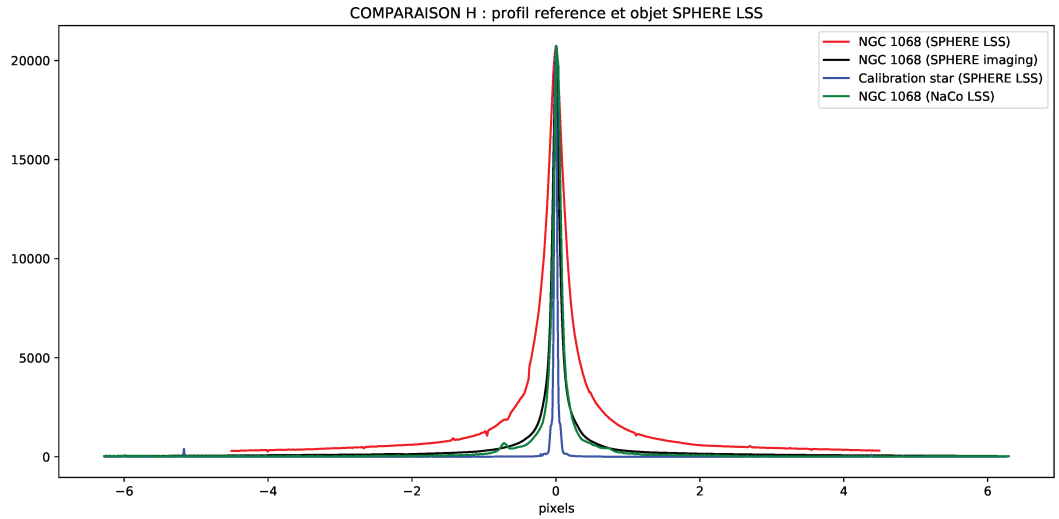


FIGURE 2.18 – Comparaison des profils spatiaux dans la bande H du coeur de NGC 1068 (provenant de plusieurs observations différentes) et de l'étoile de référence. Le plus fin des profils, en bleu, est celui de l'étoile de référence. Les profils vert et noir, quasiment identiques, correspondent à des observations NaCo et SPHERE du noyau de NGC 1068 avec une très bonne correction par l'optique adaptative. En rouge, bien plus large, est représenté le profil obtenu à partir de notre observation.

correspond vraisemblablement à l'émission galactique diffuse de NGC 1068. Le cœur résolu, brillant à 1000 nm et quasiment absent à 1750 nm, pourrait également être une composante stellaire. Le profil rouge, non-résolu comme nous l'avons vu, semble provenir d'une source plus froide. Nous l'associons à l'émission du tore de poussière, déjà détecté à cette position, et dominant le flux dans l'infrarouge plus lointain.

Modèle 1 : Corps noirs

Dans le paragraphe précédent j'ai émis l'hypothèse que le continuum était dominé aux courtes longueurs d'ondes par une émission d'origine stellaire, et aux grandes longueurs d'ondes par de la poussière chaude. Afin de tester cette hypothèse, j'essaie de reproduire le continuum observé avec un premier modèle simple constitué de deux émissions de corps noir, à 800 K pour la poussière chaude et 6000 K pour l'émission stellaire, dont j'ajuste le flux relatif[1]. Les températures choisies constituent une première estimation qui sera vérifié plus tard dans l'analyse, 6000 K correspond à la température d'une étoile typique de type A0, et des essais successifs ont été réalisés pour trouver la température de 800 K qui reproduit de manière acceptable le continuum central. La figure 2.19 montre le résultat de cette décomposition à trois positions d'intérêt : sur le noyau central, 1" au nord de celui-ci (où le cœur stellaire

1. Comme pour la suite du chapitre, l'ajustement est réalisé à l'aide de la fonction *curve_fit* du module *optimize* de la libraire Python *SciPy*, qui utilise un algorithme de Levenberg-Marquardt

est supposé dominer), et 4" au Nord (où l'émission est supposée être dominée par la composante stellaire diffuse). Enfin, cette figure montre le flux relatif ajusté des deux composantes pour toutes les positions de la fente. Cette première analyse permet de tirer quelques conclusions. Tout d'abord, ce modèle très simple permet de reproduire de manière correcte le continuum de la région centrale et de son environnement immédiat. Cela fournit une première confirmation des hypothèses faites, à savoir que la majeure partie du flux dans cette région provient d'une population stellaire et de poussière chaude. Cependant, ce modèle ne parvient pas à reproduire correctement le continuum observé à plus grande distance du centre (4"/280 pc au nord comme au sud). Enfin, ajuster le flux relatif de ces deux composantes à toutes les positions de la fente permet d'obtenir un profil spatial pour chacune des deux composantes. Ces profils sont très semblables à ceux présentés en figure 2.17, confirmant que les flux à courte longueur d'onde et à grande longueur d'onde ont des origines distinctes.

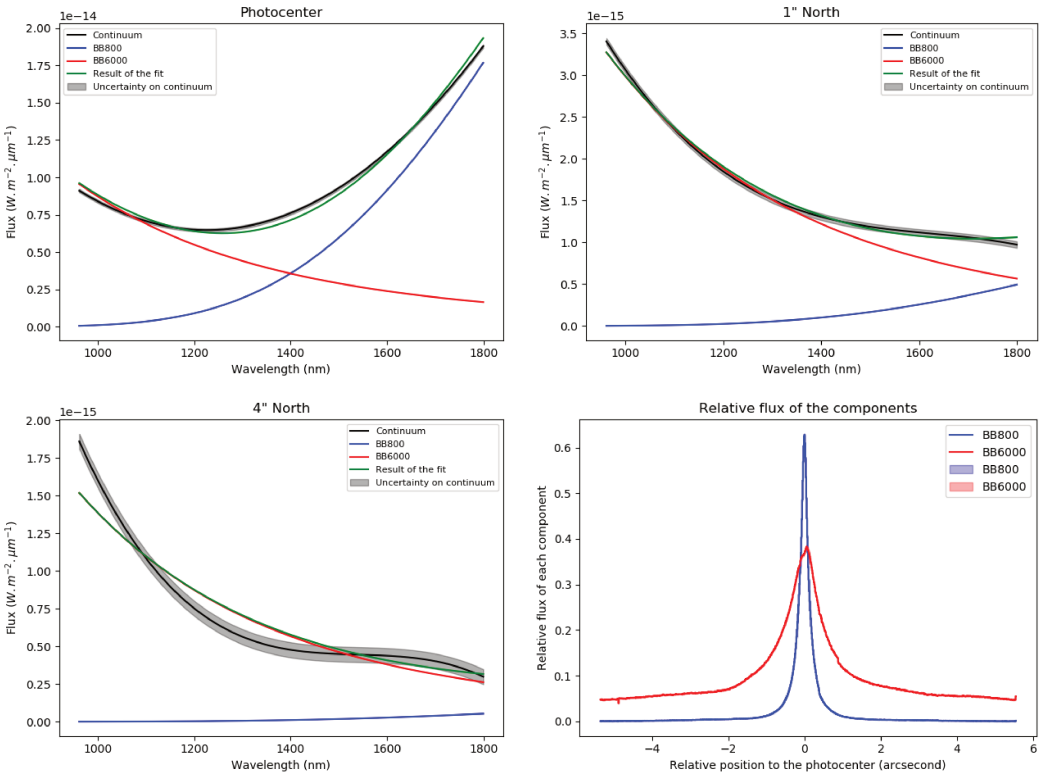


FIGURE 2.19 – Ajustement du spectre observé à différentes positions le long de la fente avec deux composantes : un corps noir à 800 K et un corps noir à 6000 K. De gauche à droite et de haut en bas, les figures montrent : la décomposition du spectre de la région centrale, celle du spectre observé à 1" au Nord, celle du spectre observé à 4" au Nord, et enfin le flux relatif des deux composantes à toutes les positions le long de la fente.

Comme nous l'avons vu, le premier modèle constitué de deux émissions de corps

noir (800 K et 6000 K) ne permet pas de reproduire la pente du continuum diffus, présent jusqu'aux bords de la fente. Une étude de la partie bleue de ce spectre (jusqu'à 1250 nm) montre qu'elle est très bien approximée par une émission de corps noir dans un régime de Rayleigh-Jeans : l'ajustement du paramètre d'une loi de puissance $f(\lambda) \propto \lambda^{-k}$ donne $k = 4{,}05 \pm 0{,}02$. Le régime de Rayleigh-Jeans ($f(\lambda) \propto \lambda^{-4}$) s'observe aux grandes longueurs d'onde d'une émission thermique, passé le maximum d'émission. Poursuivant avec l'interprétation d'une origine stellaire, cela signifie que le flux reçu dans cette région est dominé par l'émission d'étoiles très chaudes ; typiquement $T \geq 12000\ K$ pour notre domaine spectral. Je rajoute donc une composante "étoile très chaude" au modèle précédent, modélisée par un corps noir à 20 000 K (valeur arbitraire $\geq 12000\ K$). En prenant en compte cette nouvelle composante, quelques essais successifs ont montré qu'une température de corps noir à 4000 K était plus à même de reproduire le spectre de l'amas central qu'une de 6000 K. Les résultats de ce nouvel ajustement sont présentés en figure 2.20 de manière similaire à ceux présentés en figure 2.19. Sans surprise, le continuum de la région centrale ($r \leq 2$", comprenant le cœur non résolu et l'amas stellaire) reste bien reproduit. Comme nous pouvons le voir, ces changements permettent d'améliorer significativement la qualité du modèle sur les régions extérieures. Enfin, l'ajustement du flux relatif de ces trois composantes à toutes les positions de la fente confirme *a posteriori* le modèle supposé initialement : un fond stellaire uniforme, un amas stellaire central, et un cœur non résolu de poussière chaude. Le fond stellaire uniforme est dominé par des étoiles chaudes ($T \geq 12000\ K$) tandis que l'amas stellaire central semble composé d'étoiles tièdes ($T \sim 4000\ K$).

Modèle 2 : Spectres stellaires

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, une partie importante du flux continu observé a pour origine une émission stellaire. Plus précisément, nous avons vu que cette composante stellaire pouvait être interprétée comme la superposition d'une émission uniforme et d'un amas central. Le modèle simple présenté dans le paragraphe précédent (des fonctions de corps noir à 4000 K et 20000 K) permet de reproduire assez correctement le continuum observé, mais donne peu d'informations sur la nature des étoiles observées. J'essaye donc ici de reproduire le continuum stellaire observé à partir de modèles de spectres d'étoiles. Ces modèles de spectre proviennent de la librairie ***A Stellar Spectral Flux Library by A.J. Pickles*** disponible publiquement (Pickles, 1998).

Afin de contraindre le problème, j'impose une composante uniforme à mon image spectrale. Pour ce faire, j'extrais le spectre moyen observé en périphérie de l'objet (i.e. mesuré sur les 0.5" des bords nord et sud de la fente, régions choisies aussi petites que possible tout en englobant la résolution spatiale) et je le soustrais à l'ensemble de

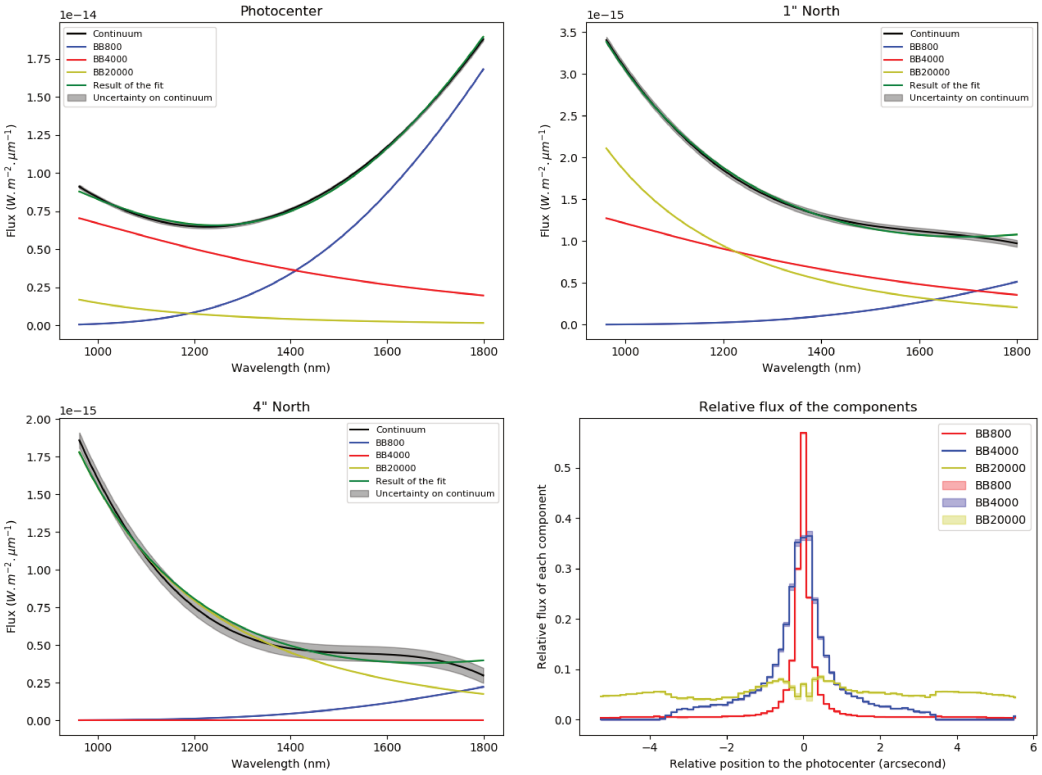


FIGURE 2.20 – Ajustement du spectre observé à différentes positions le long de la fente avec trois composantes : un corps noir à 800 K, un corps noir à 4000 K et un corps noir à 20000 K. De gauche à droite et de haut en bas, les figures montrent : la décomposition du spectre de la région centrale, celle du spectre observé à 1" au Nord, celle du spectre observé à 4" au Nord, et enfin le flux relatif des trois composantes à toutes les positions le long de la fente (avec un *bin* de 12 pixels, puisque la résolution spatiale est d'environ 0,3").

l'image spectrale. J'obtiens donc d'une part un spectre de cette composante diffuse, et d'autre part l'image spectrale de l'objet central sans cette composante diffuse. Imposer que cette dernière est parfaitement uniforme permet d'isoler un spectre de l'amas central.

Je travaille donc principalement sur deux spectres. Le premier - mesuré sur la partie externe de la fente- est une estimation de la composante diffuse. Le second - mesuré à 1" du photo-centre après soustraction de la composante diffuse- est supposé être représentatif de l'amas stellaire central. Je prends des spectres représentatifs des différents types stellaires (O5V, B0V, A0V, F0V, G0V, K0V, M0V) dont j'ajuste le flux relatif de manière à reproduire le continuum observé. Les résultats de cet ajustement pour les deux spectres mentionnés précédemment sont présentés en figure 2.21. Sans surprise, cet ajustement montre que le spectre de la région externe est largement dominé par l'émission d'étoiles chaudes de type OB, indiquant qu'une formation stellaire significative y a lieu. Ces étoiles chaudes semblent totalement absentes de l'amas

central qui est composé d'étoiles plus froides, de type M, K, G et F par ordre décroissant d'importance dans le flux observé. Néanmoins, les spectres de ces étoiles sont très semblables dans le domaine spectral de l'observation, et même si la présence de ces étoiles *froides* semble avérée, leurs flux relatifs sont incertains.

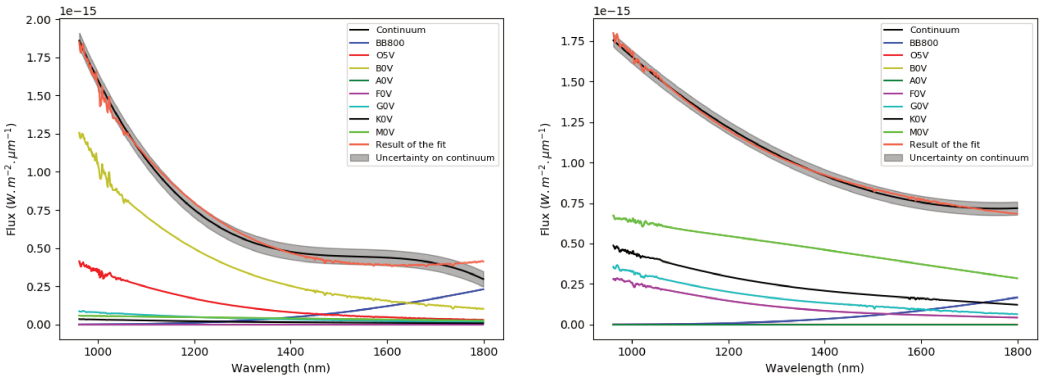


FIGURE 2.21 – Ajustement des spectres de la composante diffuse (gauche) et de l'amas stellaire central (droite) avec différents modèles de spectres stellaires : O5V, B0V, A0V, F0V, G0V, K0V, M0V ainsi qu'un corps noir à 800K.

Modèle 3 : Modèle d'évolution de population stellaire

L'utilisation de spectres d'étoiles pour reproduire le continuum observé a permis de confirmer qu'il était en grande partie dominé par l'émission de deux populations stellaires distinctes, l'une composée d'étoiles très chaudes de types OB, l'autre d'étoiles plus froides de types MKGF.

Puisqu'il est visiblement possible d'extraire de l'information sur la population stellaire à partir du continuum d'émission, j'essaye d'aller une étape plus loin en comparant le continuum mesuré à des spectres synthétiques produits par un modèle d'évolution stellaire, GALEV (GALaxy EVolutionary synthesis models, (Kotulla et al., 2009)). Le modèle choisi est une population stellaire unique (SSP, Single Stellar Population), avec une fonction de masse initiale de Salpeter ($0{,}1 - 100\ M_{\odot}$). GALEV produit une série de spectres de la population stellaire à différents ages (de 4 à 400 Myr, échantillonnés tous les 4 Myr) que je compare aux deux spectres précédemment extraits.

Aucun de ces spectres synthétiques ne permet de reproduire la composante diffuse dominée par des étoiles chaudes, probablement car de la formation stellaire a lieu en ce moment même[2], que GALEV ne peut reproduire. Cette interprétation est confirmée par le fait que le spectre produisant le meilleur ajustement est celui correspondant à l'une des plus jeunes populations, de 12 Myr. En revanche, il semble possible de

2. Au temps de trajet des photons près, i.e. il y a ~ 47000000 d'années

reproduire convenablement le spectre de l'amas stellaire central par une population stellaire de 120 Myr, comme nous pouvons le voir dans la figure 2.22.

Le modèle fait un ajustement légèrement moins satisfaisant que le modèle 2, mais utilise seulement deux spectres, il est donc mieux contraint physiquement.

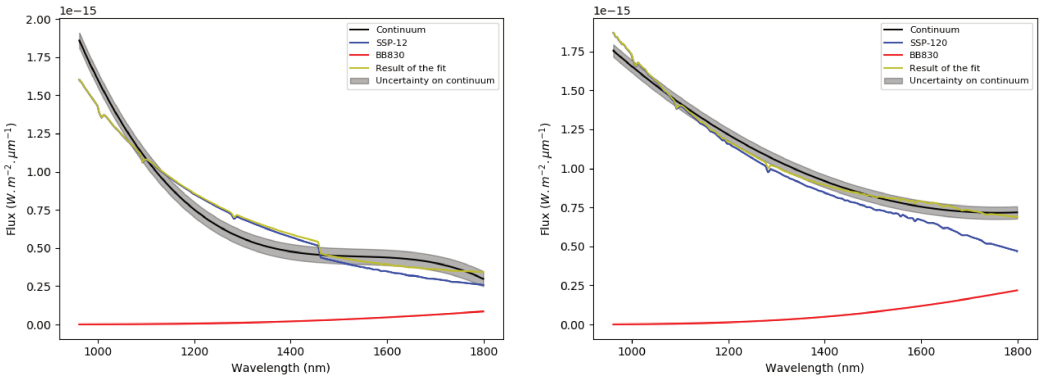


FIGURE 2.22 – Ajustement des spectres de la composante diffuse (gauche) et de l'amas stellaire central (droite) avec les spectres synthétiques de population stellaire produisant les meilleurs résultats : 12 Myr pour la composante diffuse, 120 Myr pour l'amas central.

Modèle 4 : Lumière diffusée de la source centrale

Les études polarimétriques du noyau de NGC 1068 (Antonucci and Miller, 1985; Antonucci, 1993; Gratadour et al., 2015) montrent qu'une partie du flux reçu est polarisé (jusqu'à 10% du flux dans certaines régions très localisées). Le flux polarisé est interprété dans ces études comme de la lumière de la source centrale diffusée par le milieu environnant.

J'essaye donc de détecter cette composante dans le continuum d'émission avec une méthode similaire à celle utilisée jusqu'à présent. Pour cela, il me faut donc un modèle de spectre de la source centrale, ce qui n'est pas facile à obtenir puisque pour NGC 1068, cette source est obscurcie. D'après le modèle unifié des NAG, les objets de type 1 sont intrinsèquement similaires aux objets de type 2, mais ne sont pas obscurcis. Je m'intéresse donc aux spectres d'objets de type 1 pour obtenir un modèle de la source centrale. Riffel et al. (2006) proposent un atlas de NAG dans les longueurs d'onde $[0{,}8 - 2{,}4\ \mu m]$ que j'utilise à cette fin. Les spectres des objets de type 1 sont complexes. Néanmoins la conclusion des auteurs est que leur spectre est essentiellement plat dans la bande H, même si des variations sont observées dans la bande J. J'utilise donc le modèle le plus simple pour cette composante, un spectre plat sur l'ensemble du domaine spectral de mon observation. Il s'agit d'une approximation importante, puisqu'en réalité le continuum de la source centrale est probablement plus complexe. Cependant, il est vraisemblablement suffisamment proche d'un spectre plat,

et suffisamment éloigné des deux autres composantes (population stellaire et poussière chaude) pour pouvoir être détecté si présent. La figure 2.23 montre le résultat de la décomposition du continuum d'émission en prenant en compte cette composante. Si notre modèle est correct, de la lumière diffusée est observée dans une région compacte autour du noyau, ainsi que de manière plus diffuse dans sa périphérie. Comme nous pouvons le voir en comparant avec l'image du degré de polarisation dans la bande H obtenue avec SPHERE (Gratadour et al., 2015), les régions où cette composante est détectée semblent correspondre aux régions où est observée de la lumière polarisée. Cette cohérence avec les mesures directes de polarisation fournit une confirmation de la pertinence de modèle utilisé.

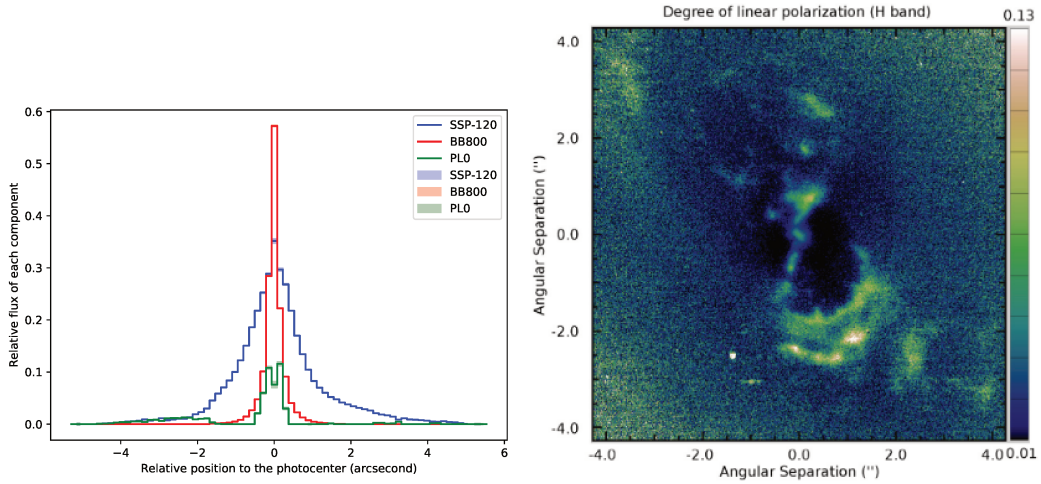


FIGURE 2.23 – Gauche : décomposition du continuum d'émission (auquel on a retiré l'émission diffuse) à toutes les positions de la fente, avec trois composantes : une population stellaire de 120 Myr, une corps noir à 800K, et un spectre plat (PL0, Power-Law 0). Droite : Image du degré de polarisation dans la bande H du noyau de NGC 1068, (Gratadour et al., 2015)

Température du cœur de poussière et âge de la population stellaire

La température du cœur de poussière chaude est estimée être à 800 K depuis le début de l'analyse, et cette valeur n'a pas été vérifiée depuis. Je teste donc une large gamme de températures pour cette composante afin d'obtenir celle la plus à même de reproduire le spectre observé. Dans la partie la plus centrale, poussière chaude et population stellaire se superposent. Cela peut conduire à une dépendance entre les paramètres de ces deux composantes. J'explore donc simultanément la température de la poussière chaude et l'âge de l'amas stellaire, en maintenant constant les autres spectres utilisés jusqu'à présent (fond uniforme et lumière diffusée). Pour chaque couple de paramètres, je compare le spectre synthétique obtenu au continuum observé

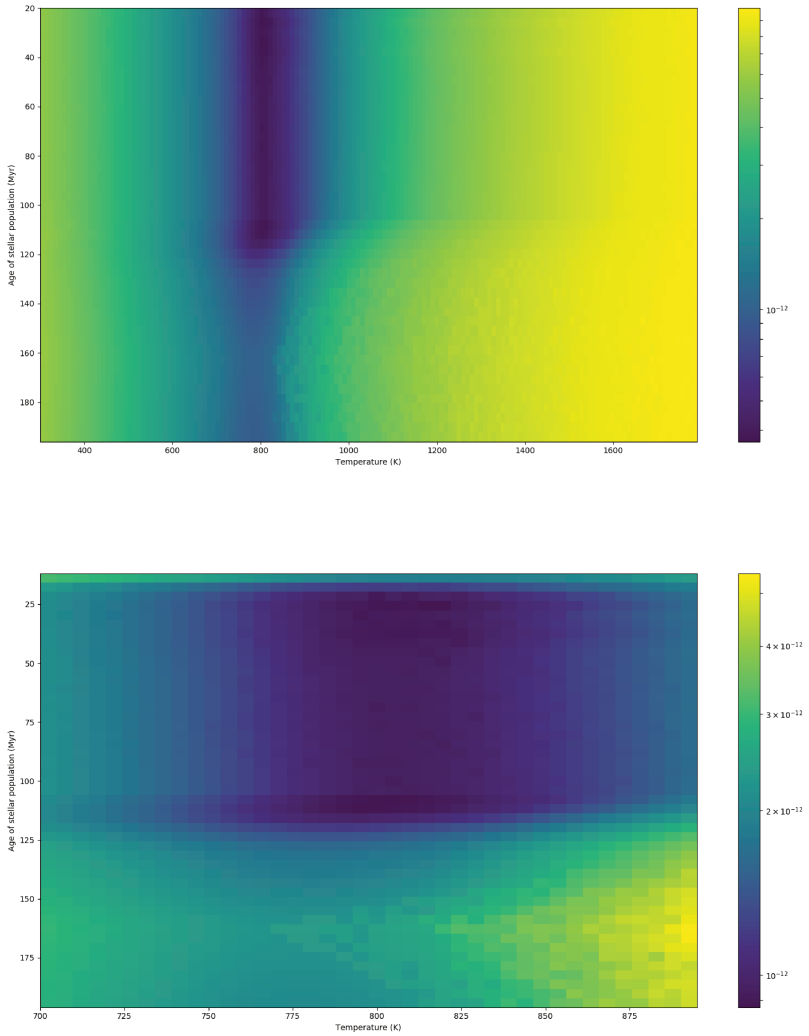


FIGURE 2.24 – Haut : Carte des résidus entre le continuum observé et le continuum synthétisé à partir du modèle, en fonction de deux paramètres : l'âge de la population stellaire et la température du cœur de poussière. Bas : Idem, mais zoomé autour de la meilleure solution. L'échelle de couleur est différente entre les deux figures.

en mesurant les résidus. Je présente une carte de ces résidus en fonction des deux paramètres en figure2.24.

Le meilleur couple de paramètres est [800 K - 112 Myr], ce qui est très proche des paramètres initiaux. Cette carte permet de plus d'obtenir des indications sur la manière dont le modèle réagit à des variations de ces paramètres. Nous pouvons notamment voir que la température de la poussière chaude est très bien contrainte, avec des limites supérieure et inférieure très marquées. Un critère simple pour une estimation de l'incertitude sur cette température est de chercher les valeurs de température

qui font doubler la somme des résidus avec tous les autres paramètres fixés. On obtient $750\ K < T < 850\ K$, soit $T = 800 \pm 50\ K$. Pour ce qui concerne l'âge de la population stellaire, la question est moins tranchée, avec une limite supérieure bien marquée à 120 millions d'années, un minimum local à 112 millions d'années, mais toute une gamme de solutions acceptables jusqu'à 16 millions d'années. De manière synthétique, je décris donc l'âge de la population stellaire comme $t_* = 112^{+8}_{-94}\ Myr$. Cette importante incertitude sur l'âge traduit la similitude dans les bandes YJH des spectres de populations stellaires âgées de $t_* = 18\ Myr$ à $t_* = 120\ Myr$, qui fournissent donc des décompositions similaires du continuum d'émission.

Fond uniforme

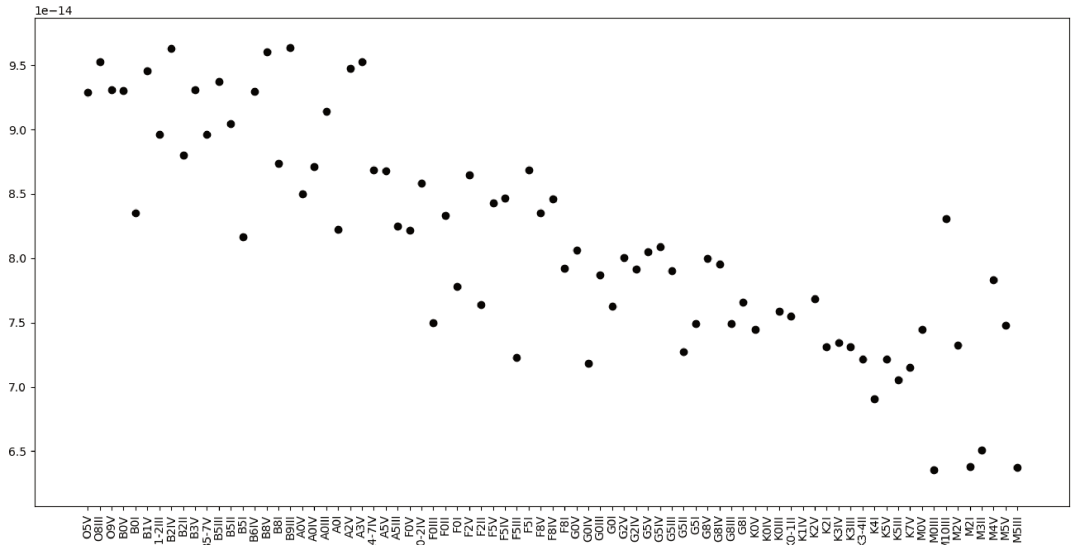


FIGURE 2.25 – Résidus des ajustements du continuum d'émission mesuré en bord de fente en fonctions des différents modèles de spectres stellaires présents dans la librairie Pickles (Pickles, 1998).

Comme nous le verrons dans la suite du chapitre avec l'analyse des raies d'absorption, entre 5% et 20% du flux à 1620 nm du fond uniforme provient d'étoiles froides. À première vue, ce résultat est donc incompatible avec l'étude du continuum d'émission, qui révèle la présence et le rôle prédominant d'étoiles de type OB dans cette région. Néanmoins, ce sont en réalité principalement les bandes Y et J, qui sont du côté *bleu* du spectre, qui mènent à cette conclusion. Il est donc envisageable que des étoiles plus froides, de type K ou M, contribuent significativement au continuum mesuré à 1590 nm. Afin de reproduire le continuum du fond supposé uniforme (mesuré au bord de la fente dans la bande H), j'avais choisi d'ajouter une composante de corps noir à 800 K dans le but de reproduire la poussière chaude pouvant être présente dans les régions de formation stellaire. Au vu de cette information apportée par les raies de

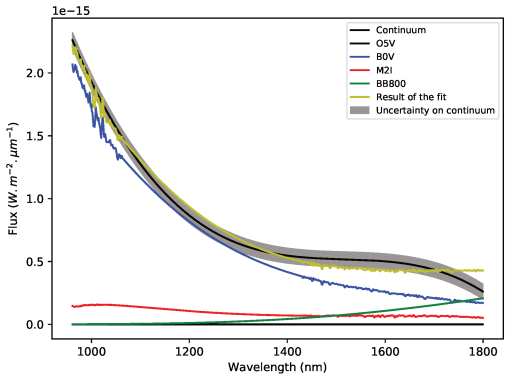
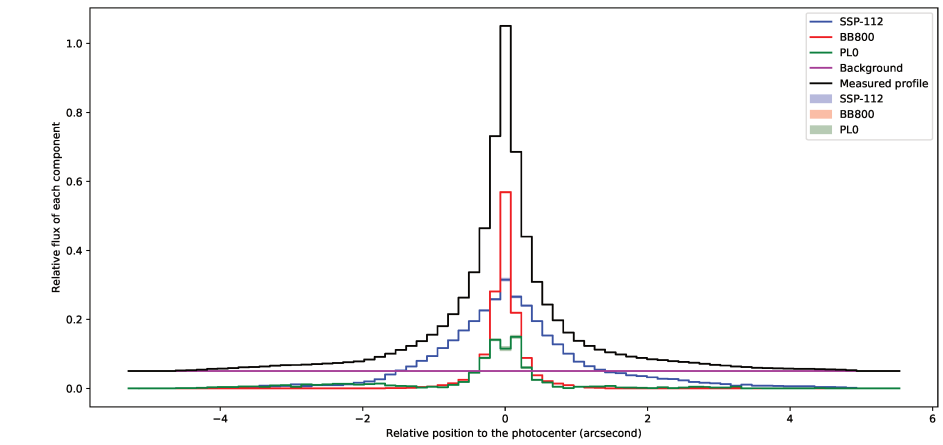


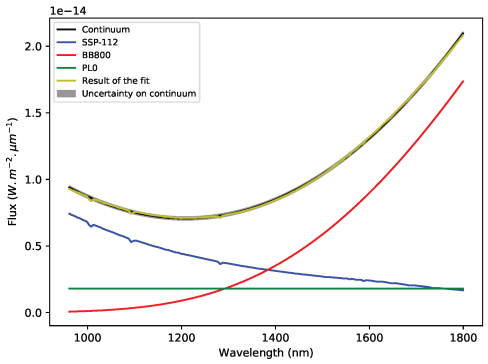
FIGURE 2.26 – Ajustement du continuum d'émission mesuré en bord de fente avec des spectres stellaires théoriques d'étoiles 05V, B0V et M2I.

CO, il devient intéressant de considérer que ce flux à grandes longueurs d'onde que les étoiles de type OB ne parviennent pas à reproduire seules pourrait provenir en partie de ce type d'étoiles froides. J'essaye donc -de manière similaire à ce qui est décrit dans le paragraphe 2.3.1- de reproduire ce continuum à partir de spectres stellaires. En pratique, je maintiens la présence d'étoiles de type OB et la présence du corps noir à 800 K, et je teste un à un tous les types spectraux disponibles dans la librairie Pickles (voir figure 2.25 pour une comparaison des résidus obtenus avec chaque type). J'arrive de cette manière la conclusion que des étoiles de type M2, et de manière plus générale les étoiles avec des températures proche de 3000 K, sont les plus à même de reproduire le comportement observé dans la bande H. Dans le contexte de la formation stellaire observée autour du noyau de NGC 1068, il est vraisemblable que ces étoiles froides soient des géantes ou des super-géantes. La figure 2.26 montre le résultat de cette nouvelle décomposition, où nous pouvons voir que désormais une partie du flux à 1620 nm est expliqué par ces étoiles froides. Puisque les résidus entre le modèle et le continuum observé sont moindres que ceux obtenus avec premier modèle du fond diffus (avec uniquement un corps noir à 800 K), et que la présence d'étoiles froides permet d'expliquer la présence de la raie de CO à 1590 nm, je conserve ce nouveau modèle pour le fond uniforme, qui est donc constitué d'étoiles très chaudes, de type OB, ainsi que d'étoiles froides de type M.

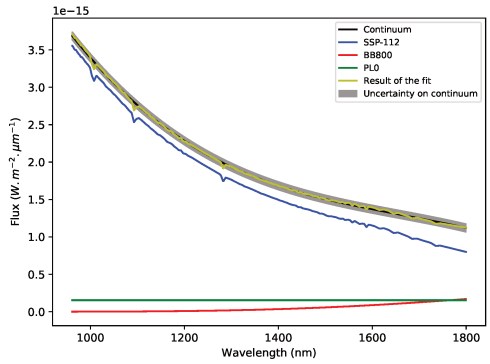
Modèle final du continuum d'émission



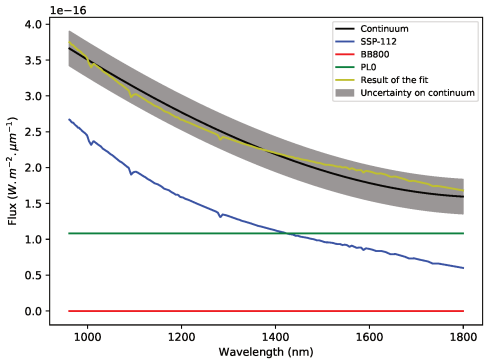
(a)



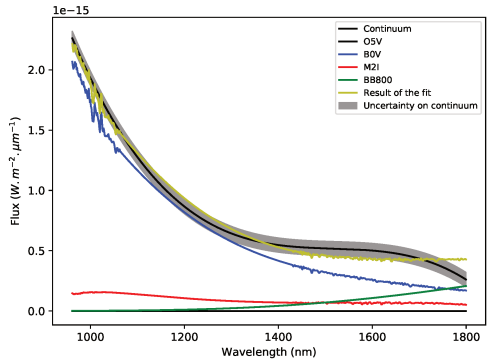
(b)



(c)



(d)



(e)

FIGURE 2.27 – Modèle final du continuum d'émission. La figure (a) représente la décomposition à toutes les positions de la fente, avec quatre composantes : un fond stellaire uniforme, une population stellaire de 112 Myr, un corps noir à 800K, et un spectre plat (PL0, Power-Law 0). Les figures (b), (c), (d) montrent le résultat de cette décomposition (une fois le fond soustrait) à différentes positions caractéristiques : le photo-centre, 1" Nord, et 2" Sud. Enfin, la figure (e) montre la décomposition du fond diffus qui a été soustrait.

Le modèle final du continuum d'émission que je présente en figure 2.27 est donc constitué de quatre éléments :

1. Un fond uniforme d'origine stellaire, dominé dans notre domaine de longueur d'onde par des étoiles très chaudes. Le spectre de cette composante -qui est estimé sur les bords de la fente- est dominé en grande partie par une émission en loi de puissance compatible une émission de corps noir dans un régime de Rayleigh-Jeans ($T > 12000\ K$), avec contribution d'étoiles de type M, plus froides ($T \sim 3000\ K$). La composante très chaude provient d'étoiles de type OB (voir figure 2.27e), tandis que la composante tiède provient vraisemblablement de poussière chauffée par l'intense formation stellaire.
2. Un amas stellaire nucléaire âgé de moins de 120 millions d'années ($t_* = 112^{+8}_{-94}\ Myr$) d'une largeur à mi-hauteur de $0{,}92 \pm 0{,}15$ "/ $65 \pm 9{,}5\ pc$, et détecté jusqu'à au moins 3" dans les deux directions nord et nud. Une fois le fond uniforme soustrait, un spectre de cet amas stellaire peut être isolé dans la région au nord du cœur central (voir figure 2.27c où est présenté l'ajustement final de ce spectre).
3. Un cœur de poussière chaude, dont le spectre est compatible avec une émission de corps noir à $T = 800 \pm 50\ K$ (voir figure 2.27b). Une fois le fond uniforme soustrait, cette poussière chaude n'est détectée que dans la région la plus centrale, qui n'est pas résolue spatialement dans les conditions de l'observation ($r < 0{,}35$").
4. De la lumière diffusée de la source centrale par le milieu environnant, modélisée par un spectre plat. Une contribution significative est observée dans la région la plus centrale (non résolue), ainsi que sur une région étendue de 2 à 3" au Sud du cœur du poussière (voir figure 2.27d).

2.3.2 Raies d'émission

Dans cette sous-section, je décris l'analyse de l'image spectrale de l'objet, soustraite de sa partie continue (voir figure 2.15). Autrement dit, j'étudie les composantes discrètes du spectre -au sens spectral du terme- qui peuvent être classées en deux catégories : les raies d'émission et les raies d'absorption. Je présente l'identification de ces raies, ainsi que les mesures de leur profil spatial et de leur décalage Doppler.

Profil spatial et spectre intégré

Tout d'abord, il est intéressant d'analyser le profil spatial global de cette image spectrale, qui est présenté en figure 2.28. Ce profil, qui mesure le flux total des raies d'émission à chaque position de la fente, permet de faire quelques constats. Tout d'abord ce profil est nettement positif, indiquant que de nombreuses raies d'émission

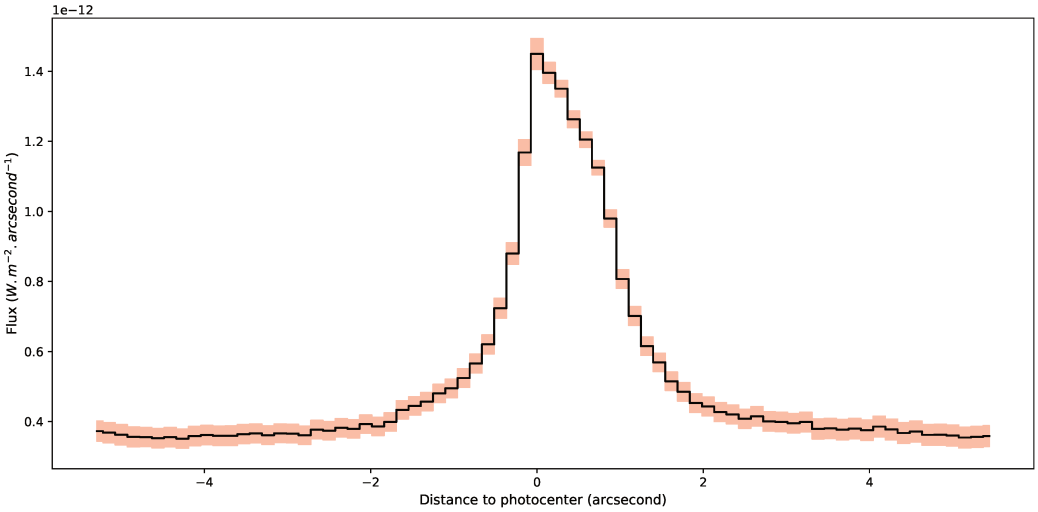


FIGURE 2.28 – Profil spatial de l'émission de raies. Cette courbe en escalier représente le flux total émis par les raies sur chaque *bin* de 0,15" le long de la fente. La position 0 indique la région d'émission continue maximale.

sont présentes. Il est centré sur la position 0, qui est définie comme la position du maximum d'émission continue (le *photo-centre*), et s'étend de cette position jusqu'à une distance de 2" ($\sim 150pc$), au delà de laquelle aucune émission significative n'est détectée, indiquant que la source centrale joue vraisemblablement un rôle important dans la ionisation du milieu. Également, ce profil est asymétrique, avec une émission plus importante dans la périphérie nord du noyau que sud, indiquant soit une extinction plus importante dans cette dernière, soit un phénomène ionisant asymétrique.

Spectre global en émission et en absorption Le profil spatial intégré des raies d'émission nous a donné la localisation de la région ionisée. Je présente dans la figure 2.29 le spectre intégré de $-0{,}5$" à $+1$", qui contient la majorité du flux des raies d'émission et qui permet d'en faire une première analyse. Au total, 11 raies d'émission sont détectées de manière certaine, ainsi que 4 raies d'absorption. La raie d'hélium He I à 1083 nm domine largement ce spectre. Si l'on met de côté cette raie, ainsi que $He\ II$, $P\gamma$ et $P\beta$, alors les raies observées sont toutes des raies dites *interdites*, typiques des milieux très peu denses. La région entre les bandes J et H (située entre 1350 et 1450 nm) est bruitée et incertaine, à cause de la très faible transmission à ces longueurs d'onde qui a été corrigée par la réduction de données. Puisque une raie d'émission d'intérêt ([Si X]) est détectée à la limite de ce domaine spectral, je le laisse apparent sur mes figures.

À cause de la résolution spectrale relativement basse de l'instrument ($R \sim 350$, soit en moyenne $\Delta\lambda \sim 4{,}5\ nm$) et du faible rapport signal sur bruit de certaines raies, l'identification fut difficile. Je me suis donc reposé sur une autre analyse du

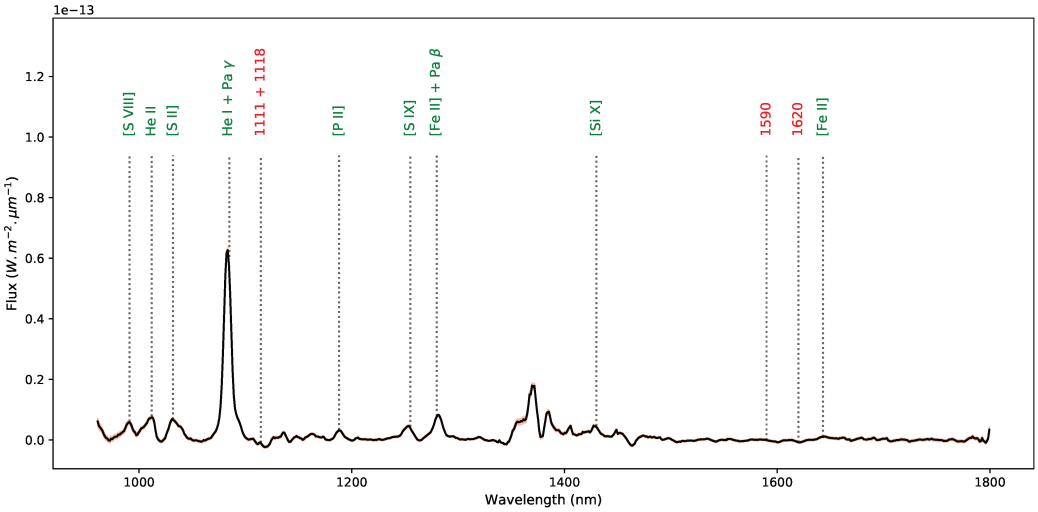


FIGURE 2.29 – Spectre intégré sur la région d'émission maximale de raies (−0,3 à 1"). La position des raies d'absorption est indiquée en rouge et les raies d'émission sont décrites en vert.

noyau de NGC 1068, publiée par Martins et al. (2010), basée sur une observations utilisant un spectrographe de meilleure résolution spectrale : SpeX sur le Infrared Telescope Facility (IRTF). Cette observation est à une résolution spatiale bien moins bonne ($r \sim 1{,}3$"), mais ce n'est pas un problème puisque comme nous l'avons vu le coeur d'émission de raies s'étend sur plus d'une seconde d'angle. Cela offre d'ailleurs un avantage, puisque la fente est nettement plus large et laisse passer plus de flux en provenance du milieu ionisé. La résolution spatiale $R \sim 800$ permet de distinguer certaines raies qui se chevauchent dans notre spectre. L'identification obtenue est présentée dans le tableau 2.2.

Profils spatiaux d'émission

J'ai cherché à extraire de l'image spectrale des profils spatiaux du flux émis par chacune des raies d'émission détectées. Pour ce faire, j'ai dû utiliser différentes méthodes que je décris dans ce paragraphe. Puisque un élément de résolution spatiale s'étale sur plus de deux pixels, et puisque que le rapport signal sur bruit de certaines raies est faible, je rééchantillonne spatialement mon image spectrale en pixels de 0,15".

À chaque fois que cela est possible, j'utilise l'ajustement d'une fonction gaussienne à quatre paramètres pour mesurer les propriétés d'une raie d'émission. Les paramètres ajustés sont la longueur d'onde centrale, la largeur à mi-hauteur, l'amplitude, et l'ordonnée à l'origine (les trois derniers paramètres permettant d'obtenir le flux). Pour une raie isolée et suffisamment forte, cette méthode donne de très bons résultats ainsi qu'une bonne évaluation des incertitudes sur chaque paramètre et sur les quantités déduites. Un exemple d'ajustement de la sorte, sur la raie [P II] d'intensité modérée,

TABLE 2.2 – Raies d'émission détectées, longueur d'onde de référence, position du maximum d'émission par rapport au photocentre, et étendue spatiale de l'émission

Élément identifié	Longueur d'onde (nm)	Position du maximum d'émission (")	Étendue spatiale (")
[S VIII]	991	/	/
He II	1012	0,15	4,0
[S II]	1032	0,3	3,5
He I	1083	0,0	4,0
Pa γ	1093	0,0	4,0
[P II]	1188	0,0	3,5
[S IX]	1252	0,0	3,0
[Fe II]	1257	0,9	8,0
Pa β	1272	0,0	4,0
[Si X]	1430	0,2	2,5
[Fe II]	1643	0,8	7,0

est présenté dans la figure 2.30a.

Dans deux situations, cette méthode s'est révélée ne pas être applicable de manière fiable. La première se présente lorsque deux raies sont trop proches -spectralement- l'une de l'autre, dans ce cas des erreurs très importantes sur l'estimation des paramètres apparaissent. Afin de contourner cette difficulté, j'ajuste simultanément les paramètres de deux gaussiennes. Les figures 2.30b et 2.30c montrent cet ajustement pour les couples [He I-Pa_γ] et [[S IX]-[Fe II]]. Dans ce dernier cas, les deux raies sont encore trop proches, et je suis obligé d'imposer leur longueur d'onde centrale.

Enfin, pour toutes les raies isolées, je mesure également le flux de manière indépendante en faisant simplement la somme des pixels d'intérêt à chaque position. J'utilise cette mesure d'une part pour la raie de [Si X] qui est dans une région très bruitée du spectre et sur laquelle les ajustements gaussiens donnent de piètres résultats, et d'autre part pour vérifier et compléter les mesures par ajustement gaussien.

Des différences importantes apparaissent entre les profils spatiaux ainsi mesurés. Trois d'entre eux, caractéristiques des autres, sont présentés dans la figure 2.31 :

— 2.31a He I, 1083 nm : Le profil spatial du flux de He I est centré sur le photo-centre et s'étend sur ~ 4". Les profils spatiaux des autres raies permises (He II, $P\gamma$ et $P\beta$) sont similaires.

— 2.31b [Fe II], 1643 nm : Le profil spatial de [Fe II] est centré sur une région à 0,9" du photo-centre et s'étend sur une région bien grande que les raies permises (~ 6"). Le profil spatial de l'autre raie [Fe II], à 1257 nm, est très semblable.

— 2.31c [Si X], 1430 nm : Un profil très étroit (~ 2"), centré sur une région très légèrement au Nord du photo-centre ($d \sim 0{,}2$"). [S IX], à 1252 nm, présente

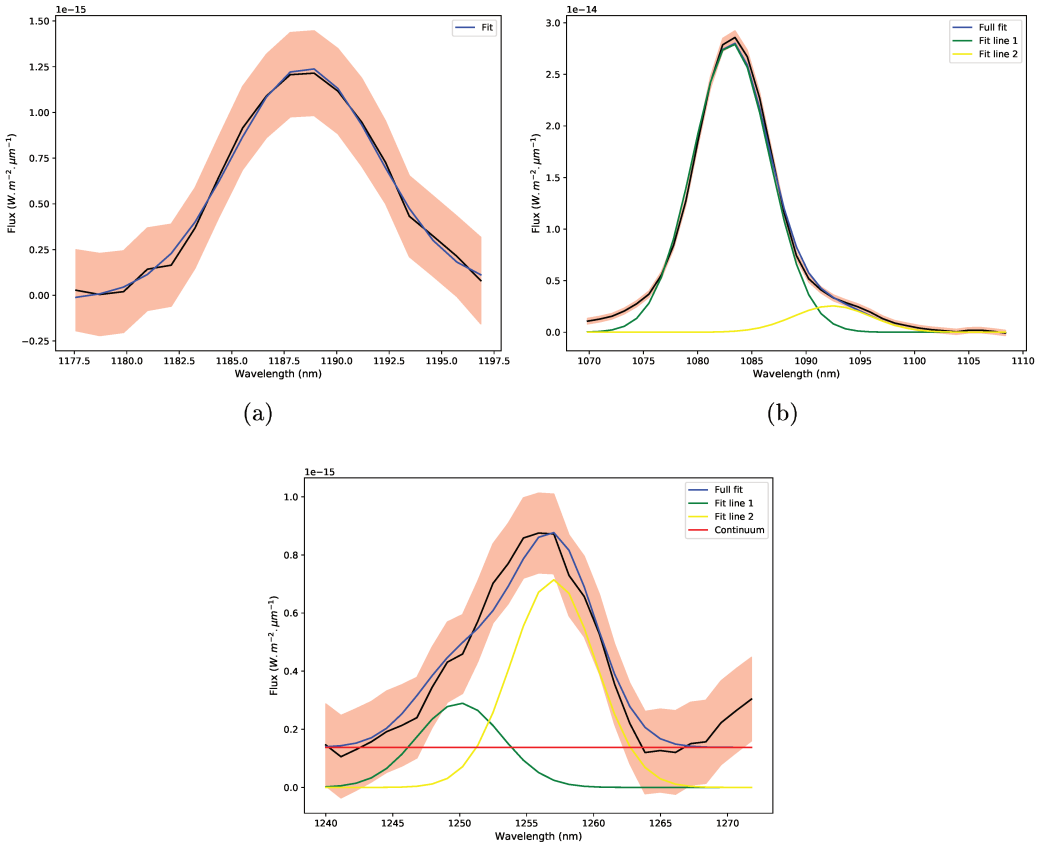


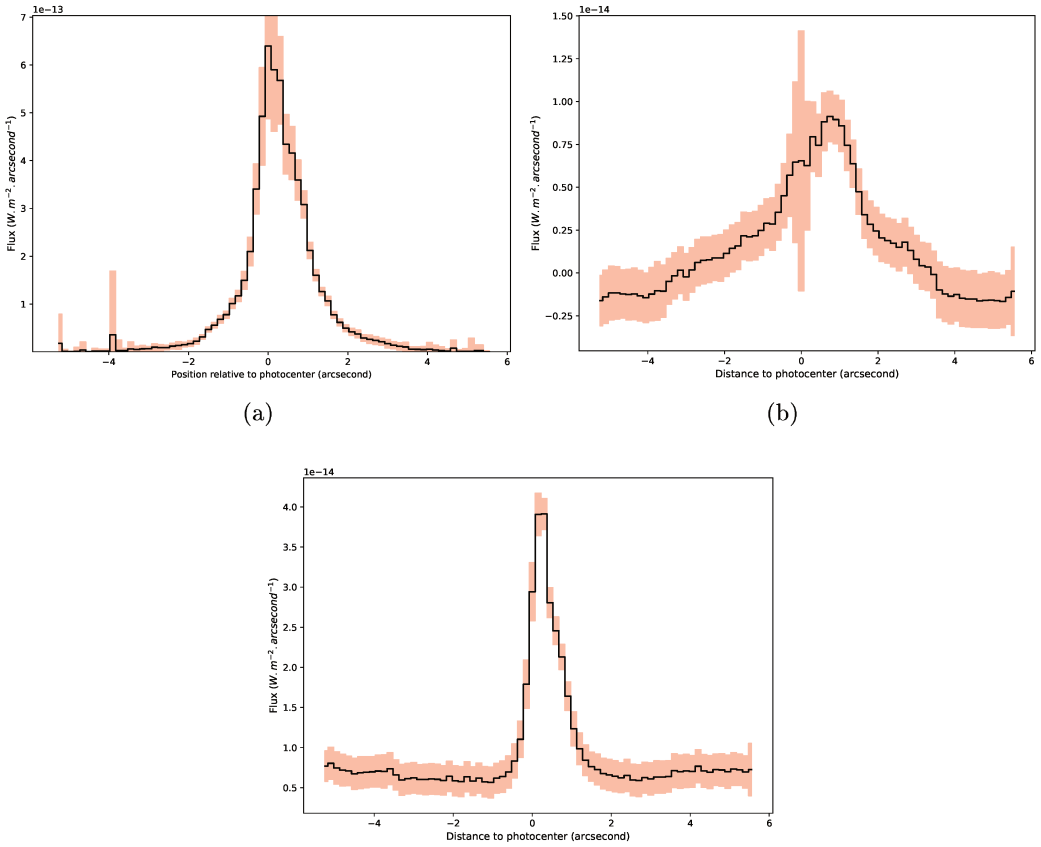
FIGURE 2.30 – Ajustements gaussiens des raies d'émission : (a) Ajustement simple réalisé sur la raie [P II] (b) Ajustement à deux gaussiennes pour le couple He I - $P\gamma$ (c) Ajustement à deux gaussiennes pour le couple [S IX] - [Fe II] 1257, avec longueurs d'onde centrales fixées.

un comportement similaire

Effets Doppler des raies d'émission

Une analyse précise des résultats des ajustements gaussiens décrits ci-dessus permet de mettre en évidence un décalage spectral de certaines raies d'émission qui varie en fonction de la position le long de la fente. À son effet maximum, le décalage en longueur d'onde est inférieur à 3 nm, soit moins qu'un élément de résolution spectral. Seules les raies avec un très bon rapport signal sur bruit permettent donc d'observer cet effet. Plus précisément, elles sont au nombre de quatre, et la mesure de leur décalage le long de la fente est présenté dans la figure 2.32.

Trois de ces raies suivent un comportement très similaire, décalées vers le rouge dans la région Sud (jusqu'à 250 $km.s^{-1}$ par rapport au photo-centre) et décalées vers le bleu dans la région Nord : He I (figure 2.32a), [S II] (figure 2.32b) et [P II] (figure



(a) (b)

(c)

FIGURE 2.31 – Profils spatiaux de trois raies d'émission caractéristiques : (a) He I (b) [Fe II] 1257 nm (c) [Si X]

2.32c). La dernière de ces raies -[Fe II] 1643 nm- a un comportement presque opposé, avec une émission septentrionale décalée vers le rouge de 500 $km.s{-}1$.

Raies d'absorption

En plus de ces nombreuses raies d'émission, des phénomènes d'absorption sont également observés. Moins nombreuses, et de moindre amplitude que les raies d'émission, ces absorptions sont difficiles à distinguer du bruit et des défauts de la correction de la transmission atmosphérique. Néanmoins, je pense avoir identifié quatre raies d'absorption d'origine astrophysique à 1111, 1118, 1590 et 1620 nm.

Le signal de ces raies d'absorption est trop bruité pour réaliser des ajustements gaussiens, j'utilise donc de simples sommes discrètes sur les spectres mesurés pour estimer le *flux* -négatif- de ces raies. Pour les phénomènes d'absorption, il est plus intéressant d'étudier la *largeur équivalente* de l'absorption, qui se calcule comme le rapport du flux absorbé sur la valeur du continuum aux longueurs d'onde voisines. La

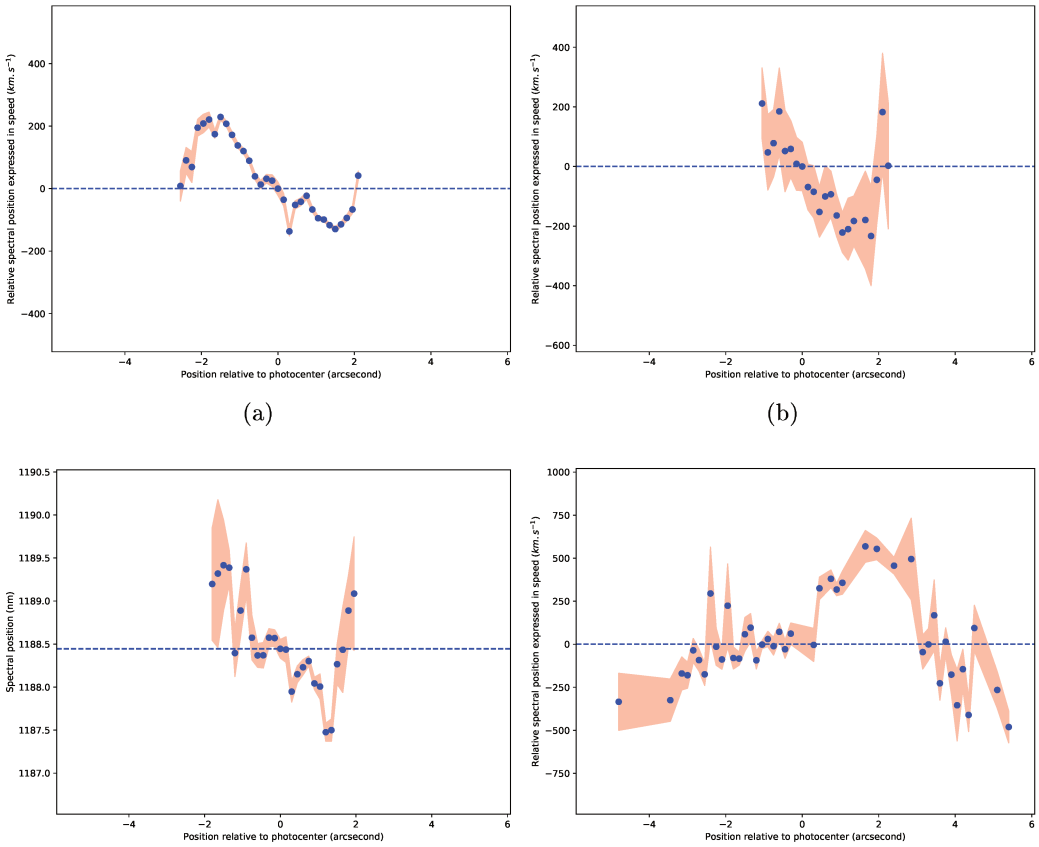
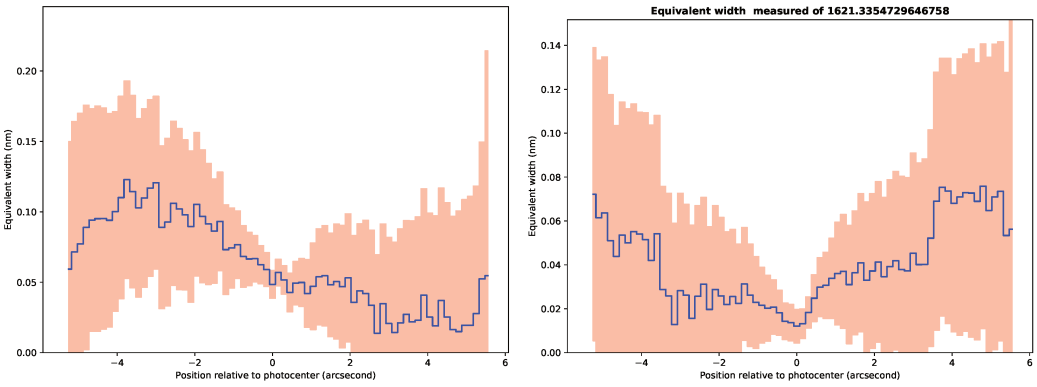


FIGURE 2.32 – Effet Doppler mesuré sur quatre raies d'émission caractéristiques : (a) He I (b) [S II] (c) [P II] (d) [Fe II]

propagation des incertitudes sur ces deux mesures au travers cette opération donne une incertitude importante sur le résultat.

À nouveau, deux catégories se distinguent parmi les raies d'absorption que je présente dans la figure 2.33. Les absorptions à 1111 et 1118 nm présentent une largeur équivalent qui décroit linéairement du Sud vers le Nord (voir figure 2.33a pour la raie à 1118 nm), tandis que l'absorption des deux raies à 1590 et 1620 nm semble symétrique par rapport au photo-centre, avec un maximum d'absorption sur les bords. L'identification de ces raies d'absorption est discutée dans la sous-section suivante.



(a) (b)

FIGURE 2.33 – Largeur équivalente des raies d'absorption : (a) 1118 nm (b) 1620 nm

2.4 Interprétation des résultats

Dans la section précédente, j'ai mis en évidence la présence de différentes structures au cœur de NGC 1068 : un cœur de poussière chaude, au moins deux populations stellaires, et une région de gaz ionisé. Ces quatres structures ont déjà été observées par le passé, leur détection dans notre spectre n'est donc pas surprenante. Dans l'ensemble, les résultats présentés dans la section précédente concordent avec ce qui était attendu au vu de ces précédentes observations. Néanmoins, certains détails et certaines interprétations diffèrent. Dans cette section, je confronte les conclusions de mon analyse à celles de différentes publications sur le sujet. L'objectif est de dégager une image plus complète du noyau, éventuellement de mettre en évidence certains points de désaccord avec ces études ou certains points d'incertitude, et de suggérer des pistes d'approfondissement.

2.4.1 Population stellaire

L'une des conclusions sans équivoque de mon analyse est la présence de deux populations stellaires distinctes, qui dominent le spectre dans les bandes Y et J, ainsi que dans la bande H si l'on écarte la région centrale où domine la poussière du tore. La première se présente sous la forme d'un amas central de 250 pc, dont j'estime l'âge inférieur à 120 millions d'années (population A). La seconde population (population B), présente sur les 700 pc couverts par le champ de vue de la fente, est supposée strictement uniforme. Son spectre est dominé dans les bandes Y et J par un flux en $F_\lambda \propto \lambda^{-4}$, indiquant la présence d'étoiles chaudes avec une température $T > 12000K$, de type O ou B.

La présence d'une population stellaire au cœur de NGC 1068 était connue, avec différentes analyses telles que celles publiées par Origlia et al. (1993), qui conclut déjà que sur une région de 4,4" × 4,4" autour du noyau, 70% du flux dans la bande H provient d'une population stellaire, ou bien par Martins et al. (2010) qui à l'aide de spectroscopie infrarouge met en évidence la présence de formation stellaire dans la région sud noyau. Plus récemment, (Rouan et al., 2019) ont mesuré le profil de cet amas aux plus petites échelles spatiales, à l'aide de l'instrument SPHERE également (mais en mode imagerie).

Deux analyses récentes de spectroscopie intégrale de champ dans l'infrarouge proche caractérisent les propriétés de ces populations stellaires. La première, publiée par Davies et al. (2007), étudie la formation stellaire autour de huit NAG dont NGC 1068 avec l'instrument SINFONI. En modélisant le continuum dans les bandes H et K et la largeur équivalente de raies d'absorption diagnostiques (CO et $Br\ \gamma$) avec le code de synthèse spectrale STARS, ils séparent la contribution stellaire et produisent une carte de la population stellaire dans un champ de vue de 4" × 4" que je pré-

sente dans la figure 2.34. La carte est en accord avec le schéma déduit des données SPHERE : un coeur de poussière chaude et un cluster stellaire central superposés un fond stellaire non nul. En ce qui concerne l'âge des étoiles, les auteurs s'intéressent principalement à l'amas central et n'analysent pas le fond diffus. La haute résolution spatiale de SINFONI permet aux auteurs d'estimer les vitesses de rotation de l'amas ($V_* = 15\ km.s^{-1}$) et d'en obtenir une estimation de sa masse ($M = 1{,}3 \times 10^8\ M_\odot$). Les magnitudes H et K, associées à cette estimation de la masse, leur permettent d'obtenir une estimation de l'âge à partir de relations Masse-Luminosité. L'âge de l'amas est estimé à 200-300 millions d'années, sous l'hypothèse qu'aucune formation stellaire n'a lieu en l'instant. Sinon, cet âge serait à revoir à la baisse. Cette hypothèse d'absence de formation stellaire est justifiée par l'absence d'émission $Br\ \gamma$ dans l'amas. Néanmoins, les auteurs soulignent que la dynamique de l'amas et son profil lumineux indiquent un épisode récent de formation stellaire.

La seconde de ces études est publiée par Storchi-Bergmann et al. (2012) et présente de manière similaire une cartographie des 180 pc centraux dans les bandes H et K à l'aide de spectroscopie intégrale de champ fournie par l'instrument NIFS du télescope Gemini Nord, couplé au système d'optique adaptative ALTAIR. À chaque position de la carte, le spectre est décomposé en différentes composantes -populations stellaires, corps noirs, lois de puissance- à l'aide du code STARLIGHT (Cid Fernandes et al., 2011). Les cartes obtenues sont présentées en figure 2.35 et mettent en évidence une contribution quasiment uniforme d'étoiles jeunes (les cartes x_Y et x_{YI} pour les étoiles respectivement d'âge $\tau < 100\ Myr$ et $300 < \tau < 700\ Myr$), sauf dans la plus région centrale où ce sont des étoiles vieilles qui dominent ($5 < \tau < 13\ Gyr$).

Le schéma que j'ai déduit de mon observation (un amas stellaire superposé à un fond d'étoiles chaudes) semble donc confirmé dans un premier temps par ces deux études. Néanmoins, les âges déduits diffèrent sensiblement. Pour l'amas central, l'analyse de Davies et al. (2007) donne un âge de 200 à 300 millions d'années (moins si l'on fait l'hypothèse de formation stellaire en cours) et celle de Storchi-Bergmann et al. (2012) donne un âge nettement plus élevé, 5 à 13 milliards d'années avec une contribution d'une structure plus étendue de 300 millions d'années (voir figure 2.35a). La différence dans l'estimation de l'âge de l'amas central avec cette dernière étude paraît donc importante. Néanmoins, en plus de la bande H, l'observation SPHERE décrite ici contient les bandes Y et J, à plus courtes longueurs d'ondes, et est donc naturellement plus sensible à la présence d'étoiles jeunes et chaudes. Puisque je modélise cet amas comme une population stellaire unique, un surplus d'étoiles chaudes peut facilement se traduire par estimation plus basse de l'âge. Puisque comme nous l'avons vu la région a récemment été le siège d'une formation stellaire importante (peut-être toujours en cours), cette explication est vraisemblable.

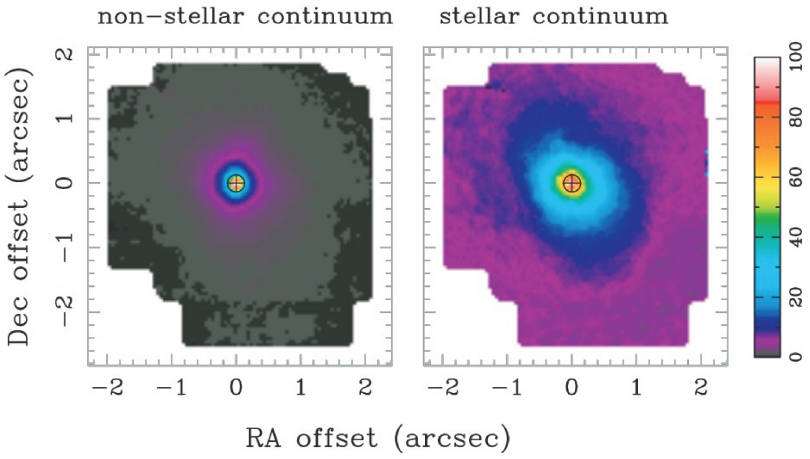
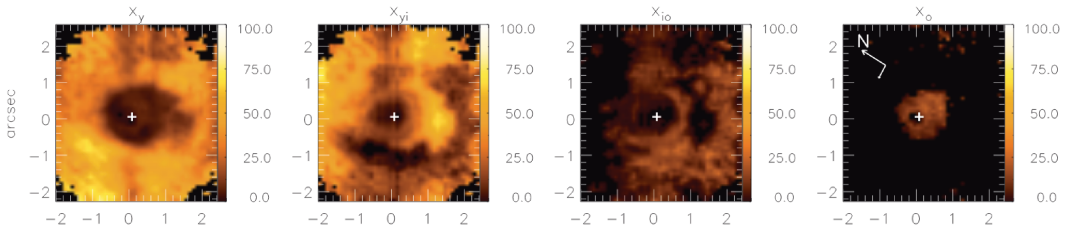


FIGURE 2.34 – Cartes du noyau de NGC 1068 obtenues avec SINFONI au VLT (Davies et al., 2007). La figure de droite montre la contribution d'origine stellaire au continuum d'émission, et la figure de gauche la contribution non stellaire. L'échelle de couleur indique le flux relatif au pic de chaque carte (exprimé en pourcent). La méthode de décomposition est décrite en détail dans Davies et al. (2007), et les cartes sont extraites de la figure 4 de cette publication.

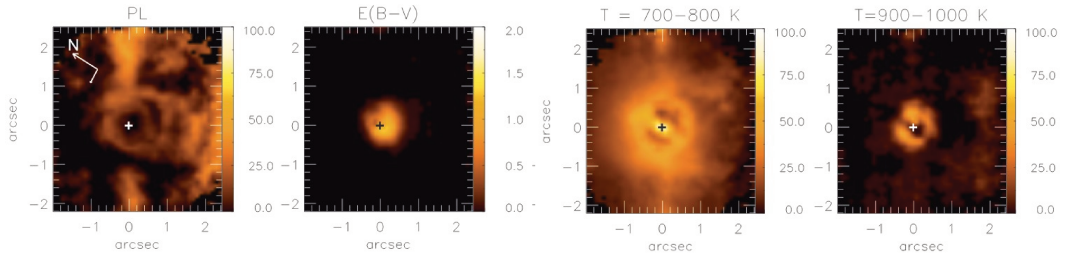
Les raies d'absorption

Quatre raies d'absorption sont observées dans l'image spectrale, à 1111, 1118, 1590, et 1620 nm. Parmi celles-ci, seules les deux raies à 1118 et 1620 nm sont détectées avec un signal suffisant pour calculer leur largeur équivalente.

Il convient tout d'abord d'identifier l'origine de ces raies, que je suppose dans un premier temps stellaire. Je cherche donc à identifier dans quelles étoiles elles sont présentes. Les raies d'absorption à 1590 et 1620 nm ont déjà été identifiées dans les spectres d'étoiles froides (G, K et M principalement), et sont totalement absentes des étoiles OB. La raie observée à 1620 nm résulte de multiples absorptions de la molécule CO. La raie à 1590 nm quant à elle résulterait de l'absorption de silicium et de OH, dans des proportions qui varient avec la température de l'étoile. Les variations de la largeur équivalente de la raie de CO en fonction de la position le long la fente (figure 2.33b) semblent indiquer qu'elle ne provient pas de l'amas central mais de la population B : elle décroît à mesure que l'on se rapproche du centre, diluée par la lumière de l'amas central et du tore de poussière. Comme très bien décrit dans Origlia et al. (1993), la largeur équivalente de la raie de CO 1620 nm varie en fonction de la température de l'étoile (voir figure 2.36). La mesure de la largeur équivalente de cette raie sur nos données est entachée de grandes incertitudes, néanmoins on peut estimer que sur les bords de la fente, la bande CO a une largeur équivalente d'environ 0,06 nm. Cette mesure, qui indique qu'entre 5% et 20% du flux à 1620 nm proviendrait de ces étoiles froides, justifie la modification du modèle du fond uniforme dans le



(a)



(b)

FIGURE 2.35 – Cartes des différents composants du spectre de NGC1068, résultant de la décomposition présentée dans Storchi-Bergmann et al. (2012). De gauche à droite et de haut (a) en bas (b) : (a) la population d'étoiles jeunes (leq 100 Myr), la population d'étoiles jeunes-intermédiaires ($0{,}3 - 0{,}7$ Gyr), la population d'étoiles vieilles-intermédiaires ($1-2$ Gyr) et la population d'étoiles vieilles ($5-13$ Gyr) (b) la contribution d'une loi de puissance (lumière diffusée), l'extinction E(B-V), la poussière chaude à 700-800 K, et la poussière chaude à 900-1000 K. Crédit : Storchi-Bergmann et al 2012 (Storchi-Bergmann et al., 2012)

paragraphe 2.3.1.

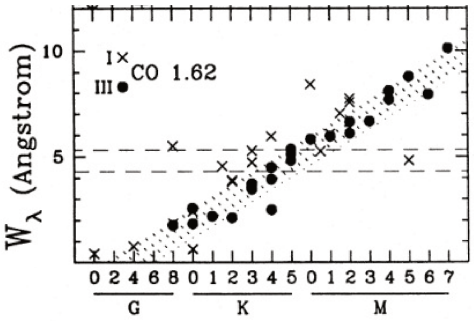


FIGURE 2.36 – Variation de la largeur équivalente de CO(6,3) 1,62μm en fonction du type spectral de l'étoile. Les cercles indiquent les géantes, et les croix les supergéantes. Crédit : Figure extraite de la figure 5a de Origlia et al. (1993)

La seconde raie d'absorption d'intérêt, à 1118 nm, est plus difficile à identifier. Dans l'analyse du catalogue infrarouge de NAG proposé par Riffel en 2006 (Riffel et al., 2006), il est noté que la plupart des Seyfert 2 présentent une raie d'absorption à 1,1 μm, non mentionnée jusqu'alors. Les auteurs suggèrent que cette raie d'absorption

pourrait provenir de CN, marqueur d'étoiles vieilles ($\sim$ 1 milliard d'années) sur la branche asymptotique des géantes. Dans un premier temps, nous pourrions être tentés d'attribuer cette absorption aux étoiles de type M détectées par le biais de la raie de CO, puisqu'elles ont des températures très similaires. Cependant, comme nous pouvons le voir dans la figure 2.33, la distribution spatiale de la raie à 1118 nm est significativement différente de celle de CO. Elle est maximum à l'extrémité Sud de la fente, et décroît jusqu'à être pratiquement nulle à l'extrémité Nord. Il apparaît donc clairement que ces absorptions ont pour origine deux structures distinctes. Il est intéressant de noter que cette absorption ne semble pas subir de dilution dans la région centrale, ce qui pourrait indiquer qu'elle trace un absorbeur en avant plan de l'objet. Également, comme nous pouvons le voir dans les figures 2.28 et 2.31, une asymétrie nord/sud importante est présente dans l'émission du gaz ionisé, l'émission étant bien plus faible au Sud. De même, la lumière polarisée -qui trace la rencontre avec le milieu interstellaire- est observée en plus grande quantité dans la région sud (Gratadour et al., 2015). Il paraît donc possible que cette raie d'absorption soit un traceur du milieu interstellaire entourant le noyau.

2.4.2 Cœur de poussière

Il n'y a guère de doute sur le fait que le flux à grandes longueurs d'onde dans la région centrale trace le *tore de poussière* décrit par le modèle unifié des noyaux actifs de galaxie (Antonucci, 1993; Hickox and Alexander, 2018). Ce tore de poussière apparaît comme une source ponctuelle non résolue (voir paragraphe 2.3.1), et comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3.1, l'ajustement d'une température de corps noir sur le continuum d'émission indique une température de $800 \pm 50\ K$. Cette estimation, qui est en bon accord avec les précédentes études de l'objet dans l'infrarouge (Gratadour et al., 2003; Exposito et al., 2011; Storchi-Bergmann et al., 2012), est bien inférieure à la température de sublimation de la poussière à $T \sim 1600\ K$ (Mor and Netzer, 2012) à laquelle notre domaine spectral est particulièrement sensible. La carte des résidus d'ajustement présentée en figure 2.24 nous montre d'ailleurs que nous en sommes loin. Si l'on suppose qu'il y a bel et bien de la poussière à la limite de sublimation au cœur du tore, alors cette faible température observée témoigne s'il est nécessaire de l'importante extinction que subit le flux infrarouge. Cet aspect sera revu bien plus en détail dans le chapitre 3.

Il est intéressant de noter que la position de ce tore de poussière coïncide avec le maximum d'émission de l'amas stellaire (figure 2.27a) , de la majorité des raies d'émission (figures 2.28 et 2.31), et de la lumière polarisée (2.27a). La coïncidence avec les deux derniers indiquant la présence de la source centrale, très lumineuse mais cachée au cœur de la poussière.

Aucune trace des nodules observés à plus grande longueur d'onde (cf Intro, et

Gratadour et al. (2005); Exposito et al. (2011)) n'est détectée dans cette observation, possiblement à cause de notre résolution spatiale plus basse.

2.4.3 Lumière diffusée

Comme expliqué dans le paragraphe 2.3.1, j'ai cherché à détecter la présence de lumière de la source centrale diffusée par le milieu environnant en mesurant la contribution d'un spectre plat au continuum mesuré. Cette modélisation de la lumière diffusée comme un spectre plat étant inspirée de l'atlas de NAG publié par Riffel et al. (2006). Comme nous pouvons le voir dans les figures 2.27a, 2.27d et 2.27b, cette méthode mène à la détection de deux régions où la composante *spectre plat* est détectée de manière significative : la région centrale et une région plus étendue de 1,5" à 4" au Sud du noyau.

Sur la figure 2.27a en particulier, deux observations sont intéressantes à relever. Premièrement la contribution centrale semble posséder un minimum au niveau du photocentre et deux maximums locaux de chaque côté de ce photocentre. Cette interprétation frôle la limite de résolution spatiale, puisque ce minimum local s'observe sur un seul *bin*, dont la taille a été choisie pour correspondre à un demi-élément de résolution. De plus, puisque les flux de tous les autres composants sont maximums à cette position, il est possible que ce minimum local soit un artefact résultant de la méthode. Néanmoins, si ce résultat était avéré, cela signifierait que la lumière diffusée de la région centrale proviendrait en réalité des deux régions polaires du tore, et non du tore lui-même.

La seconde observation intéressante est que dans la région sud, une fois le fond diffus soustrait, cette contribution *spectre plat* est responsable de la moitié du flux observé sur l'ensemble du domaine spectral, et n'est donc pas négligeable.

Différentes études mettent en évidence la présence de lumière diffusée autour du noyau de NGC 1068. Mises à part les observations historiques de Antonucci and Miller (1985); Antonucci (1993) qui ont révélé la présence de raies larges polarisée, Crenshaw and Kraemer (2000) montrent que plus de 69% du flux de la région centrale vient de lumière diffusée du noyau central obscurci. Martins et al. (2010) ont pour leur part mesuré une contribution de 25% au continuum $0{,}8-2{,}4\ \mu m$ de la région centrale, avec quelques pics dans les régions Sud et Nord. En particulier, les techniques d'imagerie polarimétrique utilisées par Gratadour et al. (2015) à l'aide de l'instrument SPHERE fournissent une méthode très robuste pour cartographier la lumière diffusée. La figure 2.23 qui en est issue montre une carte du degré de polarisation (flux polarisé/flux total) des 8 secondes d'angle centrales dans la bande H. Cette lumière polarisée peut être interprétée comme presque intégralement issue de la diffusion de la lumière de la source centrale sur le milieu environnant. La similitude entre le profil mesuré pour la composante spectre plat et le profil de la lumière polarisée sur cette image apporte

une validation de la méthode et confirme les choix que j'ai faits pour la modélisation de la lumière diffusée.

L'hypothèse d'un spectre plat pour modéliser et détecter cette lumière diffusée peut paraître arbitraire. J'ai donc essayé d'appliquer la même méthode, mais avec une gamme de pentes légèrement différentes, allant de $\lambda^{-1,5}$ (comme suggéré par Crenshaw and Kraemer (2000)) à λ^{0} en passant par $\lambda^{-0,5}$ (comme suggéré par Cid Fernandes et al. (2004); Martins et al. (2010); Storchi-Bergmann et al. (2012)). Dans tous les cas, cette pente est suffisamment différente de celles des autres composantes pour être clairement différenciée :$\sim \lambda^{-4}$ pour le fond diffus d'étoiles chaudes, $\sim \lambda^{-3}$ pour l'amas stellaire central et $\sim \lambda^{5}$ pour le cœur de poussière. Cette différence importante avec les autres spectres fait que cette composante est toujours détectée aux mêmes positions et avec une contribution similaire au flux total. Sans changement significatif des résultats, je choisis donc de maintenir un spectre plat pour la modélisation de la lumière diffusée.

2.4.4 Gaz ionisé

De nombreuses raies d'émission, associées à la Narrow Line Region, sont détectées dans le spectre. Leur présence souligne la nature énergétique des phénomènes à l'œuvre au cœur de NGC 1068. Parmi celles-ci, les deux raies de [Fe II] à 1257 et 1643 nm montrent un comportement très différent, je les écarte donc de la discussion dans un premier temps. Les autres raies observées suivent un comportement très similaire entre elles, tant au niveau de la distribution spatiale de leurs flux que de leurs décalages Doppler.

Distribution spatiale

Notamment, elles possèdent toutes un maximum d'émission très proche du photocentre (voir tableau 2.2), ce qui indique de manière claire que le cœur central de l'objet est responsable de leur ionisation, très vraisemblablement par photoionisation. Il est intéressant de noter qu'une asymétrie nord-sud est présente dans tous les profils spatiaux mesurés, avec une émission significativement plus importante au nord qu'au sud. Deux explications peuvent expliquer cette asymétrie : une émission intrinsèquement plus importante dans la région nord, ou une extinction plus importante de l'émission sud. La première hypothèse est appuyée par la détection de nodules à quelques dizaines de parsecs ($\sim$ quelques dizaines de 0,1"), dans la bande K notamment (Gratadour et al., 2006), qui sont responsables de l'émission de certaines raies coronales (i.e. des raies résultant de très hauts niveaux d'ionisation, initialement observées dans la couronne solaire) (Exposito et al., 2011) . La deuxième hypothèse est supportée par l'orientation de la Narrow Line Region, mesurée notamment par Das et al. (2006), qui fait pointer la région nord légèrement vers l'observateur ($i = 5°$

toujours d'après Das et al. (2006)). Dans un schéma simple où le tore et l'alimentation en gaz du noyau sont orthogonaux à la NLR, cette légère inclinaison pourrait mener à une extinction importante de la région polaire Sud du noyau. La carte d'extinction proposée par Storchi-Bergmann et al. (2012) et présentée dans la figure 2.35b révèle d'ailleurs en effet une extinction plus importante au sud. Des observations à plus haute résolution angulaire, qui permettraient notamment de résoudre spatialement les nodules nord, apporteraient des informations cruciales sur cette question.

Décalage Doppler

À l'exception des raies [Fe II], les raies d'émission semblent également avoir comme propriété commune d'être affectées d'un décalage Doppler, bleu dans la région nord et rouge dans la région sud (voir figure 2.32), mettant en évidence que la NLR est dynamique, et qu'elle est la signature d'un vent ionisé expulsé radialement du noyau (un *outflow* en anglais), comme déjà observé par Cecil et al. (2002) ou Das et al. (2006). Parmi les raies pour lesquelles un décalage Doppler est observé, la raie He I à 1083 nm présente un rapport signal sur bruit particulièrement élevé qui permet d'obtenir un profil précis de la vitesse du gaz (voir figure 2.32a). J'observe que le gaz est accéléré de manière quasi linéaire sur 1.5" jusqu'à atteindre une vitesse de $210 \pm 25\ km.s^{-1}$ au sud et $140 \pm 10\ km.s^{-1}$ au nord. Il est ensuite rapidement ralenti, à partir d'une distance au noyau de 1,5", jusqu'à un retour à une vitesse nulle à 2", où le signal devient trop faible pour mesurer un éventuel décalage.

Le gaz semble être accéléré à des vitesses moins élevées dans la région nord que dans la région sud. En analysant le décalage de la raie de He I (figure 2.32a), on constate que dans la direction nord le gaz subit une première décélération très proche du noyau, avant d'être de nouveau accéléré (avec la même accélération que dans la région sud). Cette vitesse différente en bout de course ne provient donc pas d'une accélération différente, mais vraisemblablement de l'interaction du gaz ionisé avec le milieu proche du tore. Les nodules décrits dans Gratadour et al. (2005) et Exposito et al. (2011) pourraient être des traceurs de ce comportement.

Cette décélération, ainsi que la décélération du gaz ionisé à partir de 1,5" (100 pc) est à mettre en parallèle avec la présence d'un anneau de matière, appelé disque circumnucléaire (CND, acronyme issu de l'anglais CircumNuclear Disk). Cet anneau de matière entourant le noyau est particulièrement bien mis en évidence par les cartes de CO obtenues avec l'interféromètre ALMA (García-Burillo et al., 2014, 2019), ou bien avec la carte de lumière polarisée SPHERE de la figure 2.23 (Gratadour et al., 2015)). Puisque les régions de ralentissement observées coïncident avec les régions où le CND est observé, il est très probable que le ralentissement du vent soit dû à l'interaction avec sa matière. Il est intéressant de noter que les vitesses mesurées au niveau du noyau et une fois la rencontre avec le CND passée sont égales et que les

deux structures ne semblent donc pas en mouvement relatif.

Contrairement aux deux études précédemment citées (Cecil et al., 2002; Das et al., 2006), aucune raie d'émission décalée vers le rouge dans la région nord ou décalée vers le bleu dans la région sud n'est observée. Néanmoins, ces contributions sont nettement plus faibles en flux, et puisque la résolution spectrale de SPHERE est plus faible, il est probable que ces composantes aient été noyées dans le signal de la raie principale.

Raies de [Fe II]

En comparaison avec les autres raies d'émission, les deux raies de [Fe II] à 1257 et 1643 nm ont un comportement surprenant. Premièrement, elles sont détectées sur une région deux fois plus étendue que les autres raies. Puisque ces raies correspondent à des énergies d'excitation plus faibles, cela s'expliquerait assez bien dans le cadre d'un schéma de photoionisation, où ces atomes pourraient être photoionisés à des distances plus importantes du noyau où le flux incident est moins énergétique. Cependant, comme nous pouvons le voir dans la figure 2.31b, à la différence des autres raies leur maximum d'émission ne se situe pas au niveau du photocentre, mais environ 1" (70 pc) au nord de celui-ci. Cela indique possiblement que le mécanisme d'ionisation est différent, ou que la structure de gaz responsable de leur émission est différente. Puisqu'aucune source de rayonnement énergétique n'est détectée dans cette région, des chocs résultant de l'interaction entre le jet et le milieu interstellaire pourraient être à l'origine de cette ionisation. Afin de tester cette hypothèse, j'étudie le rapport [Fe II] 1643 / [P II] qui est censé être sensible au mécanisme d'ionisation : des valeurs proches de 1 indiquent une photoionisation, tandis que des valeurs plus élevées (~ 10) indiquent des chocs. Ce diagnostic provient du fait que le fer est supposé être enfermé dans les grains de poussière. Une forte émission de [Fe II] indique donc que ces grains ont été détruits, par des chocs vraisemblablement. Ce diagnostic est inspiré de Oliva et al. (2001) et Hashimoto et al. (2011) qui utilisent la raie de [Fe II] 1257 à la place. Cependant, dans mon cas, la mesure de la raie à 1257 nm est trop imprécise à cause de sa proximité -spectrale- avec la raie de [S IX]. J'ai donc choisi d'utiliser la raie à 1643 nm, dont le rapport avec la raie à 1257 nm est fixé à 1,35 dans les hypothèses classiques du cas B présentées dans Osterbrock 1989 (Osterbrock, 1989) (gaz optiquement épais aux photons émis par recombinaison jusqu'au niveau fondamental de l'hydrogène). La figure 2.37 montre l'évolution de ce rapport à différentes positions de la fente. Comme nous pouvons le voir, ce rapport est très faible partout où il est mesurable avec une incertitude raisonnable, ce qui indique finalement que les chocs ne jouent pas un rôle significatif dans l'ionisation de [Fe II] et la photoionisation reste donc le mécanisme le plus probable.

En plus de sa distribution spatiale différente, la raie de [Fe II] à 1643 nm présente un profil de vitesse très différent. Le décalage Doppler qui y est observé est bien plus

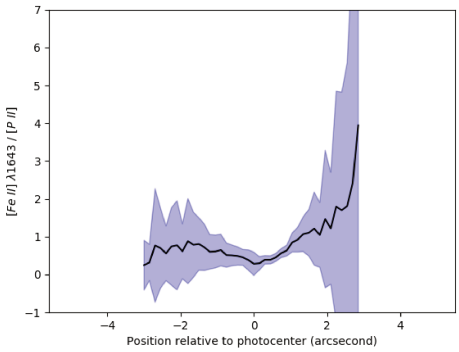


FIGURE 2.37 – Distribution spatiale du rapport [Fe II] 1643 / [P II]

important ($v \sim 600\ km.s^{-1}$ comparé $v \sim 210\ km.s^{-1}$, voir figure 2.32), n'est présent que dans la région nord et vers le rouge, tandis que celui des autres raies est vers le bleu. Cette différence confirme l'hypothèse que la structure de gaz responsable de son émission est distincte du vent précédemment décrit. Il pourrait notamment s'agir d'un nuage de gaz en avant plan en train de chuter sur le cœur central.

Chapitre 3

Étude interférométrique du noyau de NGC 1068 avec GRAVITY/VLTi

> When Kepler found that his long-cherished beliefs did not agree with the most precise observations, he accepted the uncomfortable fact. He preferred the hard truth to his dearest illusions, that is the heart of science.
>
> Carl Sagan

Ce chapitre est dédié à l'étude de la région la plus interne du tore de poussière de NGC 1068 à l'aide de données issues de l'instrument GRAVITY installé au foyer de l'interféromètre du VLT. Je présente dans un premier temps l'instrument et les principes de base de l'interférométrie, puis après une présentation de l'observation et des données obtenues, je détaille ma méthode d'analyse et les résultats obtenus. Je finis par une discussion des implications de ces résultats.

3.1 L'interférométrie avec le VLTI et GRAVITY

3.1.1 L'interférométrie en astronomie

Très brève présentation générale

Le principe de base de l'interférométrie est de combiner les faisceaux lumineux collectés par au moins deux télescopes distincts, avec pour intérêt observationnel majeur de pouvoir atteindre une très haute résolution angulaire. En effet, dans le cadre d'un télescope mono-pupille celle-ci est donnée, à une longueur d'onde fixée, par le diamètre D du miroir primaire du télescope : $R = 1{,}22\lambda/D$ pour le critère de Rayleigh. Dans le cadre d'un interféromètre à deux télescopes, la résolution angulaire est limitée par la longueur de base projetée B, la distance séparant les deux télescopes projetée sur le plan du ciel : $R \sim \lambda/B$. Pour le VLTI, B peut dépasser 100 mètres, ce qui est largement supérieur à $D = 8{,}2\ m$, le diamètre des miroirs primaires des UT. Néanmoins, comparée à celle d'un télescope classique de diamètre équivalent, l'information obtenue à partir d'un interféromètre est très incomplète : seul un nombre limité de fréquences spatiales est accessible. Je reviendrais régulièrement sur cette notion dans la suite du chapitre.

Historiquement, l'une des principales avancées scientifiques de l'interférométrie fut la mesure des diamètres d'étoiles. En effet, de par leur simplicité géométrique, leur taille angulaire apparente, et leur luminosité importante, les étoiles proches constituent des cibles de choix pour les interféromètres optiques. Pour les interféromètres fonctionnant dans les ondes radio, nous pouvons mentionner l'astrométrie des quasars ou l'imagerie de jets relativistes.

Tous les télescopes sont des interféromètres

Fondamentalement, tous les télescopes sont des interféromètres, où différents faisceaux provenant de la même source sont combinés au foyer optique du télescope pour former des interférences. De manière générale, pour un télescope classique comme pour un interféromètre, l'image de la pupille du télescope indique quels faisceaux interféreront au foyer du télescope. Par exemple, dans le cas du télescope *idéal*, la pupille est un disque, et l'image d'un point au foyer est une figure d'interférence bien connue :

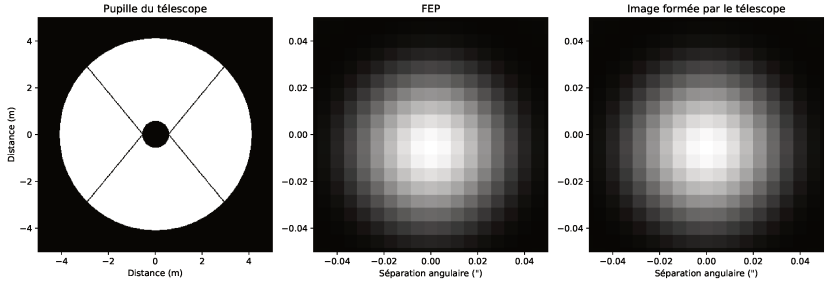
la figure d'Airy (la figure 3.1h montre une telle pupille circulaire, ainsi que la fonction d'étalement de point associée pour un télescope de 140 m de diamètre). Dans le cas d'un télescope classique réel, l'aspect interférométrique est plus sensible, puisque la pupille circulaire est physiquement divisée en différentes sous-pupilles au moins par l'araignée du miroir secondaire. Dans le cadre d'un *Unit Telescope* du VLT, la pupille est par exemple séparée en quatre sous pupilles (voir figure 3.1a). Plus encore, de nombreux miroirs pour télescope de grande dimension sont des miroirs segmentés, constitués d'une multitude de petits miroirs individuels (18 pour le futur James Webb Space Telescope par exemple, ou 798 pour le European Extremely Large Telescope, voir figure 3.1g). Peu importe à quel point la pupille du télescope est segmentée, l'objectif reste le même : combiner et faire interférer au foyer du télescope tous les faisceaux sélectionnés par la pupille. Avec cette approche, il existe une continuité entre un télescope classique et un interféromètre, qui est simplement un télescope avec une pupille très segmentée et clairsemée. Les figures 3.1b, 3.1c, 3.1d, 3.1e et 3.1f montrent la pupille et la fonction d'étalement de point de différents interféromètres fictifs avec un nombre de télescopes croissant. Les franges d'interférence sont très reconnaissables dans les FEP des interféromètres à faible nombre de télescopes.

En plus de la pupille et de la fonction d'étalement de point, les figures présentées en 3.1 montrent les images d'une source légèrement étendue telles que formées par les différents télescopes mentionnés, à $2\mu m$. Comme nous pouvons le voir dans la figure 3.1a, la source, un disque uniforme avec un diamètre apparent de 10 mas (taille angulaire approximative de Pluton dans le ciel), n'est pas résolue spatialement par un télescope de 8,2 m de diamètre, tandis qu'un télescope de 140 m la résout parfaitement. Un interféromètre formé de télescopes de 8,2 m disposés à l'intérieur d'un cercle de rayon 140 m correspond à un cas intermédiaire entre ces deux situations. Les figures 3.1b à 3.1f montrent de tels interféromètres. Comme nous pouvons le voir, la quantité d'information dans les images augmente très rapidement avec le nombre de télescopes, le nombre de fréquences spatiales échantillonnées étant proportionnel au nombre de couples de télescopes qu'il est possible de former. Avec un nombre de télescopes supérieur à 6, la source est directement reconnaissable, tandis qu'avec un nombre plus faible, l'interprétation directe de l'image est difficile. Dans l'ensemble, ces figures montrent la continuité qui existe entre un interféromètre et un télescope mono-pupille.

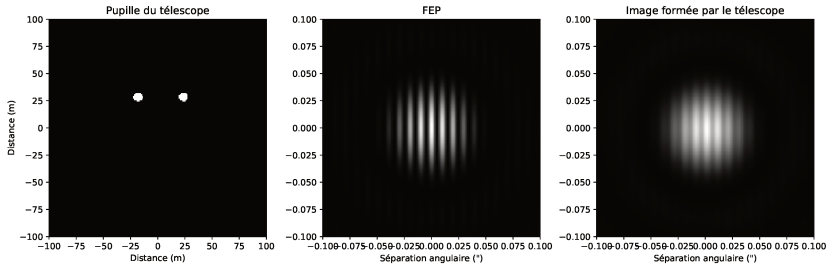
Interférométrie réelle

En pratique, les faisceaux des différents télescopes sont rarement recombinés tous ensemble directement sur un détecteur, et la technique pour les faire interférer diffère grandement d'un interféromètre à un autre.

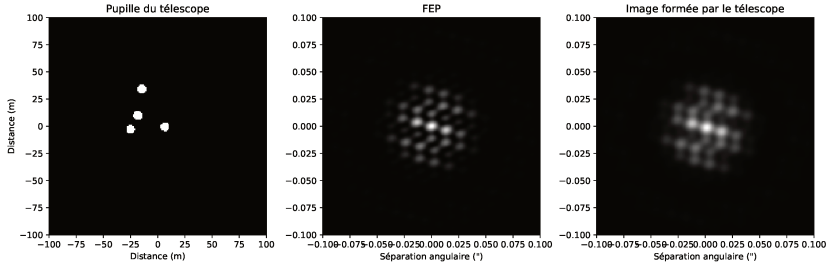
Dans le domaine des ondes radio, la fréquence des ondes reçues est suffisamment



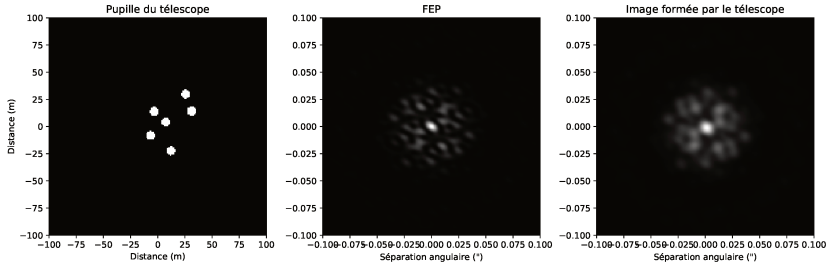
(a)



(b)

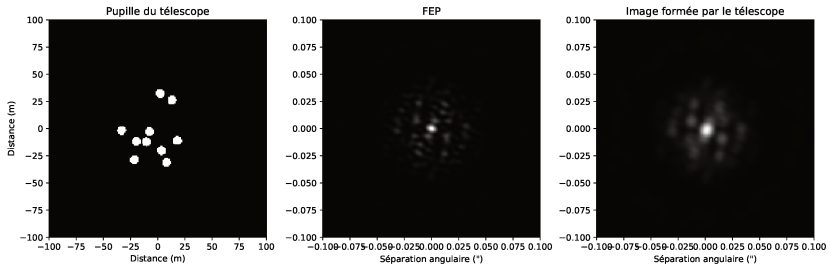


(c)

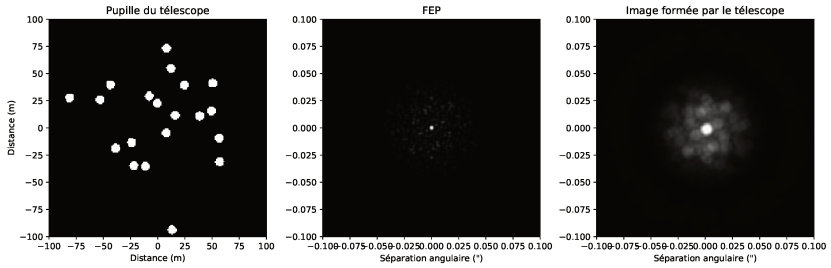


(d)

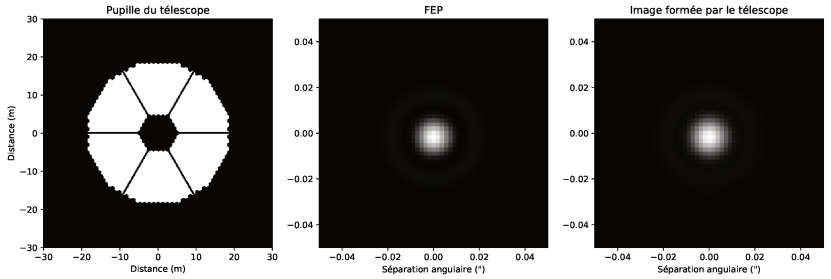
FIGURE 3.1 – Pupille (gauche), FEP (centre) et image d'un disque uniforme de diamètre 10 mas (droite) pour différents télescopes : (a) : UT du VLT, (b), (c) et (d) : interféromètres fictifs à respectivement deux, quatre et six télescopes, de 8,2 m de diamètre. Attention, les échelles choisies pour la représentation de la pupille varient d'une sous-figure à une autre. Les échelles pour les plans image sont constantes sur toutes les sous-figures.



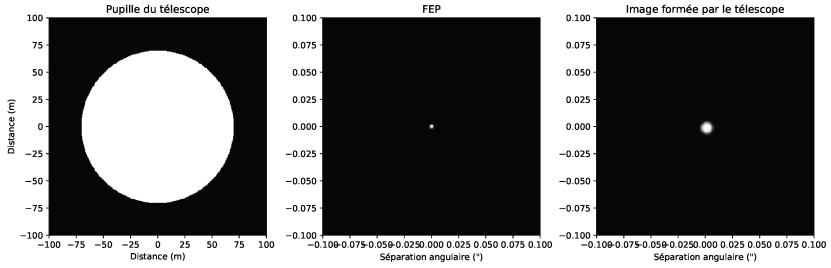
(e)



(f)



(g)



(h)

FIGURE 3.1 – (Suite) Pupille (gauche), FEP (centre) et image d'un disque uniforme de diamètre 10 mas (droite) pour différents télescopes : (e), (f) : interféromètres fictifs à respectivement dix et vingt télescopes, de 8,2 m de diamètre. (g) European Extremely Large Telescope. (h) : télescope fictif idéal de 140 m de diamètre. Attention, les échelles choisies pour la représentation de la pupille varient d'une sous-figure à une autre. Les échelles pour les plans images sont constantes sur toutes les sous-figures.

basse pour que les variations du champ électrique mesuré par chaque télescope soient électroniquement enregistrées. Puisque la longueur d'onde observée est suffisamment grande, il est également possible de connaître la position relative des télescopes avec une précision inférieure à cette longueur d'onde. Ces deux points offrent le très grand avantage de pouvoir de recombiner numériquement les signaux mesurés. Cette possibilité technique permet de réaliser des interféromètres de grande dimension avec des télescopes très éloignés les uns des autres, et d'atteindre une très haute résolution angulaire. L'exemple le plus extrême de l'utilisation cette technique est le Event Horizon Telescope, qui en combinant des télescopes situés sur différents continents a pu atteindre une résolution angulaire record de 20 μas.

Dans le domaine optique, il est plus difficile de réaliser un interféromètre. En effet, la fréquence des ondes observée est trop élevée pour permettre une mesure et une recombinaison numérique des faisceaux. À ces longueurs d'onde, il devient également très difficile d'estimer la position des différents télescopes avec une précision inférieure à la longueur d'onde d'observation. Ces deux obstacles techniques nous privent de la possibilité de faire interférer numériquement les faisceaux, et imposent que ces derniers soient combinés physiquement à un foyer optique de l'interféromètre. Cette obligation limite actuellement la taille que peut atteindre un interféromètre optique.

Les figures présentées en 3.1 montrent le plan image de différents interféromètres si les faisceaux issus des télescopes étaient parfaitement cohérents entre eux et recombinés tous ensemble sur un détecteur. En réalité, les faisceaux sont recombinés deux à deux pour former des figures d'interférence unidimensionnelles (voir figure 3.1b). Deux télescopes ainsi combinés forment une *base* de l'interféromètre, qui produit des franges d'interférences, à partir desquelles il est possible d'estimer, pour une fréquence spatiale donnée, la visibilité complexe de l'objet par une mesure de la position et du contraste des franges. D'après le *théorème de Zernike-van Cittert*, celle-ci est égale à la Transformée de Fourier (TF) normalisée de la distribution d'intensité lumineuse de l'objet. Le travail d'analyse des données interférométriques consiste donc principalement à interpréter cet échantillonnage de la TF de l'image de l'objet.

L'ensemble des fréquences spatiales échantillonnées est appelé *plan u-v*. Il est à noter que même pour une base formée de deux télescopes fixes, il est possible de mesurer différentes fréquences spatiales. Le mouvement apparent dans le ciel de l'objet astronomique d'intérêt fait que la direction de visée, et donc la longueur de la base projetée B, varie au cours d'une nuit d'observation. Également, en dispersant spectralement la lumière en plusieurs canaux spectraux, il est possible pour une même longueur de base projetée de mesurer différentes fréquences spatiales.

3.1.2 Le VLTi

Le Very Large Telescope de l'ESO, installé à Paranal au Chili, et déjà présenté dans le chapitre précédent, fut dès le début du projet conçu et construit de manière à pouvoir combiner la lumière des télescopes et former un interféromètre de grande dimension, le Very Large Telescope Interferometer, ou VLTI.

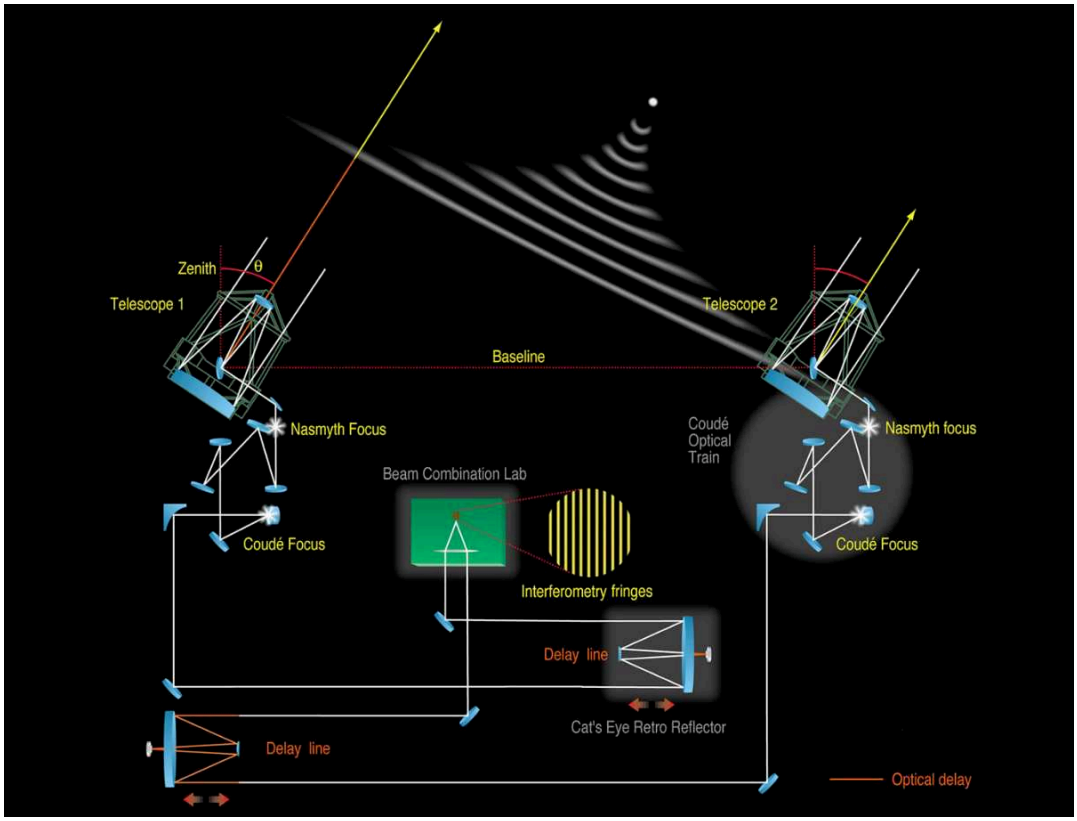


FIGURE 3.2 – Représentation schématique des chemins optiques suivis par les deux faisceaux d'une base du VLTI. Crédit : VLTI Tutorial : VLTI Concept & technical aspects, B. Koehler, 20 November 2001, Garching

Télescopes

Le VLTI est composé de deux types de télescopes, les UT (*Unit Telescope*) et les AT (*Auxiliary Telescope*), de respectivement 8,2 m et 1,8 m, chacun au nombre de quatre. Une observation doit se faire avec des télescopes identiques, soit uniquement des UT, soit uniquement des AT. Les faisceaux des télescopes sont combinés deux à deux, chaque paire formant une base (voir figure 3.2).

Les UT sont fixes, aux positions représentées dans la figure 3.3. Ces positions ont été choisies de manière à minimiser la redondance entre les bases formées et d'échantillonner un maximum de fréquences spatiales. La plus grande base ainsi formée est de 130 m. Les AT quant à eux sont positionnés sur des rails et sont donc mobiles, ce

qui permet de générer un très grand nombre de bases différentes. La plus grande base qu'il est possible de former avec les AT est de 200 m. Dans cette combinaison, la résolution atteinte par l'interféromètre est 25 fois supérieure à celle d'un UT fonctionnant seul.

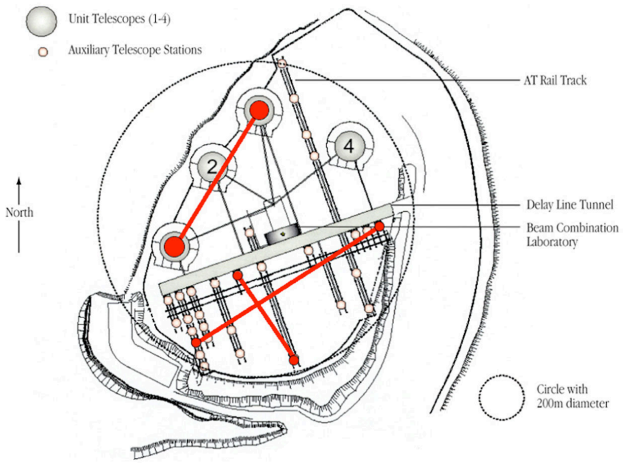


FIGURE 3.3 – Vue aérienne du VLTI, avec les UT et les AT de représentés. Trois bases possibles de l'interféromètre sont réprésentées en rouge. Crédit : ESO

Chacun des UT est équipé d'un système d'optique adaptative, MACAO, qui corrige les effets de la turbulence présents sur les fronts d'ondes incidents. Cette correction permet un gain en sensibilité de l'interféromètre, à ajouter à la sensibilité naturellement supérieure des UT par rapport aux AT.

Lignes à retard

Les lignes à retard sont l'un des développements technologiques majeurs qui a permis de réaliser le VLTI. En effet, afin de reconstituer une pupille cohérente et de former des franges d'interférence il est nécessaire que les chemins optiques suivis par chaque faisceau soient de longueurs égales, ceci avec une précision inférieure à la longueur d'onde d'observation, ce qui n'est pas le cas naturellement.

Tout d'abord, la position du foyer optique du VLTI est fixe, tandis que la position des télescopes utilisés est variable. Il est donc nécessaire, pour chaque configuration de l'interféromètre, de corriger cette différence statique de chemin optique (OPD, pour *Optical Path Difference*). Les lignes à retard corrigent cet effet.

Deuxièmement, pour chaque paire de télescopes de l'interféromètre, il faut en réalité considérer la base projetée sur un plan parallèle au front d'onde incident. Puisque lors d'une observation astronomique, la position apparente de l'objet dans le ciel varie au cours du temps, la longueur de la base projetée varie également, ce qui implique une différence de chemin optique variable au cours de l'observation (voir figure 3.2). Les lignes à retard corrigent donc également cette effet.

Troisièmement, la turbulence atmosphérique et les vibrations des infrastructures peuvent induire de petites variations du chemin optique. La mesure et la correction de ces perturbations, qui peuvent être rapides, constituent le rôle principal des lignes à retard, et la difficulté technologique majeure pour leur réalisation.

Ces lignes à retard sont constituées d'un dispositif rétro-réfléchissant installé sur un chariot sur rail (voir figure 3.4). Un système de métrologie laser permet de mesurer très précisément la longueur du chemin optique induit par la ligne à retard, qui est réglée par un système de contrôle externe.

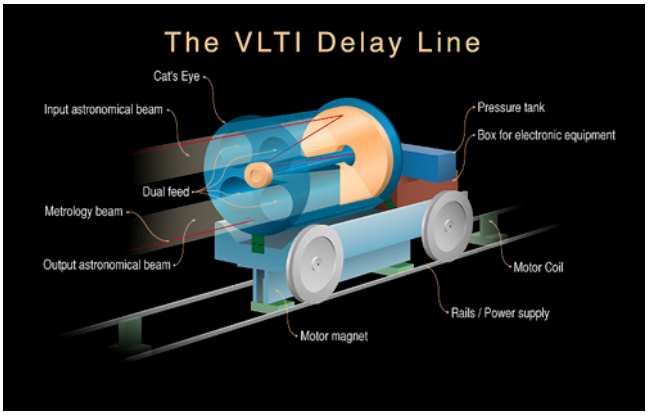


FIGURE 3.4 – Représentation schématique d'une ligne à retard du VLTI. *Cat's eye* est le nom donné au dispositif rétro réfléchissant. Nous pouvons voir que les faisceaux scientifique et de métrologie parcourent le même chemin optique. Crédit : ESO

3.1.3 GRAVITY

GRAVITY est un instrument interférométrique situé au foyer interférométrique du VLTI, fonctionnant dans la bande K, de 2,0 à 2,4 μm. Il combine deux à deux quatre faisceaux, provenant des UT ou bien des AT, de manière à former des franges d'interférences spectralement dispersées selon plusieurs résolutions spectrales ($R \sim 22$, $R \sim 500$ et$R \sim 4000$). Équipé d'un suiveur de franges (FT, pour *Fringe Tracker*) pour mesurer et compenser les pistons atmosphériques et instrumentaux affectant chacune des bases de l'interféromètre, GRAVITY offre la possibilité d'effectuer des expositions longues. Ce suiveur de frange peut fonctionner directement sur l'objet astrophysique d'intérêt (mode *single-field*), ou bien sur une source astronomique distincte (mode *dual-field*) si celle-ci est séparée de moins de 4" de l'objet scientifique (2" dans le cas d'une observation avec les UT).

Description technique

Dans ce paragraphe je décris le fonctionnement de l'instrument en m'appuyant sur la figure 3.5, fournie par l'ESO dans le manuel d'utilisation de GRAVITY, qui

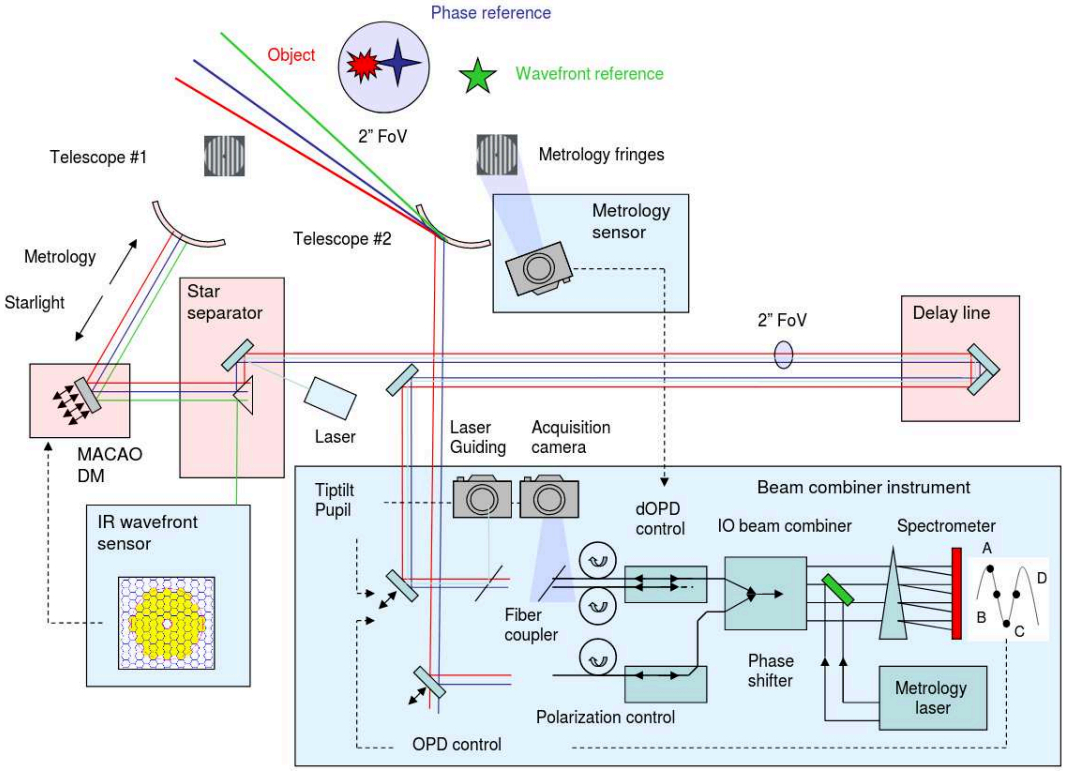


FIGURE 3.5 – Représentation schématique du fonctionnement de GRAVITY avec les UT. Une seule base (deux télescopes) est représentée. Crédit : Manuel d'utilisation de GRAVITY fournit par l'ESO

nous présente une vue schématique du fonctionnement d'une base UT de l'instrument dans le mode *dual-field*.

Dans ce mode, trois objets astronomiques sont observés :

— Une étoile brillante de référence A (*wavefront reference*, en vert sur la figure 3.5), située en dehors du champ de vue du VLTI (2" pour une utilisation avec les UT, 4" avec les AT), sert à l'asservissement des boucles d'optique adaptative de chaque télescope. Sa contribution est extraite des faisceaux de chaque télescope individuel par le séparateur d'étoile (STS, pour *star separator*) et envoyée vers des analyseurs de front d'onde (au choix, l'analyseur IR de GRAVITY, l'analyseur générique optique de MACAO pour les UT ou l'analyseur de NAOMI pour les AT). Le front d'onde est ensuite corrigé par des miroirs déformables (de MACAO pour les UT ou de NAOMI pour les AT).

— L'objet scientifique (*object*, en rouge sur la figure 3.5) et une étoile de référence B (*phase reference*, en bleu sur la figure 3.5) pour les mesures de phase, tous deux devant être situés dans le champ de vue de l'interféromètre. En plus de servir de référence absolue pour la mesure de phase sur l'objet scientifique, l'étoile B alimente le suiveur de franges de GRAVITY. Par définition, en mode

single-field, seul l'objet scientifique est présent dans le champ de vue. Dans ce cas là, il sert lui-même de référence pour le suiveur de franges, mais les mesures de phase absolue ne sont pas réalisables.

Dans le mode *dual-field*, les images de l'objet scientifique et de l'étoile de référence B sont ensuite séparées et injectées dans deux fibres optiques mono-mode différentes (*fibre coupler* sur le schéma), reliées respectivement à la voie scientifique et au suiveur de franges. Dans le mode *single-field*, un séparateur de faisceau est utilisé pour injecter 50% du flux de l'objet scientifique dans le suiveur de franges et 50% dans la voie scientifique. Les fibres sont contrôlées par le *fibre control unit*, qui permet de corriger la différence de chemin optique entre les images des deux objets et de maximiser le contraste en alignant les polarisations des deux faisceaux, respectivement en étirant/contractant les fibres et en les enroulant sur elles-mêmes.

Deux combinateurs de faisceaux sont donc présents, chacun relié à l'une des deux fibres. Le premier est le suiveur de franges (FT, pour *Fringe Tracker*), qui reçoit le flux de l'étoile de référence B et dont le rôle est comme son nom l'indique de mesurer la position des franges à haute fréquence. Le second est appelé voie scientifique (SC, pour *Scientific Channel*) et reçoit le flux de l'objet scientifique. Le mouvement des franges d'interférence sur les détecteurs, mesuré sur le FT, est corrigé à haute fréquence, simultanément pour les deux voies, à l'aide d'actionneurs piézoélectriques. Cette correction permet de maintenir les franges quasiment statiques sur le détecteur scientifique, et ainsi de réaliser des poses longues.

Les combinateurs fonctionnent à l'aide d'optiques intégrées qui échantillonnent instantanément les franges d'interférences en quatre points décalés les uns par rapport aux autres d'un quart de phase, selon la méthode dite *ABCD*.

Tout l'instrument est parcouru par des lasers de métrologie, propagés depuis les combinateurs jusqu'aux miroirs primaires des télescopes, qui servent à mesurer le *tip-tilt*, le déplacement des pupilles et la différence de chemin optique entre l'objet scientifique et l'étoile de référence.

Enfin, une unité d'étalonnage est présente. Elle simule pour chaque télescope la lumière provenant de deux étoiles (une pour le FT, une pour SC), et permet ainsi de tester et d'étalonner l'instrument.

À l'exception de l'unité d'étalonnage et du système de métrologie, l'ensemble des composants des combinateurs est situé dans un cryostat.

Les observables interférométriques de GRAVITY

Comme déjà mentionné, en tant qu'interféromètre, le détecteur de GRAVITY enregistre pour chaque base formée des télescopes i et j une figure d'interférence formée de franges, dont il est possible d'extraire une mesure de la visibilité complexe γ de l'objet, qui comme l'indique le *théorème de Zernike-van Cittert* est égale à

Transformée de Fourier normalisée de la distribution d'intensité lumineuse de l'objet dans le ciel, i.e. :

$$\gamma(u_{ij}, v_{ij}, \lambda) = V(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)e^{i\phi(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)} = \frac{\iint I(\alpha, \delta, \lambda)e^{-2i\pi(\alpha u_{ij} + \delta v_{ij})}d\alpha d\delta}{\iint I(\alpha, \delta, \lambda)d\alpha d\delta} \quad (3.1)$$

Avec λ la longueur d'onde d'observation, $u_{ij} = B_{ij,x}/\lambda$ et $v_{ij} = B_{ij,y}/\lambda$ les coordonnées de la fréquence spatiale échantillonnée par la base B_{ij}, $I(\alpha, \delta)$ la distribution d'intensité de l'objet dans le ciel, α et δ les coordonnées d'ascension droite et de déclinaison exprimées en radian.

Plus précisément, la chaîne de traitement des données (le *pipeline*) fournit les observables interférométriques suivantes :

- **La visibilité** $V(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)$ de l'objet, le module de la visibilité complexe (i.e. la transformée de Fourier de l'image de l'objet dans le ciel), pour l'ensemble des fréquences spatiales échantillonnées, appelé plan u-v. Cette quantité permet notamment d'obtenir de fortes contraintes sur la taille de l'objet. Deux estimateurs de la visibilité sont disponibles, V^2 et V_{amp}. La différence et le choix entre les deux seront discutés dans la suite du chapitre.
- **La phase astrométrique** $\phi(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)_{SC} - \phi(u_{ij}, v_{ij}, \lambda)_{FT}$, qui est la différence entre les phases de visibilité complexe de l'objet scientifique et la phase de la visibilité complexe de l'étoile de référence. Cette quantité est une mesure très précise de l'astrométrie relative les deux objets. Si l'étoile de référence est ponctuelle, alors sa phase est nulle, et la phase astrométrique devient une mesure de la phase absolue de l'objet scientifique. Puisque l'observation de l'étoile de référence est nécessaire, cette grandeur ne peut être obtenue que lors d'une utilisation avec le mode *dual-field*.
- **La phase différentielle** $\phi(u_{ij}, v_{ij}, \lambda) - \phi(u_{ij}, v_{ij}, \lambda_0)$, qui pour chaque base et chaque longueur d'onde donne la différence de phase par rapport à une longueur d'onde de référence. Cette grandeur peut être mesurée quelque soit le mode utilisé (*dual-field* ou *single-field*)
- **La clôture de phase,** $T3 = \phi(u_{ij}, v_{ij}) + \phi(u_{jk}, v_{jk}) + \phi(u_{ki}, v_{ki})$, qui pour chaque triplet de télescopes est calculée comme la somme des phases des trois bases formées par le triplet. Une spécificité remarquable de cette observable est son insensibilité aux variations de phase d'origine atmosphériques et instrumentales.
- **Le flux cohérent** $\iint I(\alpha, \delta, \lambda)e^{-2i\pi(\alpha u_{ij} + \delta v_{ij})}d\alpha d\delta$ de l'objet, utilisé comme grandeur intermédiaire dans le calcul des visibilités, sa moyenne sur l'ensemble des fréquences spatiales sera utilisée dans l'étude présentée pour estimer le spectre en unités arbitraires de la composante résolue de l'image observée,

sous le nom de *spectre cohérent*. Cette observable est disponible dans les deux modes d'utilisation.

En plus de ces grandeurs interférométriques, GRAVITY permet de mesurer le flux total injecté dans la fibre scientifique. Celui peut se décomposer en la somme des flux provenant des structures résolues par l'instrument et des structures diffuses, non résolues. Ce dernier sera appelé pour la suite le flux *incohérent*, ou flux *diffus*.

3.2 Observations et données

3.2.1 Observations

L'observation GRAVITY sur laquelle est basée l'étude présentée dans ce chapitre a été réalisée dans la nuit du 20 novembre 2018, sous d'excellentes conditions atmosphériques.

Néanmoins, malgré ces conditions favorables, l'observation du noyau de NGC 1068 par GRAVITY est délicate. Premièrement, puisque aucune étoile suffisamment lumineuse n'est présente à moins de 4" du cœur, le suivi des franges doit s'effectuer directement sur l'objet scientifique, ce qui signifie que l'instrument ne peut pas être être utilisé dans le mode *dual-field*. Cependant, les différentes tentatives d'observation dans le mode *single-field* se sont soldées par des échecs, principalement car le flux émis par le noyau de NGC 1068, et a fortiori son flux cohérent, sont faibles au regard des magnitudes limites de l'instrument. En effet, pour des conditions d'observations optimales ($seeing \leq 0{,}6$" et $\tau_0 \geq 5{,}2\ ms$) il est recommandé d'avoir $K_{corr} \leq 9{,}0$, tandis que les mesures de photométrie du noyau de NGC 1068 à ces longueurs d'onde donnent $8 < K_{tot} < 10$ (selon l'ouverture considérée, voir Weigelt et al., 2004; Gratadour et al., 2006; Hönig et al., 2008; Rouan et al., 2019) avec K_{tot} correspondant à la somme des flux cohérent et incohérent. Également, la structure complexe de la région responsable de l'émission infrarouge rend plus difficile le travail de l'optique adaptative, ce qui signifie qu'une perte de flux est possible lors de l'injection dans la fibre optique. Ces deux limitations font que les franges observées dans le FT en mode *single-field* sont trop faiblement lumineuses pour que l'instrument puisse réaliser un suivi de franges acceptable et mener à bien l'observation.

Afin d'augmenter la luminosité des franges et de rendre l'observation possible, il a été décidé d'utiliser GRAVITY dans le mode *dual-field*, mais en injectant 100% du flux de l'objet scientifique dans le suiveur de franges, et en laissant donc la voie scientifique vide. Cette stratégie observationnelle double le flux injecté dans le FT, et permet de réaliser un suivi correct des franges d'interférence. Néanmoins, cela signifie que seules les données issues du suiveur de franges contiennent de l'information scientifique, ce qui mène à résolution spectrale $R \sim 22$ (bande K répartie en cinq canaux spectraux) et à une absence de mesure de phase absolue.

Au final, pour cette observation, GRAVITY est donc utilisé avec les quatre UT, dans le mode *dual-field*, avec l'ensemble du flux de l'objet dirigé vers le suiveur de frange. Le temps d'intégration sur l'objet scientifique est de 45 minutes, et trois étoiles d'étalonnage ont été observées, HIP 54, HIP 16739 et HIP 17272.

La réduction des données a été réalisée avec la chaîne de traitement distribuée par l'ESO. Ce traitement permet, à partir des mesures brutes des franges d'interférence, d'extraire les différentes grandeurs interférométriques décrites dans la section précédente : visibilité, clôture de phase, et spectre cohérent. En aval de la réduction des données par la chaîne de traitement standard, les points de visibilité associés aux plus courtes longueurs d'onde (correspondant au premier des cinq canaux spectraux) ont été retirés du jeu de données. En effet, leur mesure est connue pour être entachée d'erreurs à cause de la présence du laser de métrologie qui opère à ces longueurs d'onde, ce qui est confirmé par les valeurs de visibilité mesurées, visiblement erronées.

3.2.2 Présentation des données

Suite à l'observation et au traitement décrits dans la sous-section précédente, le jeu de données disponible pour l'analyse est constitué de 252 points de visibilités, 104 mesures de clôture de phase, ainsi que du spectre cohérent de l'objet.

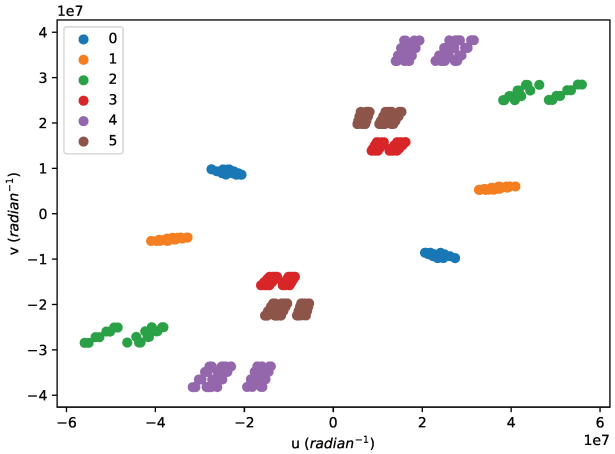


FIGURE 3.6 – Plan u-v de l'observation

Plan u-v

Les fréquences spatiales auxquelles sont mesurés les points de visibilité forment le plan u-v de l'observation, et sont représentées dans la figure 3.6. Comme nous pouvons le voir, la direction nord-est/sud-ouest (bases [3,4,5]-[rouge, violette, verte]) est bien mieux échantillonnée que sa direction orthogonale Nord-Ouest/Sud-Est (base 0, bleue). Nous pouvons noter que les fréquences spatiales, exprimées en unité de

longueur d'onde, sont réparties entre $15 \times 10^6\lambda$ et $60 \times 10^6\lambda$, ce qui correspond à des échelles spatiales de 3 à 12 mas ($\sim$ 0,2 à 0,9 pc).

Points de visibilité

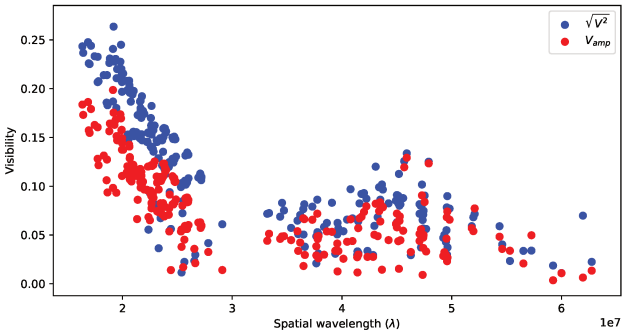


FIGURE 3.7 – Comparaison des points de visibilité V_{amp} et $\sqrt{V^2}$ issus de la réduction de données.

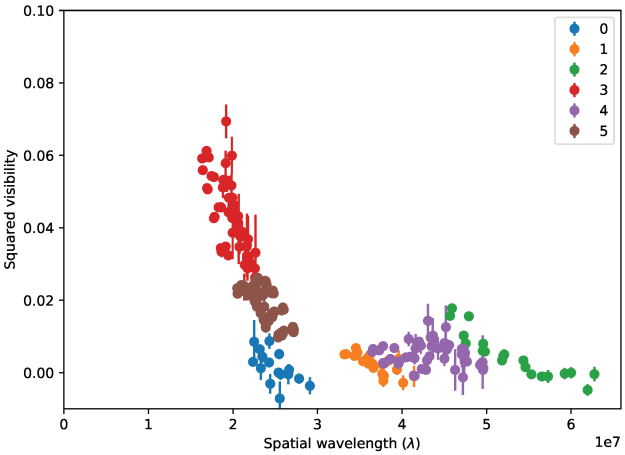


FIGURE 3.8 – Points de visibilité carrée issus de la réduction de données.

Pour chaque point du plan u-v, le point de visibilité fourni par le *pipeline* est calculé par moyenne à partir d'un grand nombre de poses individuelles, avec des temps d'exposition de quelques millisecondes puisque nous utilisons les données du suiveur de franges qui fonctionne à haute fréquence. À partir des mesures individuelles de visibilité complexe, deux estimateurs de la visibilité V sont fournis : le module de la visibilité complexe moyenne, V_{amp}, et la moyenne des modules carrés des visibilités complexes individuelles, appelée *visibilité carrée*, ou V^2. Ce second estimateur, bien moins sensible aux variations de phase, est plus robuste aux effets de la turbulence atmosphérique qui induisent des avances et retards de phase entre les faisceaux des deux télescopes. Comme nous pouvons le voir dans la figure 3.7, où sont représentées

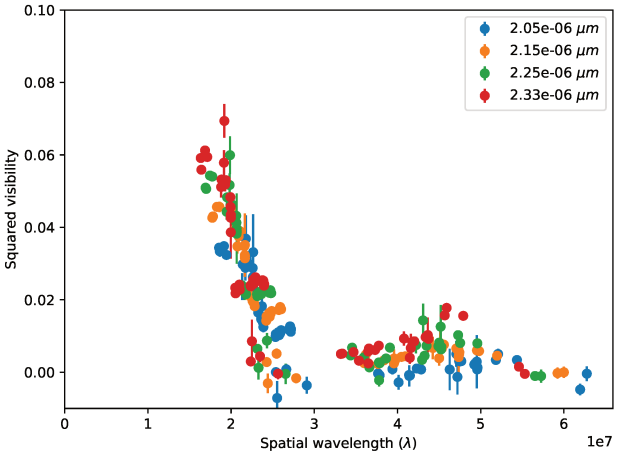


FIGURE 3.9 – Points de visibilité carrée issus de la réduction de données représentés en couleurs différentes selon la longueur d'onde de mesure.

les points de visibilité obtenus par ces deux méthodes, une différence significative est présente, avec V_{amp} inférieur à $\sqrt{V^2}$ pour pratiquement toutes les fréquences spatiales observées. Les variations de la phase dues à la turbulence atmosphérique, ainsi que des *sauts de frange* peuvent expliquer que V_{amp} sous-estime la visibilité. Les *sauts de franges* se produisent lors de variations rapides de la phase, où le suiveur de franges passe du suivi d'une frange à sa voisine, ce qui produit des sauts proches de 180° dans les mesures de phase. Pour la suite de l'étude, seule la visibilité carrée (V^2) sera utilisée pour l'analyse de l'objet. Pour des considérations de propagation des incertitudes de mesure, les différents modèles seront comparés directement à V^2, et non pas à $\sqrt{V^2}$.

Les points de visibilité carrée, issus des 6 bases formées par les 4 télescopes, sont présentés dans la figure 3.8, la couleur des points codant le numéro de base. Quelques premières informations peuvent être obtenues à partir d'une rapide analyse visuelle de ce graphique. Tout d'abord, les visibilités passent par 0, ce qui indique que la source est résolue par l'interféromètre. Cela signifie que sa taille angulaire est typiquement comprise entre 5 et 20 mas. Il faut noter que le *rebond* des valeurs de visibilité observé aux fréquences spatiales supérieures à 3×10^7 λ suggère que la structure principale possède des bords abrupts. Deuxièmement, les valeurs des points de visibilité, nettement inférieures à l'unité ($V^2 < 0{,}07$, $\sqrt{V^2} < 0{,}25$), montrent qu'une part significative du flux provient d'une source qui peut être considérée diffuse au regard de la résolution et du champ de vue de GRAVITY (ce qui confirme le choix d'avoir écarté les données issues des AT). Enfin, la figure 3.10 montre les mêmes points de mesure mais représentés en couleurs différentes selon la longueur d'onde de mesure. Nous pouvons directement voir que la visibilité de l'objet croit à mesure que la longueur d'onde augmente, indiquant soit que la morphologie de l'objet varie de manière significative

d'un canal spectral à un autre, soit que le rapport $Flux_{coherent}/Flux_{total}$ croît avec la longueur d'onde.

Mesures de χ^2 et incertitudes sur les points de visibilité

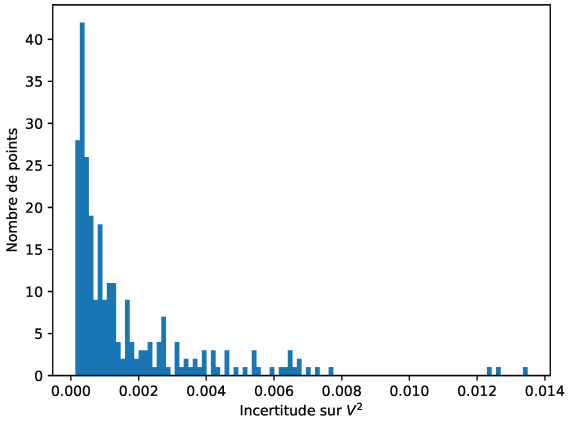


FIGURE 3.10 – Histogramme des erreurs sur les points de visibilité carrée.

Le logiciel de réduction des données GRAVITY fournit une estimation des incertitudes sur les mesures des points de visibilité carrée. Une étude de celles-ci montre qu'une part significative des points est estimée avec une incertitude très faible, inférieure à 5×10^{-4}. Ces incertitudes, qui ne permettent pas d'expliquer la dispersion observée sur des points de visibilité mesurés à la même longueur et à des fréquences spatiales très proches, sont vraisemblablement sous-estimées. En effet, elles sont calculées grâce à la dispersion statistique des points de mesure instantanée de visibilité, et ne prennent pas en compte les effets systématiques qui pourraient les affecter. Puisque l'observation a été réalisée avec le suiveur de frange qui fonctionne à haute fréquence ($f > 97\ Hz$), les points de mesure sont très nombreux, et les incertitudes statistiques sur leur moyenne deviennent très faibles, et ne reflètent plus l'incertitude réelle de la mesure.

J'utilise pour l'ensemble de mes ajustements de modèles un estimateur de type χ^2, qui prend en compte les incertitudes sur les points de mesure :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(m_i - d_i)^2}{\sigma_i^2} \tag{3.2}$$

avec m_i la valeur du modèle pour le point i, d_i la valeur issue de l'observation, et σ_i l'incertitude estimée. Le terme χ^2 *réduit* sera utilisé pour décrire le χ^2 normalisé par le nombre de points d'observation, une valeur proche de l'unité indiquant un modèle qui reproduit parfaitement les données.

La présence de points de mesure avec une incertitude très faible a donc deux conséquences néfastes. D'une part, ils prennent une importance capitale dans l'ajustement, devenant le principal critère de discrimination entre les modèles, ce qui ne paraît pas juste. D'autre part, puisque tous ces points ne peuvent être ajustés parfaitement, les valeurs de χ^2 obtenues sont très élevées, ce qui ne permet pas de distinguer un bon modèle d'un mauvais.

Une solution pourrait être d'utiliser un estimateur ne prenant pas en compte les incertitudes (i.e. une simple somme des résidus) ou bien d'attribuer la même incertitude à tous les points de mesure. Néanmoins, les incertitudes statistiques données sont incomplètes mais ne sont pas fausses : les points pour lesquels elles sont importantes sont en effet vraisemblablement incertains et ne devraient pas être mis sur un pied d'égalité avec les autres points.

Afin de préserver cette estimation des incertitudes statistiques, tout en évitant que certains points ne dominent tout l'ajustement, j'ai choisi de rajouter une incertitude constante de 0,0015 à tous les points de mesures. Cette valeur a été choisie car elle permet de rendre compte de la dispersion des points proches (spatialement et spectralement) et permet d'obtenir des χ^2 de l'ordre de quelques fois le nombre de points de mesure pour les meilleurs modèles, ce qui signifie une bonne estimation des incertitudes.

Clôture de phase

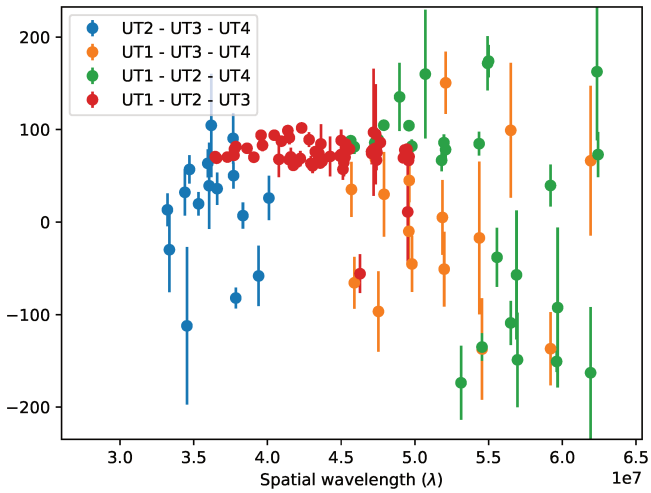


FIGURE 3.11 – Points de mesure de clôture de phase issus de la réduction de données représentés en couleurs différentes selon le triplet de télescope utilisé pour la mesure.

Les mesures de clôture de phase sont représentées dans la figure 3.11, et le tableau 3.1 récapitule quelques propriétés statistiques des points de mesure triplet par triplet.

TABLE 3.1 – Propriétés statistiques des points de mesure de clôture de phase triplet par triplet, avec de gauche à droite : le nombre de points de mesure pour le triplet considéré, la moyenne de la clôture de phase, la médiane de l'erreur sur la clôture de phase, et l'écart-type de la clôture de phase. Attention, la moyenne et l'écart-type donnés sur des mesures d'angle sont à interpréter avec précaution, puisque la moyenne de deux angles est définie modulo 180°. La moyenne présentée ici est la moyenne arithmétique sur l'ensemble de définition [−180°,180°]. La médiane des erreurs est pour sa part bien définie.

Triplet	N	$\bar{T3}(°)$	$\Delta\tilde{T3}(°)$	$std(T3)(°)$
UT1 - UT2 - UT3	60	73	3	19
UT1 - UT2 - UT4	20	33	10	98
UT1 - UT3 - UT4	12	52	30	109
UT2 - UT3 - UT4	12	-8	20	21

Comme nous pouvons le voir dans ce tableau, sur 104 points de mesure disponibles au total, 60 proviennent du seul triplet [UT1-UT2-UT3]. Plus encore, les erreurs estimées sur la mesure des points de ce triplet sont nettement inférieures à celles des trois autres : la valeur médiane des erreurs sur ces 60 points est de 3°, tandis qu'elle est de 21° sur les 44 points issus des trois autres triplets. Dans la suite de l'analyse, lorsque les clôtures de phase calculées à partir de différents modèles seront comparées à celles issues de l'observation, l'ajustement des points de ce triplet prendra donc une grande importance. Leur valeur moyenne assurément différente de 0 ($\bar{T3} = 73° \pm 19°$) nous indique déjà qu'une asymétrie importante est présente dans la distribution du flux lumineux.

Spectre cohérent et magnitude

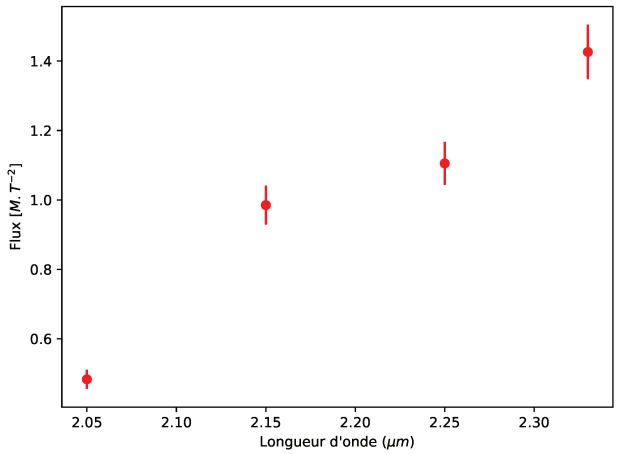


FIGURE 3.12 – Spectre corrélé normalisé du noyau de NGC 1068.

Le flux cohérent moyenné sur chaque canal spectral de l'instrument nous donne

un spectre basse résolution (4 points de mesure, $R \sim 22$) en unités arbitraires de la composante résolue de l'objet. Celui-ci est présenté dans la figure 3.12. Nous pouvons voir que le flux domine aux grandes longueurs d'onde, et qu'un un léger surplus d'émission semble être présent à 2,15 μm, possiblement lié à la présence d'une raie d'émission Brackett γ.

Notons également qu'une analyse des images de la caméra d'acquisition présentée dans Gravity Collaboration et al. (2020) donne une mesure du flux total dans la bande K injecté dans la fibre, $K_{tot} = 8{,}33 \pm 0{,}25$.

Observation avec les AT

Une seconde observation a été réalisée, très similaire à celle décrite dans les paragraphes précédents (mode *dual-field*, en injectant 100% du flux de l'objet dans le suiveur de franges), mais utilisant les AT en configuration compacte au lieu des UT.

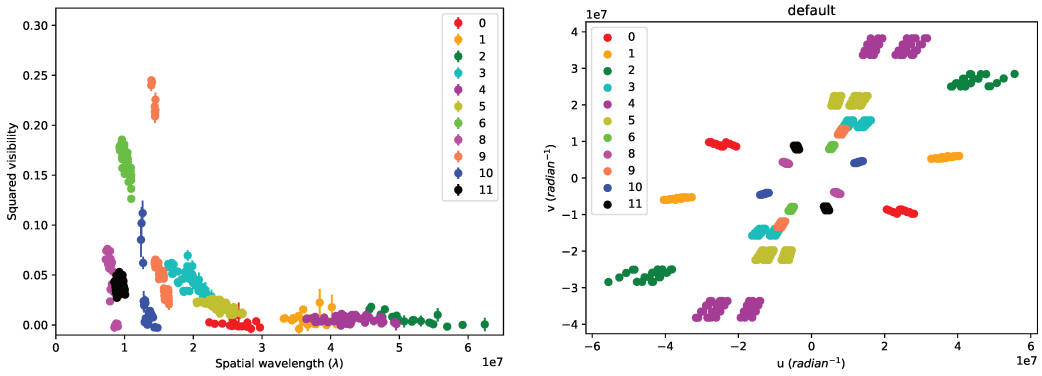


FIGURE 3.13 – Points de visibilité carrée et plan u-v en incluant les données issues des AT.

J'estime que l'ajout à mon jeu de données des points de visibilité et de clôture de phase obtenus avec les AT n'est pas pertinent, et pourrait nuire à l'étude. Tout d'abord, les fréquences spatiales sondées par cette seconde observation sont plus petites que celles sondées par les UT, et mesurent la visibilité d'échelles spatiales plus importantes que celles d'intérêt. Deuxièmement, le champ de vue des AT est bien plus important que celui des UT (respectivement 250 mas et 56 mas, i.e. 18 pc et 4 pc), ce qui implique qu'une région plus grande de la structure étendue du tore est injecté dans la fibre. Puisque celle-ci est complexe et lumineuse, elle impacte significativement les mesures de visibilité, qui deviennent difficilement interprétables. Nous pouvons voir par exemple dans la figure 3.13 les différences très importante au sein des mesures des AT entre la base 6 et et les bases 10 et 11 qui l'entourent, ou bien, la discontinuité des points de visibilité mesurés avec les bases 3 (UT) et 9 (AT), pourtant adjacentes sur le plan-uv. L'analyse des données issues des AT et leur regroupement avec celles issues des UT ne peuvent donc se faire sans une modélisation de l'émission à grande échelle, qui dépasse le cadre de cette étude, focalisée sur la région la plus interne du tore.

J'ai tout de même régulièrement testé les différents modèles qui seront présentés dans les sections suivant sur le jeu de données AT + UT. Globalement, les modèles convergent vers des solutions similaires à celles présentées pour les données UT seules, mais comme attendu, le comportement des points de visibilité des AT est mal reproduit. Plus encore, j'ai observé que l'ajout de ces données ne permet pas de mieux contraindre les paramètres des modèles utilisés.

J'ai donc fait le choix de ne pas intégrer les données issues des l'observation de NGC 1068 avec les AT à mon étude, avec comme principale motivation qu'elles ne permettent pas d'obtenir d'informations supplémentaires sur la région d'intérêt (la cavité interne, très chaude, du tore de poussière), alors qu'elles risquent d'introduire des signaux parasites provenant de par le champ de vue plus grand qu'elles observent.

3.3 Analyse géométrique

Dans cette section, j'utilise les observables interférométriques décrites dans la section précédente pour contraindre différents modèles et explorer la géométrie et les propriétés physiques du noyau de poussière chaude de NGC 1068. Je commence par utiliser des modèles géométriques simples en me basant uniquement sur les points de visibilité, avant d'inclure la clôture de phase pour une tentative de reconstruction d'image. Dans un second temps, j'utilise un modèle plus complexe de transfert radiatif pour simuler l'émission infrarouge d'un tore de poussière chauffé par une source centrale, dont je contrains différents paramètres à l'aide des points de visibilité, des mesures de clôture de phase et du spectre cohérent de l'objet. Les différentes approches convergent vers une même représentation du cœur de poussière chaudes, qui est synthétisée en fin section et qui sera discutée dans la suivante.

3.3.1 Modèles géométriques

Le moyen le plus fiable pour obtenir des informations sur la géométrie globale de la source est d'utiliser des modèles géométriques simples, dont on connaît une expression de la transformée de Fourier à partir de laquelle il est possible de calculer directement les points de visibilité du modèle aux fréquences spatiales sondées par l'instrument. Dans cette sous-section, je présente différents modèles générés à l'aide de LITpro (Tallon-Bosc et al., 2008) [1] dont je contrains les paramètres grâce aux points de visibilités mesurés. La clôture de phase, qui indique une asymétrie importante, n'a pu être reproduite avec ces modèles simple symétriques et est ignorée pour cette étape. Au final, les résultats des ajustements des différents modèles sont cohérents entre eux et donnent des estimations similaires de la taille caractéristique de l'objet central, de son élongation et de son orientation.

TABLE 3.2 – Résultat de l'ajustement des paramètres du modèle 1 sur les points de visibilités GRAVITY

Flux du fond uniforme	$1{,}52 \pm 0{,}09$
Largeur à mi-hauteur	$4{,}67 \pm 0{,}10$ mas
χ^2 réduit	7,58

Modèle 1 : Gaussienne simple

Le premier modèle consiste en une simple structure gaussienne à symétrie circulaire pour représenter le cœur de poussière, superposée à un fond uniforme. Les deux seuls paramètres du modèle sont la largeur à mi-hauteur de la gaussienne, et le flux relatif du fond uniforme. La taille caractéristique de la source est principalement contrainte par la fréquence spatiale à laquelle le passage à zéro des points de visibilité a lieu, tandis que la présence d'un fond uniforme se mesure par une diminution des valeurs de visibilité constante à toutes les fréquences.

Le tableau 3.2 présente le résultat de cet ajustement, nous fournissant une première estimation de la taille de la source : une largeur à mi-hauteur de $4{,}67 \pm 0{,}10$ mas pour une émission gaussienne, ce qui correspond à $\sim 0{,}33$ pc à la distance de NGC 1068. Ce premier résultat permet également de confirmer que la contribution du flux diffus est importante, avec un flux supérieur à celui de la source centrale ($F_{diffus} \sim 1{,}5 \times F_{source\ centrale}$).

Modèle 2 : Gaussienne allongée

TABLE 3.3 – Résultat de l'ajustement des paramètres du modèle 2 sur les points de visibilités GRAVITY

Flux du fond uniforme	$1{,}81 \pm 0{,}07$
Largeur à mi-hauteur du petit axe	$4{,}02 \pm 0{,}10$ mas
Rapport d'élongation	$1{,}55 \pm 0{,}06$
Angle polaire	$140{,}72 \pm 2{,}42$ degrés
χ^2 réduit	3,89

Les paramètres obtenus avec le modèle précédent sont utilisés comme paramètres initiaux d'un nouveau modèle, qui ajoute une élongation et une orientation à la structure gaussienne représentant le cœur central. Ce nouveau modèle comprend donc quatre paramètres, les petites et grandes largeurs à mi-hauteur de la gaussienne, son orientation, et le flux relatif du fond uniforme. Le tableau 3.3 présente le résultat de l'ajustement des paramètres, et la figure 3.14a présente l'image du meilleur modèle,

1. LITpro est un logiciel développé au sein du JMMC (Jean-Marie Mariotti Center) spécialement développé pour l'analyse des données d'interférométrie optique, qui permet l'ajustement de modèles géométriques sur les observables interférométriques à partir d'un algorithme de Levenberg-Marquardt.

ainsi qu'une comparaison entre les points de visibilité issus de l'observation et issus du modèle. Nous pouvons remarquer que le passage à zéro de la visibilité est bien reproduit par le modèle, mais que le rebond aux fréquences spatiales supérieures présent dans les données n'est pas reproduit.

Les résultats sont dans la lignée du modèle précédent : un flux diffus important et une taille de quelques mas ($4\times6{,}2\ mas$, i.e. $\sim 0{,}28\times0{,}43\ pc$). Nous obtenons également une information très intéressante, avec une première estimation de l'orientation de la structure : $PA \sim 140°$.

Modèle 3 : Disque uniforme allongé

TABLE 3.4 – Résultat de l'ajustement des paramètres du modèle 3 sur les points de visibilités GRAVITY

Flux du fond uniforme	$2{,}40 \pm 0{,}08$
Longueur du petit axe	$5{,}00 \pm 0{,}17$ mas
Rapport d'élongation	$1{,}76 \pm 0{,}07$
Angle polaire	$139{,}73 \pm 1{,}56$ degrés
χ^2 réduit	5,10

Les paramètres obtenus avec le modèle précédent sont à nouveau utilisés comme paramètres initiaux de ce nouveau modèle, qui remplace la gaussienne par un disque uniforme. Ce nouveau modèle comprend donc à nouveau quatre paramètres libres. Le tableau 3.4 présente le résultat de l'ajustement, et la figure 3.14b l'image du meilleur modèle et la comparaison des points de visibilité.

Les meilleurs paramètres ajustés sont très semblables à ceux obtenus avec le modèle 2, mais avec moins bon ajustement des points de visibilité (mesuré par un χ^2 plus élevé).

Modèles 4 et 5 : Anneaux fins et épais

TABLE 3.5 – Résultat de l'ajustement des paramètres du modèle 4 sur les points de visibilités GRAVITY

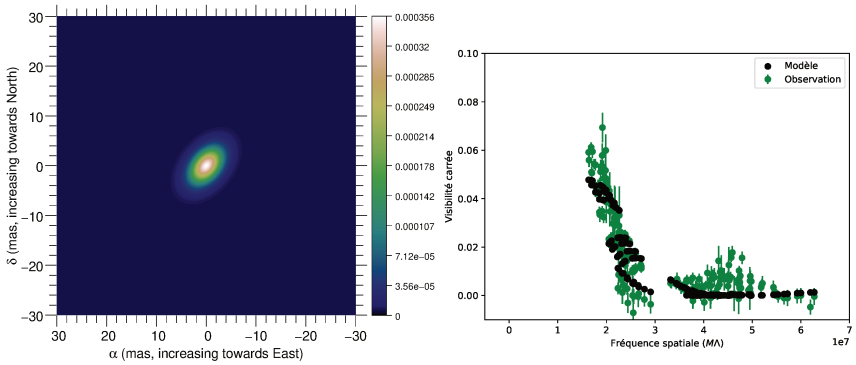
Flux du fond uniforme	$2{,}17 \pm 0{,}04$
Longueur du petit axe	$3{,}73 \pm 0{,}05$ mas
Rapport d'élongation	$1{,}50 \pm 0{,}04$
Angle polaire	$144{,}08 \pm 1{,}98$ degrés
χ^2 réduit	4,03

TABLE 3.6 – Résultat de l'ajustement des paramètres du modèle 5 sur les points de visibilités GRAVITY

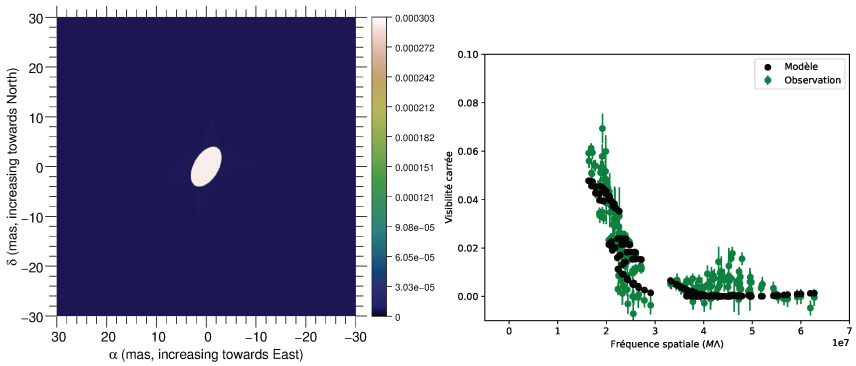
Flux du fond uniforme	$2{,}04 \pm 0{,}03$
Longueur du petit axe	$3{,}51 \pm 0{,}04$ mas
Rapport d'élongation	$1{,}51 \pm 0{,}04$
Angle polaire	$138{,}07 \pm 1{,}62$ degrés
χ^2 réduit	3,47

Les deux derniers modèles sont constitués d'un fond uniforme et d'un anneau allongé, fin pour le modèle 4 (largeur $\Delta r = 0{,}5$ mas), et plus épais pour le modèle 5 (largeur $\Delta r = 1{,}2$ mas). Les paramètres optimaux sont présentés dans les tableaux 3.5 et 3.6, et les images et comparaisons avec les données dans les figures 3.15a et 3.15b.

Le flux diffus, les tailles caractéristiques et l'orientation de la structure centrale sont à nouveau similaires aux modèles 2 et 3. Néanmoins l'ajustement aux données est légèrement meilleur, en particulier pour le modèle 5, *anneau épais*, qui obtient le meilleur ajustement de tous les modèles ($\chi^2 = 3{,}47$).

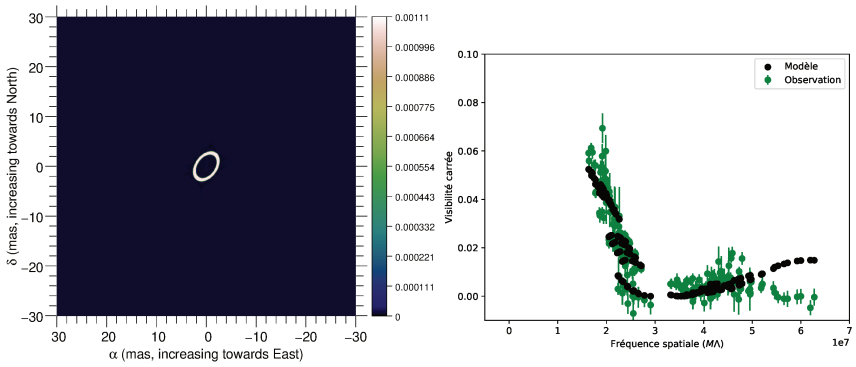


(a)

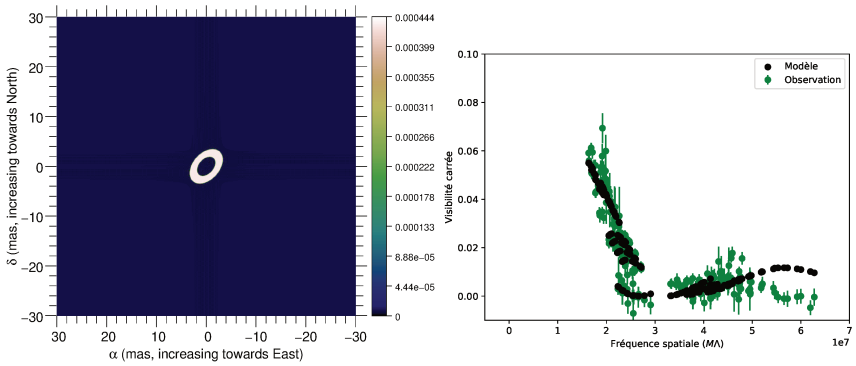


(b)

FIGURE 3.14 – Pour les modèles 2 (sous-figure (a)) et 3 (sous-figure (b)) : à gauche, images de la meilleure solution, à droite, comparaison entre les points de visibilité carrée observés (vert) et ceux reproduits par le modèle (noir).



(a)



(b)

FIGURE 3.15 – Idem que figure 3.14 pour les modèles 4 (sous-figure (a)) et 5 (sous-figure (b)).

Conclusions

Dans l'ensemble, les différents modèles reproduisent correctement le comportement des points de visibilité aux plus courtes fréquences spatiales ($u \leq 3 \times 10^7$ λ). Les modèles gaussiens et annulaires donnent le meilleur ajustement aux données ($\chi^2 \leq 4$). Le rebond aux fréquences plus grandes n'est pas du tout reproduit par le modèle gaussien (2), tandis qu'il est surestimé par les modèles annulaires aux bords abrupts (4 et 5), suggérant une apparence réelle de l'objet située entre ces deux formes géométriques simples.

Les modèles 2 à 5 convergent vers des solutions similaires, avec une structure centrale allongée de dimensions $\sim$ 4 $\times$ 6 mas ($\sim$ 0,28 $\times$ 0,42 pc) et avec un axe équatorial orienté d'un angle $PA \sim 140°$ avec la direction nord. Également, les différents modèles s'accordent sur l'importance de la contribution diffuse, qui représente environ deux tiers du flux total.

Le schéma qui se dégage de ces premières modélisations est en bon accord avec les résulats obtenus avec l'instrument MIDI (Jaffe et al., 2004; Hönig et al., 2008; Raban et al., 2009; López-Gonzaga et al., 2014a) qui trouvent des orientations très similaires

pour la structure centrale. Ces études trouvent néanmoins une taille angulaire plus importante pour la source infrarouge, qui s'explique par les différentes températures sondées par les instruments.

3.3.2 Reconstructions directes d'image

Les modèles géométriques simples présentés dans la sous-section précédente permettent d'obtenir des informations fiables sur la taille caractéristique de la source dans les directions échantillonnées par l'interféromètre. Néanmoins, ils ne permettent pas de rendre compte de l'ensemble des observables. En particulier, la clôture de phase non nulle, qui révèle la présence d'asymétries dans la distribution de flux de l'objet, est difficile à reproduire avec cette méthode.

Une autre approche, que j'utilise dans cette section, consiste à chercher une image possible de l'objet directement à partir des observables interférométriques, sans passer par une modélisation de celui-ci. Puisque les données interférométriques obtenues dans l'infrarouge sont très incomplètes (d'un point de vue échantillonnage du plan u-v) il existe un grand nombre d'images qui sont des solutions de ce problème. L'objectif n'est donc plus uniquement de reproduire les données de l'observation, mais de produire une image réaliste de ce que pourrait être la source.

Afin de contraindre le problème et de rejeter une partie des solutions, les algorithmes de reconstruction d'image utilisent des hypothèses sur la régularité et la simplicité de l'image, la solution retenue étant un compromis entre un bon ajustement des données et une image la plus simple et la plus régulière possible (Éric Thiébaut and Young, 2017). Une approche possible est d'utiliser un algorithme qui minimise un estimateur de la qualité de l'image qui est la somme d'un χ^2 et d'une pénalité, appelée terme de régularisation, qui mesure l'écart entre l'image obtenue et l'hypothèse faite de régularité.

Dans cette sous-section, j'utilise MiRA (Thiébaut et al., 2003; Young et al., 2016), qui est un algorithme de reconstruction d'image spécialement développé pour l'interférométrie optique, pour essayer de reconstruire une image du coeur de poussière de NGC 1068 à partir des données GRAVITY.

Régularisations

Afin de mettre en avant les éléments de l'image les plus proéminents, j'utilise trois termes différents de régularisation pour reconstruire des images que je comparerai dans un second temps :

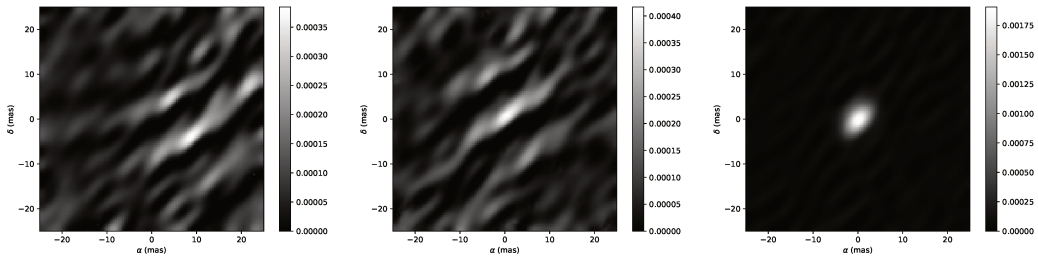
— Une régularisation de type *edge preserving smoothness* avec un seuil très élevé ($\tau_0 = 5 \times 10^5$) qui la fait se comporter comme une régularisation de type *Total Variation*, où la somme des gradients pixel à pixel de l'image est minimisée. Cette régularisation tend à minimiser le nombre de pixels ayant des valeurs

différentes, mais peut autoriser des gradients importants au voisinnage de ces pixels, ce qui permet de conserver des bord abrupts sur l'image.

— Une régularisation de type *edge preserving smoothness* avec un seuil très bas ($\tau_0 = 5 \times 10^{-5}$) qui la fait se comporter comme une régularisation de type *quadratic smoothness*, où la somme quadratique des gradients pixel à pixel est minimisée, ce qui pénalise très fortement les bords abrupts et fait tendre la solution vers une image lisse.

— Une régularisation de type *quadratic compactness* qui pénalise le flux distant du centre de l'image et favorise celui présent dans une région centrale, de 5 mas dans mon cas.

Première tentative infructueuse, avec les données inchangées



(a) (b) (c)

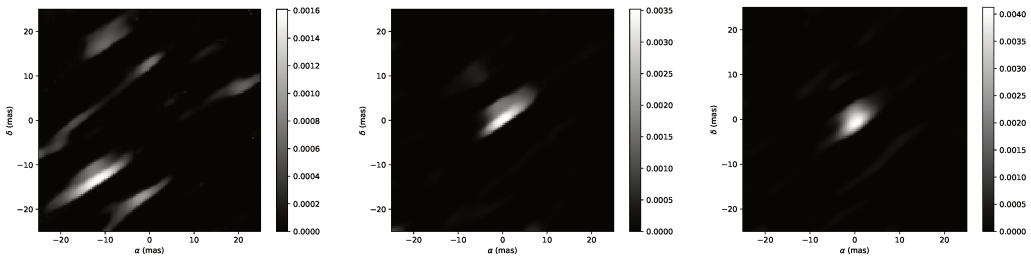
FIGURE 3.16 – Images reconstruites avec une régularisation de type *quadratic smoothness*, sur les données brutes. Les trois images présentées correspondent aux résultats obtenus à partir d'images initiales différentes : une image aléatoire pour (a), un Dirac central pour (b), la gaussienne alongée présentée dans la figure 3.14a pour (c). Toutes les images représentent un champ de vue de 50 mas et ont des pixels des pixels de 0,4 mas × 0,4 mas. Les images ont été reconstruites avec l'algorithme MiRA décrit dans Thiébaut et al. (2003); Young et al. (2016).

La première série de tentatives de reconstruction d'image à partir des données GRAVITY s'est soldée par des échecs. La figure 3.16 montre trois images obtenues à partir d'une reconstruction de type *quadratic smoothness*, avec respectivement comme image initiale une image avec des valeurs de pixels tirés aléatoirement, un Dirac sur le pixel central, et la gaussienne allongée obtenue comme meilleur résultat pour le modèle géométrique 2. Comme nous pouvons le voir, les trois reconstructions ne convergent pas vers une image similaire. En particulier, les images 3.16a et 3.16b (avec une reconstruction partant d'une image aléatoire et d'un Dirac) ne reconstruisent que du flux aux grandes échelles spatiales et ne reconstruisent pas de source centrale. L'image 3.16a quand à elle semble être restée très proche de la solution initiale proposée, ce qui pourrait soit indiquer que cette solution est très proche de la bonne solution, et que l'algorithme n'a pas à la modifier beaucoup pour reproduire les données, soit que

l'algorithme n'est pas parvenu à sortir du minimum local offert par cette solution. Dans tous les cas, en l'absence de convergence entre les trois reconstructions, il est difficile de conclure.

Deuxième tentative, avec modifications a priori des points de visibilité

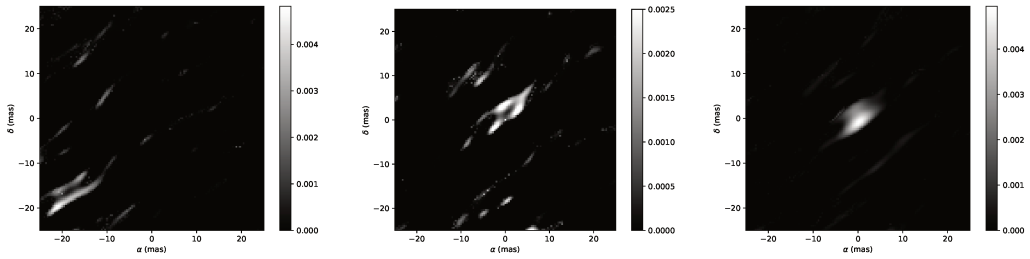
Les essais successifs de reconstruction (partiellement présentés dans le paragraphe précédent) ont révélé un problème récurrent dans les reconstructions d'image à partir du jeu de données GRAVITY : puisque les visibilités sont très faibles, MiRA se concentre principalement sur la reconstruction d'un flux diffus au travers de l'image, comme nous pouvons le voir par exemple dans les figures 3.16a et 3.16b. En m'inspirant de la méthode proposée dans Gravity Collaboration et al. (2020), j'ai utilisé l'information connue a priori de la reconstruction d'image pour guider l'algorithme. Plus précisemment, j'ai utilisé l'information sur la quantité de flux incohérent obtenue à partir des ajustement géométriques : puisque le flux diffus compte pour $\sim 66\%$, j'ai multiplié par trois les valeurs des points de visibilité mesurés afin de supprimmer la contribution du flux diffus. De cette manière, l'importance de la source centrale dans le jeu de données est amplifiée, et l'algorithme de reconstruction parvient à en produire une image.



(a) (b) (c)

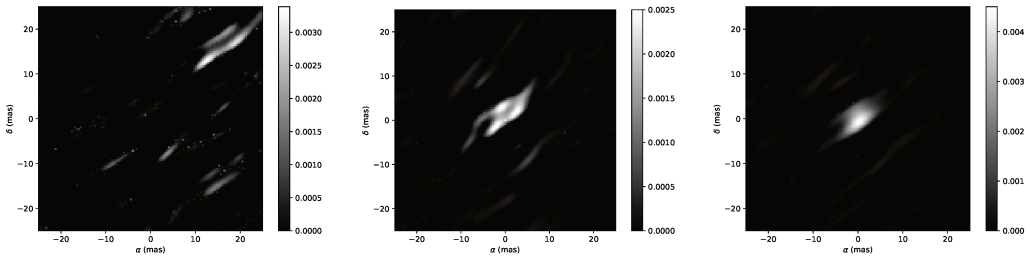
FIGURE 3.17 – Images reconstruites avec une régularisation de type *quadratic smoothness*, sur les données corrigées d'un fond diffus participant à 66% du flux total. Les trois images présentées correspondent aux résultats obtenus à partir d'images initiales différentes : une image aléatoire pour (a), un Dirac central pour (b), la gaussienne alongée présentée dans la figure 3.14a pour (c). Toutes les images représentent un champ de vue de 50 mas et ont des pixels des pixels de 0,4 mas $\times$ 0,4 mas. Les images ont été reconstruites avec l'algorithme MiRA décrit dans Thiébaut et al. (2003); Young et al. (2016).

Les figures 3.17, 3.18 et 3.19 montrent les résultats de ces reconstructions à partir des mêmes trois images initiales (aléatoire, Dirac et gaussienne allongée) et des trois termes de régularisation déjà mentionnés, *quadratic smoothness*, *Total Variation* et *compactness*. Bien que nettement différentes entre elles, les trois images convergent sur certaines propriétés de la source centrale. Puisque les images initiales utilisées pour la



(a) (b) (c)

FIGURE 3.18 – Idem que figure 3.17 mais avec une régularisation de type *Total Variation (TV)*.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.19 – Idem que figure 3.17 mais avec une régularisation de type *compactness*.

reconstruction sont très différentes entre elles, les propriétés communes observées sur les images reconstruites sont vraisemblablement bien celles de la source. En particulier, l'orientation de la structure centrale est très similaire d'une reconstruction à une autre, oscillant entre $PA = 125°$ et $PA = 140°$, ce qui confirme les résultats obtenus avec les ajustements géométriques. La deuxième observation, nouvelle cette fois-ci, provient directement de l'information supplémentaire injectée via la de clôture de phase : la source semble être formée de deux régions allongées, parallèles, orientées selon la direction nord-ouest/sud-est, avec la partie sud-ouest plus lumineuse que la partie nord-est. Comme nous le verrons, ce dernier point sera confirmée par la suite et revêtira une importance particulière pour l'analyse. Certaines reconstructions (3.18a, 3.18b, 3.19a et 3.19b) indiquent qu'un espace se situe entre deux composantes, tandis que d'autres (3.17a, 3.17b, 3.17c et 3.19c) semblent indiquer qu'elles sont collées l'une à l'autre.

Reconstruction d'image par Gravity Collaboration et al. (2020)

Une reconstruction d'image plus poussée du noyau de NGC 1068 à partir de ces données GRAVITY, et son analyse, sont présentées dans Gravity Collaboration et al. (2020).

En plus des données utilisées dans cette thèse, la reconstruction prend en compte les données issues des AT présentées dans le paragraphe 3.2.2. Le terme de régularisation utilisé est de type *l2l1 smoothness*, et l'image initiale est une gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 5 mas. L'image finale, présentée dans la figure 3.20 a été convoluée par une gaussienne de largeur à mi-hauteur 3,1 × 1,1 mas et $PA = 138{,}6°$ qui représente le faisceau interférométrique. Les erreurs ont été estimées en réalisant plusieurs reconstructions à partir de sous-ensembles du jeu de données.

L'image finale reconstruite, présentée dans la figure 3.20, est interprétée comme un anneau incomplet, de rayon $r = 3{,}5 \pm 0{,}3$ mas ($r = 0{,}24 \pm 0{,}03$ pc), d'angle polaire $PA = 130° \pm 4°$, d'inclinaison $i = 70° \pm 5°$, et avec le bord sud-ouest environ deux fois plus lumineux que le bord nord-est.

Les conclusions de cette étude soulignent la cohérence entre le rayon mesuré pour l'anneau, et la distance à laquelle les grains de graphite se subliment pour une source centrale $L_{bol} \sim 0{,}4 - 4{,}7 \times 10^{45}\ erg.s^{-1}$ et la ressemblance avec l'émission de maser (Gallimore et al., 1996) qui suggère que les deux émissions prennent leur origine dans la même source astrophysique. La forme d'anneau et le spectre mesuré sont incompatibles avec un modèle géométriquement épais de tore *clumpy* et favorisent un modèle simple d'anneau à $T \sim 1500\ K$ situé derrière une importante extinction $A_K \sim 5{,}5$.

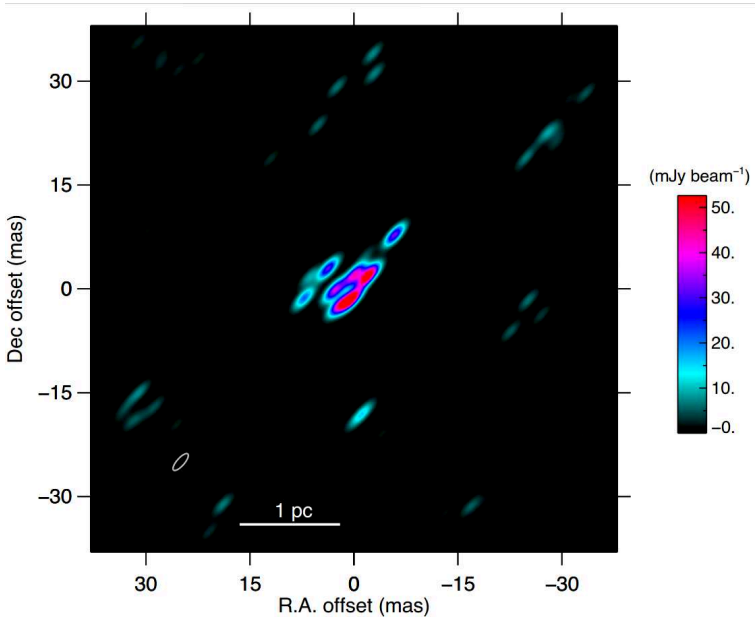


FIGURE 3.20 – Reconstruction d'image à partir des données UT et AT combinées, avec une régularisation de type *l2l1 smoothness*. Crédit : Gravity Collaboration et al. (2020).

3.4 Modèles MontAGN

Dans cette section, je décris l'utilisation de simulations de transfert radiatif pour l'analyse des données GRAVITY du noyau de NGC 1068.

Les modèles géométriques et les reconstructions d'images présentés dans la section précédente permettent de reproduire efficacement les données en faisant des hypothèses purement géométriques sur l'image apparente de la source. Cette approche très directe permet d'obtenir facilement des images vraisemblables de l'objet, mais leur interprétation est délicate. Les modèles géométriques simples utilisés fournissent peu de détails et ne prennent en compte ni les aspects spectraux ni les asymétries de la source. Les reconstructions d'image fournissent quant à elles beaucoup de détails, mais ceux-ci peuvent varier d'une reconstruction à une autre et leur présence réelle ne peut par conséquent pas être établie. Les variations observées invitent à la prudence dans l'interprétation des images, particulièrement dans le cas d'une source à la morphologie complexe comme NGC 1068. Mises à part ces considérations sur la fiabilité et le niveau de détail des images produites, j'estime que la principale limitation de ces deux approches est l'absence de considérations physiques pour leur production, qui mène à une trop grande liberté d'interprétation, que ce soit sur la géométrie intrinsèque de la source ou sur les conditions du milieu émetteur.

J'essaye donc ici de suivre une nouvelle approche, en utilisant des modèles fortement contraints par des considérations astrophysiques pour ne produire que des images physiquement réalistes de tores de poussière, que je compare dans un second temps aux observables interférométriques. J'utilise l'outil de simulation de MontAGN (Grosset et al., 2018; Grosset, 2019) pour modéliser le transfert radiatif d'un tore de poussière chauffé par une source centrale de photons énergétiques. J'utilise ensuite les informations issues de ces simulations pour produire des images des différents modèles, desquelles j'extrais les mesures interférométriques qui seront comparées aux données GRAVITY. Reproduire les points de visibilité et de clôture de phase en suivant cette méthode est plus difficile qu'avec les approches purement géométriques, mais elle permet, une fois un bon ajustement trouvé, de valider les différentes hypothèses faites et d'obtenir une interprétation directe des images.

Cette section commence par une description de MontAGN, et des considérations générales sur le modèle qui sera utilisé. Je détaille ensuite la complexification d'un modèle de base pour reproduire successivement les points de visibilité, l'aspect spectral et photométrique des données, et les mesures de clôture de phase.

3.4.1 MontAGN

MontAGN est un code de transfert radiatif utilisant des méthodes Monte Carlo, développé pour l'étude des tores de poussière de NAG, et plus particulièrement pour

l'interprétation des observations polarimétriques. Néanmoins versatile, il permet pour un large éventail de types de poussière de modéliser des structures à la géométrie arbitraire et les absorptions et diffusions de photons qu'elles engendrent.

En tant que code de simulation de transfert radiatif, MontAGN suit l'évolution de photons, de leur émission par une source à leur sortie de la grille de simulation, en passant par leurs différentes interactions avec le milieu.

Les principales étapes d'une simulation sont décrites succinctement dans les points suivants, en mettant l'accent sur les mécanismes d'importance et les options utilisées pour l'étude des données GRAVITY :

- Tout d'abord, la grille 3D de cellules est initialisée, en coordonnées cartésiennes, selon les dimensions et le nombre de pixels définis par l'utilisateur.
- Les coefficients d'absorption et d'extinction, l'albedo, les matrices de Mueller [2] et les fonctions de phase [3] sont calculés sur une grande gamme de longueurs d'onde (des X à l'infrarouge lointain) et de tailles de grain pour les différents types de poussière définis par l'utilisateur.
- La grille de la simulation est ensuite remplie en attribuant à chaque cellule des valeurs de densité pour les différents types de poussière, selon la géométrie choisie par l'utilisateur pour chacune d'entre elles.
- Les photons sont émis par la source selon une direction aléatoire, par paquets monochromatiques, avec une longueur d'onde initiale tirée aléatoirement en suivant la densité de probabilité définie par le spectre de la source.
- Chaque paquet de photons se propage librement en ligne droite au travers des cellules vides. Lorsque le paquet rencontre une cellule avec une densité de poussière non-nulle, la profondeur optique du photon dans le milieu est calculée à partir des coefficients d'extinction. Un tirage aléatoire est alors effectué pour déterminer si le photon va interagir avec la cellule. S'il n'interagit pas, il poursuit sa propagation en ligne droite jusqu'à la prochaine cellule non-vide.
- Lorsqu'il est décidé qu'un paquet de photons interagit avec la poussière d'une cellule, le type et la taille du grain avec lequel il interagit, puis le type d'interaction (absorption ou diffusion), sont déterminés aléatoirement à partir des densités, des coefficients d'extinction et de l'albedo des différents grains.
- Si le photon est diffusé, alors sa longueur d'onde reste inchangée, sa nouvelle direction de propagation est calculée et son vecteur de Stokes actualisé. Si le photon est absorbé, la température de la cellule est actualisée, et un nouveau paquet de photon est émis dans une nouvelle direction avec une longueur d'onde tirée aléatoirement suivant la densité de probabilité définie par le spectre de corps noir de la cellule.

2. Qui permettent de calculer l'évolution de la polarisation à la suite d'une diffusion
3. Qui décrivent la dépendance angulaire de l'intensité diffusée

— Le photon finit par sortir de la grille de simulation. Ses propriétés sont alors enregistrées dans un fichier de sortie.
— À partir de ces fichiers contenant les informations sur tous les photons ayant quitté la simulation, des images peuvent être générées pour une position de l'observateur et une bande spectrale données.

3.4.2 Modèle de base

Je modélise la poussière du tore de NGC 1068 par des grains de graphite, répartis jusqu'à la limite de sublimation supposée dans une structure de type *disque épais* avec une densité uniforme. Suite aux estimations de la taille de la structure infrarouge par les modèles géométriques et les reconstructions d'image, la grille choisie pour la simulation est un cube de 1 pc de côté ($\sim$ 14 mas) et est constituée de pixels de 0,025 *pc*.

Le milieu interstellaire contient principalement deux types de poussière, constituées de grains de graphite et de silicates (Barvainis, 1987; Netzer, 2015) qui cohabitent dans la majorité des conditions astrophysiques. Néanmoins, à l'approche du disque d'accrétion d'un noyau actif de galaxie les poussières sont chauffées par le rayonnement UV-X jusqu'à se sublimer. Deux arguments distincts mènent à la conclusion que les grains de silicate seront sublimés à une distance plus grande du disque d'accrétion que ceux de graphite, qui seront seront seuls à peupler la région le plus interne d'un tore de poussière. Tout d'abord, les grains de silicate dissipent leur énergie sous forme de rayonnement thermique dans l'infrarouge de manière moins efficace que les grains de silicate. Puisque la température des grains résulte d'un équilibre entre le rayonnement énergétique absorbé et le rayonnement thermique émis, à une distance donnée de la source centrale les grains de silicate seront plus chauds. Deuxièmement, la température de sublimation des grains de silicate est inférieure à celle des grains de graphite (Barvainis, 1987; Baskin and Laor, 2018, $T_{sub,silicates} \sim 1400\ K$, $T_{sub,graphites} \sim 1700\ K$) ce qui signifie qu'à réémission thermique égale, les grains de graphite pourraient survivre à des températures plus élevées et donc plus proche de la source centrale. Ces deux propriétés mènent à la conclusion que la région la plus interne d'un tore de poussière est principalement constituée de graphite. Mon modèle ne contiendra donc que des grains de graphite, et je fais l'hypothèse que la limite interne du tore de poussière coïncide avec la sublimation de ces grains de poussière. La répartition des tailles de grains suit une loi de puissance de type MRN (Mathis et al., 1977), avec n grains de poussière de taille a selon $dn/da \propto a^{-3,5}$ et $a_{min} = 5$ nm et $a_{max} = 250nm$.

La distribution de poussière est choisie uniforme en densité, ce qui peut surprendre au regard des indications présentes dans la littérature suggérant que le tore est une structure *grumeleuse* (*clumpy* en anglais), constituée d'un grand nombre de nuages

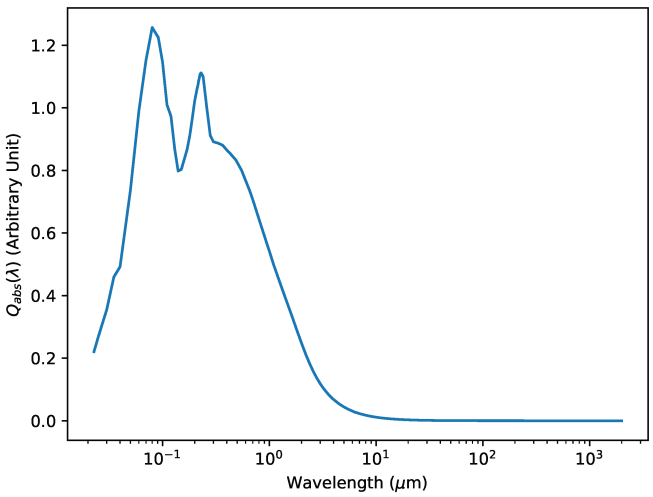
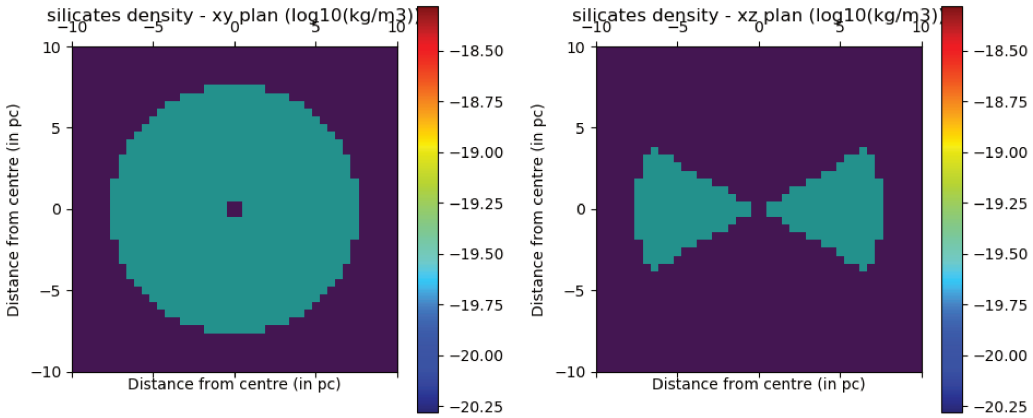


FIGURE 3.21 – Coefficient d'absorption du graphite en fonction de la longueur d'onde $Q_{abs}(\lambda)$, moyenné sur la taille des grains.

individuels (Nenkova et al., 2008c; Hönig and Kishimoto, 2010). Néanmoins, aussi proche de la masse centrale, les forces de marée sont très importantes, et des calculs d'ordre de grandeur mènent à la conclusion que la grande majorité des nuages est en dessous de la *limite de Roche* aux distances considérées, et qu'elle ne peut donc pas survivre sans être déchirée par les forces de marée et former un anneau ou un disque (voir annexe A). La densité sera fixée pour deux premiers modèles, et variable pour un troisième.

Pour décrire la géométrie du tore de poussière j'utilise un modèle simple, avec un disque épais simplement défini par son rayon interne, son rayon externe et son angle d'ouverture (voir figure 3.22). Comme nous le verrons dans la suite avec les images générées par MontAGN, la luminosité de la poussière décroît très rapidement avec la distance à la source centrale, et la majorité de l'émission dans la bande K provient d'une région très proche de la limite de sublimation, formant un anneau épais. La structure du tore à grande distance de la source a donc peu d'impact sur les images produites, et un modèle plus complexe n'est pas nécessaire. L'angle d'ouverture de la structure (i.e. l'épaisseur du disque) sera un paramètre variable pour tous les modèles, tout comme son rayon interne. La limite externe, elle, est fixée par la taille de la grille.

Enfin, puisque le disque d'accrétion de NGC 1068 est obscurci et que peu d'informations sont disponibles sur son spectre, j'utilise pour décrire la source centrale (que je considère ponctuelle) un spectre simple, très semblable à celui utilisé dans Hönig et al. (2006), présenté en figure 3.23, et qui contient la très grande majorité de son flux dans les domaines UV et X, avec une luminosité négligeable dans l'infrarouge. Puisque pour un type de grain de poussière et un spectre de source centrale donnés le



(a) (b)

FIGURE 3.22 – Vue de profil (a) et de dessus (a) de la géométrie utilisée pour la modélisation du tore de poussière. Crédit : Manuel d'utilisation de MontAGN.

rayon de sublimation est fixé par la luminosité de la source, celle-ci est choisie pour chaque modèle de manière à ce que le rayon interne corresponde à la distance de sublimation des grains de poussière.

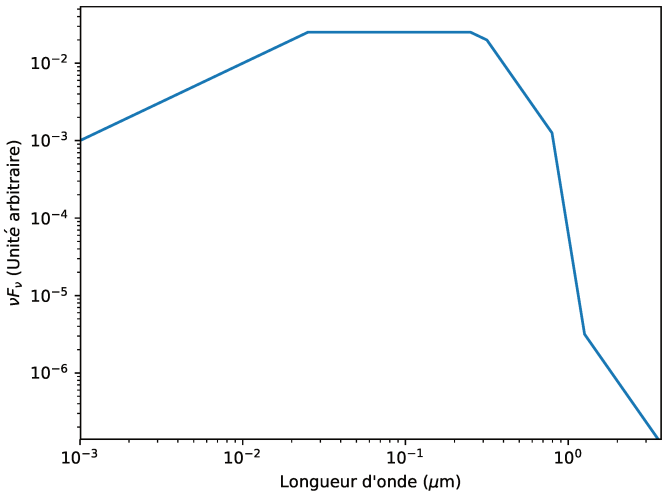


FIGURE 3.23 – Spectre de la source centrale utilisé dans les modèles MontAGN

3.4.3 Modèle MontAGN 1 : points de visibilité

Dans un premier temps, je m'applique uniquement à reproduire les points de visibilité sans prendre en compte leur dépendance spectrale, avec comme objectif de contraindre la géométrie de la source et les principaux paramètres du modèle. Plus précisément, le rayon de sublimation et l'angle d'ouverture du tore ainsi que son inclinaison et son angle de position seront explorés.

Paramètre	Valeur fixe ou [valeur min, valeur max, pas]
Type de poussière	Graphite
Taille min des grains	5 nm
Taille max des grains	250 nm
Indice de la loi de puissance	$-3{,}5$
Densité	2 m^{-3}
Rayon interne du tore	[0,15, 0,35, 0,01] pc
Demi-angle d'ouverture	$[5, 39, 2]^\circ$
Inclinaison	$[30, 90, 1]^\circ$
PA	$[0, 360, 1]^\circ$
Champ de vue des images	2,5 pc
Résolution des images	0,025 pc
Nombre de photons	4×10^6

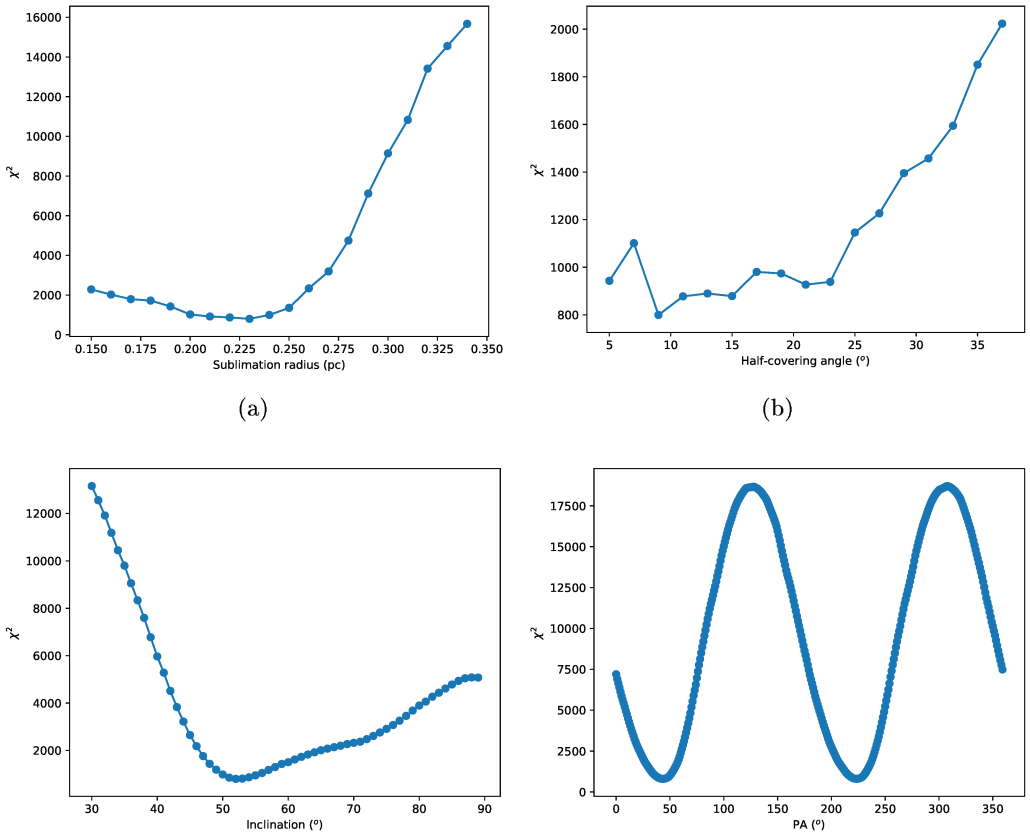
FIGURE 3.24 – Paramètres des simulations des modèle MontAGN 1 et 2

Paramètre	Valeur
Rayon interne du tore	$0{,}23^{+2}_{-5}$ pc
Demi-angle d'ouverture	9^{+21}_{-8} °
Inclinaison	52^{+9}_{-6} °
PA	134^{+15}_{-15} °[180°]
Flux du fond diffus	$1{,}79 \pm 0{,}12$

FIGURE 3.25 – Paramètres du modèle 1 donnant le meilleur ajustement aux données. Les incertitudes sont estimées avec $\chi^2 \leq 2\chi^2_{min}$.

J'ai donc lancé une série de simulations en faisant varier les deux paramètres géométriques du modèle, son rayon de sublimation et son angle d'ouverture. Les propriétés du modèle sont décrites précisément dans le tableau 3.24.

Une fois les différentes simulations terminées, des images dans la bande K sont générées pour une série d'inclinaison (i.e. de position de l'observateur par rapport à la structure) avec un champ de vue de 2,5 pc (plus grand que la grille de simulation, pour mieux échantillonner la transformée de Fourier) et une résolution de 0,025 pc. Les transformées de Fourier discrètes des images sont ensuite calculées et échantillonnées aux fréquences spatiales observées par GRAVITY. Pour des considérations de temps de calcul, toutes les images (et les transformées de Fourier associées) sont générées



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 3.26 – χ^2 en fonction des différents paramètres du modèle 1 : (a) rayon interne, (b) demi-angle d'ouverture, (c) inclinaison, (d) angle polaire. Pour chaque figure, les paramètres qui ne sont pas variables sont fixés à leur valeur pour le meilleur modèle. Attention, la convention utilisée pour PA diffère de $+90°$ par rapport à celle qui est utilisée dans le reste du document.

avec $PA = 90°$, et c'est par un changement de coordonnées que les différentes valeurs de PA sont testées. Pour chaque valeur de i et de PA de chaque simulation, le flux relatif d'une contribution diffuse est calculée en ajustant automatiquement un facteur multiplicatif aux visibilités extraites du modèle. Un χ^2 est ensuite calculé pour mesurer l'écart aux données expérimentales.

Le tableau 3.25 donne les valeurs des paramètres minimisant ce χ^2, i.e. le meilleur modèle, et les figures présentées dans 3.26 montrent des coupes dans l'hypercube de χ^2 pour chacun des paramètres. Le rayon, l'inclinaison et l'angle de position sont relativement bien contraints, avec des minima bien définis (0,23 pc, 52°, 134°). Néanmoins, comme nous pouvons le voir dans la figure 3.26d, deux solutions sont possibles pour l'angle polaire, séparées exactement de 180° (nous pourrions de manière équivalente dire qu'il existe deux solutions de signes opposés pour l'inclinaison). Cette dégéné-

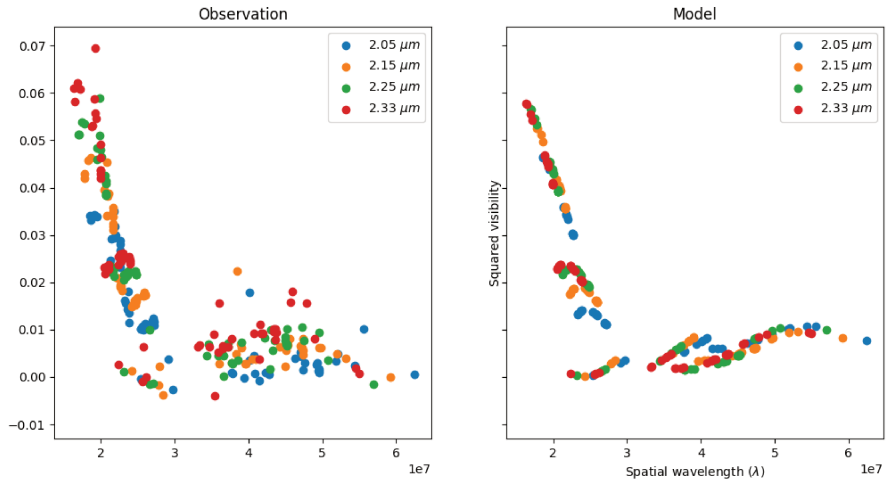


FIGURE 3.27 – Gauche : points de visibilité carrée observés. Droite : points de visibilité carrée du modèle 1.

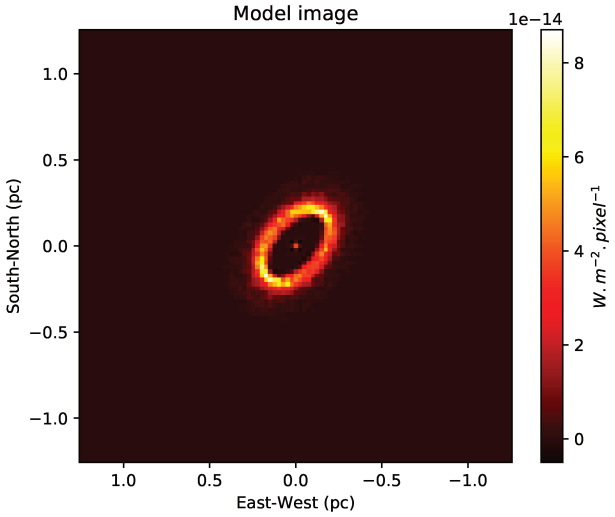


FIGURE 3.28 – Image dans la bande K de la source générée par MontAGN pour le modèle 1, sans représenter la contribution du flux diffus

rescence montre les limitations d'un ajustement réalisé uniquement sur les points de visibilité, qui sont insensibles à ces symétries axiales. L'angle d'ouverture du disque quant à lui est assez mal contraint, et malgré un minimum à 9° l'analyse des variations du χ^2 en fonction de ce paramètre fournit principalement une limite supérieure $\alpha \leq 25°$. Des coupes 2D, qui permettent d'étudier la covariance des paramètres sont disponibles dans l'annexe A, figure A.3. Une seule dégénérescence semble apparaître, légère, entre l'inclinaison et le rayon de sublimation, qui s'explique par le fait que la contrainte obtenue par les points de visibilité porte sur l'étendue spatiale de la

structure dans la direction nord-est/sud-ouest.

La figure 3.27 montre la comparaison entre les points de visibilité carrée observés avec GRAVITY et ceux issus du modèle. Le comportement global des deux est similaire, mais la dispersion observée des points de visibilité (qui est principalement due à des variations spectrales) n'est pas reproduite par le modèle.

La figure 3.28 montre l'image associée à cette meilleure solution dans la bande K. L'inclinaison de 52° obtenue donne une allure d'anneau incliné à la structure. La faible densité de grain utilisée pour ces simulations rend le milieu transparent, ce qui explique d'une part l'allure symétrique de la structure, et d'autre part le fait que les deux extrémités nord-ouest et sud-est soient plus lumineuses, puisqu'elles correspondent à une ligne de visée traversant plus de poussière chaude.

Ces premiers résultats sont donc dans la lignée des conclusions obtenues avec les méthodes géométriques de la section précédente et indiquent que la structure émettrice dans la bande K possède une allure d'anneau incliné, avec $PA \sim 135°$.

3.4.4 Modèle MontAGN 2 : aspect spectral

Dans un second temps, je m'applique à reproduire la dépendance spectrale des points de visibilité, le spectre cohérent de l'objet résolu, ainsi que la magnitude totale de la source. J'utilise le même jeu de simulations, mais en générant des images dans les quatre canaux spectraux de la bande K du suiveur de franges de GRAVITY.

Le flux diffus présent dans le champ de vue, ou flux incohérent, impacte significativement les valeurs de visibilité. D'une part, comme déjà vu, il contribue significativement au flux total, faisant baisser la visibilité moyenne. D'autre part, la comparaison entre la variation spectrale des points de visibilité et le spectre cohérent mesuré nous indique que le spectre du fond diffus n'est pas plat, et qu'il impacte donc les mesures de visibilité différemment selon la longueur d'onde considérée.

Également, le spectre cohérent mesuré ne correspond pas aux spectres produits par les simulations MontAGN, qui sont trop *bleus*, même dans les cas les plus favorables. Plus encore, l'analyse de ces simulations indique que les modèles produits sont plus lumineux que ce qui est attendu au regard des mesures de photométrie. Si le modèle est correct, ces deux constats suggèrent que l'émission infrarouge du tore de poussière est significativement absorbée par de la matière en avant-plan. A posteriori de la simulation, je vais donc ajuster une extinction standard, telle que décrite dans Cardelli et al. (1989).

Pour ajuster la valeur A_V de l'extinction et déduire un spectre du fond diffus, je compare les points de visibilité observés V_{obs} aux points de visibilité V_{mod} issus de l'algorithme suivant :

1. J'applique l'extinction $A(\lambda, A_V)$ aux images du modèle .

2. Je calcule les points de visibilité $V_{mod,noBG}(\lambda)$ du modèle sans fond diffus, et le spectre de l'objet cohérent $F_{cohe,mod}(\lambda)$ en unités absolues, dont je tire une luminosité de l'objet modélisé post-extinction.

3. Je calibre le spectre cohérent $F_{cohe,obs}(\lambda)$ observé (en unités arbitraires) sur cette luminosité.

4. À partir de celui-ci, des points de visibilité du modèle, et des points de visibilité observés, je calcule le spectre du fond diffus :

$$F_{incohe}(\lambda) = F_{cohe,obs}(\lambda)\left(\frac{V_{mod,noBG}(\lambda)}{V_{obs}(\lambda)} - 1\right)$$

.

5. Je calcule les points de visibilité du nouveau modèle en prenant en compte le flux diffus calculé :

$$V_{mod,BG}(\lambda) = V_{mod,noBG}(\lambda)\frac{F_{cohe,mod}(\lambda)}{F_{cohe,mod}(\lambda) + F_{incohe}(\lambda)}$$

Étant donné le point précédent, les visibilités calculées sont nécessairement proches de celles observées.

6. Pour écarter les modèles dont la luminosité totale ne correspond pas à la magnitude mesurée, je multiplie les points de visibilité par $F_{tot,mod}/F_0$, avec $F_{tot,mod} = F_{cohe,mod} + F_{incohe}$ le flux total du modèle et F_0 le flux total injecté dans la fibre GRAVITY (correspondant à $m_K = 8{,}33$) :

$$V_{mod} = V_{mod,BG}\frac{F_{tot,mod}}{F_0}$$

De cette manière, si A_V est trop faible, le flux cohérent $F_{cohe,obs}(\lambda)$ est surestimé, et pour expliquer les visibilités, $F_{incohe,obs}(\lambda)$ doit également être surestimé, ce qui mène à $F_{tot,mod}/F_0 > 1$ et un mauvais ajustement des points de visibilité. Similairement, si A_V est trop grand, alors $F_{tot,mod}/F_0 < 1$ et les visibilités sont mal ajustées. L'ajustement de la valeur de A_V est donc avant tout un ajustement sur le flux mesuré de l'objet, et seuls les modèles avec $F_{tot,mod} \sim F_0$ donnent des visibilités du bon ordre de grandeur.

Au second ordre, sont sélectionnés parmi ceux-ci les modèles produisant $F_{cohe,mod}(\lambda)$ avec la dépendance spectrale (i.e. la pente du spectre notamment) la plus proche possible de celle de $F_{cohe,obs}(\lambda)$. En effet, le spectre du fond diffus, qui joue un rôle important dans le calcul des visibilités (plus de 50% du flux), a été calculé à partir du spectre cohérent *observé*. Si les variations spectrales de $F_{cohe,obs}$ sont mal reproduites par $F_{cohe,mod}$, alors la dépendance spectrale des points de visibilité observés V_{obs} ne

sera pas bien reproduite par V_{mod} puisque

$$V_{mod}(\lambda) \propto \frac{F_{cohe,mod}(\lambda)}{F_{cohe,mod}(\lambda) + F_{incohe}(\lambda)}$$

et

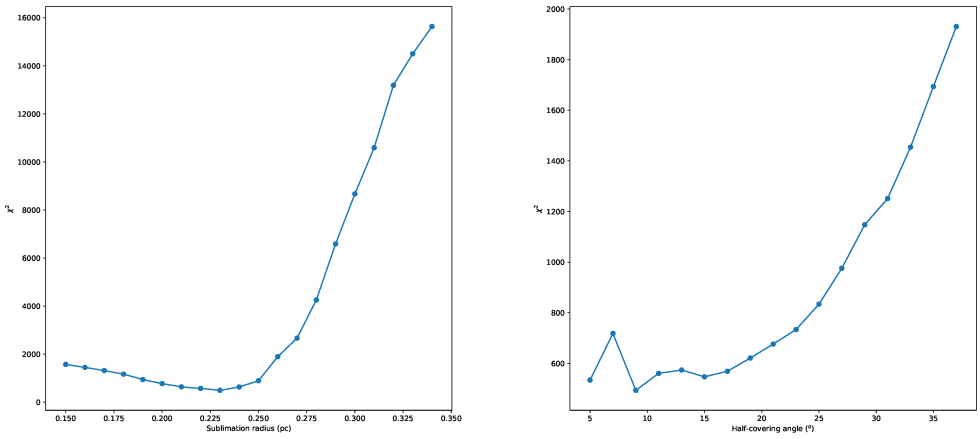
$$V_{obs}(\lambda) \propto \frac{F_{cohe,obs}(\lambda)}{F_{cohe,obs}(\lambda) + F_{incohe}(\lambda)}$$

Au final, cette méthode permet donc d'obtenir une mesure de l'extinction d'avant plan, et une estimation du spectre du fond diffus. De plus, seuls les modèles avec un flux correspondant à la magnitude observée de la source sont conservés. Les modèles qui reproduisent la dépendance spectrale des visibilités observées sont privilégiés.

Une valeur de A_V optimale est ainsi calculée pour chaque simulation, à toutes les valeurs d'inclinaison testées. Le reste de la procédure est identique à ce qui est décrit pour le modèle précédent.

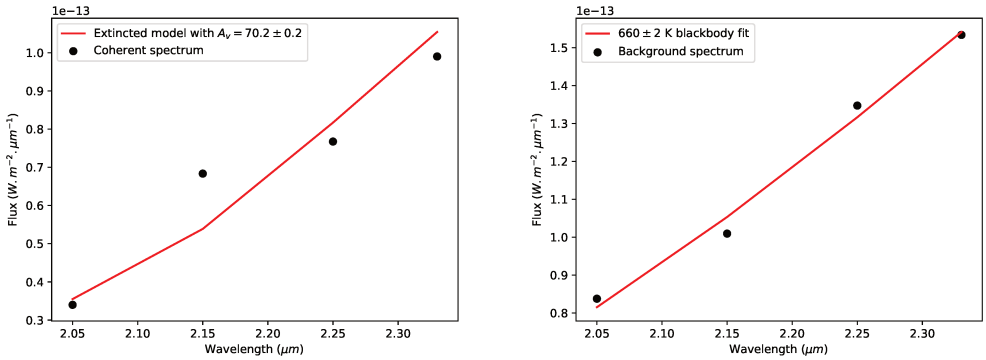
Paramètre	Valeur
Rayon interne du tore	$0{,}23^{+2}_{-4}$ pc
Demi-angle d'ouverture	9^{+16}_{-11} °
Inclinaison	52^{+2}_{-4} °
PA	133^{+15}_{-15} °[180°]
A_V	$70 \pm 0{,}2$

FIGURE 3.29 – Paramètres du modèle 2 donnant le meilleur ajustement aux données



(a) (b)

FIGURE 3.30 – χ^2 en fonction de différents paramètres du modèle 2 : (a) rayon interne et (b) demi-angle d'ouverture. Pour chaque figure, les paramètres qui ne sont pas variables sont fixés à leur valeur pour le meilleur modèle.



(a) (b)

FIGURE 3.31 – Ajustements spectraux du modèle 2. (a) : ajustement d'une extinction sur le spectre cohérent observé de la source. (b) : Spectre du fond diffus calculé, et ajustement d'une émission de corps noir.

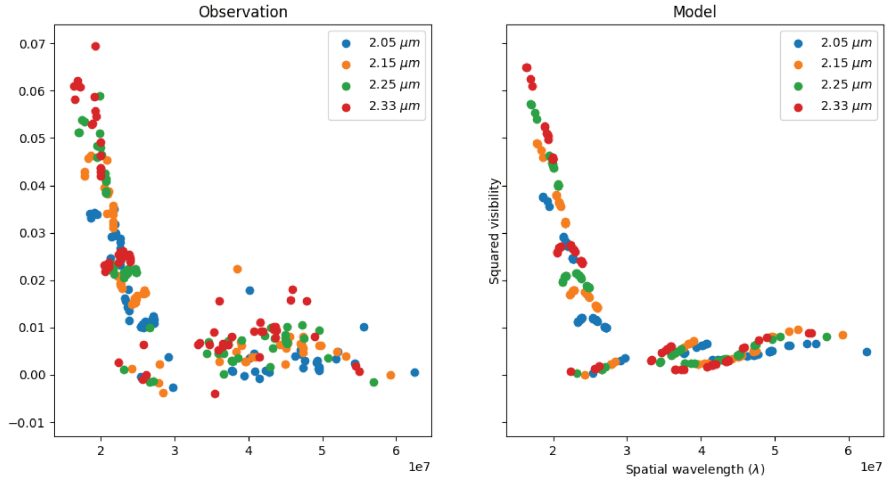


FIGURE 3.32 – Gauche : points de visibilité carrée observés. Droite : points de visibilité carrée du modèle 2.

Les résultats (voir le tableau 3.29) mènent à une solution extrêmement similaire à celle obtenue pour le premier modèle, malgré des modifications significatives sur le calcul des points de visibilité. La principale information supplémentaire obtenue est la mesure de l'extinction en avant plan, très importante ($A_V = 70{,}2 \pm 0{,}2 \Leftrightarrow A_K = 8{,}15 \pm 0{,}2$; voir figure A.1 dans l'annexe A). Il est intéressant de noter que l'ajustement de l'extinction est principalement guidé par le flux total mesuré et non pas par la pente du spectre observé, qui est de second ordre. Néanmoins, comme nous pouvons le voir, l'extinction estimée sur le flux permet tout de même de reproduire très bien cette pente (voir figure 3.31a), ce qui est rassurant sur le bien-fondé de

l'hypothèse faite. La différence avec le point de mesure à 2,15 μm pourrait s'expliquer par la présence d'une émission importante de la raie Brackett γ. Le spectre du fond diffus estimé est compatible avec un spectre de corps noir à 660 K (voir figure 3.31b).

Dans l'ensemble, l'ajustement aux points de données est sensiblement meilleur, avec un $\chi 2$ final inférieur à 500, contre $\chi 2_{min} \sim 800$ pour le premier modèle. En particulier, les points de visibilité aux basses fréquences spatiales sont remarquablement bien reproduits (voir figure 3.32), notamment pour ce qui concerne la dispersion spectrale. Bien qu'un léger rebond soit présent aux grandes fréquence spatiales dans les mesures de visibilité générées par notre modèle, celui-ci est de faible amplitude et ne reproduit pas totalement les données observées.

3.4.5 Modèle MontAGN 3 : clôture de phase

Pour finir, j'essaye de reproduire les points de clôture de phase mesurés par GRAVITY.

Comme nous l'avons vu dans la section 3.2.2, le triplet [UT1-UT2-UT3] (en rouge sur la figure 3.11) contient la majeure partie des points de clôture de phase et présente les plus faibles incertitudes. Heureusement, comme des essais successifs l'ont montré, les fréquences spatiales sondées par ce triplet permettent de contraindre une propriété importante du modèle : le contraste entre les bords nord-est et sud-ouest de la structure. Les points du triplet sont positifs lorsque le bord sud-ouest est le plus lumineux, et négatifs pour le bord nord-est. La valeur moyenne du triplet est de 180° lorsque les deux bords sont de même luminosité, et diminue au fur et à mesure que leur contraste augmente. Pour rappel, la valeur moyenne du triplet est de 73°, ce qui implique un contraste important.

La première série de simulations, qui a servi de base pour les modèles 1 et 2, produit des images très symétriques qui ne permettent pas de reproduire ce contraste et les mesures de clôture de phase. Cependant, différents essais de simulations MontAGN ont montré qu'il était possible de faire significativement augmenter le contraste entre les deux bords en augmentant la densité de poussière constituant le tore. En effet, de cette manière le bord le plus proche de l'observateur devient optiquement épais et absorbe lui-même une partie du flux qu'il émet. Il voit ainsi sa luminosité apparente baisser, et les mesures de clôture de phase du triplet [UT1-UT2-UT3] se rapprochent des valeurs observées.

Je lance donc une nouvelle série de simulations, résumée dans le tableau 3.33, semblable à la précédente mais en explorant désormais une large gamme de densités de poussière. Je fais toujours varier le rayon de sublimation ainsi que l'angle d'ouverture de la structure. Puisque les analyses précédentes ont montré qu'il était difficile de contraindre ce dernier paramètre, j'augmente le pas de son échantillonnage d'un facteur 2 pour diminuer les temps de calcul. J'ai dans un premier temps lancé des

Paramètre	Valeur fixe ou [valeur min, valeur max, pas] ou valeurs
Type de poussière	Graphite
Taille min des grains	5 nm
Taille max des grains	250 nm
Indice de la loi de puissance	-3,5
Densité	1 ; 1,5 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 3,5 ; 4 ; 4,5 ; 5 ; 10 ; 20 ; 30 ; 40 m^{-3}
Rayon interne du tore	[0,15, 0,3, 0,01] pc
Demi-angle d'ouverture	[5, 33, 4]°
Inclinaison	[30, 90, 1]°
PA	[0, 360, 1]°
Champ de vue des images	2,5 pc
Résolution des images	0,025 pc
Nombre de photons	2×10^6

FIGURE 3.33 – Paramètres des simulations du modèle 3

simulations avec des densités croissantes de 1 à 5 grains par cm^3, avec des estimations de χ^2 pour la clôture de phase en amélioration mais sans atteindre de minimum. J'ai donc testé 4 densités échantillonnées avec un pas plus important : 10, 20, 30 et 40 grains par cm^3, qui comme nous le verrons ont permis de converger vers une solution.

La méthode utilisée pour comparer les modèles aux points de visibilité est exactement identique à celle utilisée pour le modèle 2. La transformée de Fourier complexe discrète des images MontAGN est déjà calculée et interpolée aux fréquences spatiales sondées par GRAVITY pour la comparaison avec les points de visibilité. Le calcul des points de clôture de phase du modèle est donc direct. La présence d'un fond diffus, l'extinction en avant plan et la luminosité de la source n'influent pas sur les mesures de clôture de phase, et donc aucune correction n'est appliquée à ces mesures.

Le passage de l'image par une transformée de Fourier, les différentes conventions de coordonnées et les signes impliqués dans la combinaison linéaire des phases mesurée par la clôture de phase peuvent facilement être des sources d'erreur sur les mesures finales d'orientation. J'ai donc pris soin de vérifier ces questions d'orientation et de signe en utilisant des données GRAVITY d'étoiles binaires (qui présentent un contraste significatif) également observées en imagerie classique. J'ai généré des images de sources ponctuelles avec un contraste et une séparation adéquats, et appliqué exactement le même traitement que pour mes images MontAGN et ai cherché à ajuster PA pour mesurer l'orientation de la binaire. Les paramètres déduits sont en excellent accord avec ceux publiés à la fois avec les données GRAVITY et avec les données en imagerie, confirmant qu'il n'y a pas d'erreur dans ma chaîne de calcul.

Pour chaque jeu de paramètre testé, deux mesures de χ^2 sont donc calculées, la première pour mesurer l'adéquation aux points de visibilité, la seconde pour l'adé-

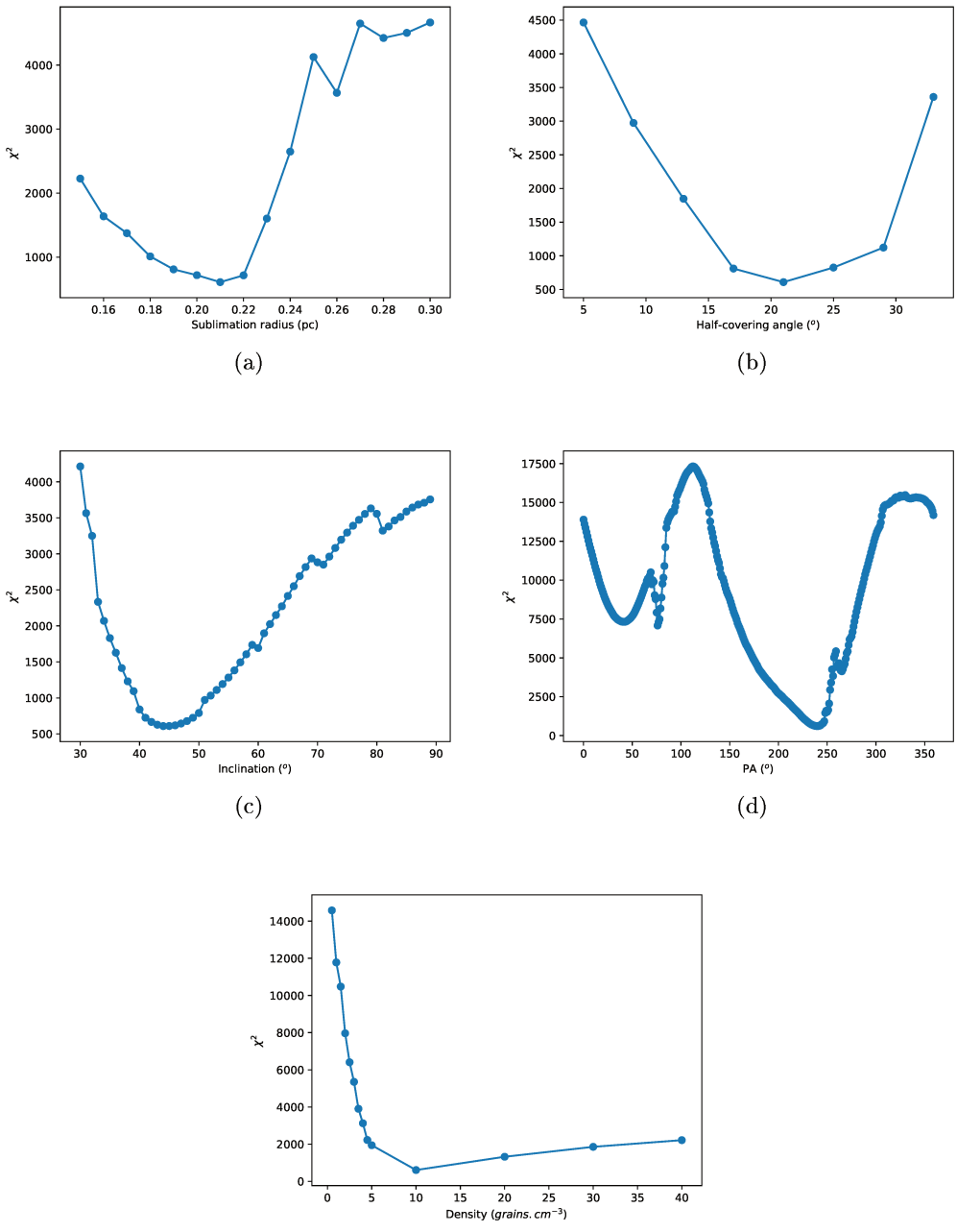
quation aux points de clôture de phase. Une fois toutes les comparaisons effectuées, j'obtiens donc deux *cubes* de données à 5 dimensions (une dimension par paramètre exploré, $13 \times 15 \times 8 \times 60 \times 360$). Afin d'obtenir une mesure globale de l'adéquation aux données, je normalise chacun de ces cubes de χ^2 et les additionne. Je normalise le cube de χ^2_{vis} de manière à ce que son minimum soit égal au nombre de points de visibilités, 252, et je fais de même avec χ^2_ϕ que je normalise à 104, nombre de points de clôture de phase. Le χ^2 présenté dans les figures suivante correspond donc pour chaque jeu de paramètre à la somme de ces deux mesures normalisées. Notons que puisque les mesures de visibilité et de clôture de phase ne convergent pas exactement vers la même solution, le χ^2_{global} minimum ne correspond pas à la somme des deux χ^2 partiels.

Paramètre	Valeur
Rayon interne du tore	$0{,}21^{+2}_{-3}$ pc
Demi-angle d'ouverture	21^{+8}_{-8} °
Inclinaison	44^{+10}_{-6} °
Densité	$10^{+10}_{-5}\ cm^{-3}$
PA	150^{+8}_{-13} °
A_v	$76{,}5 \pm 0{,}3$

FIGURE 3.34 – Paramètres du modèle 3 donnant le meilleur ajustement aux données

Les paramètres du meilleur modèle sont présentés dans le tableau 3.34, et les coupes dans le cube de χ^2 autour de la meilleure solution sont présentées dans la figure 3.35. Certaines propriétés des modèles précédents sont conservées, mais, en plus de donner une contrainte sur la densité du milieu, la prise en compte de la clôture de phase a modifié sensiblement les paramètres de la meilleure solution. Les différentes coupes 2D dans le cube de χ^2 sont présentées dans la figure A.5 et A.6 de l'annexe A. Une légère dégénérescence est intéressante à noter dans l'étude des variations du χ^2 en fonction du couple de paramètres [Angle d'ouverture - Inclinaison]. En effet, comme nous pouvons le voir, une augmentation de l'inclinaison se traduit par une diminution de l'angle d'ouverture de la structure, maintenant l'aspect *annulaire* de la structure. Néanmoins, ces figures mettent en évidence que la meilleure solution est très bien définie, et est unique dans la plage de paramètres explorés.

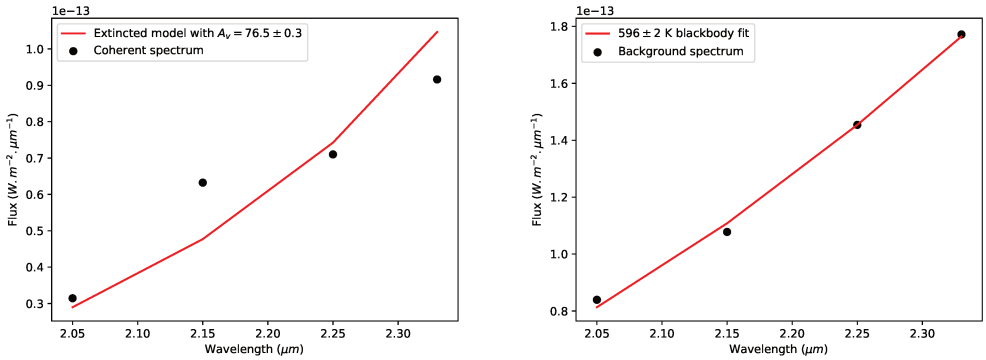
La comparaison entre les points de visibilité observés et ceux issus du meilleur modèle est présentée dans la figure 3.37 et la comparaison des points de clôture de phase dans la figure 3.38. L'ajustement des points de visibilité est assez similaire à celui obtenu avec le modèle 2 ; les basses fréquences spatiales sont bien reproduites, et le rebond des visibilités aux plus grandes fréquences spatiales également, même si la dispersion spectrale y est légèrement sous-estimée par le modèle. Mise à part la plus courte longueur d'onde de la base 1, cet ajustement des points de visibilité est le plus convaincant de ceux obtenus jusqu'à présent.



(a) (b) (c) (d) (e)

FIGURE 3.35 – χ^2 en fonction des différents paramètres du modèle 3 : (a) rayon interne, (b) demi-angle d'ouverture, (c) inclinaison, (d) angle polaire et (d) densité. Pour chaque figure, les paramètres qui ne sont pas variables sont fixés à leur valeur pour le meilleur modèle. Attention, la convention utilisée pour PA diffère de $+90°$ par rapport à celle qui est utilisée dans le reste du document.

Concernant la clôture de phase, l'ajustement n'est pas parfait mais satisfaisant. Comme expliqué dans le paragraphe 3.2.2, le triplet [UT1 - UT2 - UT3] (bleu) ren-



(a) (b)

FIGURE 3.36 – Ajustements spectraux du modèle 3. (a) : ajustement d'une extinction sur le spectre cohérent observé de la source. (b) : Spectre du fond diffus calculé, et ajustement d'une émission de corps noir.

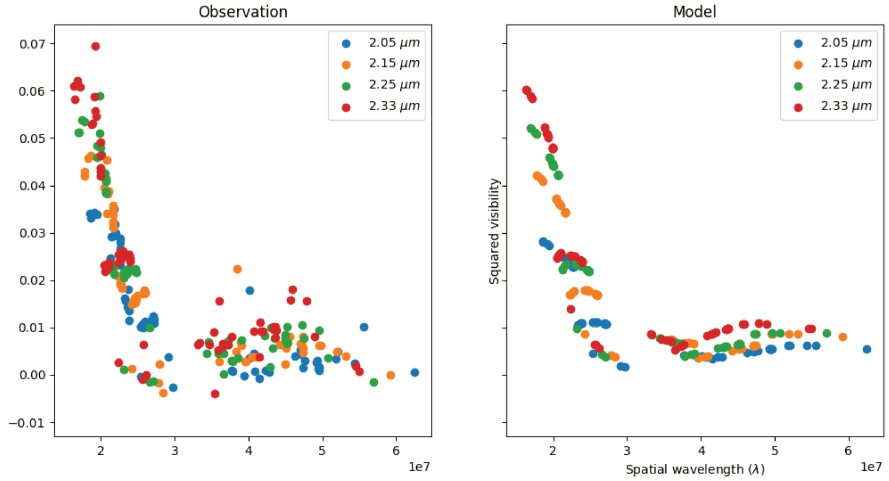


FIGURE 3.37 – Gauche : points de visibilité carrée observés. Droite : points de visibilité carrée du modèle 3.

ferme la majorité de l'information, puisqu'il possède plus de points que les autres triplets, et avec des erreurs nettement inférieures. Les clôtures de phase produites par le modèle pour ce triplet reproduisent très bien les données observées. Le triplet [UT2 - UT3 - UT4] (rouge) est également bien modélisé, tout comme le triplet [UT1 - UT3 - UT4] compte tenu des erreurs importantes sur les mesures. En revanche le comportement du triplet [UT1 - UT2 - UT4] (orange), qui sonde les plus grandes fréquence spatiales, n'est pas bien reproduit par le modèle. Plus encore, aucune des solutions voisines ne le reproduit correctement, même en augmentant artificiellement son importance dans l'ajustement. Les erreurs sur les points de ce triplet sont très

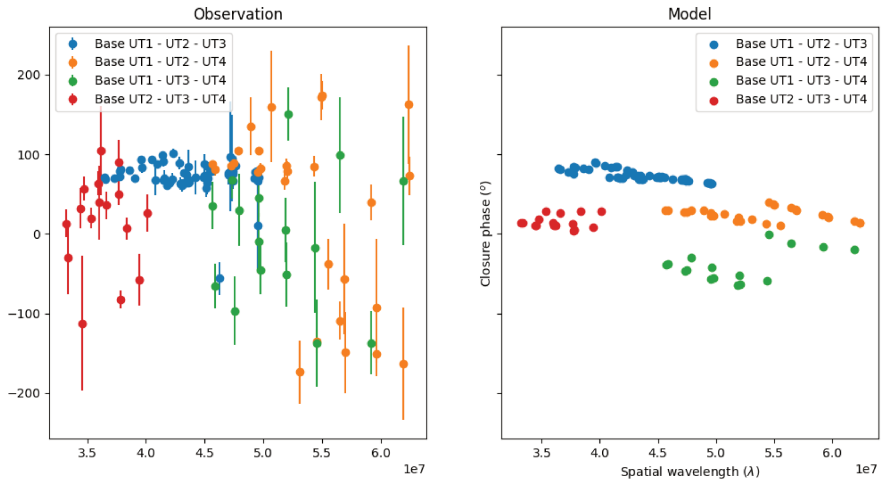


FIGURE 3.38 – Gauche : points de clôture de phase observés. Droite : points de clôture de phase du modèle 3.

importantes, et leur dispersion également, ce qui pourrait finalement indiquer un manque de fiabilité des mesures. Dans le cas contraire, ce triplet trace probablement une asymétrie supplémentaire aux plus petites échelles spatiales, qui ne peut pas être reproduite par le modèle utilisé.

Avec $i = 44°$ et $\alpha_{1/2} = 21°$ la structure ressemble toujours à un anneau incliné. Cependant, son orientation est désormais estimée à 150°, contre 135° précédemment. En prenant en compte les incertitude estimées à partir des variations du χ^2, ces valeurs d'orientation peuvent être compatible entre elles, mais la différence reste significative. La prise en compte des points de clôture de phase dans l'ajustement permet, par le biais du contraste entre les deux bords nord-est et sud-ouest, d'estimer la densité du milieu à $n_{grains} = 10\ cm^{-3}$. Enfin, la température du fond diffus est désormais estimée à $T = 596\ K$, et l'extinction d'avant plan à $A_V = 76{,}5$ ($\Leftrightarrow A_K = 8{,}9$), valeurs très similaires à celles obtenues pour le précédent modèle.

L'image finale dans la bande K est présentée dans la figure 3.39). Elle reste comparable aux précédents modèles, malgré quelque différences notables. La plus importante d'entre elle est bien sûr le fort contraste entre les deux bords de la structure : pour le bord sud-ouest, nous avons accès directement à la surface de sublimation qui est donc très brillante, tandis que pour le bord nord-est, celle-ci est obscurcie par la poussière située sur la ligne de visée, à tel point que nous n'avons pratiquement accès qu'à l'extrémité sud de la paroi dans cette région (ce qui explique peut-être que pour produire au final une image apparente relativement similaire, ce modèle présente une inclinaison plus faible que les précédents). Savoir que le bord nord-est est le moins le moins lumineux des deux nous permet donc que savoir que le *pôle sud de la structure* (i.e. en suivant l'axe de symétrie de révolution de la structure en 3 dimensions, la

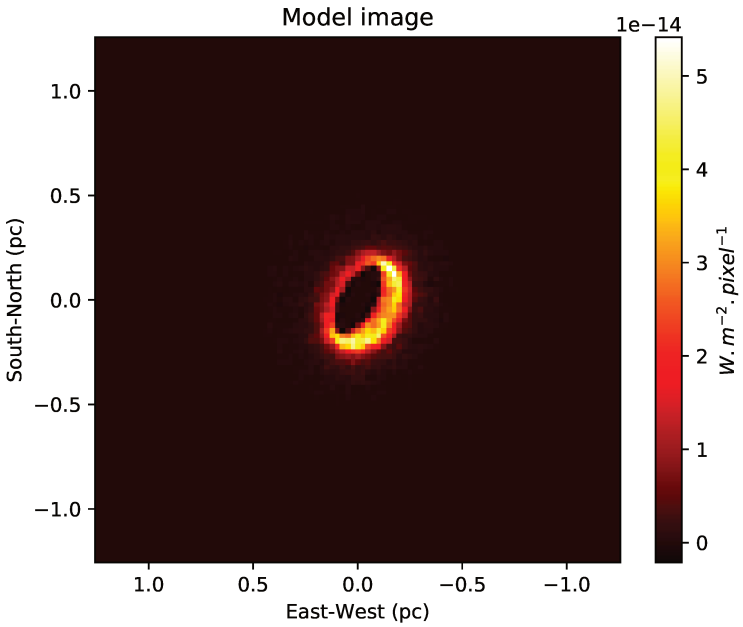


FIGURE 3.39 – Image dans la bande K générée par MontAGN du modèle 3 le plus en adéquation avec les données observationnelles. La contribution du flux diffus et l'effet de l'extinction d'avant plan ne sont pas représentés.

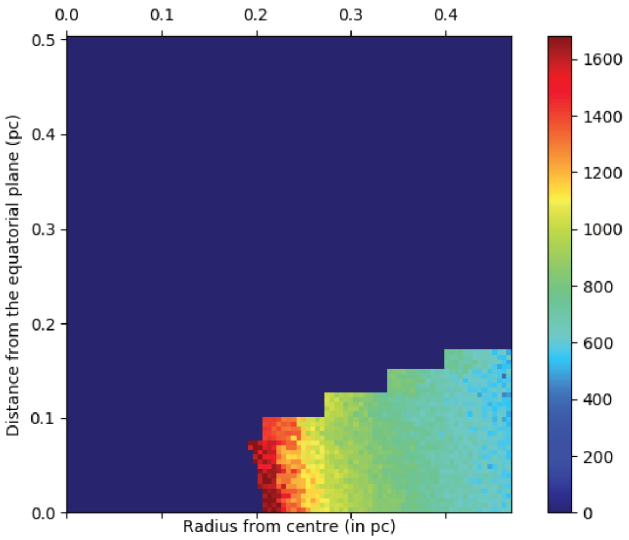


FIGURE 3.40 – Profil radial de température de la structure de poussière. L'échelle de couleur est en Kelvin.

direction la plus proche du sud sur l'image) est dirigé vers l'observateur.

3.4.6 Comparaison avec Gravity Collaboration et al. (2020)

Puisque les deux sont basés sur la même observation, une comparaison entre le dernier modèle présenté (qui est le seul à reproduire l'ensemble des observables et qui sera par la suite considéré comme le *meilleur modèle* de cette étude) et l'analyse de Gravity Collaboration et al. (2020) [G20] s'impose.

Dans [G20], une reconstruction d'image de type *l2l1 smoothness* est réalisée à partir des données AT et UT combinées, en supposant la source monochromatique et en imposant un flux diffus contribuant à 50 % du flux total pour les deux observations. L'image obtenue est présentée dans la figure 3.20. Sur celle-ci, un modèle géométrique d'anneau fin est ajusté, qui mène à $r = 0{,}24 \pm 0{,}03$ pc, $PA = 130° \pm 4°$ et $i = \pm 70°$. Considérant les mesures d'inclinaison du cône d'ionisation, les auteurs choisissent d'adopter $i_- = -70°$, i.e. avec le pôle nord de la structure pointant vers l'observateur (selon la convention de utilisée dans ce manuscrit). Cela signifie que le bord sud-ouest de la structure, le plus brillant, est le plus proche de l'observateur.

Malgré des conclusions communes avec mon étude (structure d'anneau incliné de dimension similaire avec un bord moins lumineux, importante extinction d'avant plan), certaines différences apparaissent entre les deux études. En particulier la mesure de l'inclinaison de la structure, tant en valeur absolue qu'en signe ($+44^{+10}_{-6}\,°$ pour le modèle MontAGN 3 [M3], $-70° \pm 5°$ pour [G20]) diffère, mais également, dans une moindre mesure, celle de l'angle de position ($150^{+8}_{-13}\,°$ [M3], $130° \pm 4°$ [G20]).

Ces différences peuvent tout d'abord s'expliquer par le traitement qui a été appliqué aux données. Comme déjà expliqué au début de cette section, j'ai fait le choix de ne pas utiliser les données provenant des AT. Je pense qu'étant donné leur champ de vue bien plus important que celui des UT, et la complexité et la luminosité des structures à grande échelle, les points de visibilité des AT sont beaucoup plus impactés par les effets de l'émission diffuse. En imposant une même contribution du flux diffus au flux total, a fortiori une contribution monochromatique, les auteurs de [G20] ont pu introduire des signaux parasites sur les points de visibilité, provenant des structures à grande échelle et encouragés par la régularisation de type *l2l1 smoothness* à être interprétés comme des caractéristiques à petite échelle de la source. Également, comme nous l'avons vu à partir du modèle MontAGN 2 [M2], la visibilité possède une dépendance spectrale : elle croit avec la longueur d'onde. Puisque les différentes longueurs d'onde d'observation correspondent à des fréquences spatiales différentes, ces variations spectrales de la visibilité pourraient, à tort, être interprétées comme des propriétés géométriques de la source. Néanmoins, aucune différence significative n'est à notée entre les modèles MontAGN 1 (monochromatique) et MontAGN 2 (avec dépendance spectrale). Enfin, la correction que j'ai appliquée aux incertitudes peut être une source de différence, puisqu'elle a diminué l'impact sur l'ajustement de certains points de visibilité qui possédaient des incertitudes très faibles.

Une seconde explication possible se trouve dans l'interprétation des données, et en particulier de l'image reconstruite. Tout d'abord, les auteurs de [G20] choisissent l'interprétation $i_- = -70°$ et non pas $i_+ = +70°$ selon des considérations extérieures sur l'orientation de la NLR et du jet, mais i_+ est également compatible avec l'image reconstruite. Dans le cas de [M3], le bord lumineux est le bord le plus éloigné de l'observateur, puisqu'il est non obscurci par le reste du disque. Celui-ci est observé au sud-ouest, ce qui implique $i_{[M3]} > 0$. Supposant i_+ pour [G20], une différence notable subsiste entre $i_{[G20]} = 70° \pm 5°$ et $i_{[M3]} = +44^{+10}_{-6}\,°$. Cependant, comme déjà mentionné la forte extinction du bord nord-est, en particulier dans sa propre extrémité nord-est, déplace son photocentre vers le sud-ouest. Cela mène à une estimation de l'inclinaison dans [M3] significativement plus faible que pour tous les autres modèles, malgré une image apparente similaire. Une différence pourrait subsister sans cet effet, mais nettement plus faible.

3.5 Modèle unifié des données GRAVITY

Dans les sections précédentes, j'ai présenté l'utilisation de différentes méthodes complémentaires pour interpréter les données GRAVITY du cœur de NGC 1068 et générer des images de la source infrarouge compacte. Malgré une importante diversité dans les images générées, certaines caractéristiques sont récurrentes, voire systématiques, et différentes affirmations peuvent donc être faites sur la nature de la source infrarouge. J'essaye ici de synthétiser ces résultats afin d'en dresser un portrait unique le plus fiable possible.

Tout d'abord, le flux de l'objet compact représente environ un tiers du flux total présent dans le champ de vue de GRAVITY (56×56 *mas* ou $3{,}9 \times 3{,}9$ *pc*), le reste étant considéré comme diffus, car distribué sur des échelles spatiales plus grande.

Tous les modèles utilisés s'accordent sur la taille caractéristique de cette structure qui est inférieure au parsec. Plus précisément, toutes les méthodes convergent vers une structure allongée avec un grand axe d'environ 7 *mas* (0,5 *pc*) orienté nord-ouest/sud-est et un rapport d'élongation d'environ 3/2.

L'image apparente de la source est un anneau allongé. Cette affirmation est suggérée par les modèles géométriques simples, encouragée par les reconstructions d'images et validée par les différents modèles MontAGN. Cette allure s'explique en trois dimensions par une région émettrice de forme grossièrement toroïdale observée depuis une latitude comprise entre 35 et 45 degrés.

Le meilleur modèle trouvé pour décrire cette émission est une structure de poussière optiquement épaisse, en forme de disque évasé et constituée majoritairement de graphite chauffé par une source centrale UV-X. Le rayon interne de ce disque, qui coïncide avec la région de sublimation du graphite, est compris entre 0,20 et 0,25 pc,

ce qui correspond à une luminosité de la source centrale comprise entre $3{,}9 \times 10^{38}$ W et $6{,}3 \times 10^{38}$ W. Notons que dans notre modèle, 30 % des photons issus de cette source sont absorbés par la poussière. En tenant compte de son facteur de couverture de la structure, cela signifie que tous les photons primaires qui rencontrent la structure sont absorbés.

Les deux bords ne sont pas de la même luminosité, ce qui peut s'expliquer par un phénomène d'auto-absorption des photons secondaires. Il est possible d'en tirer une estimation de la densité de poussière $n = 10$ $grains.cm^{-3}$, qui permet à son tour d'estimer la masse de poussière de l'ensemble de la structure, ($M \sim 1{,}75$ $M_\odot$).

Enfin, notons que cette région toute entière est obscurcie par une quantité importante de matière interstellaire située entre l'objet et l'observateur.

Le modèle MontAGN 3 est le seul capable de reproduire l'ensemble des observables. Je le considère donc comme le meilleur modèle, et les paramètres présentés dans le tableau 3.34 serviront de référence pour la discussion à venir, sauf mention contraire.

3.6 Mise en perspective avec le paysage observationnel

L'utilisation de différentes approches et leur convergence vers une solution globale commune rend fiable l'interprétation faite des données GRAVITY, en particulier en ce qui concerne la géométrie de la source. Néanmoins, aux vues des précédentes observations à haute résolution angulaire du noyau de NGC 1068, l'orientation trouvée pour la structure de poussière chaude est surprenante et peut sembler incompatible avec de nombreuses observations précédentes. Cependant, comme nous le verrons dans un second temps, la géométrie et la dynamique du tore de poussière aux échelles du parsec est bien plus complexe que ce que laissent suggérer les observations aux échelles spatiales supérieures. Cette complexité observationnelle traduit sans aucune doute une asymétrie, vraisemblablement une turbulence très importante, et possiblement des instabilités cataclysmiques au cœur du tore de poussière. Dans cette perspective, deux interprétations sont ensuite discutées qualitativement pour rendre compte de la diversité observationnelle : un disque unique instable, et une superposition apparente d'anneaux intriqués.

3.6.1 Une inclinaison déconcertante et un désalignement

Toutes les méthodes employées dans cette étude pour interpréter les données GRAVITY indiquent une orientation de la structure comprise entre $135° \lesssim PA \lesssim 150°$. Le meilleur modèle, qui tient compte de la clôture de phase, indique $PA = 150^{+8}_{-13}\,°$. Également, les 3 modèles MontAGN, les reconstructions d'image et les modèles 2D indiquent tous une inclinaison $40° \lesssim i \lesssim 70°$. Le meilleur modèle donne $i = 44^{+10}_{-10}\,°$.

Même en prenant en compte les variations observées entre les modèles, ces valeurs sont incompatibles avec ce qui était attendu. La source centrale énergétique de NGC 1068, qui est un NAG de type 2, n'est pas observable depuis notre position car obscurcie par une grande quantité de matière située en avant plan. En suivant l'interprétation *classique* du modèle unifié des NAG (Antonucci, 1993), il est donc attendu que la poussière soit distribuée sous la forme d'un disque ou d'un tore, vu par la tranche et cachant la région centrale avec $i \sim 90°$. Cette affirmation est d'ailleurs en accord avec des observation du tore à différentes échelles qui suggèrent la présence d'un disque vu par la tranche. Je décris ces observations dans les paragraphes à venir, en mentionnant au passage les orientations observées des structures. Comme nous le verrons, les orientations déduite de l'objet à partir des données GRAVITY ($PA = 150^{+8}_{-13}\,°$ pour le meilleur modèle, $135° \lesssim PA \lesssim 150°$ si l'on considère l'ensemble des estimations) sont également décalées par rapport à certaines mesures, qui indiquent $PA \sim 110°$.

À l'échelle de la dizaine de parsec, nous observons le *tore étendu*. Sa périphérie, très faiblement lumineuse, a pu être observée grâce à des techniques de polarimétrie dans Gratadour et al. (2015). L'image de l'objet est allongée, de dimensions 27 $pc \times 15$ pc (voir 1.14a), ce qui suggère une structure avec une importante inclinaison. Cette signature du tore étendu est orientée avec $PA = 118°$ ce qui diffère de 15° à 30° de mes estimations.

Aux échelles inférieures au parsec, les observations du continuum radio avec le VLBA (Gallimore et al., 2004) suggèrent également la présence d'une structure allongée, qui pourrait provenir d'un disque vu par la tranche, avec $PA \sim 110°$. Plus encore, la détection d'une série de spots maser répartis sur une ligne passant par le noyau indique sans aucune ambiguïté la présence d'un disque avec une inclinaison très proche de $i = 90°$. Néanmoins, ce dernier disque n'est pas orientée dans le ciel avec $PA \sim 110°$ comme les différentes structures observées jusqu'à présent, mais bien avec $PA \sim 135°$, ce qui est compatible avec les estimations basses obtenues à partir des données GRAVITY. Comme nous allons le voir dans la suite de cette discussion, le désalignement observé entre ces deux structures n'est pas unique.

3.6.2 Une région interne turbulente

En effet, une comparaison approfondie des différentes observations à l'échelle du parsec met en défaut le modèle simple d'un disque stable vu par la tranche avec $PA \sim 110° - 120°$. Les mesures d'inclinaison et d'angle de position obtenues à partir de différentes observations sont synthétisées dans le tableau 3.7.

Des traces d'une structure avec $PA \sim 145°$

Premièrement, tout comme la mesure très précise de l'orientation des masers déjà mentionnée (Greenhill and Gwinn, 1997), différentes observations ont révélé la présence d'une ou plusieurs structures allongées selon un axe orienté avec $PA \sim 135° - 145°$. En particulier, la poussière à 800 K observée grâce à l'instrument MIDI est orientée avec $PA = 135 - 140°$, exactement comme la poussière à 1600 K observée avec GRAVITY dans cette étude. Également, López-Gonzaga et al. (2014a) mettent en évidence une émission polaire (située au nord de la source centrale), plus froide et plus étendue, avec $PA \sim 145°$. Notons également que le *ridge* à haut degré de polarisation observé par Gratadour et al. (2015) est approximativement orthogonal à cette direction $PA \sim 140°$, dont il pourrait tracer une contrepartie polaire.

Une inclinaison difficile à mesurer

Deuxièmement, tout compte fait, peu d'observations fournissent réellement une mesure de l'inclinaison du tore aux échelles considérées.

En effet, l'inclinaison de la structure proche de $i = 90°$ trouvée dans la littérature est le plus souvent une hypothèse de départ motivée par la nature obscurcie du noyau et par la direction de la NLR et du jet (par exemple dans Gallimore et al., 2004; Gallimore et al., 2016) et non pas le résultat d'une mesure. Cependant, comme expliqué dans Nixon and King (2013), la direction d'un jet émis par accrétion autour d'un trou noir est très stable, et aucun changement significatif dans son orientation ne peut être observé sur des échelles de temps $\tau \leq 10^7$ *ans*, même dans le cas d'une accrétion chaotique. En comparaison, le temps caractéristique de l'orbite d'un nuage situé à 0,5 *pc* du trou noir supermassif de NGC 1068 est d'environ 2000 *ans*. Rien ne garantit donc que l'orientation des différentes structures coïncide avec le plan équatorial du jet et de la NLR.

Les formes allongées observés avec ALMA ou avec MIDI suggèrent également à première vue des structures peu inclinées. Cependant, à y regarder de plus près, les rapports grand-axe sur petit-axe observés $2 \lesssim a/b \lesssim 3$ (Gallimore et al., 2004; López-Gonzaga et al., 2014b; Gratadour et al., 2015) n'excluent pas réellement des inclinaisons proches de 60°.

Les mesures d'inclinaison des structures internes au tore sont donc rares. Mise à part l'estimation $i = 44^{+10}_{-10}\,°$ obtenue à partir du modèle 3D MontAGN dans cette étude des données GRAVITY, seuls les travaux de García-Burillo et al. (2016) sur les données ALMA et ceux de Greenhill and Gwinn (1997) fournissent une mesure de l'inclinaison à ces échelles. La première de ces études fournit une mesure de l'inclinaison en ajustant un modèle CLUMPY de tore (Nenkova et al., 2008c) sur la SED du disque observé. En limitant dans un premier temps l'inclinaison à des valeurs com-

prises en 60° et 90°, les auteurs obtiennent $i = 66°$ ce qui pourrait être compatible avec les résultats GRAVITY sur la poussière chaude. Mais plus encore, en laissant totalement libre l'inclinaison, le meilleur ajustement devient $i = 33°$, ce qui est encore moins incliné que mes modèles. Cette estimation est dans tous les cas nettement plus compatible avec les résultats issus de l'observation GRAVITY qu'une structure vue par la tranche.

Il reste donc à expliquer la différence d'inclinaison avec le disque d'où originent les spots maser. Comme déjà expliqué, leur apparition est conditionnée par la présence d'un flux cohérent de matière en direction de l'observateur, ce qui dans un schéma de disque donne une information très fiable sur l'inclinaison, qui doit être proche de $i = 90°$ (à moins de 2° d'après Gallimore et al., 2001). Également, puisqu'un maser se traduit observationnellement par en une émission ponctuelle très localisée spectralement, la mesure de leur position peut-être connue avec la précision astrométrique du VLBA, qui est excellente. À la fois les mesures de PA et de i du disque maser sont donc connues avec une grande précision. Néanmoins, ces mesures très précises ont permis de caractériser le disque maser encore plus en détail, et d'affirmer qu'il possède un rayon interne de 0,65 pc, supérieur au rayon externe de la structure de poussière chaude (voir figures 3.28,3.39,3.40). Ainsi, les deux structures n'occupent pas nécessairement le même volume d'espace et leur existence simultanée est possible. Notons d'ailleurs que même si la technique d'observation des spots maser est très efficace pour l'observation des disques vus par la tranche, elle est parfaitement inopérante pour la détection des disques inclinés. Puisque les conditions sont similaires, il est tout à fait possible que la structure de poussière chaude détectée à partir des données GRAVITY soit également à l'origine d'une émission maser, mais ne pointant pas vers la Terre.

Un ensemble de sous-structures

La région interne du tore apparaît donc complexe, avec au moins trois plans privilégiés, qui possèdent des orientations proches mais significativement différentes :

1. Tout d'abord le plan du tore moléculaire étendu ($\sim 10\ pc$), avec $PA \sim 110° - 120°$ et une inclinaison non mesurée précisémment, mais proche de $i = 90°$.
2. Le plan dans lequel se trouve le disque maser, avec $PA = 135°$ et $i = 90°$. La structure de poussière observée à 800 K par MIDI pourrait être contenue dans ce plan.
3. Le plan de la structure de poussière chaude vue avec GRAVITY, avec $PA = 150^{+8}_{-13}\,°$ et $i = 44^{+10}_{-10}\,°$.

Se superposent à cette complexité une importante turbulence et des mouvements non circulaires (García-Burillo et al., 2016; Imanishi et al., 2018), l'*outflow* qui inter-

agit avec le milieu à une distance aussi proche que 0,6 *pc* du noyau (Gallimore et al., 2016), et l'observation récente d'un disque interne en contre rotation (Imanishi et al., 2018; Impellizzeri et al., 2019).

Loin des images d'Épinal d'une structure en équilibre ou d'un flot de matière participant de manière régulière et structurée à l'accrétion, le tore de poussière apparaît donc comme un milieu turbulent, où cohabitent et survivent étonnamment des structures à la géométrie et à la cinématique très différentes.

3.6.3 Disque instable ou anneaux intriquées

Face à la diversité des orientations et des tailles observées, deux explications sont possibles. Soit l'ensemble des orientations observées trace une même structure, qui se présenterait alors sous la forme d'un disque déformé, soit différentes structures sont présentes, disposées en anneaux intriqués. Je discute les hypothèses de formation et la compatibilité avec les observations des deux modèles, dont une représentation schématique est proposée dans les figures 3.41 et 3.42.

Disque déformé

Si la région interne du tore observée à l'échelle du parsec constitue la prolongation du disque d'accrétion, il est vraisemblable qu'elle prenne elle-même une structure de disque, à plus grande échelle. Dans ce cas, pour expliquer les différentes observations, ce disque doit présenter des asymétries et des déformations, traduisant une instabilité dans son écoulement. Deux instabilités sont connues pour pouvoir affecter les disques d'accrétion et les tores.

La première, appelée *runaway* pour souligner ses effets cataclysmiques (Abramowicz et al., 1983, 1998), est causée par une perturbation axisymétrique. Elle se produit lorsque le disque d'accrétion déborde sur le lobe de Roche de la masse centrale (i.e. la masse du trou noir ainsi que celle que du gaz environnant, qui est significative, voir Lodato and Bertin, 2003). Dans ce cas, l'afflux de matière engendré vers la région centrale repousse plus loin encore la limite du lobe de Roche (i.e. la région de prédominance gravitationnelle de la masse centrale), ce qui mène à une croissance exponentielle du transfert de masse et à l'accrétion de toute la structure en quelques temps dynamiques (quelques milliers d'années à l'échelle du parsec) (Korobkin et al., 2013). La seconde instabilité à laquelle pourraient être sujets les noyaux de galaxie est une instabilité qui se produit dans les disques lorsque soumis à des perturbations de bas ordre non-axisymétriques (i.e. une masse importante d'un côté du disque par exemple). Instabilité dite PPI, elle a été proposée par Papaloizou and Pringle (1984) et largement étudiée depuis. Elle mène au transfert de moment angulaire de l'intérieur du disque vers l'extérieur, qui engendre des asymétries de densité (Bugli et al., 2018). Cette instabilité peut éventuellement mener à un scénario type *runaway*.

L'apparition d'instabilité dans un disque permet d'expliquer l'ampleur des variations d'orientation observées au cœur de NGC 1068, tout en conservant une unique structure. Cette interprétation permet d'expliquer la présence des masers, qui requièrent un disque *fin*, tout en conservant l'allure d'un disque légèrement *épais* qui est observée aux grandes échelles (SPHERE, ALMA) comme aux petites (GRAVITY). Néanmoins, l'astrométrie des spots maser ne semble pas indiquer la présence d'un disque déformé, comme cela peut être le cas pour d'autre objets (voir Greenhill et al., 2003, pour le disque déformé du noyau de Circinus par exemple). Également, même si ma faible connaissance des instabilités hydrodynamiques m'empêche pour l'instant d'investiguer la question plus en profondeur et d'affirmer cela plus fermement, il m'apparaît peu probable qu'une instabilité de type *runaway* ou PPI puisse produire des disques externes et internes en contre-rotation. Également, les temps caractéristiques très courts de propagation et de développement de ces instabilités jusqu'à un stade critique épuisant l'accrétion (en particulier pour *runaway* mais également pour PPI) rendent peu probable l'observation du phénomène, et sont difficilement conciliables avec une activité continue du NAG qui semble mise en évidence par la taille de la NLR par exemple. La stabilité d'un telle structure ne pourrait être maintenue que par un système binaire central de trous noirs supermassifs (Wang et al., 2020).

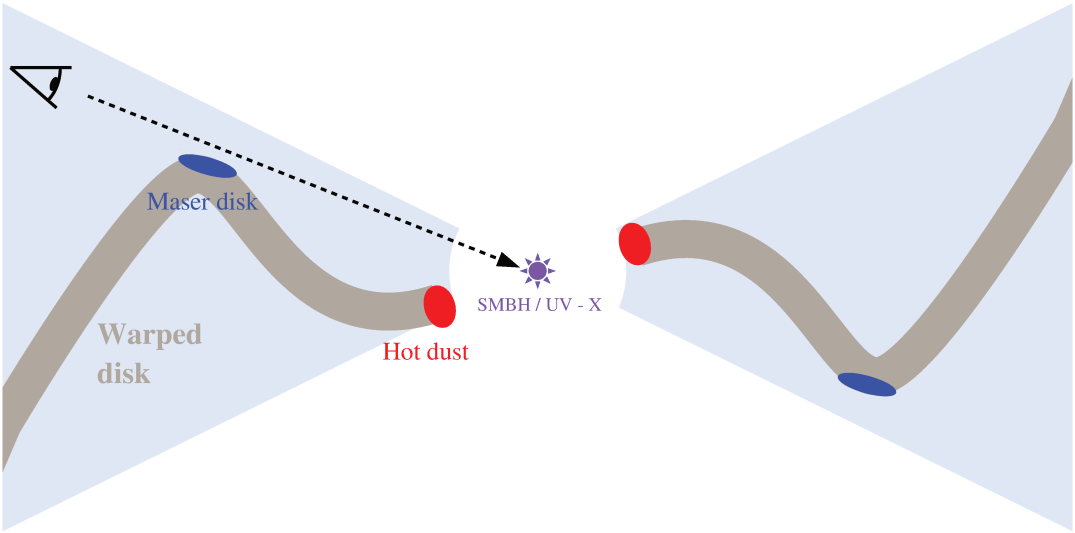


FIGURE 3.41 – Représentation schématique du modèle "Disque instable" pour la région interne du tore. Une structure en forme de disque à grande échelle ($\sim 10\ pc$) est perturbée par l'environnement et se déforme. Les différences observationnelles reflètent l'évolution du disque en fonction de son rayon.

Anneaux intriqués

La seconde interprétation (figure 3.42) part du principe que certaines des observations du tore à l'échelle du parsec détectent des structures différentes, i.e. originant de

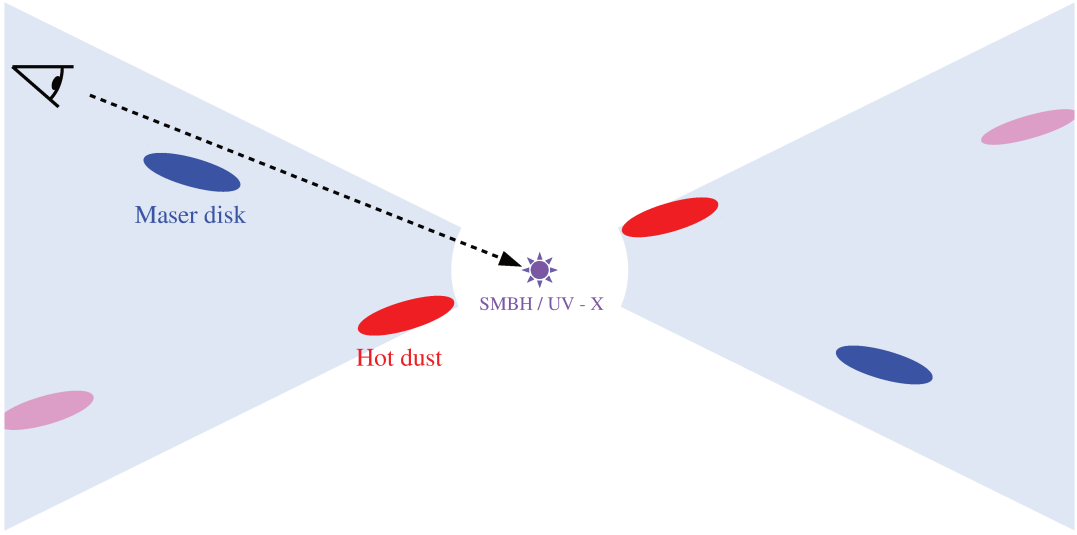


FIGURE 3.42 – Représentation schématique du modèle "Anneaux intriqués" pour la région interne du tore. La chute de nuages individuels du tore étendu sur la masse centrale se traduit par l'apparition d'anneaux concentriques avec des inclinaisons différentes. Les différents anneaux sont détectés avec plus ou moins d'efficacité selon la longueur d'onde d'observation.

nuages différents, et donc possédant éventuellement des orientations, des dynamiques et des compositions différentes.

L'un des scénarios les plus plausibles pour expliquer l'alimentation en matière d'un noyau actif de galaxie est la collision régulière de nuages constituant le tore, qui perdent leur moment angulaire et chutent dans le puits de potentiel pour nourrir l'accrétion (Sanders, 1981). Passé leur limite de Roche, ces nuages vont se déchirer sous l'effet des forces de marées et peuvent former des structures ressemblant à des disques ou des anneaux. Selon la densité de nuages et leur dispersion de vitesse, le nombre de collisions et la durée de vie de ces structures peuvent varier grandement. À l'échelle de plusieurs dizaines de parsec, deux de ces *langues* de matière sont détectées en train de s'écouler vers le noyau par la région nord (Sánchez et al., 2009).

J'estime qu'il est possible que certains des anneaux formés par la désintégration de ces nuages survivent jusqu'à des distances inférieures au parsec, et que les différentes observations (SPHERE, ALMA, VLBA, MIDI) en détectent plusieurs, différents.

Cette interprétation offre beaucoup de liberté d'interprétation, et permet d'expliquer facilement les différentes observations mesurées. Elle fournit une origine possible aux disques internes en contre rotation, qui proviendraient de nuages orbitant dans des sens opposés.

Conclusion

Les deux modèles permettent de reproduire la majorité des observations et la diversité des orientations. Néanmoins, le modèle de disque perturbé instable n'explique pas la présence d'un disque interne en contre-rotation et se heurte à des problèmes de maintien de l'accrétion sur des longues échelles de temps. Le second modèle permet lui de rendre compte de l'ensemble des observations. La formation des anneaux est réaliste d'un point astrophysique, même si leur survie à de si petites échelles spatiales est surprenante. Globalement, le second modèle est préféré.

Objet	Instrument	Taille	PA	i	Références
NLR	STIS/HST	$\geq 100\ pc$	$33°$ ($\perp 123°$)	$\sim -10°$ ($\perp 80°$)	Crenshaw and Kraemer (2000); Das et al. (2006); Poncelet et al. (2008)
Ridge	SPHERE/VLT	$\sim 10\ pc$	$56°(\perp 136°)$	NP	Gratadour et al. (2015)
Tore étendu	SPHERE/VLT	$25\ pc \times 15\ pc$	$118°$	($\sim 90°$)	Gratadour et al. (2015)
Disque moléculaire	ALMA	$7 - 10\ pc$	$112°$	$33° - 66°$	García-Burillo et al. (2016); Gallimore et al. (2016)
Poussière 350 K	MIDI/VLTI	$13\ pc$	$\sim 145°$	*NP*	López-Gonzaga et al. (2014a)
Poussière 250 K	MIDI/VLTI	$3\ pc$	$100° - 120°$	*NP*	López-Gonzaga et al. (2014a)
Poussière 800 K	MIDI/VLTI	$1{,}4\ pc \times 0{,}4\ pc$	$135° - 140°$	NP	Jaffe et al. (2004); Raban et al. (2009); Burtscher et al. (2013); López-Gonzaga et al. (2014a)
Disque interne en contre rotation	ALMA	$0{,}5\ pc \leq r \leq 1{,}4\ pc$	$112°$	NP	Imanishi et al. (2018); Impellizzeri et al. (2019)
S1	VLBA	$0{,}8\ pc \times 0{,}4\ pc$	$\sim 110°$	NP	Gallimore et al. (2004)
Maser spots	VLBA	$0{,}65\ pc \leq r \leq 1{,}1\ pc$	$135°$	$90°$	Greenhill and Gwinn (1997)
Parsec scale outflow	ALMA	$r \sim 0{,}6\ pc$	$33°(\perp 123°)$	NP	Gallimore et al. (2016)
Poussière 1600 K	GRAVITY/VLTI	$r = 0{,}23 \pm 0{,}03\ pc$	$130^{+4}_{-4}\,°$	$i = 70° \pm 5°$	Gravity Collaboration et al. (2020)
Poussière 1600 K	GRAVITY/VLTI	$r = 0{,}21^{+0{,}002}_{-0{,}003}\ pc$	$150^{+8}_{-13}\,°$	$i = 44^{+10}_{-10}\,°$	Ce travail

TABLE 3.7 – Tableau comparatif des orientations observées pour les différentes sous structure de la région interne du tore de NGC 1068. La taille exprimée sous la forme $X \times Y$ indique une structure de type gaussienne allongée, tandis que $X \leq r \leq y$ indique une géométrie en anneau, dont X et Y indiquent respectivement les diamètres internes et externes. Par soucis de clarté les erreurs estimées par les auteurs ne sont pas présentées dans ce tableau, les valeurs exprimées sous la forme $A - B$ indiquent une plage de valeur reporté par les auteurs et $\sim C$ indique une valeur estimée avec une faible précision. Pour les structures polaires l'orientation du plan équatorial est indiqué entre parenthèse précédé du signe $\perp$. La mention NP signifie *Non Pertinent* ou *Non Précisé* selon les cas et signifie une absence de mesure.

Chapitre 4

Conclusion générale et perspectives

> Ce qu'il y a de bien avec les opinions tranchées, c'est que ça relance le débat !
>
> Léodagan de Carmélide, dit le Sanguinaire

Le premier constat qui ressort des études présentées dans ce mémoire est que le noyau actif de NGC 1068 est un objet complexe où cohabitent à toutes les échelles des structures de différentes natures, que le domaine infrarouge proche semble être particulièrement efficace à révéler. Entre 1,0 et 2,5 μm sont observées différentes populations stellaires, le gaz ionisé et la poussière chaude.

En étudiant les observations issues de deux instruments représentant l'état de l'art en astronomie infrarouge j'ai pu parvenir à certaines conclusions sur ces différents composants du noyau que j'essaye de synthétiser dans la première section de ce chapitre. Dans un second temps, je soulève des questions ouvertes à la suite ce travail, et des pistes d'approfondissement.

4.1 Conclusion générale

4.1.1 Les populations stellaires

L'analyse du continuum d'émission dans les bandes Y, J et H observé avec SPHERE permet de détecter deux populations stellaires distinctes dans le kiloparsec central de NGC 1068 :

1. Une population étendue, qui couvre dans son ensemble la région de 800 pc observée, et qui est le théâtre d'une importante formation stellaire se manifestant par la présence d'étoiles très chaudes de type O ou B ($T > 12000\ K$) qui dominent le flux aux plus courtes longueurs d'onde. Comme le montre la présence de raies de CO, et dans une moindre proportion le continuum d'émission, des étoiles froides de type K ou M ($T \sim 3000\ K$) les accompagnent, probablement des géantes rouges compte tenu de la formation stellaire en cours.

2. Un amas stellaire central de dimension $r \sim 65\ pc$, et dont le centre lumineux coïncide avec le cœur central. Son âge est estimé à partir de modèles d'évolution de populations stellaires à moins de 120 millions d'années, ce qui est sensiblement inférieur aux précédentes estimations.

Ces deux populations stellaires ont déjà été observées auparavant, mais à cette résolution angulaire, seulement dans les bandes H et K. L'observation des bandes Y et J avec SPHERE a permis de détecter les étoiles jeunes, et de mieux caractériser la formation stellaire. Notamment, la détection d'étoiles chaudes en périphérie du noyau et leur prédominance dans le flux mesuré à 1 μm, est nouvelle. L'âge estimé de l'amas central est inférieur aux précédentes affirmations, ce que j'attribue également à la nouvelle sensibilité aux étoiles jeunes.

4.1.2 Le gaz ionisé

L'étude des raies d'émission dans le spectre YJH de SPHERE a permis d'observer le gaz ionisé de la *Narrow Line Region* et de mesurer un effet Doppler bipolaire important ($v_{max} = 200\ km.s^{-1}$), décalé vers le rouge au sud du noyau et décalé vers le bleu au nord. La raie de He I à 1083 nm, peu étudiée jusqu'à présent, se révèle particulièrement intéressante pour son étude, car très intense.

Aucune trace des contreparties décalées vers le rouge au nord et vers le bleu au sud, qui devraient indiquer la présence d'un *outflow* en forme bicone n'a été détectée, possiblement par manque de résolution spatiale ou spectrale. Notons également que proche du noyau, le comportement Doppler des raies d'émission traçant l'*outflow* semble plus complexe que ce qui est observé à grandes échelles, et décrit dans la littérature.

Le domaine spectral couvert par SPHERE a également permis la détection de deux raies de [Fe II], qui présentent une distribution de flux et un décalage Doppler très différents de l'ensemble des autres raies d'émission observées. Elles sont vraisemblablement la signature de structures distinctes de l'*outflow* principal dont le mécanisme d'ionisation n'est pas clairement identifié.

4.1.3 Le tore étendu et sa périphérie

La résolution spatiale de l'observation SPHERE étant insuffisante pour résoudre ses échelles spatiales, et le champ de vue de GRAVITY trop petit pour les étudier, peu d'informations sont disponibles sur le tore de poussière étendu dans mon étude, tout comme sur sa périphérie immédiate.

Une estimation de sa température apparente a pu être obtenue à partir des données SPHERE, $800 \pm 50\ K$, mais compte tenu de l'importante extinction d'avant plan déduite de la modélisation des données GRAVITY, cette estimation est difficile à interpréter.

Néanmoins, des observations en lumière polarisée et en interférométrie millimétrique et infrarouge moyen ont bel et bien mis en évidence une contribution étendue au tore de poussière. Sa détection directe dans l'infrarouge proche reste un défi.

4.1.4 La région interne du tore de poussière

L'observation GRAVITY a permis d'aller observer pour la première fois la poussière chaude aux plus petites échelles du tore, à la limite de sublimation des grains de graphite. J'ai montré que cette poussière chaude forme un anneau de rayon $r = 0{,}21 \pm 0{,}03\ pc$ autour de la source centrale, qui n'obscurcit pas le disque d'accrétion car incliné avec $i = 44^{+10}_{-10}\,^{\circ}$. Les ajustement spectroscopiques indiquent que l'ensemble

de la structure est obscurcie par une importante extinction d'avant plan $A_V > 60$ ($\Leftrightarrow A_K > 7$).

Constitué de grains de graphite avec une densité importante ($n = 10\, grains.cm^{-3}$), cet anneau contient une masse de poussière de l'ordre d'une masse solaire et est optiquement épais, ce qui lui donne une apparence asymétrique.

J'ai mis en évidence des incompatibilités entre son orientation dans l'espace et celles de précédentes observations, qui sont en partie également incompatibles entre elles. Deux modèles permettent d'expliquer une grande part de ces différences : un disque déformé par des instabilités ou une système d'anneaux intriqués. Cependant l'hypothèse du disque déformé ne permet pas de rendre compte de la contre rotation observée à partir de 1,1 *pc*, et n'est vérifiée par le comportement des *spots* maser. Puisqu'il permet d'expliquer les différentes orientations, le comportement des *spots* maser, et qu'il n'est pas incompatible avec la présence des deux disques en contre-rotation, je favorise le modèle d'anneaux intriqués.

4.2 Perspectives

Je présente dans cette section les limites de mon étude, des suggestions d'amélioration à apporter aux méthodes utilisées, ainsi que des propositions d'observation nouvelles et des pistes à explorer, tant pour l'étude du noyau actif de NGC 1068 que pour celui des autres galaxies actives proches.

4.2.1 Perfectionner les méthodes utilisées

Spectroscopie

Pour l'étude du spectre résolu SPHERE, j'ai séparé l'image spectrale en une composante continue et une composante spectrale.

L'étude de la population stellaire a principalement été réalisée sur le continuum d'émission, qui, joint à l'utilisation d'un modèle d'évolution de population stellaire, s'est révélé capable de contraindre l'âge de l'amas stellaire central. Néanmoins, pour l'étude de la population stellaire à plus grande échelle (caractérisée par la présence de nombreuses étoiles chaudes), cette méthode a montré ses limitations. Les modèles d'évolution de populations stellaire uniques (SSP) ne permettent plus de reproduire le continuum d'émission, probablement car de la formation stellaire a eu lieu au sein d'une population déjà existante. L'étude du continuum seul ne permet donc que de mettre en évidence la présence d'étoiles chaudes. Sans la détection des raies de CO, la présence des étoiles de type K et M n'aurait pas été détectée. Pour caractériser plus en détail les populations stellaires qui s'écartent d'une SSP, l'évolution vers une méthode hybride tenant compte à la fois du continuum et des raies d'absorption est nécessaire.

Également, le schéma *"formation stellaire à l'extérieur, amas jeune au centre"* pourrait indiquer une évolution radiale de l'âge de la population stellaire. Un modèle avec plus de degrés de liberté, qui prendrait en compte une possible évolution de l'âge, serait à tester. La prise en compte des raies d'absorption mentionnée au point précédent pourrait justement permettre de contraindre un tel paramètre.

Avec l'observation SPHERE, le tore étendu n'a pas été résolu spatialement, et seule une estimation de sa température de corps noir a pu être donnée. Cependant, cette température est difficile à interpréter, puisque le milieu émetteur est vraisemblablement obscurci à la fois par lui même et par de la matière en avant-plan. Pour cette raison notamment, une mesure, ou au moins une prise en compte de l'extinction est à considérer. Pour une mesure de l'extinction directement à partir de données spectroscopiques, les données SPHERE seules ne permettent pas de trancher la dégénérescence température/extinction (pas de rapports de raies pertinents, et un domaine spectral qui ne couvre que les longueurs d'onde les plus courtes de l'émission de corps noir de la poussière). Une solution pourrait être d'utiliser une estimation indépendante de l'extinction, celle issue de l'étude GRAVITY par exemple. Mais le plus souhaitable serait une mesure directe de l'extinction, en combinant les spectres SPHERE avec d'autres données spectroscopiques du noyau de NGC 1068, pour couvrir un plus grand domaine spectral. L'utilisation des données NaCo ou SINFONI déjà existantes serait une première étape. Dans un futur proche, une combinaison avec un spectre de l'instrument ERIS qui couvrira les bandes J, H et K, et qui sera équipé d'optique adaptative, est à prévoir.

L'interférométrie des données GRAVITY avec MontAGN

La méthode de comparaison des modèles avec les observations est assez aboutie, puisqu'elle permet de reproduire l'ensemble des observables. Néanmoins, l'étude des variations spectrales des points de visibilité a montré que ceux-ci étaient fortement impactés par le spectre du fond diffus, et plusieurs étapes sont nécessaires pour extraire la contribution de l'objet résolu. Une mesure directe du flux cohérent calibré permettrait de s'affranchir de ces effets, et de ne se concentrer que sur le signal de l'objet central. Un travail de calibration complexe serait nécessaire, mais à envisager si une modélisation simple de l'émission diffuse n'était pas possible.

L'outil MontAGN, qui prend en compte les diffusions, la polarisation et l'estimation de la température de la poussière, permet de produire des simulations d'une grande précision. Mais la contrepartie de cette précision est un coût important en temps de calcul (environ 80000 heures de calcul pour les 1500 simulations du modèle *MontAGN 3*), qui limite les possibilités d'utilisation et d'exploration de paramètres. Mise à part une amélioration du code de simulation en lui-même (type accélération sur GPU), il est possible de l'utiliser de manière plus efficace. En particulier, en four-

nissant une grille de température initiale, il est possible de diminuer grandement le nombre de *paquets de photons* nécessaires à chaque simulation. Plus encore, il est possible de fixer totalement cette température, ce qui est à considérer maintenant qu'une série de profils de températures ont été calculés.

Ce gain en temps de calcul pourrait être utilisé pour simuler des modèles plus complexes, qui intégreraient directement l'extinction d'avant-plan et les structures à plus grande échelle. Une modélisation de ces structures à grande échelle pourrait permettre de joindre à l'étude le jeu de données issu des AT (qui observent un champ de vue et des échelles spatiales plus grandes).

À terme, la combinaison des observations GRAVITY avec celles des autres interféromètres du VLTi est bien entendu un objectif. Je reviendrais sur ce point dans les paragraphes à venir

4.2.2 NGC 1068

En restant concentré sur NGC 1068, de nombreuses zones d'ombre subsistent dans la caractérisation des différentes structures composant le noyau. En particulier en ce qui concerne la formation stellaire, la dynamique du gaz à petites échelles, et la nature du tore de poussière (aussi bien dans son ensemble que dans sa région la plus interne).

Une meilleure caractérisation de la formation stellaire

Malgré de nombreuses observations, la formation stellaire autour du noyau est peu caractérisée à courtes longueurs d'ondes, notamment car des capacités de résolution angulaire importantes sont nécessaires pour distinguer sa contribution de celle du noyau. Il serait donc intéressant de réussir à l'observer en détail avec des instruments observant à plus courte longueur d'onde, dans le visible ou dans l'UV. Des observations avec des spectrographes qui observent jusqu'à 300 nm tels que FORS2 ou X-SHOOTER offriraient vraisemblablement quantité d'informations nouvelles sur ces étoiles. Ces instruments ne disposent cependant pas de système d'optique adaptative, et un travail de modélisation et de soustraction de la contribution du noyau central devrait être fait pour étudier les régions internes. Les performances attendues pour l'instrument MUSE, $465 - 930$ nm, équipé d'OA, sont prometteuses pour une étude de ces étoiles.

Également, dans l'infrarouge moyen, l'observation des Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (PAH) à à 5,7, 6,2, 7,7, 8,6 et 11,3 μm par le futur télescope spatial JWST permettra d'étudier la formation stellaire autour du noyau. J'ai participé à la préparation d'une demande d'observation de NGC 1068 avec ce télescope, à la fois en imagerie coronographique dans différentes bandes spectrales (dont une contenant l'émission PAH à 11,3 μm) et en spectroscopie intégrale de champ de 4,9 μm à $\sim$ 28,8 μm. La proposition d'observation est décrite plus en détail dans l'annexe B.2.

Les PAH sont très pertinents pour étudier la formation stellaire autour des noyaux actifs, puisqu'ils sont *excités* par le rayonnement énergétique UV des étoiles chaudes, mais détruits par le rayonnement X du NAG. Ils permettent donc de surmonter le problème habituel de la distinction entre ces deux sources de rayonnement à haute énergie, et je les utiliserai pour cartographier la formation stellaire autour du noyau.

L'*outflow* à petite échelle et les nodules

Même si les caractéristiques de l'*outflow* à grande échelle sont bien reproduites par un modèle de bicône, sa dynamique aux petites échelles est probablement complexe de par l'interaction avec la matière interstellaire entourant le noyau. Les nodules observés dans l'infrarouge moyen sont possiblement des marqueurs de cette interaction, tout comme la mesure du décalage Doppler de la raie He I qui montre une certaine complexité aux petites échelles, ou les observations du jet radio montrant qu'il est dévié par un nuage situé à $\sim 0{,}3$" au nord du noyau. Les données ALMA indiquent également une turbulence du milieu et une dynamique complexe aux petites échelles.

L'observation SPHERE, qui n'a pas atteint les performances maximales de l'instrument en termes de résolution angulaire, a seulement permis d'observer l'*outflow* aux grandes échelles spatiales. Puisque des observations précédentes sur NGC 1068 ont montré qu'il était possible d'atteindre ces performances maximales, et que le domaine spectral de l'instrument s'est révélé intéressant pour l'étude de l'*outflow* (en particulier grâce à la raie de He I à 1083 nm), j'ai souhaité réaliser de nouvelles tentatives d'observation sous de meilleures conditions atmosphériques, pour tenter d'observer le comportement du gaz dans le voisinage immédiat du cœur du noyau (en particulier le comportement des nodules observés à plus grande longueur d'onde).

J'ai donc également soumis de nouvelles propositions d'observation de NGC 1068 avec SPHERE, très semblable à celle présentée dans ce document, mais avec différentes orientations de fente, et, en plus du mode *moyenne résolution spectrale* (MRS), un essai d'utilisation du mode *basse résolution spectrale* (LRS) dont la couverture spectrale va de la bande Y à la bande K. L'une de ces propositions a été acceptée, et l'observation a été réalisée en automne 2019. Malheureusement, les conditions atmosphériques se sont à nouveau révélées mauvaises, et une seule orientation de fente dans le mode MRS a mené à un gain en résolution angulaire (0,1"). Une description détaillée de la proposition d'observation, et une analyse préliminaire est présentée dans l'annexe B.1. Le principal résultat est la détection d'une émission importante, très localisée spatialement à 0,35" au nord du noyau, de la raie coronale [Si X] à 1430 nm. Cette raie d'émission est totalement absente à la position du photocentre. Possiblement liée aux nodules, son origine exacte n'est pour l'instant pas expliquée. Je vais utiliser un modèle de photoionisation, CLOUDY, pour essayer de reproduire son flux observé simultanément de celui des raies présentant un comportement standard. Également,

un signal plus complexe de l'*outflow* aux petites échelles apparaît dans la raie de He I, que j'essaierai de comparer au modèle de bicône observé à grande échelle.

Ici aussi, l'instrument MUSE offrira une nouvelle fenêtre d'observation à haute résolution angulaire d'un grand intérêt, avec la présence d'un grand nombre de raies d'émission dans son domaine spectral. En particulier, l'observation de raies présentant un comportement similaire à celui des raies de [Fe II] ou [Si X] pourrait permettre d'en apprendre plus sur la nature des structures responsables de leur émission et sur le mécanisme d'ionisation associé. L'instrument ERIS, déjà mentionné dans cette section, sera complémentaire de MUSE dans l'infrarouge proche, et pourra être utilisé pour mesurer les conditions physiques dans le voisinage de la source centrale, notamment grâce à l'observation simultanée des raies $Pa\ \beta$ et $Br\ \gamma$ qui fournira une mesure de l'extinction, et à la mesure du spectre des nodules, qui sont observables à ces longueurs d'onde.

L'observation de spectroscopie intégrale de champ proposée pour le JWST ne permettra pas de résoudre spatialement ces petites échelles, mais de par les nombreuses raies d'émission couvertes par son grand domaine spectral, elle me permettra de réaliser une nouvelle mesure indépendante des propriétés dynamique de l'*outflow* aux grandes échelles.

Détecter le tore étendu/la source de l'extinction

Le tore étendu ($\sim$ 10 pc, i.e. $\sim$ 150 mas) est le grand absent de l'étude multi-échelles du noyau de NGC 1068 présentée dans cette thèse. De part sa petite taille angulaire, sa faible brillance de surface et son contraste important avec le cœur central, l'observation directe de son émission thermique est un défi.

Le champ de vue des interféromètres du VLTI peut théoriquement permettre l'observation de cette contribution étendue. Cependant, le plan u-v clairsemé ne permet qu'une description très partielle de cette structure, un fond uniforme dans mes modèles, des sources éparpillées et difficilement interprétables dans les reconstructions d'image, ou des modèles géométriques simples dans le cas des travaux MIDI.

Le JWST, fonctionnant dans l'infrarouge, et dont la sensibilité dépassera de plusieurs ordres de grandeur tous les télescopes optiques et infrarouge en service, pourrait permettre d'observer, si elle existe, cette contribution étendue du tore de poussière. Néanmoins, ses capacités limitées en résolution angulaire ne permettront probablement pas de le résoudre complètement. Ceci dit, le tore étendu est vraisemblablement la cause de l'extinction observée du noyau, et les mesures des absorptions causées par les silicates à 9,7 μm et 18 μm grâce au mode spectroscopique du JWST permettront de le caractériser. En particulier, la contribution relative des grains de graphite et de silicate à l'extinction totale pourra être étudiée.

À plus long terme, l'arrivée des télescopes optiques de très grand diamètre, et en particulier l'ELT avec son miroir primaire de 39 mètres, va révolutionner l'astronomie infrarouge, qui inclut l'étude du tore étendu. L'instrument MICADO, équipé d'un système d'optique adaptative qui permettra d'atteindre une résolution angulaire de 6 à 12 mas ($\sim 0{,}4 - 0{,}8$ pc à la distance de NGC 1068) sur le domaine spectral $0{,}8 - 2{,}4$ μm, permettra de résoudre partiellement la région de sublimation, et ainsi de combler le déficit d'information entre ces échelles spatiales et celles observées avec les télescopes de la classe 8 m. La surface du collecteur primaire garantit un gain important en sensibilité, nécessaire à l'observation du tore qui à ces longueurs d'onde est, mis à part dans sa région la plus interne, de faible brillance de surface. De plus, l'instrument offrira des possibilités de coronographie, qui permettront de se focaliser sur ces structures. À plus grande longueur d'onde, l'imageur spectrographe METIS apportera également des informations, couvrant une partie significative du domaine spectral couvert par l'instrument MIRI du JWST, mais avec une résolution angulaire six fois supérieure.

Expliquer conjointement les observations à l'échelle du parsec

Dans le chapitre 3, j'ai proposé deux modèles pour expliquer les variations dans l'orientation de la structure centrale mesurée à partir de différents instruments : un disque déformé par des perturbations, ou un bien un système anneaux intriqués. Qualitativement, ces modèles fournissent une explication pour les différences observées. Je compte poursuivre cette investigation, en essayant de reproduire quantitativement ces différentes observations à partir d'un même modèle.

La structure précise observée dans l'infrarouge dépend de la longueur d'onde d'observation. Dans la bande K observée par GRAVITY, c'est la poussière la plus chaude possible qui domine le continuum d'émission, mais dans les longueurs d'onde observées par MIDI (bande M) et MATISSE (bandes L, M et N), c'est l'émission d'une poussière plus froide, et donc située plus loin du noyau, qui pourrait dominer le continuum d'émission. En combinant des observations de NGC 1068 issues de ces trois instruments, il serait donc possible d'observer simultanément plusieurs échelles, et de contraindre des modèles décrivant la poussière à différentes distances du noyau. En particulier les deux modèles proposés, disque déformé et anneaux intriqués, pourraient être testés.

4.2.3 Étudier la région interne du tore d'autres NAG

Je compte exporter la méthode présentée dans cette pour l'étude de la région interne du tore de poussière de NGC 1068 à partir des données GRAVITY à d'autres noyaux actifs de galaxie proches, en suivant les pistes d'amélioration suggérées dans

les paragraphes précédents, qui incluent notamment de regrouper les observations des différents interféromètres du VLTI.

Ce programme a pour objectif principal de chercher à savoir si les différences d'orientation observées au cœur de NGC 1068 sont également présentes dans d'autres objets, ce qui indiquera s'il s'agit d'une particularité ou le reflet d'une propriété plus générale des tores de poussière. Le cas échéant, l'objectif secondaire sera de trouver parmi ces objets une configuration discriminante entre les différents modèles proposés.

Dans un premier temps, je vais donc simuler trois modèles de distribution de poussière : un disque standard, un disque déformé par une perturbation PPI, et un système d'anneaux intriqués. J'essaierai de réduire les temps de calcul en imposant une carte de température à la simulation, ce qui permettra d'explorer l'espace de paramètres plus important induit par la complexité des nouveaux modèles.

D'autre part, je vais rassembler des données interférométriques sur les noyaux actifs proches provenant des différents instruments du VLTI. Le relevé MIDI de 23 NAG, et le relevé GRAVITY de 8 NAG constitueront un premier socle. Trois objets ont été observés par le deux instruments, 3C 273, NGC 3783 et IRAS 09149-6206, qui, en plus de NGC 1068, me permettront de développer les techniques de calibration nécessaires au groupement des données provenant d'instruments différents. En parallèle, je proposerais des observation pour compléter ce relevé mixte, notamment avec GRAVITY+ qui est une amélioration à venir de l'instrument permettant d'observer des sources 100 fois plus faiblement lumineuses qu'aujourd'hui.

Je vais également suivre de près les observations MATISSE, qui est le nouvel instrument du VLTI, couvrant les longueurs d'onde infrarouge $3{,}2 - 13\ \mu m$ et dont l'un des objectifs scientifiques principaux est l'étude des NAG. Sa résolution angulaire maximale de 5 *mas* et sa sensibilité à une large gamme de températures permettront d'observer à la fois la région la plus interne des tores de poussière et sa périphérie, où les différents modèles que je propose se distinguent. Un nombre important de cibles déjà observées avec MIDI sont prévues dans le cadre du GTO de l'instrument [1], qui aura des performances supérieures dans pratiquement tous les domaines.

Je pense que la complémentarité entre ces trois instruments, et plus particulièrement entre GRAVITY et MATISSE, sera essentielle pour détecter des différences d'inclinaison. GRAVITY, de par son domaine spectral et sa résolution angulaire légèrement supérieure, permet d'observer et de contraindre l'orientation de la région la plus interne. Quant à MATISSE, avec son grand domaine spectral, il observera une plus grande gamme de conditions de température (de 900 K à 300 K) et fournira un plan u-v plus dense.

Pour l'instant, 3 objets en commun seront donc observés par GRAVITY et MA-

1. NGC 424, NGC 1068, NGC 1365, NGC 3783, NGC 4507, NGC 4593, NGC7469, IC 4329 A, 3C 273 et Circinus

TISSE (et MIDI) : NGC 1068, NGC 3783 et 3C 273. Je compte proposer des observations supplémentaires MATISSE pour les NAG Mrk 509 et IRAS 09149-6206, déjà observés avec GRAVITY. Une fois GRAVITY+ opérationnel, je proposerai des observations pour augmenter le recouvrement avec les données MATISSE. Le noyau de Circinus sera une cible prioritaire, puisqu'il s'agit du NAG présentant l'échelle de distance la plus favorable ($\sim 30\ pc/"$), et qu'un disque maser y est observé.

J'utiliserai la méthode décrite dans cette thèse pour comparer les simulations des trois modèles proposés aux observations interférométriques combinées de GRAVITY et de MATISSE. Considérant leur proximité, NGC 1068 et Circinus fourniront vraisemblablement les résultats les plus riches, mais d'autres cibles déjà observées par GRAVITY sont prometteuses : NGC 3783 qui montre un signal de clôture de phase non nul, ou 3C 273 dont l'orientation de BLR a récemment été directement mesurée.

Bibliographie

Grote Reber. Cosmic Static. *ApJ*, 100 :279, November 1944. doi : 10.1086/144668.

Carl K. Seyfert. Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, 97 :28, January 1943. doi : 10.1086/144488.

J. S. Hey, S. J. Parsons, and J. W. Phillips. Fluctuations in Cosmic Radiation at Radio-Frequencies. *Nature*, 158(4007) :234, August 1946. doi : 10.1038/158234a0.

J. G. Bolton and G. J. Stanley. Variable Source of Radio Frequency Radiation in the Constellation of Cygnus. *Nature*, 161(4087) :312–313, February 1948. doi : 10.1038/161312b0.

R. Hanbury Brown, R. C. Jennison, and M. K. Das Gupta. Apparent Angular Sizes of Discrete Radio Sources : Observations at Jodrell Bank, Manchester. *Nature*, 170 (4338) :1061–1063, December 1952. doi : 10.1038/1701061a0.

D. O. Edge, J. R. Shakeshaft, W. B. McAdam, J. E. Baldwin, and S. Archer. A survey of radio sources at a frequency of 159 Mc/s. *MmRAS*, 68 :37–60, January 1959.

W. Baade and R. Minkowski. Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus A, and Puppis A. *ApJ*, 119 :206, January 1954. doi : 10.1086/145812.

R. Minkowski. A New Distant Cluster of Galaxies. *ApJ*, 132 :908–910, November 1960. doi : 10.1086/146994.

M. Schmidt. 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift. *Nature*, 197(4872) : 1040, March 1963. doi : 10.1038/1971040a0.

E. E. Salpeter. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *ApJ*, 140 : 796–800, August 1964. doi : 10.1086/147973.

D. Lynden-Bell. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. *Nature*, 223(5207) : 690–694, August 1969. doi : 10.1038/223690a0.

Allan Sandage. The Existence of a Major New Constituent of the Universe : the Quasistellar Galaxies. *ApJ*, 141 :1560, May 1965. doi : 10.1086/148245.

H. Gursky, E. M. Kellogg, C. Leong, H. Tananbaum, and R. Giacconi. Detection of X-Rays from the Seyfert Galaxies NGC 1275 and NGC 4151 by the UHURU Satellite. *ApJ*, 165 :L43, April 1971. doi : 10.1086/180713.

J. C. Ives, P. W. Sanford, and M. V. Penston. The variability and absorption of the X-ray emission from NGC 4151. *ApJ*, 207 :L159–L162, August 1976. doi : 10.1086/182203.

N. Marshall, R. S. Warwick, and K. A. Pounds. The variability of X-ray emission from active galaxies. *MNRAS*, 194 :987–1002, March 1981. doi : 10.1093/mnras/194.4.987.

Harold L. Johnson. The Brightness of 3c 273 AT 2.2 μ. *ApJ*, 139 :1022, April 1964. doi : 10.1086/147842.

A. Pacholczyk and W. Wisniewski. Far-Infrared Radiation of the Seyfert Galaxy NCG 1068. *AJ*, 72 :314, April 1967.

G. H. Rieke. The infrared emission of Seyfert galaxies. *ApJ*, 226 :550–558, December 1978. doi : 10.1086/156639.

D. B. Sanders, E. S. Phinney, G. Neugebauer, B. T. Soifer, and K. Matthews. Continuum Energy Distributions of Quasars : Shapes and Origins. *ApJ*, 347 :29, December 1989. doi : 10.1086/168094.

R. R. J. Antonucci and J. S. Miller. Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068. *ApJ*, 297 :621–632, October 1985. doi : 10.1086/163559.

Robert Antonucci. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *ARA&A*, 31 :473–521, January 1993. doi : 10.1146/annurev.aa.31.090193.002353.

Carlos A. O. Torres, Germano R. Quast, Roger Coziol, et al. Discovery of a luminous quasar in the nearby universe. *The Astrophysical Journal*, 488(1) :L19–L22, oct 1997. doi : 10.1086/310913. URL `https://doi.org/10.1086%2F310913`.

B. M. Peterson, A. J. Barth, P. Berlind, et al. Steps toward Determination of the Size and Structure of the Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei. XV. Long-Term Optical Monitoring of NGC 5548. *ApJ*, 510(2) :659–668, January 1999. doi : 10.1086/306604.

Richard F. Mushotzky, Christine Done, and Kenneth A. Pounds. X-ray spectra and time variability of active galactic nuclei. *ARA&A*, 31 :717–717, January 1993. doi : 10.1146/annurev.aa.31.090193.003441.

R. Schödel, T. Ott, R. Genzel, et al. A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way. *Nature*, 419(6908) :694–696, October 2002. doi : 10.1038/nature01121.

Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *ApJ*, 875(1) :L1, April 2019a. doi : 10.3847/2041-8213/ab0ec7.

Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation. *ApJ*, 875(1) :L2, April 2019b. doi : 10.3847/2041-8213/ab0c96.

Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. III. Data Processing and Calibration. *ApJ*, 875(1) :L3, April 2019c. doi : 10.3847/2041-8213/ab0c57.

Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole. *ApJ*, 875(1) :L4, April 2019d. doi : 10.3847/2041-8213/ab0e85.

Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring. *ApJ*, 875(1) :L5, April 2019e. doi : 10.3847/2041-8213/ab0f43.

Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, et al. First M87 Event Horizon Telescope Results. VI. The Shadow and Mass of the Central Black Hole. *ApJ*, 875(1) :L6, April 2019f. doi : 10.3847/2041-8213/ab1141.

N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24 :337–355, 1973.

Christopher W. Morgan, C. S. Kochanek, Nicholas D. Morgan, and Emilio E. Falco. The Quasar Accretion Disk Size-Black Hole Mass Relation. *ApJ*, 712(2) :1129–1136, April 2010. doi : 10.1088/0004-637X/712/2/1129.

M. Molina, L. Bassani, A. Malizia, et al. Hard-X-ray spectra of active galactic nuclei in the INTEGRAL complete sample. *MNRAS*, 433(2) :1687–1700, August 2013. doi : 10.1093/mnras/stt844.

Bradley M. Peterson. International AGN Watch : Probing the Nuclear Regions of NGC 5548. IUE Proposal, January 1993.

B. M. Peterson, L. Ferrarese, K. M. Gilbert, et al. Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. II. A Homogeneous Analysis of a Large

Reverberation-Mapping Database. *ApJ*, 613(2) :682–699, October 2004. doi : 10.1086/423269.

L. Bassani, M. Dadina, R. Maiolino, et al. A three-dimensional diagnostic diagram for seyfert 2 galaxies : Probing x-ray absorption and compton thickness. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 121(2) :473–482, apr 1999. doi : 10.1086/313202. URL https://doi.org/10.1086%2F313202.

R. Maiolino, M. Salvati, L. Bassani, et al. Heavy obscuration in X-ray weak AGNs. *A&A*, 338 :781–794, October 1998.

Hagai Netzer. Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 53 : 365–408, August 2015. doi : 10.1146/annurev-astro-082214-122302.

Maia Nenkova, Matthew M. Sirocky, Željko Ivezić, and Moshe Elitzur. AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media. *ApJ*, 685(1) :147–159, September 2008a. doi : 10.1086/590482.

Maia Nenkova, Matthew M. Sirocky, Robert Nikutta, Željko Ivezić, and Moshe Elitzur. AGN Dusty Tori. II. Observational Implications of Clumpiness. *ApJ*, 685(1) : 160–180, September 2008b. doi : 10.1086/590483.

Almudena Alonso-Herrero, Cristina Ramos Almeida, Rachel Mason, et al. TORUS AND ACTIVE GALACTIC NUCLEUS PROPERTIES OF NEARBY SEYFERT GALAXIES : RESULTS FROM FITTING INFRARED SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTIONS AND SPECTROSCOPY. *The Astrophysical Journal*, 736(2) : 82, jul 2011. doi : 10.1088/0004-637x/736/2/82. URL https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F736%2F2%2F82.

Marko Stalevski, Jacopo Fritz, Maarten Baes, Theodoros Nakos, and Luka Č. Popović. 3D radiative transfer modelling of the dusty tori around active galactic nuclei as a clumpy two-phase medium. *MNRAS*, 420(4) :2756–2772, March 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19775.x.

Keiichi Wada, Marc Schartmann, and Rowin Meijerink. Multi-phase Nature of a Radiation-driven Fountain with Nuclear Starburst in a Low-mass Active Galactic Nucleus. *ApJ*, 828(2) :L19, September 2016. doi : 10.3847/2041-8205/828/2/L19.

Roger Blandford, David Meier, and Anthony Readhead. Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 57 :467–509, August 2019. doi : 10.1146/annurev-astro-081817-051948.

B. L. Fanaroff and J. M. Riley. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *MNRAS*, 167 :31P–36P, May 1974. doi : 10.1093/mnras/167.1.31P.

A. C. Fabian. Observational Evidence of Active Galactic Nuclei Feedback. *ARA&A*, 50 :455–489, September 2012. doi : 10.1146/annurev-astro-081811-125521.

W. Peter Maksym, Giuseppina Fabbiano, Martin Elvis, et al. CHEERS Results from NGC 3393. II. Investigating the Extended Narrow-line Region Using Deep Chandra Observations and Hubble Space Telescope Narrow-line Imaging. *ApJ*, 844(1) :69, July 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa78a4.

James S. Collinson, Martin J. Ward, Hermine Landt, et al. Reaching the peak of the quasar spectral energy distribution - II. Exploring the accretion disc, dusty torus and host galaxy. *MNRAS*, 465(1) :358–382, February 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2666.

Francesca Panessa, Ranieri Diego Baldi, Ari Laor, et al. The origin of radio emission from radio-quiet active galactic nuclei. *Nature Astronomy*, 3 :387–396, April 2019. doi : 10.1038/s41550-019-0765-4.

J. Bland-Hawthorn, J. F. Gallimore, L. J. Tacconi, et al. The Ringberg Standards for NGC 1068. *Ap&SS*, 248(1-2) :9–19, February 1997. doi : 10.1023/A:1000567831370.

I. S. Glass. Increase in the infrared luminosity of NGC 1068. *MNRAS*, 276(4) : L65–L68, October 1995. doi : 10.1093/mnras/276.1.L65.

F. Macchetto, A. Capetti, W. B. Sparks, D. J. Axon, and A. Boksenberg. HST/FOC imaging of the narrow-line region of NGC 1068. *ApJ*, 435 :L15–L18, November 1994. doi : 10.1086/187583.

Steven B. Kraemer and D. Michael Crenshaw. Resolved Spectroscopy of the Narrow-Line Region in NGC 1068. III. Physical Conditions in the Emission-Line Gas. *ApJ*, 544 :763–779, December 2000. doi : 10.1086/317246.

G. Cecil, M. A. Dopita, B. Groves, et al. Spatial Resolution of High-Velocity Filaments in the Narrow-Line Region of NGC 1068 : Associated Absorbers Caught in Emission ? *ApJ*, 568 :627–638, April 2002. doi : 10.1086/338950.

R. I. Davies, F. Müller Sánchez, R. Genzel, et al. A Close Look at Star Formation around Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 671(2) :1388–1412, December 2007. doi : 10.1086/523032.

Lucimara P. Martins, Rogério Riffel, Alberto Rodríguez- Ardila, Ruth Gruenwald, and Ronaldo de Souza. Nuclear and extended spectra of NGC 1068 - II. Near-infrared stellar population synthesis. *MNRAS*, 406 :2185–2192, August 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16817.x.

J. Exposito, D. Gratadour, Y. Clénet, and D. Rouan. Star formation and jet-induced coronal lines near the core of NGC 1068. High angular resolution near-IR spectroscopy with NaCo. *A&A*, 533 :A63, September 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116943.

R. A. Riffel, T. B. Vale, T. Storchi-Bergmann, and P. J. McGregor. Feeding versus feedback in NGC 1068 probed with Gemini NIFS - I. Excitation. *MNRAS*, 442 : 656–669, July 2014. doi : 10.1093/mnras/stu843.

D. Gratadour, D. Rouan, L. Grosset, A. Boccaletti, and Y. Clénet. Polarimetric imaging of NGC 1068 at high angular resolution in the near infrared. Direct evidence of an extended nuclear torus. *A&A*, 581 :L8, September 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201526554.

V. Das, D. M. Crenshaw, S. B. Kraemer, and 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, August 2006. doi : 10.1086/504899.

A. Poncelet, H. Sol, and G. Perrin. Dynamics of the ionization bicone of NGC 1068 probed in mid-infrared with VISIR. *A&A*, 481(2) :305–317, April 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078515.

Tetsuya Hashimoto, Tohru Nagao, Kenshi Yanagisawa, Kenta Matsuoka, and Nobuo Araki. Spatially Extended [P II] 1.188μm and [Fe II] 1.257μm Emission Lines in a Nearby Seyfert Galaxy NGC 1068 Observed with OAO/ISLE. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 63 :L7, February 2011. doi : 10.1093/pasj/63.1.L7.

M. A. Dopita and R. S. Sutherland. Spectral Signatures of Fast Shocks. I. Low-Density Model Grid. *ApJS*, 102 :161, January 1996. doi : 10.1086/192255.

L.S. Nazarova. An additional source of gas ionization in the enlr of ngc1068. *Vistas in Astronomy*, 40(1) :35 – 38, 1996. ISSN 0083-6656. doi : https://doi.org/10.1016/0083-6656(95)00097-6. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0083665695000976`. Proceedings of the Oxford Torus Workshop.

L. Origlia, A. F. M. Moorwood, and E. Oliva. The 1.5-1.7 mu.m spectrum of cool stars : line identifications, indices for spectral classification and the stellar content of the Seyfert galaxy NGC 1068. *A&A*, 280 :536–550, December 1993.

Thaisa Storchi-Bergmann, Rogemar A. Riffel, Rogério Riffel, et al. Two-dimensional Mapping of Young Stars in the Inner 180 pc of NGC 1068 : Correlation with Molecular Gas Ring and Stellar Kinematics. *ApJ*, 755(2) :87, August 2012. doi : 10.1088/0004-637X/755/2/87.

D. Rouan, L. Grosset, and D. Gratadour. Stellar cusp and warm dust at the heart of NGC 1068. *A&A*, 625 :A100, May 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834502.

D. Gratadour, Y. Clénet, D. Rouan, O. Lai, and T. Forveille. High angular resolution K-band spectroscopy of the nucleus of <ASTROBJ>NGC 1068</ASTROBJ> with PUEO-GRIF (CFHT). *A&A*, 411 :335–342, December 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031376.

D. Gratadour, D. Rouan, L. M. Mugnier, et al. Near-infrared adaptive optics dissection of the core of <ASTROBJ>NGC 1068</ASTROBJ> with NAOS-CONICA. *A&A*, 446 :813–825, February 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20042191.

Jack F. Gallimore, Moshe Elitzur, Roberto Maiolino, et al. HIGH-VELOCITY BIPOLAR MOLECULAR EMISSION FROM AN AGN TORUS. *The Astrophysical Journal*, 829(1) :L7, sep 2016. doi : 10.3847/2041-8205/829/1/l7. URL `https://doi.org/10.3847%2F2041-8205%2F829%2F1%2Fl7`.

S. García-Burillo, F. Combes, C. Ramos Almeida, et al. ALMA RESOLVES THE TORUS OF NGC 1068 : CONTINUUM AND MOLECULAR LINE EMISSION. *The Astrophysical Journal*, 823(1) :L12, may 2016. doi : 10.3847/2041-8205/823/1/l12. URL `https://doi.org/10.3847%2F2041-8205%2F823%2F1%2Fl12`.

Maia Nenkova, Matthew M. Sirocky, Željko Ivezić, and Moshe Elitzur. AGN Dusty Tori. I. Handling of Clumpy Media. *ApJ*, 685(1) :147–159, September 2008c. doi : 10.1086/590482.

Masatoshi Imanishi, Kouichiro Nakanishi, Takuma Izumi, and Keiichi Wada. ALMA reveals an inhomogeneous compact rotating dense molecular torus at the NGC 1068 nucleus. *The Astrophysical Journal*, 853(2) :L25, jan 2018. doi : 10.3847/2041-8213/aaa8df. URL `https://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Faaa8df`.

C. M. Violette Impellizzeri, Jack F. Gallimore, Stefi A. Baum, et al. Counter-rotation and high-velocity outflow in the parsec-scale molecular torus of NGC 1068. *The Astrophysical Journal*, 884(2) :L28, oct 2019. doi : 10.3847/2041-8213/ab3c64. URL `https://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Fab3c64`.

L. J. Greenhill and C. R. Gwinn. VLBI Imaging of Water Maser Emission from a Nuclear Disk in NGC 1068. *Ap&SS*, 248(1-2) :261–267, February 1997. doi : 10.1023/A:1000554317683.

Jack F. Gallimore, Stefi A. Baum, and Christopher P. O'Dea. The Parsec-Scale Radio Structure of NGC 1068 and the Nature of the Nuclear Radio Source. *ApJ*, 613(2) : 794–810, October 2004. doi : 10.1086/423167.

W. Jaffe, K. Meisenheimer, H. J. A. Röttgering, et al. The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068. *Nature*, 429 :47–49, May 2004. doi : 10.1038/nature02531.

G. Weigelt, M. Wittkowski, Y. Y. Balega, et al. Diffraction-limited bispectrum speckle interferometry of the nuclear region of the Seyfert galaxy <ASTROBJ>NGC 1068</ASTROBJ> in the H and K' bands. *A&A*, 425 :77–87, October 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040362.

A. Poncelet, G. Perrin, and H. Sol. A new analysis of the nucleus of NGC 1068 with MIDI observations. *A&A*, 450 :483–494, May 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053608.

David Raban, Walter Jaffe, Huub Röttgering, Klaus Meisenheimer, and Konrad R. W. Tristram. Resolving the obscuring torus in NGC 1068 with the power of infrared interferometry : revealing the inner funnel of dust. *MNRAS*, 394(3) :1325–1337, April 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14439.x.

L. Burtscher, K. Meisenheimer, K. R. W. Tristram, et al. A diversity of dusty AGN tori. Data release for the VLTI/MIDI AGN Large Program and first results for 23 galaxies. *A&A*, 558 :A149, October 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321890.

N. López-Gonzaga, W. Jaffe, L. Burtscher, K. R. W. Tristram, and K. Meisenheimer. Revealing the large nuclear dust structures in NGC 1068 with MIDI/VLTI. *A&A*, 565 :A71, May 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201323002.

J. F. Gallimore, S. A. Baum, C. P. O'Dea, E. Brinks, and A. Pedlar. H 2O and OH Masers as Probes of the Obscuring Torus in NGC 1068. *ApJ*, 462 :740, May 1996. doi : 10.1086/177187.

J. F. Gallimore, C. Henkel, S. A. Baum, et al. The Nature of the Nuclear H_2O Masers of NGC 1068 : Reverberation and Evidence for a Rotating Disk Geometry. *ApJ*, 556(2) :694–715, August 2001. doi : 10.1086/321616.

L. J. Greenhill, C. R. Gwinn, R. Antonucci, and R. Barvainis. VLBI Imaging of Water Maser Emission from the Nuclear Torus of NGC 1068. *ApJ*, 472 :L21, November 1996. doi : 10.1086/310346.

J. L. Beuzit, A. Vigan, D. Mouillet, et al. SPHERE : the exoplanet imager for the Very Large Telescope. *A&A*, 631 :A155, November 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935251.

H. M. Schmid, A. Bazzon, R. Roelfsema, et al. SPHERE/ZIMPOL high resolution polarimetric imager. I. System overview, PSF parameters, coronagraphy, and polarimetry. *A&A*, 619 :A9, November 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201833620.

R. U. Claudi, M. Turatto, R. G. Gratton, et al. SPHERE IFS : the spectro differential imager of the VLT for exoplanets search. In *Proc. SPIE*, volume 7014 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 70143E, July 2008. doi : 10.1117/12.788366.

Kjetil Dohlen, Maud Langlois, Michel Saisse, et al. The infra-red dual imaging and spectrograph for SPHERE : design and performance. In *Proc. SPIE*, volume 7014 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 70143L, July 2008. doi : 10.1117/12.789786.

T. Fusco, G. Rousset, J. F. Sauvage, et al. High-order adaptive optics requirements for direct detection of extrasolar planets : Application to the SPHERE instrument. *Optics Express*, 14(17) :7515, January 2006. doi : 10.1364/OE.14.007515.

Sebastien Vievard. *Développement et validation d'un analyseur de surface d'onde en plan focal pour instruments multi-pupilles.* PhD thesis, 09 2017.

Laurent Lessard. *Tractability of Complex Control Systems.* PhD thesis, 08 2011.

R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, et al. *2MASS All Sky Catalog of point sources.* 2003.

Jeremy Bailey, Andrew Simpson, and David Crisp. Correcting infrared spectra for atmospheric transmission. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119(852) :228–236, feb 2007. doi : 10.1086/512824. URL `https://doi.org/10.1086%2F512824`.

A. J. Pickles. A Stellar Spectral Flux Library : 1150-25000 Å. *PASP*, 110(749) : 863–878, July 1998. doi : 10.1086/316197.

Ralf Kotulla, Uta Fritze, Peter Weilbacher, and Peter Anders. GALEV evolutionary synthesis models - I. Code, input physics and web interface. *MNRAS*, 396(1) : 462–484, June 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14717.x.

R. Riffel, A. Rodríguez-Ardila, and M. G. Pastoriza. A 0.8-2.4 μm spectral atlas of active galactic nuclei. *A&A*, 457 :61–70, October 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065291.

R. Cid Fernandes, A. Mateus, L. Sodré, G. Stasinska, and J. M. Gomes. STARLIGHT : Spectral Synthesis Code, August 2011.

R. C. Hickox and D. M. Alexander. Obscured Active Galactic Nuclei. *ARA&A*, 56 : 625–671, September 2018. doi : 10.1146/annurev-astro-081817-051803.

Rivay Mor and Hagai Netzer. Hot graphite dust and the infrared spectral energy distribution of active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420(1) :526–541, 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20060.x. URL `http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20060.x`.

D. Gratadour, Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., and Clénet, Y. Four quadrant phase mask k-band coronagraphy of ngc 1068 with naos-conica at vlt. *A&A*, 429 (2) :433–437, 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20041820. URL `https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041820`.

D. Michael Crenshaw and Steven B. Kraemer. Resolved Spectroscopy of the Narrow-Line Region in NGC 1068 : Kinematics of the Ionized Gas. *ApJ*, 532(2) :L101–L104, April 2000. doi : 10.1086/312581.

R. Cid Fernandes, Q. Gu, J. Melnick, et al. The star formation history of Seyfert 2 nuclei. *MNRAS*, 355(1) :273–296, November 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08321.x.

S. García-Burillo, F. Combes, A. Usero, et al. Molecular line emission in NGC 1068 imaged with ALMA. I. An AGN-driven outflow in the dense molecular gas. *A&A*, 567 :A125, July 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423843.

S. García-Burillo, F. Combes, C. Ramos Almeida, et al. ALMA images the many faces of the <ASTROBJ>NGC 1068</ASTROBJ> torus and its surroundings. *A&A*, 632 :A61, December 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201936606.

E. Oliva, A. Marconi, R. Maiolino, et al. 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, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010214.

D. E. Osterbrock. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. 1989.

S. F. Hönig, M. A. Prieto, and T. Beckert. High-spatial resolution SED of NGC 1068 from near-IR to radio. Disentangling the thermal and non-thermal contributions. *A&A*, 485(1) :33–39, July 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809606.

Gravity Collaboration, O. Pfuhl, R. Davies, et al. An image of the dust sublimation region in the nucleus of NGC 1068. *A&A*, 634 :A1, February 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201936255.

I. Tallon-Bosc, M. Tallon, E. Thiébaut, et al. LITpro : a model fitting software for optical interferometry. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2008. doi : 10.1117/12.788871.

Éric Thiébaut and John Young. Principles of image reconstruction in optical interferometry : tutorial. *J. Opt. Soc. Am. A*, 34(6) :904–923, Jun 2017. doi : 10.1364/JOSAA.34.000904. URL `http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-34-6-904`.

E. Thiébaut, P. J. V. Garcia, and R. Foy. Imaging with Amber/VLTI : the case of microjets. *Ap&SS*, 286(1) :171–176, January 2003. doi : 10.1023/A:1026111623615.

John Young, Éric Thiébaut, Gilles Duvert, et al. User-friendly imaging algorithms for interferometry. In Fabien Malbet, Michelle J. Creech-Eakman, and Peter G. Tuthill, editors, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, volume 9907, pages 853 – 858. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016. doi : 10.1117/12.2233381. URL `https://doi.org/10.1117/12.2233381`.

L. Grosset, D. Rouan, D. Gratadour, et al. Exploring the inner parsecs of active galactic nuclei using near-infrared high resolution polarimetric simulations with MontAGN. *A&A*, 612 :A69, April 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201731438.

Lucas Grosset. *Extragalactic observations with Adaptive Optics : Polarisation in Active galactic Nuclei and Study of Super Stellar Clusters.* PhD thesis, LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research university, January 2019.

Richard Barvainis. Hot Dust and the Near-Infrared Bump in the Continuum Spectra of Quasars and Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 320 :537, September 1987. doi : 10.1086/165571.

Alexei Baskin and Ari Laor. Dust inflated accretion disc as the origin of the broad line region in active galactic nuclei. *MNRAS*, 474(2) :1970–1994, February 2018. doi : 10.1093/mnras/stx2850.

J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck. The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217 :425–433, October 1977. doi : 10.1086/155591.

S. F. Hönig and M. Kishimoto. The dusty heart of nearby active galaxies. II. From clumpy torus models to physical properties of dust around AGN. *A&A*, 523 :A27, November 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912676.

S. F. Hönig, T. Beckert, K. Ohnaka, and G. Weigelt. Radiative transfer modeling of three-dimensional clumpy AGN tori and its application to NGC 1068. *A&A*, 452 (2) :459–471, June 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054622.

Jason A. Cardelli, Geoffrey C. Clayton, and John S. Mathis. The Relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet Extinction. *ApJ*, 345 :245, October 1989. doi : 10.1086/167900.

Chris Nixon and Andrew King. DO JETS PRECESS... OR EVEN MOVE AT ALL ? *The Astrophysical Journal*, 765(1) :L7, feb 2013. doi : 10.1088/2041-8205/765/1/l7. URL https://doi.org/10.1088%2F2041-8205%2F765%2F1%2Fl7.

N. López-Gonzaga, W. Jaffe, L. Burtscher, K. R. W. Tristram, and K. Meisenheimer. Revealing the large nuclear dust structures in NGC 1068 with MIDI/VLTI. *A&A*, 565 :A71, May 2014b. doi : 10.1051/0004-6361/201323002.

M. A. Abramowicz, M. Calvani, and L. Nobili. Runaway instability in accretion disks orbiting black holes. *Nature*, 302(5909) :597–599, April 1983. doi : 10.1038/302597a0.

Marek A. Abramowicz, Vladimir Karas, and Antonio Lanza. On the runaway instability of relativistic tori. *A&A*, 331 :1143–1146, March 1998.

G. Lodato and G. Bertin. Non-Keplerian rotation in the nucleus of <ASTROBJ>NGC 1068</ASTROBJ> : Evidence for a massive accretion disk ? *A&A*, 398 :517–524, February 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021672.

O. Korobkin, E. Abdikamalov, N. Stergioulas, et al. The runaway instability in general relativistic accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431(1) :349–354, 02 2013. ISSN 0035-8711. doi : 10.1093/mnras/stt166. URL https://doi.org/10.1093/mnras/stt166.

J. C. B. Papaloizou and J. E. Pringle. The dynamical stability of differentially rotating discs with constant specific angular momentum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 208(4) :721–750, 06 1984. ISSN 0035-8711. doi : 10.1093/mnras/208.4.721. URL https://doi.org/10.1093/mnras/208.4.721.

M. Bugli, J. Guilet, E. Müller, et al. Papaloizou-Pringle instability suppression by the magnetorotational instability in relativistic accretion discs. *MNRAS*, 475(1) : 108–120, March 2018. doi : 10.1093/mnras/stx3158.

L. J. Greenhill, R. S. Booth, S. P. Ellingsen, et al. A Warped Accretion Disk and Wide-Angle Outflow in the Inner Parsec of the Circinus Galaxy. *ApJ*, 590(1) : 162–173, June 2003. doi : 10.1086/374862.

Jian-Min Wang, Yu-Yang Songsheng, Yan-Rong Li, Pu Du, and Zhe Yu. Dynamical evidence from the sub-parsec counter-rotating disc for a close binary of supermassive black holes in NGC 1068. *MNRAS*, 497(1) :1020–1028, July 2020. doi : 10.1093/mnras/staa1985.

R. H. Sanders. Recurrent Seyfert activity in spiral galaxy nuclei. *Nature*, 294(5840) : 427–429, December 1981. doi : 10.1038/294427a0.

F. Müller Sánchez, R. I. Davies, R. Genzel, et al. MOLECULAR GAS STREAMERS FEEDING AND OBSCURING THE ACTIVE NUCLEUS OF NGC 1068. *The Astrophysical Journal*, 691(1) :749–759, jan 2009. doi : 10.1088/0004-637x/691/1/749. URL `https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F691%2F1%2F749`.

Franck Le Petit, Cyrine Nehmé, Jacques Le Bourlot, and Evelyne Roueff. A Model for Atomic and Molecular Interstellar Gas : The Meudon PDR Code. *ApJS*, 164 (2) :506–529, June 2006. doi : 10.1086/503252.

F. Le Petit, B. Barzel, O. Biham, E. Roueff, and J. Le Bourlot. Incorporation of stochastic chemistry on dust grains in the Meudon PDR code using moment equations. I. Application to the formation of H{2} and HD. *A&A*, 505(3) :1153–1165, October 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200912269.

Christopher C. Packham, David J. Axon, James H. Hough, et al. Mid-IR polarimetry : new vistas for SOFIA. In *Infrared Spaceborne Remote Sensing and Instrumentation XV*, volume 6678 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 66780F, September 2007. doi : 10.1117/12.734420.

Marine Martin-Lagarde, Pierre-Olivier Lagage, René Gastaud, et al. Creating realistic synthetic observations of transiting exoplanets with JWST introducing instrumental systematics. In *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, volume 51 of *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, page 330.13, August 2019.

Annexe A

Annexes Chapitre 3

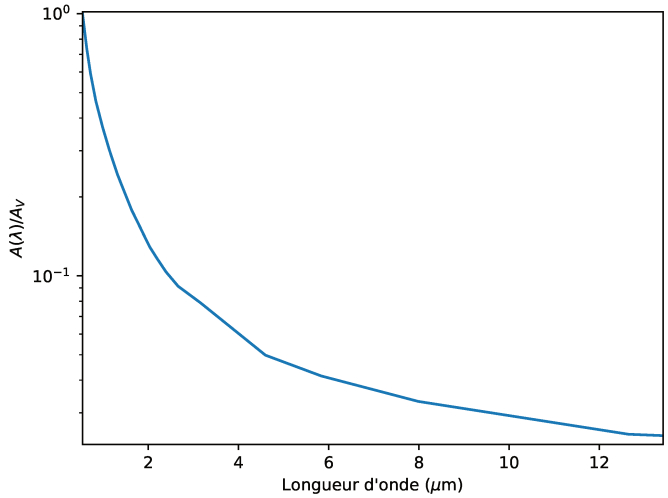


FIGURE A.1 – Courbe d'extinction utilisée en avant plan du modèle GRAVITY, exprimée en fonction de la longueur d'onde et normalisée à sa valeur dans la bande V.

A.1 Limite de Roche et région interne du tore de poussière

La limite de Roche est la distance minimale à laquelle une satellite peut approcher le corps autour duquel il orbite sans que les forces de marées ne surpassent sa force de cohésion gravitationnelle. Passée cette limite, le satellite se désintègre, et la différence de vitesse orbitale entre les particules les plus proches et les plus éloignées de la masse centrale lui fait progressivement prendre une forme d'anneau.

Cette distance est fonction de la masse du corps central et de la densité du satellite.

Deux cas sont généralement considérés, le cas rigide et le cas fluide, qui ne diffèrent que d'une constante de proportionnalité. Pour l'étude d'un nuage de gaz au centre d'un NAG, c'est le cas fluide qui est à considérer :

$$d \approx 2{,}455 \sqrt[3]{\frac{M_P}{\rho_s}}$$

avec d la distance de Roche, M_P la masse du corps primaire et ρ_s la masse volumique du satellite fluide.

Pour NGC 1068, la masse centrale est estimée à $\sim 1{,}6 \times 10^6\ M_\odot$, soit $\sim 3{,}2 \times 10^{37}\ kg$. Afin de survivre à la distance de 0,25 pc, le nuage devrait donc avoir une masse volumique $\rho_{cloud} \sim 2{,}23 \times 10^{-10}\ kg.m^{-3}$.

Les nuages moléculaires géants (GMC), dans lesquels a lieu la formation stellaire, fournissent de bons ordres grandeurs des densités observées dans le milieu interstellaire. Quand la densité moyenne dans le voisinage solaire est d'environ une particule par centimètre cube, la densité moyenne d'un GMC peut atteindre 10^3 particules par centimètre cube, et leurs cœurs moléculaires denses, qui donnent naissance aux étoiles, peuvent atteindre des densités supérieures, jusqu'à $10^6\ cm^{-3}$. En supposant que toute la masse est contenue dans des particules de H_2, je présente une comparaison de ces densités avec la masse volumique critique déduite précédemment dans la figure A.2. En supposant un ratio de 100 entre la masse de la poussière et la masse d'hydrogène, j'inclus également dans la figure la masse volumique du meilleur modèle MontAGN 3 (avec 10 $grains.cm^{-3}$, qui correspond à $3{,}2 \times 10^{-19}\ kg.m^{-3}$ de poussière, et donc $\sim 3{,}2 \times 10^{-17}\ kg.m{-}3$ de gaz).

Comme nous pouvons le voir, même pour les nuages moléculaires les plus denses connus, qui sont probablement très similaires aux derniers nuages à subsister autour du noyau, la limite de Roche se situe à une dizaine de parsec, et des densités 10^5 fois plus importantes seraient nécessaires pour subsister à 0,25 pc du noyau.

A.2 Modèles MontAGN

La figure A.3 montre des coupes dans le cube autour de la meilleure solution pour le modèle MontAGN 1, la figure A.4 pour le modèle Montagn 2 et les figures A.5 et A.6 pour le modèle MontAGN 3.

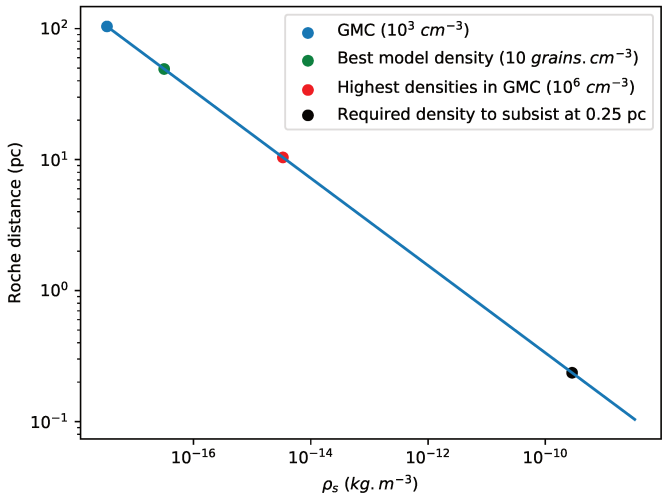


FIGURE A.2 – Distance de Roche autour de la masse centrale de NGC 1068 en fonction de la densité du satellite. Les densités représentatives du milieu interstellaire dense sont données à titre d'exemple, tout comme la densité du meilleur modèle MontAGN.

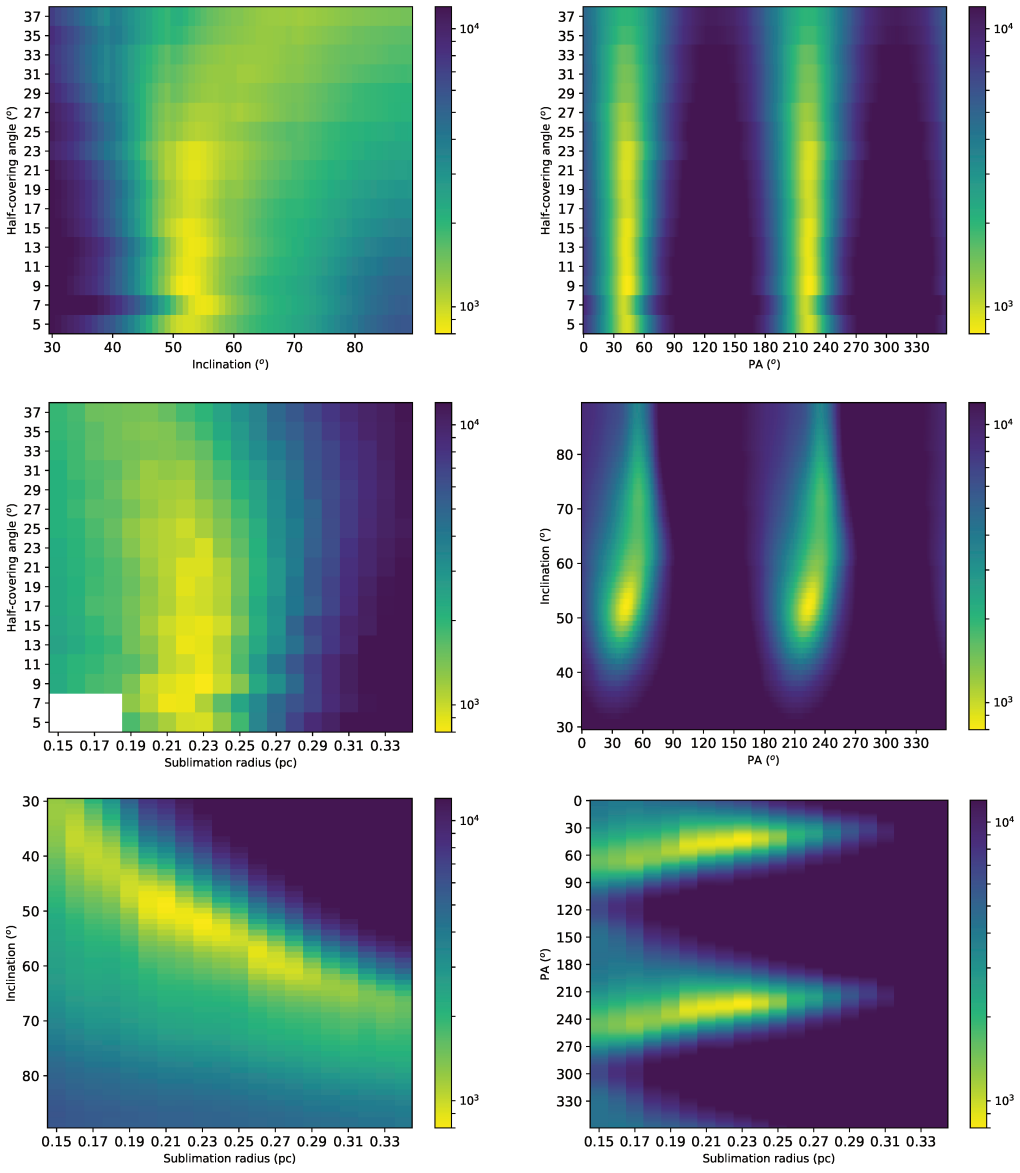


FIGURE A.3 – Coupes autour de la meilleure solution dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 1 décrit dans le chapitre 3.

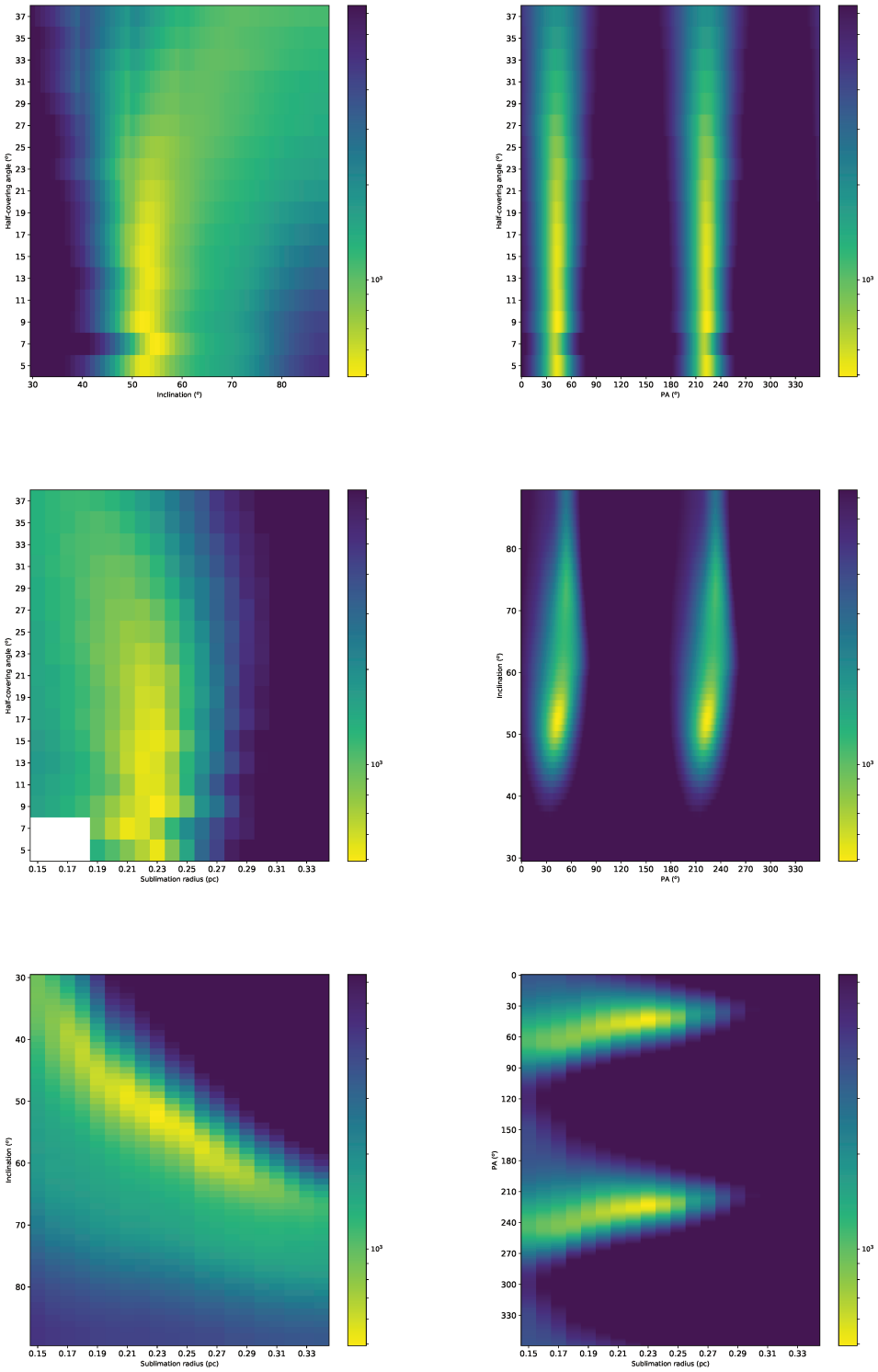


FIGURE A.4 – Coupes autour de la meilleure solution dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 2 décrit dans le chapitre 3.

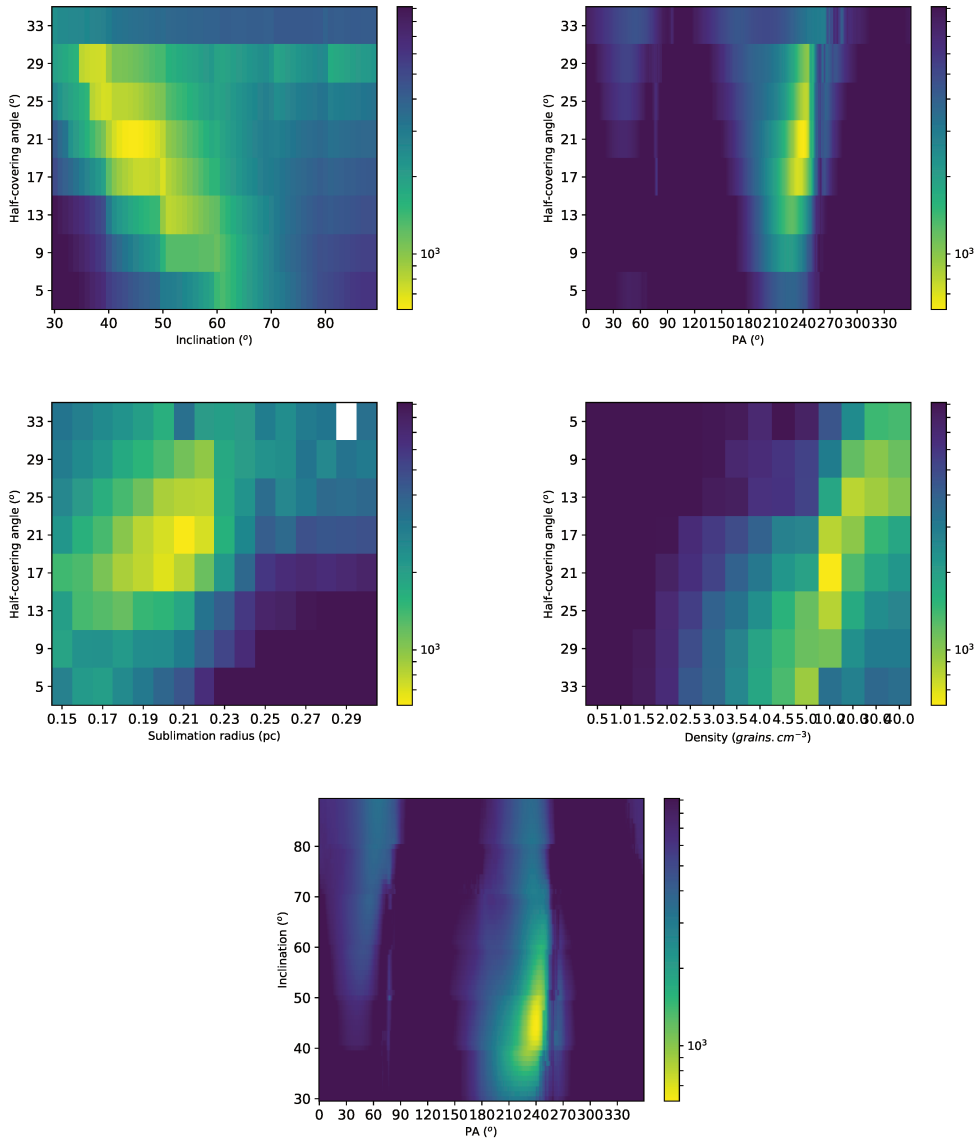


FIGURE A.5 – Coupes autour de la meilleure solution dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 3 décrit dans le chapitre 3. Attention, la densité de poussière n'est pas échantillonnée linéairement.

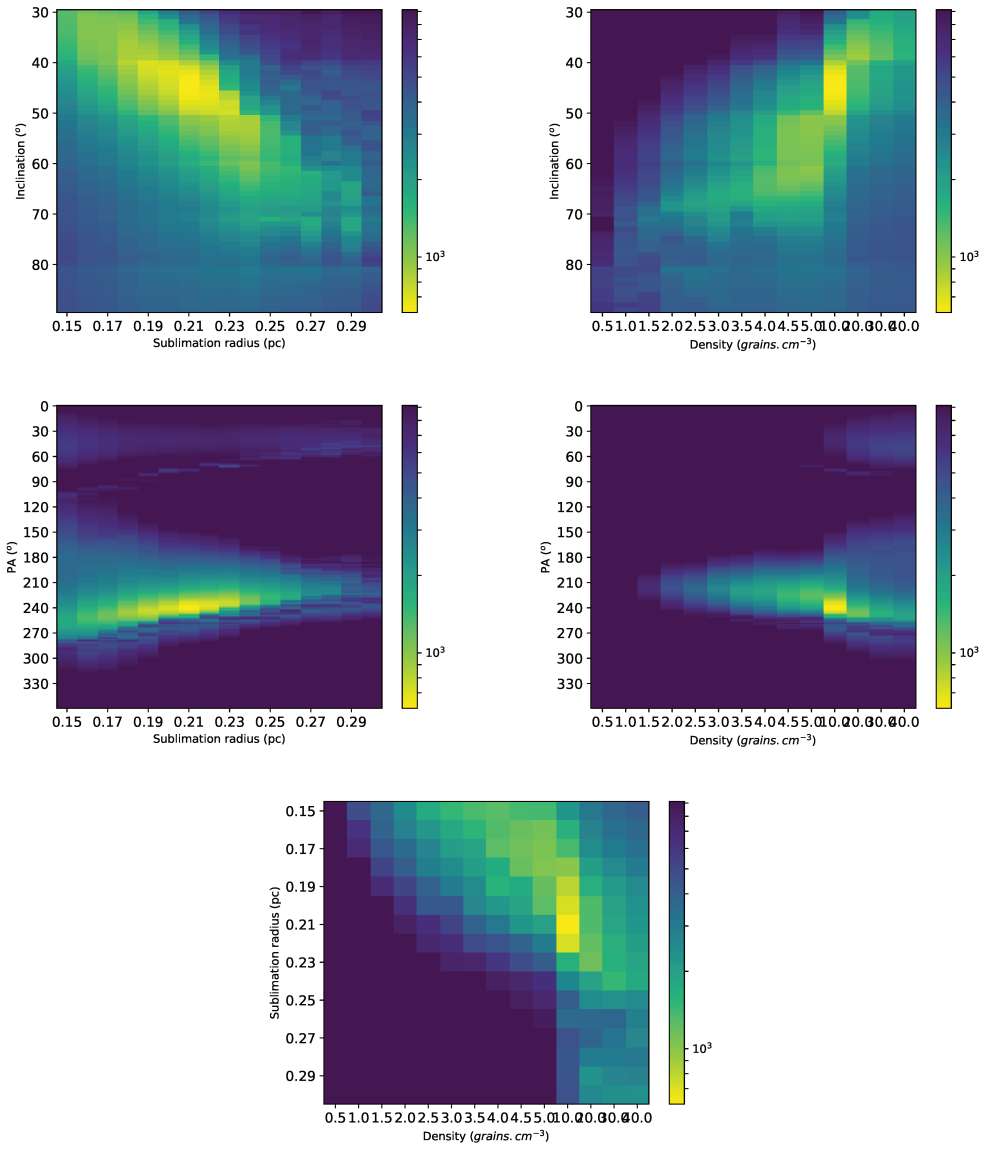


FIGURE A.6 – Coupes autour de la meilleure solution dans le cube de χ^2 obtenu avec le modèle MontAGN 3 décrit dans le chapitre 3. Attention, la densité de poussière n'est pas échantillonnée linéairement.

Annexe B

Propositions d'observations SPHERE et JWST

Je crois que, dans tout, il faut savoir oser, essayer d'aller toujours plus loin.

Henri Salvador

En parallèle des études présentées dans les chapitres précédents, j'ai travaillé à la préparation de nouvelles observations du noyau de NGC 1068 avec SPHERE et le futur télescope spatial JWST. Ces propositions d'observations visent à compléter le paysage observationnel de NGC 1068, en particulier pour l'étude du tore étendue, de la *NLR*, et de la formation stellaire. Je détaille dans les deux sections à venir les objectifs observationnels et les méthodes proposées pour y répondre. Pour la proposition d'observation SPHERE, qui a été acceptée et réalisée, une première étude préliminaire des résultats est présentée.

B.1 Demande de temps d'observation supplémentaire avec SPHERE et résultats préliminaires

B.1.1 Demande de temps d'observation

L'étude décrite dans le chapitre 1 a permis de montrer que le mode LSS de l'instrument SPHERE présente un intérêt certain pour l'étude des noyaux actifs. Le domaine spectral, en particulier, permet d'observer simultanément au moins trois des composants critiques d'un noyau actif : le tore de poussière, la population stellaire, et le gaz ionisé. Malheureusement, les mauvaises conditions atmosphériques lors de l'observation ont mené à un mauvais fonctionnement du système d'optique adaptative et à une résolution angulaire très en deçà des meilleures performances de SPHERE. Convaincu de l'intérêt d'une telle observation, et ayant développé des compétences sur le traitement des données SPHERE, j'ai pris la décision de préparer une demande de temps d'observation supplémentaire à l'ESO. L'objectif est d'observer à nouveau le cœur de NGC 1068 avec le mode spectroscopique de SPHERE, en se basant sur l'analyse précédente pour construire le programme d'observation.

Deux demandes de temps d'observation similaires ont été soumises aux cycles P103 et P104 de l'ESO. La première n'ayant pas été acceptée tandis que la seconde si, je me concentrerais sur la description de cette dernière.

Objectifs observationnels Les objectifs décrits ci-après partent du principe que l'optique adaptative permettra d'atteindre une résolution angulaire proche de la limite de diffraction du télescope, jusqu'à 26 mas à $1\mu m$. Si tel est le cas, cette nouvelle observation fournira un spectre du noyau de NGC 1068 avec une résolution angulaire sans précédent dans l'infrarouge, a fortiori dans les bande Y et J, relativement peu étudiées. J'estime que l'application sur ce nouveau spectre des méthodes décrites dans le chapitre 2 apporterait des informations supplémentaires précieuses pour décrire l'environnement du cœur.

L'étude du continuum d'émission dans la région centrale notamment pourrait bénéficier de cette amélioration de la résolution angulaire. Bien que la majorité du tore

de poussière reste non résolue même avec une résolution angulaire optimale (Rouan et al., 2019), il n'est pas exclu qu'une contribution étendue puisse être détectée. En effet, comme démontré avec des observations polarimétriques réalisées avec SPHERE dans les bandes H et K (Gratadour et al., 2015), une signature du tore étendu de dimensions 7×15 *pc* (0,21 × 0,39") est présent autour du noyau. Rouan et al. (2019) décrivent une composante étendue en H, associée à de l'émission stellaire. La spectroscopie pourrait permettre de distinguer une faible contribution du tore étendu dans sa direction équatoriale. Également, comme visible dans la figure 2.27a et comme discuté dans la sous-section 2.4.3, la contribution de la lumière diffusée au continuum d'émission, qui est à première vue maximale dans la région centrale, semble en fait atteindre un maximum local juste de chaque coté du tore de poussière. Néanmoins, la résolution angulaire obtenue est trop basse pour conclure de manière certaine sur cette observation. Enfin, cette haute résolution angulaire donnerait de meilleures mesures de l'astrométrie relative des différentes structures observées, en particulier entre l'amas stellaire, le coeur de poussière et la région de gaz ionisé.

C'est justement pour l'étude des raies d'émission et de leur milieu émetteur que le gain en résolution angulaire devrait fournir les résultats les plus intéressants. En particulier, comme notamment mis en évidence dans Das et al. (2006) ou Exposito et al. (2011), aux plus petites échelles spatiales le gaz ionisé est vraisemblablement présent en partie sous la forme de nuages individuels, et non sous la forme d'un milieu totalement continu. Une meilleure résolution angulaire pourrait permettre d'isoler le spectre d'un ou plusieurs de ces nuages. Également, la mesure du décalage Doppler sur les raies d'émission a mis en évidence un vent radial avec une échelle spatiale caractéristique de l'ordre de la seconde d'angle. Néanmoins, comme visible sur la figure 2.32a qui montre le décalage Doppler de la raie avec le meilleur rapport signal sur bruit (He I), des variations rapides de la vitesse mesurée se produisent dans la région la plus centrale. À peine détectées avec une résolution angulaire de 0,3", ces variations pourraient être nettement mieux caractérisées avec une résolution angulaire dix fois supérieure. Leur étude pourrait mettre en évidence l'interaction du vent avec la matière environnante, ou bien les dynamiques différentes de plusieurs nuages spatialement résolus.

Programme observationnel proposé Afin de remplir les objectifs proposés dans le paragraphe précédent, je propose un programme constitué de plusieurs observations spectroscopiques du cœur de NGC 1068, à deux résolutions spectrales différentes, avec plusieurs orientations et positions pour la fente. Celles-ci sont présentées dans la figure B.1, où les images des fentes sur le ciel sont superposées à des images du noyau de NGC 1068 dans l'infrarouge. Les fentes appelées 1 et 2 croisent le photocentre et sont alignées avec respectivement l'axe polaire du tore étendu et la direction perpendicu-

laire à celui-ci. La fente 3 est positionnée exactement comme celle de l'observation analysée dans le chapitre 2 : elle croise le photocentre et fait un angle de 12^o avec la direction nord-sud. Enfin, la fente 4 ne croise pas le photocentre, mais les nodules observés légèrement au nord de celui-ci.

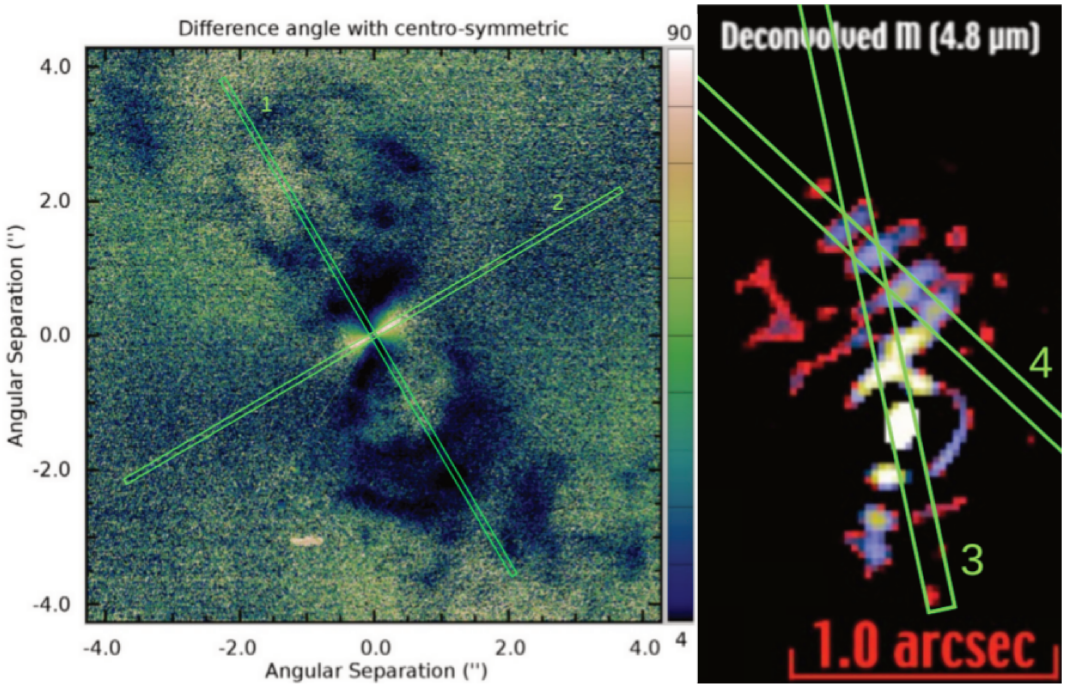


FIGURE B.1 – Différentes positions de la fente pour la programme proposé. La figure de gauche montre les positions 1 et 2 superposées à l'image présentée dans Gratadour et al. (2015). La figure de droite montre les positions 3 et 4 superposées à l'image déconvoluée du coeur de NGC 1068 dans la bande M présentée dans Gratadour et al. (2006).

Les fentes 1 et 2 sondent les deux directions privilégiées du noyau actif : les directions équatoriales et polaires. Elles serviront à caractériser le profil 2D de l'amas stellaire, et éventuellement du tore étendue. C'est pourquoi, en plus du mode MRS (Medium Resolution Spectroscopy, $0{,}95 - 1{,}65\ \mu m$, $R \sim 350$), le mode LRS (Low Resolution Spectroscopy, $0{,}95 - 2{,}32\ \mu m$, $R \sim 350$) sera utilisé. Pour l'étude du continuum d'émission, la résolution spectrale de MRS n'est pas nécessaire, et le domaine spectral plus large offert par LRS (qui comprend la bande Ks) permettra de mieux caractériser les composantes tièdes (tore et étoiles froides). Le mode MRS servira principalement à l'étude du décalage Doppler des raies d'émission. Les positions de fente 3 et 4 quant à elles serviront principalement à étudier les nodules, petites structures dans la périphérie du tore détectées dans les bandes K et M, et associées à l'émission de raies d'émission coronales (Exposito et al., 2011). L'un des objectifs est donc de parvenir à isoler le spectre de ces nodules. La redondance de la position de la fente 3

entre les deux observations facilitera les comparaisons entre elles.

En plus de NGC 1068, des observations dans les deux modes (LRS et MRS) de l'étoile de calibration BD-00413 et d'une région du ciel vide de tout objet astronomique seront réalisées afin d'étalonner les mesures.

Déroulement de l'observation La demande de temps d'observation a été acceptée pour la période P104 dans le cadre du GTO du consortium SPHERE. L'observation a été réalisée en mode visiteur dans la seconde moitié de la nuit du 29 au 30 octobre 2019. Malheureusement, les conditions atmosphériques se sont à nouveau rapidement détériorées. Comme nous pouvons le voir sur la figure B.2, qui montre l'évolution du *seeing* au cours de la nuit, l'observation qui a débuté à 05 :00 UTC a rapidement été perturbée par de la turbulence atmosphérique, avec un *seeing* dépassant largement 1" la majeure partie du temps d'observation.

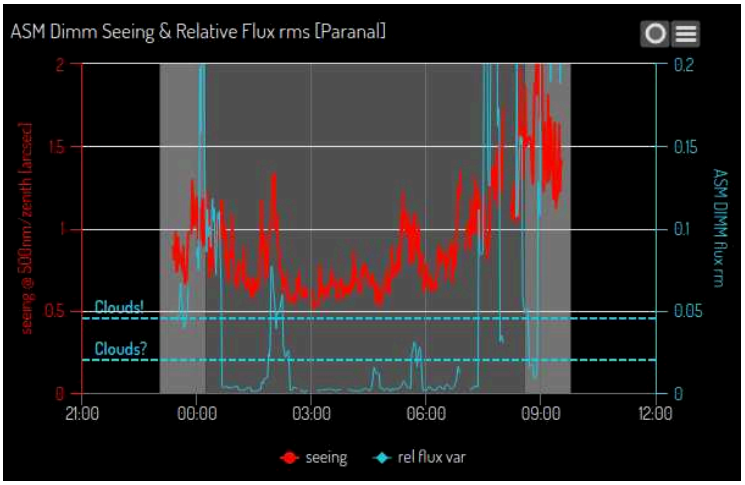


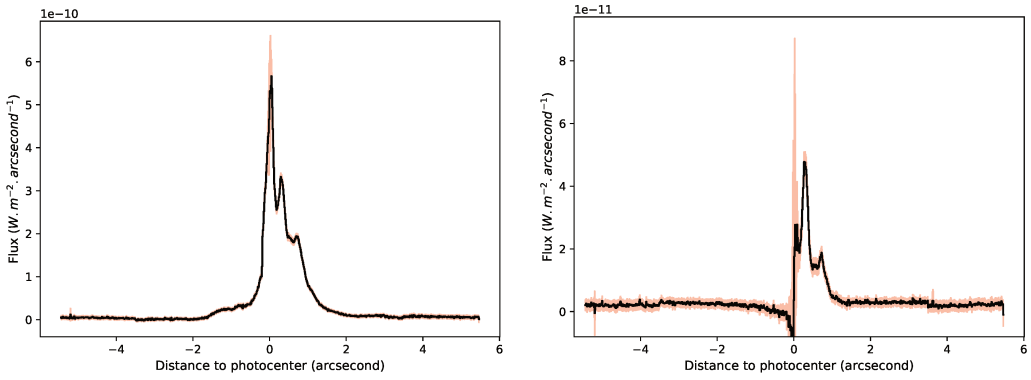
FIGURE B.2 – Évolution du *seeing* (courbe rouge) sur le site de Paranal au cours la nuit du 29 au 30 octobre 2019. L'observation a eu lieu en deuxième moitié de nuit, à partir de 05 :00 UTC.

L'importance des perturbations atmosphériques a donc à nouveau empêché l'instrument d'atteindre la limite de diffraction du télescope. Néanmoins, la fente 3 a pu être observée dans le mode MRS avec un fonctionnement partiel de l'optique adaptative qui a mené à une résolution angulaire de 0,1", trois fois meilleure que celle de la précédente observation donc.

B.1.2 Résultats préliminaires

Une première analyse des données ne montre pas de réelle amélioration pour l'étude du continuum d'émission. En revanche, ce gain en résolution angulaire permet d'approfondir l'étude des raies d'émission. J'évoque dans cette sous-section deux

résultats préliminaires de cette analyse des raies d'émission, qui portent sur le profil spatial d'émission et sur le décalage Doppler observé.



(a) (b)

FIGURE B.3 – Profils spatiaux avec une résolution de 0,1" de deux raies d'émission caractéristiques : (a) He I (c) [Si X]

La figure B.3a montre donc le nouveau profil spatial de la raie He I, à comparer avec la figure 2.31a pour la précédente observation. Nous pouvons remarquer que le maximum d'émission se situe toujours au niveau du photocentre, mais le gain en résolution angulaire permet de mettre en évidence deux maximums locaux dans la périphérie nord du noyau, à 0,35" et 0,75", le premier présentant un flux plus important. Le spectre présenté dans la figure B.4 montre les raies d'émission détectées à la position (+0,3" nord). Nous pouvons voir que cette région est responsable de l'émission de beaucoup de raies d'émission. Plus encore, comme visible dans la figure B.3b, la raie coronale [Si X] à 1430 nm n'est détectée qu'à ces deux positions. Nous pouvons donc les associer aux nodules responsables de l'émission de raies coronales analysés dans la bande K par Exposito et al. (2011). Le rapport entre les flux de He I et de [Si X] varie donc grandement d'une position à l'autre le long de la fente, mettant en évidence des conditions différentes entre les deux régions, et possiblement des mécanismes d'ionisation distincts. Une analyse plus en profondeur de ces raies d'émission est à réaliser afin de contraindre ces propriétés.

L'amélioration de la résolution angulaire permet également de sonder plus en détail la cinématique du milieu ionisé. La figure B.5 montre le décalage Doppler mesuré sur la raie de He I à différentes positions de la fente, à comparer avec la figure 2.32a pour l'observation précédente. Comme nous pouvons le voir, des variations importantes sont observées sur des échelles spatiales relativement petites, et le schéma simple d'un *outflow* uniformément accéléré jusqu'à la rencontre avec le milieu interstellaire qui avait été déduit ne permet plus de rendre compte du décalage observé. En particulier, la région la plus centrale semble être affectée d'un décalage vers le

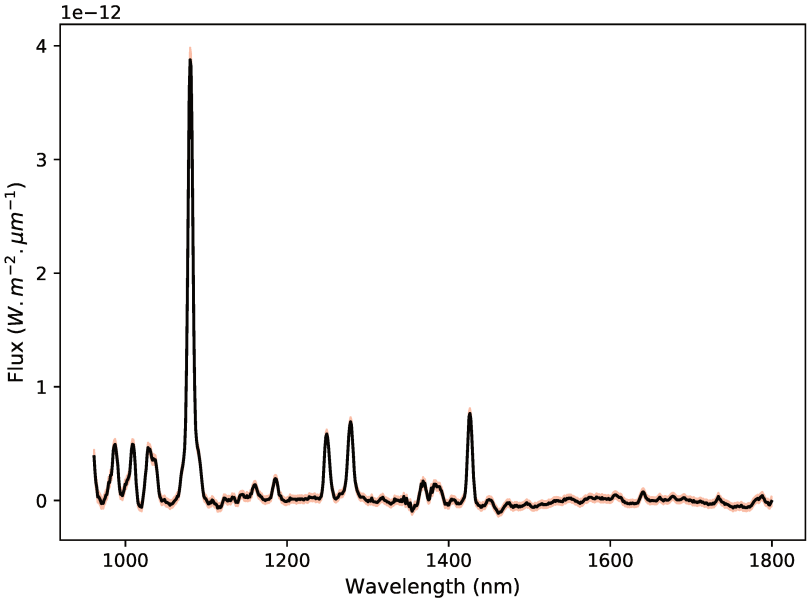


FIGURE B.4 – Spectre en raies d'émission du nodule observé à 0,3" au Nord du photocentre

rouge important par rapport au gaz immédiatement environnant, qui n'était pas mesuré jusqu'ici. Également, les petites variations rapides observées dans la région nord sont confirmées par cette nouvelle observation. Puisque leur localisation coïncide avec celle du maximum d'émission de [Si X] il est vraisemblable qu'une cause commune soit à l'origine des deux observations, vraisemblablement l'interaction d'un nuage dense avec l'*outflow* ou avec le jet radio.

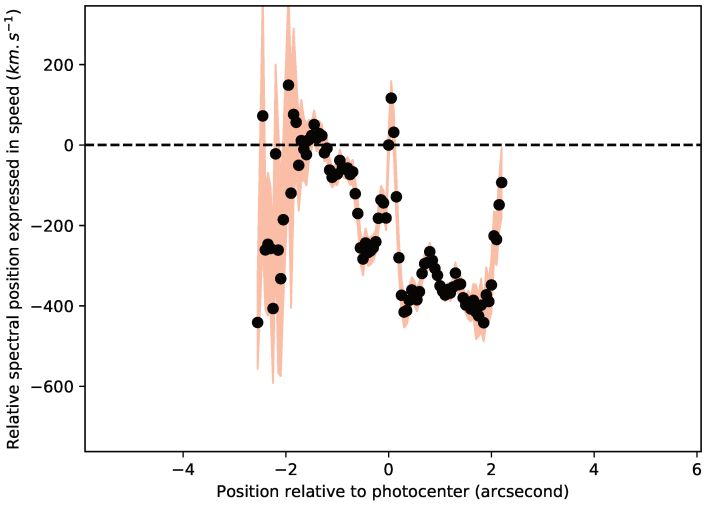


FIGURE B.5 – Décalage Doppler de la raie He I

Cette première analyse promet des résultats intéressants. En particulier, la capacité nouvelle d'isoler les spectres de deux nodules (qui semblent être responsables d'une part significative de l'émission de raies) devrait permettre de contraindre les mécanismes d'ionisation et les conditions du milieu émetteur. Les variations du décalage Doppler de la raie He I, plus complexes que ce qui était prévu, devront être comparées à différents modèles d'*outflow*.

B.2 Préparation d'une demande d'observation avec l'instrument MIRI du JWST

J'ai eu l'opportunité de rejoindre un groupe de travail au sein du LESIA orienté vers la préparation de demandes d'observation avec le futur télescope spatial James Webb pour trois programmes scientifiques, portant sur : les super amas d'étoile de Arp 299, le centre galactique, et deux NAG proches (NGC 1068 et Circinus). Particulièrement investi dans la préparation de ce dernier programme, je le présente ici, après une courte présentation du télescope.

B.2.1 Le JWST en quelques mots

Comme son nom l'indique, le *James Webb Space Telescope* est un télescope spatial. En observant un grand domaine spectral dans l'infrarouge, il sera complémentaire du *Hubble Space Telescope*, dont il surpassera la sensibilité avec son orbite au point de Lagrange, son bouclier solaire et son miroir primaire segmenté de 6,5 m de diamètre.

Quatre instruments sont placés dans le plan focal du telescope, trois d'entre eux observant dans l'infrarouge proche (0,6 μm à 5,0 μm couvert par NIRCam, NIRSpec et NIRISS), et un quatrième, MIRI, dans l'infrarouge moyen (de 5,0 μm à 28,8 μm). La figure B.6 illustre le gain considérable en sensibilité qui va être apporté par ces quatre instruments par rapport à leurs homologues actuels.

Des programmes d'observation d'autres groupes de travail proposent déjà d'utiliser les instruments fonctionnant l'infrarouge proche sur des cibles similaires. Ces instruments ne sont donc pas considérés pour la proposition d'observation, qui sera orientée vers une utilisation de l'instrument MIRI. Celui-ci propose des modes d'observations en imagerie, avec possibilité de coronographie, et de spectroscopie longue fente et intégrale de champ avec une résolution $R > 2000$.

B.2.2 Intérêt pour l'étude des noyaux de Circinus et de NGC 1068

Le JWST est un télescope dont la conception est articulée autour de l'observation de sources faiblement lumineuses, avec comme principal objectif scientifique l'observation des premières galaxies, à très grand décalage vers le rouge. Il n'est donc pas

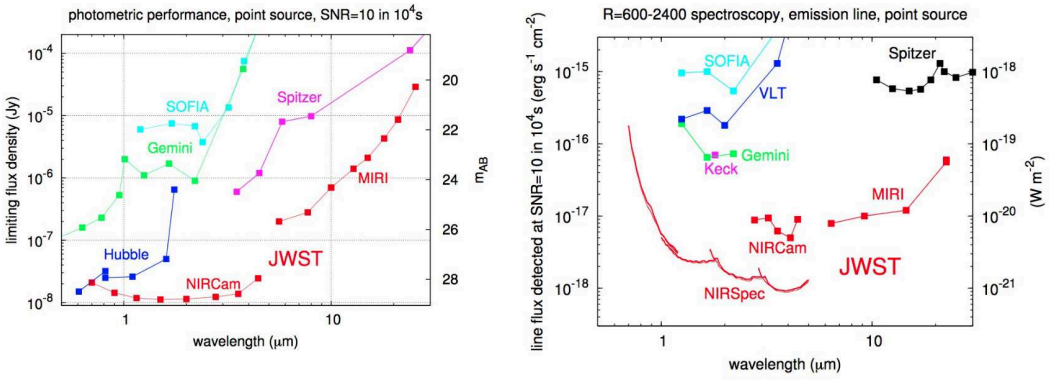


FIGURE B.6 – Comparaison des performances photométriques (gauche) et spectroscopiques (droite) du JWST avec des télescopes similaires

optimisé pour l'observation des NAG proches, qui sont les sources infrarouges extragalactiques les plus lumineuses du ciel. Néanmoins, comme nous allons le voir, utilisé correctement, la sensibilité du télescope et ses capacités de spectroscopie intégrale de champ pourront fournir des informations nouvelles sur les noyaux de NGC 1068 et Circinus.

Étant donné le grand domaine spectral qu'il couvre, MIRI va nous permettre d'observer simultanément plusieurs composants de ces noyaux : la poussière tiède, le gaz ionisé, l'hydrogène moléculaire et les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (*PAH*). Ces différents traceurs permettront d'obtenir des informations inédites sur les populations stellaires, le tore étendu, la poussière polaire, et l'*outflow*. Pour répondre à ces objectifs, deux modes d'observations sont proposés : le mode d'imagerie coronographique, et le mode de spectroscopie intégrale de champ (*MRS* pour *Medium Resolution Spectroscopy*).

Medium Resolution Spectroscopy

Ce dernier permet d'observer un domaine spectral allant de 4,9 μm à $\sim$ 28,8 μm, avec $R \sim 2500$, sur un champ de vue allant de 3,9" $\times$ 3,9" à 7,7" $\times$ 7,7" et une résolution spatiale de 0,17" à 0,6" selon la longueur considérée (ce qui correspond à 5 pc et 12 pc aux distances de Circinus et NGC 1068 respectivement).

Une première analyse de ces données portera sur le continuum d'émission de la poussière du tore étendu, avec pour objectif d'estimer sa température et sa masse à partir d'ajustements de SED, comme fait dans García-Burillo et al. (2016) et Rouan et al. (2019) par exemple. La mesure de la profondeur des absorptions causées par les silicates à 9,7 μm et 18 μm permettra de contraindre la contribution relative des grains de graphite et de silicate dans l'absorption d'avant-plan du noyau. L'étude du continuum d'émission pourra également permettre d'étudier la nature de l'émis-

sion polaire observée avec MIDI, qui pourrait provenir de lumière diffusée ou d'une émission thermique directe.

Une second analyse pourra être faite sur les différentes raies d'émission de l'hydrogène moléculaire tiède ($T \sim 200 - 400\ K$) présentes dans ce domaines spectral, en particulier les raies rotationnelles [S(7), S(6), S(5), S(4), S(3), S(2) et S(1)] à [5,5, 6,1, 6,9, 8,0, 9,7, 12,3 et 17,0 μm], qui permettront d'obtenir des estimations de masse, de température, et de fragmentation (*clumpiness*) du milieu. L'utilisation de modèles de transfert radiatif prenant en compte les phénomènes de photoionisation et photodissociation est à envisager pour une étude plus approfondie des conditions du milieu à partir des ces raies (Le Petit et al., 2006, 2009). Plus généralement, ces raies -couplées avec des raies correspondant à des transitions interdites telles que [Fe II], [S II] ou [Ne V] par exemple- seront utilisées pour cartographier la cinématique de l'*outflow*.

Enfin, la détection des PAH à 5,7, 6,2, 7,7, 8,6 et 11,3 μm, des raies de recombinaison de l'hydrogène à 11,3, 12,4 et 19,1 μm, et des potentielles raies d'ionisation interdites telles que [Ne II] à 12,8 μm fourniront une fenêtre d'observation sur la formation stellaire et son impact sur l'ionisation du milieu.

Imagerie coronographique

Puisque les sources centrales des deux objets sont très lumineuses, un coronographe est nécessaire pour profiter pleinement de la sensibilité de MIRI. Son utilisation permettra de détecter et de cartographier les structures les plus faiblement lumineuses dans une région étendue autour du noyau. Des observations en imagerie coronographique dans quatre bandes spectrales (autour de 10,7, 11,4, 15,5 et 24,0 μm) sont possibles et sont demandées.

Le flux à ces longueurs sera vraisemblablement dominé par l'émission thermique de la poussière (Packham et al., 2007). Des simulations simples ont montré que des mesures photométriques avec SNR $>$ 10 permettraient d'estimer des températures jusqu'à 400 K avec moins de 20 % d'erreur. Un des objectifs sera donc d'observer le tore étendu ainsi que les structures diffuses de poussière distribuées à grande échelle, et de cartographier leur température. Également, la distribution d'intensité lumineuse dans le plan équatorial du tore étendu permettra d'estimer sa fragmentation, puisque la distance de pénétration des photons UV est directement liée à la fragmentation du tore. Des modèles de tore de poussière tels que MontAGN (Grosset et al., 2018; Grosset, 2019) ou CLUMPY (Nenkova et al., 2008c) seront à utiliser.

Enfin, l'une des longueurs d'onde d'observation (11,4 μm) englobe la bande d'émission de PAH à 11,3 μm. Une estimation du flux continu, à partir de l'image à 10,3 μm, et si nécessaire à partir des observations MRS, permettra d'extraire la contribution des PAH à l'image et de cartographier la formation stellaire très précisément. En effet, les PAH sont considérés comme de très bons traceurs de formation stellaire, car effi-

cacement chauffées par les photons UV. Plus encore, ils sont utiles pour distinguer la contribution de la formation stellaire pour le chauffage de la poussière de celle causée par le NAG, dont les photons X détruisent les molécules de PAH. Le champ de vue dans ce mode est de 26" × 26", ce qui permettra d'obtenir une carte de la formation stellaire à relativement haute résolution sur de grandes distances (1,8 kpc et 520 pc pour NGC 1068 et Circinus respectivement).

B.2.3 Justification technique de faisabilité

La principale difficulté pour l'observation de ces deux NAG est l'important flux émis par les deux sources centrales qui pourrait faire saturer le détecteur (jusqu'à 20 Jy pour NGC 1068 et 25 Jy pour Circinus, voir figure B.7). Cependant, les deux modes d'observation proposés permettent de contourner cette difficulté : le mode coronagraphique est spécialement développé pour de telles observations, et le mode MRS disperse spectralement et spatialement la lumière, baissant drastiquement le flux surfacique atteignant le détecteur.

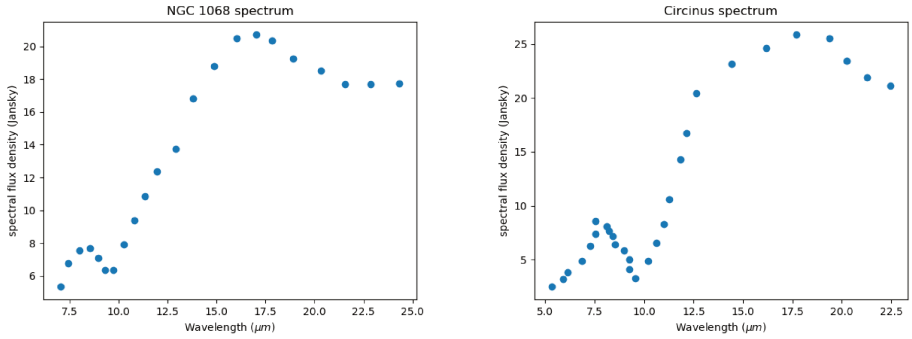


FIGURE B.7 – Spectre attendus pour les coeurs non résolus de NGC 1068 (gauche) et Circinus (droite). Le spectre exact n'est pas connu, et ce qui est présenté ici est une estimation composite obtenue à partir de spectres provenant des instruments Michelle, T-ReCS et VISIR. Entre autre, nous pouvons remarquer la profonde absorption des silicates à 9,7 μm et que le maximum d'émission est aux alentour de 17 μm.

Le JWST étant un télescope spatial, les pointages et configurations de l'instrument nécessaires à chaque observation sont complexes et lents, ce qui se traduit par des temps d'utilisation du télescope importants pour toutes les observations, même courtes. Une grande importance dans la sélection des programmes est donc accordée à la justification de la faisabilité technique de l'observation. Pour cette raison, en plus de l'outil standard d'estimation de temps d'exposition proposé par le STSci (l'*ETC*), des outils de simulation externes ont été utilisés, plus précis, et spécifiques aux instruments et modes d'observation proposés : *MIRISim* d'une part (Martin-Lagarde et al., 2019), qui simule l'ensemble de l'instrument et de la chaîne de transmission de MRS, ainsi qu'un outil innominé développé par l'équipe MIRI pour la simulation d'obser-

vations coronographiques (les deux autres outils, *ETC* et *MIRISim*, ne simulant pas ce mode). Des scènes aussi similaires entre elles que possibles ont été simulées avec les trois outils, comprenant :

— Une cœur central non résolu, qui contribue pour 25 % au flux central représenté dans la figure B.7.
— Un cœur à peine résolu (une gaussienne avec une largeur de 0,5") avec un spectre correspondant à 75 % du flux de la figure B.7.
— Une structure polaire étendue, plus faiblement lumineuse, représentative des différentes sources étendues pour les simulations.
— Plusieurs sources ponctuelles, avec des températures de corps noir situées entre 200 K et 600 K, et situées à différentes distances du noyau.
— Un fond galactique

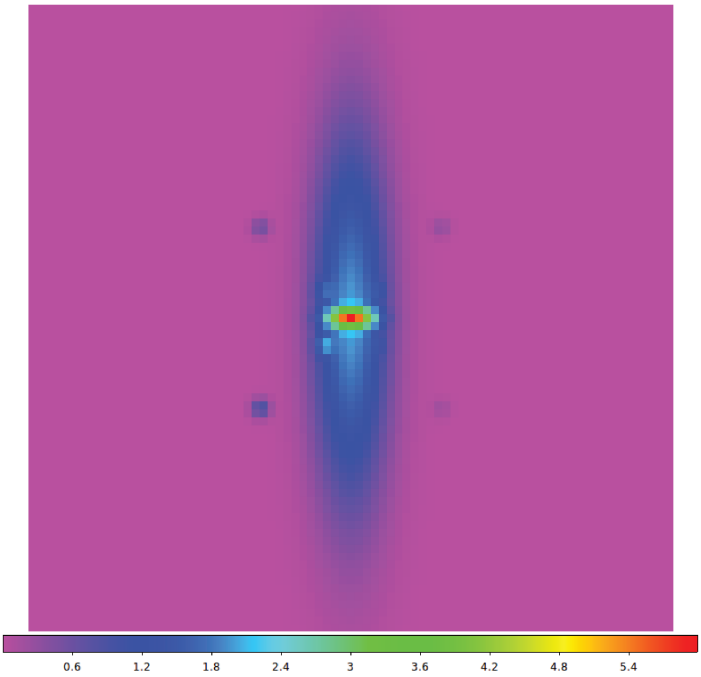


FIGURE B.8 – Image en unité arbitraire représentative des scènes utilisées pour la simulation des observations MIRI.

La figure B.8 donne en exemple une représentation de la scène utilisée pour le simulateur coronographique. Le cœur central (source non résolue + source résolue) permet d'estimer les temps d'intégration maximum avant saturation, tandis que les différentes structures disposées autour permettent d'estimer la détectabilité des sources faibles à proximité du noyau.

B.2.4 Conclusion

L'analyse des simulations est toujours en cours, mais quelques conclusions sont déjà établies :

- Avec le mode MRS et en utilisant les temps d'exposition les plus courts proposés par l'instrument, il est possible d'éviter la saturation dans pratiquement toutes les bandes spectrales
- Dans le mode MRS toujours, les structures périphériques les plus lumineuses injectées dans les simulation (contraste avec la source centrale de quelques $\sim 10^2$) sont correctement détectées en sortie pour les longueurs d'onde les plus courtes, lorsque l'image de la source centrale non résolue (i.e. la FEP de l'instrument) est suffisamment étroite.
- Les simulations de coronographie permettent d'estimer le contraste maximum qu'il sera possible d'atteindre pour les structures plus faibles à environ 100 pour une distance de 1,5 " et 10 pour une distance de 0,3" du cœur.

Globalement, ces simulations confirment que le JWST permettra des progrès significatifs dans la détection et la caractérisation des structures faiblement lumineuses autour des noyaux actifs de Circinus et NGC 1068.

RÉSUMÉ

Je présente dans cette thèse une étude du noyau actif de NGC 1068, standard du type Seyfert 2. En utilisant SPHERE et GRAVITY, deux instruments du *Very Large Telescope* permettant d'atteindre une haute résolution angulaire dans l'infrarouge proche, je dresse un portrait multi-échelles de l'objet.

La première partie, construite autour d'une observation spectroscopique SPHERE, se focalise sur l'étude des structures à grande échelle formées par les populations stellaires et la région de gaz ionisé. L'étude du continuum d'émission révèle une présence uniforme d'étoiles chaudes dans toute la région ainsi qu'un jeune amas stellaire central dont l'âge est estimé par une comparaison avec un modèle d'évolution de population stellaire. La dynamique de la région de gaz ionisé est également mesurée au travers de nombreuses raies d'émission, dont le comportement Doppler montre un vent bipolaire.

La seconde partie, basée sur une observation interférométrique GRAVITY, est dédiée à l'étude de la région la plus interne du tore, où la poussière chauffée par le rayonnement central est à sa limite de sublimation. J'utilise différentes méthodes de complexité croissante pour interpréter les observables interférométriques : des modèles géométriques, des reconstructions d'image, et une modélisation physique en trois dimensions.

Le modèle le plus abouti, qui utilise le code de simulation MontAGN pour simuler le transfert radiatif et l'émission infrarouge d'un disque de poussière chauffé par une source centrale, est capable de reproduire convenablement l'ensemble des observables. Il permet entre autres d'obtenir une estimation du rayon interne de la structure, de son épaisseur, de son orientation dans l'espace, de sa densité de poussière, et de l'extinction d'avant-plan.

L'orientation de la structure, qui laisse dégagée la ligne de visée vers la source centrale, est surprenante tant au regard de la nature obscurcie du noyau de NGC 1068 que des mesures directes d'orientation des disques aux échelles spatiales juste supérieures. Ce résultat pourrait s'expliquer par la présence d'un disque déformé ou d'un système d'anneaux intriqués possédant des orientations différentes.

MOTS CLÉS

Noyau Actif de Galaxie, NGC 1068, Populations stellaires, Tore de poussière, Infrarouge proche, Spectroscopie, interférométrie, SPHERE, GRAVITY

ABSTRACT

I present a study of the active nucleus of NGC 1068, archetype of Seyfert 2 galaxies. Using SPHERE and GRAVITY, two near infrared-high angular resolution instruments from the Very Large Telescope, I draw a multi-scale picture of the object.

The first part -built around a SPHERE spectroscopic observation- is focused on the study of large-scale structures formed by the stellar populations and the ionized gaz region. The study of the continuum emission reveals a uniform presence of hot stars in the region, as well as a central stellar cluster whose age is estimated from a stellar population evolutionnary model. The dynamics of the ionised gaz is also observed through many emission lines, whose Doppler shift highlights a bipolar wind.

The second part -based on a GRAVITY interferometric observation- is dedicated to the study of the inner edge of the torus, where hot dust heated by the central radiation is close to sublimation. I use several methods to interpret and reproduce the observables: geometrical models, image reconstructions, and a physical three dimensional simulation.

The most advanced method, which uses the simulation code MontAGN to simulate the radiative transfer and the infrared emission of disk heated by a central source, is able to reproduce correctly all the observables. It provides among other an estimation of the sublimation radius of the structure, its width, its density, its three dimension orientation, its density and the foreground extinction.

The orientation of the structure, which is not observed edge-on and does not obscure the central source, is surprising, in regard to both the well-known obscured nature of the nucleus and the direct measurement of the orientation of structures similar scale. This result may be explained by the presence of warped disk or a system of intricated rings with different observations.

KEYWORDS

Active Galactic Nuclei, NGC 1068, Stellar populations, Dusty torus, Near-infrared, Spectroscopy, Interferometry, SPHERE, GRAVITY