

Institut d'astrophysique de Paris
98 bis, boulevard Arago
75014 Paris

École doctorale
d'astronomie et d'astrophysique
d'Île de France

Thèse de doctorat

Thibaut PAUMARD

Étude de la cinématique et de la population stellaire du Centre Galactique

Sous la direction de **Jean-Pierre MAILLARD**.

Soutenue le 19 septembre 2003 en présence des membres du jury :

Pierre Encrenaz,	président ;
Thierry Montmerle,	rapporteur ;
Daniel Rouan,	rapporteur ;
Jean-Pierre Maillard,	directeur de thèse ;
Jérôme Bouvier,	examineur ;
Mark Morris,	examineur ;
Alain Omont,	examineur.

Remerciements

Je remercie en premier lieu Jean-Pierre Maillard, pour ces qualités en tant que directeur de recherche : il m'a laissé beaucoup de liberté tout en restant disponible et en me guidant quand j'en ai eu besoin. Je le remercie aussi pour ces qualités humaines, sa gentillesse et sa cordialité.

Je remercie également Mark Morris, tout d'abord pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et introduit à l'environnement complexe du Centre Galactique, ensuite pour les nombreux échanges que nous avons eus, au cours desquels il m'a beaucoup aidé dans l'interprétation de nos résultats.

Je remercie Pierre Encrenaz pour m'avoir incité à choisir ce sujet et pour avoir toujours soutenu ses élèves lorsqu'il était directeur du DEA de Paris 6, ainsi que tous les membres du jury pour avoir pris la peine de lire et d'évaluer ce manuscrit.

Je remercie toutes les personnes qui ont participé à ce travail en fournissant des données, S. Stolovy, Y. Clénet et F. Rigaut, ainsi que M. A. Miville-Deschênes pour m'avoir communiqué son logiciel d'analyse cinématique.

Je remercie toutes les personnes qui ont rendu agréable autant qu'enrichissant mon séjour à l'IAP en partageant mon quotidien, et en particulier ceux qui ont partagé mon bureau à un moment ou à un autre : Bastien, Christophoros, Emmanuel D., Emmanuel R., François (que je remercie également pour ses nombreux coups de mains), Frank, Julie et Maria. Je remercie également Daoud pour son regard extérieur. Enfin, je remercie Anne-Claire pour sa présence à mes côtés depuis le début de cette thèse.

Résumé

La thèse porte sur l'étude de la formation stellaire et du gaz ionisé au voisinage du trou noir central de la Galaxie. La concentration exceptionnelle d'étoiles très massives dans le parsec central demeure inexplicée. Comment ces étoiles se sont-elles formées ? Comment est alimenté le gaz ionisé dans lequel baignent ces étoiles ? L'approche de ces questions se trouve renouvelée par les nouveaux outils que constituent la spectroscopie à intégrale de champ et l'imagerie avec optique adaptative. Ces deux techniques ont été exploitées pour mener les études suivantes :

1. le comptage et la caractérisation des étoiles à émission d'hélium, à partir de spectro-imagerie BEAR (spectromètre de Fourier imageur) dans la raie He I à $2,06 \mu\text{m}$ et d'imagerie à haute résolution spatiale dans la bande K, dans le parsec central. Ce projet a conduit à la mise en évidence de deux classes d'étoiles massives, séparées spatialement en un amas central d'étoiles de type LBV coïncidant avec IRS 16, et, à la périphérie, des étoiles plus évoluées, au stade Wolf Rayet ;
2. l'analyse détaillée d'IRS 13E, l'une des plus brillantes de ces sources massives, distante de $3,5''$ de Sgr A*, à partir d'imagerie à haute résolution (Gemini N, 3,6 m ESO, NICMOS-HST) dans sept filtres entre $1,1$ et $3,5 \mu\text{m}$ et de données BEAR. Il a été démontré que cet objet est un amas compact d'étoiles massives, d'un diamètre de $\simeq 1500$ UA, contenant une LBV, une étoile O et quatre WR, dont trois poussiéreuses. Cet amas est proposé comme étant le noyau résiduel d'un amas d'étoiles très massives à l'origine, comme les Arches, formé à plusieurs parsecs de Sgr A*, qui aurait été démantelé en spiralant autour du trou noir central. Cet amas serait à l'origine des nombreuses étoiles chaudes, dont les étoiles à hélium, dans le parsec central. Les simulations montrent que ce scénario est possible (Kim *et al.* 2003; McMillian & Portegies Zwart 2003).
3. l'analyse structurelle et dynamique des flots de gaz formant la nébulosité connue sous le nom de Minispirale, à partir de l'émission dans la raie Br γ de l'hydrogène et dans la raie de He I à $2,06 \mu\text{m}$. Il a été démontré que cet ensemble était plus complexe que ce qui était appréhendé jusqu'à présent. Neuf structures indépendantes se partageant en flots à grande vitesse et en petits nuages de gaz ionisé ont été identifiées avec leur carte en vitesse. Une méthode originale d'analyse cinématique a été développée, apportant des résultats nouveaux sur la dynamique du principal flot, le Bras Nord, dont la partie centrale a été modélisée comme étant un système keplérien, vraisemblablement instable. Ce modèle apporte également des informations sur la géométrie et les échelles de temps caractérisant cet objet, et ses interactions avec les étoiles massives.

L'ensemble de ces observations permet de dégager un scénario pour expliquer la présence d'une concentration exceptionnelle d'étoiles très massives dans un environnement où leur formation devrait être rendue impossible par les forces de marée exercées par le trou noir central. Il apparaît que la perte de masse des étoiles à hélium ne contribue pas directement à l'alimentation du gaz ionisé. L'analyse est consistante avec la Minispirale étant formée des fronts d'ionisation de grands nuages de poussière par le flux UV des étoiles chaudes.

Mots clefs : Centre Galactique – étoiles : Wolf-Rayet – formation d'étoiles massives – objet : Sgr A Ouest – milieu interstellaire : dynamique – source X ponctuelle – instrumentation : optique adaptative – instrumentation : spectro-imagerie infrarouge

Dynamics and stellar population of the Galactic Center

Abstract

The exceptional concentration of massive stars within the central parsec remains poorly understood. How did these stars form? What is the structure of the gas that surrounds them? The interest for these questions has been renewed by new tools such as integral field spectroscopy and adaptive optics imagery. These two techniques have been used to conduct the three following related projects:

1. revision of the Galactic Centre Helium stars, from high-resolution spectro-imagery with BEAR, a Fourier transform spectro-imager, in the He I $\lambda 2.06 \mu\text{m}$ and high resolution K band imagery. In addition to identifying new stars and discarding some previously detected stars, this project led to the identification of two distinct classes of massive stars. The brighter ones that coincide with the IRS 16 complex, whose emission lines are narrow, are proposed to be LBV-type stars. The remaining stars, which are 2 mag fainter in K, are dispersed throughout the central parsec and their lines are much broader. We propose a WR nature for these stars;
2. detailed analysis of IRS 13E, one of the brightest massive sources, located $3.5''$ South-West from Sgr A*, from high resolution imagery (Gemini N, 3.6m ESO, NICMOS-HST) in seven filters between 1.1 and $3.5 \mu\text{m}$ and BEAR data. This source has been proven to be a compact massive star cluster, containing one LBV, one O star, and four WRs – three of them being dusty – within a diameter of ~ 1500 AU. We propose that this cluster might be the remaining core of a very massive star cluster, similar to the Arches, formed several parsecs away from Sgr A*, which would have been dismantled while spiralling around Sgr A*. This cluster would be the origin of the numerous massive stars in the central parsec, including the Helium stars. This scenario has been successfully simulated (Kim *et al.* 2003; McMillian & Portegies Zwart 2003).
3. structural and dynamical analysis of the Minispiral. This gaseous feature has been shown to be more complex than previously thought. Nine independent structures, some of which are flows and some are small clouds, have been identified, and their radial velocity maps have been established. A new kinematic analysis method has been developed, giving new results on the kinematics of the main flow – the Northern Arm – whose central part has been modelled as an unstable Keplerian system. The model gives clues concerning the geometry and time scales of this object.

All these observations lead to a scenario which explains the exceptional concentration of very massive stars in an environment where stellar formation should be prevented by the tidal forces from the central black hole. It appears that mass loss from the helium stars does not play any significant role in ISM enrichment. The analysis is consistent with the Minispiral being composed of the ionisation fronts of neutral clouds, ionised by the UV flux from the hot stars.

Key words: Galactic Center – stars: Wolf-Rayet – massive star formation – object: Sgr A West – interstellar medium: dynamics – point-like X source – instrumentation: adaptive optics – instrumentation: infrared spectro-imaging

Table des matières

Introduction	15
1 Intérêt de l'étude du Centre Galactique	17
2 Constituants et échelles du Centre Galactique	19
2.1 Autour de l'échelle de cent parsecs	20
2.1.1 Contenu en gaz	20
2.1.2 Contenu stellaire	23
2.1.3 Étoiles jeunes et formation stellaire	23
2.1.4 Champ magnétique	25
2.1.5 Rayonnement X	27
2.2 En dessous de quelques dizaines de parsecs	28
2.2.1 Milieu interstellaire	28
2.2.2 Population stellaire	36
2.2.3 Le trou noir supermassif	37
3 Problématique	43
3.1 Situation observationnelle	43
3.2 Formation stellaire	44
3.3 Mécanismes d'accrétion	44
3.4 Objectifs	45
I Méthodes observationnelles	47
4 Introduction	49
5 L'instrument BEAR	51
5.1 Introduction	51
5.2 Le spectromètre à transformée de Fourier	52
5.2.1 Un interféromètre de Michelson	52
5.2.2 Montage à deux entrées et deux sorties	53
5.3 Le mode imageur BEAR	54
5.4 Les données	56

5.5	Les caractéristiques de BEAR	58
5.6	Logiciels standards de réduction des données	58
5.6.1	cubeview : visualisation des cubes	58
5.6.2	BEARprocess : génération des cubes spectraux	60
5.6.3	BEAR_calib : calibration relative et absolue	61
5.6.4	PSubCub_gen : sélection de la bande et rééchantillonnage	61
5.6.5	Merge_Cube : création de mosaïques	63
5.6.6	Correction du mouvement de la Terre.	63
5.6.7	Rotation du champ	63
5.6.8	Soustraction du continuum	63
6	Problématique de l'imagerie haute résolution	65
6.1	Introduction	65
6.2	Méthodes instrumentales	66
6.2.1	La turbulence atmosphérique	66
6.2.2	La diffraction	67
6.2.3	L'échantillonnage	68
6.2.4	Notion de réponse impulsionnelle	68
6.2.5	Théorème de Shannon	69
6.3	Méthodes logicielles	70
6.3.1	Introduction à la notion de déconvolution	70
6.3.2	Cas d'une source ponctuelle isolée	71
6.3.3	Champs denses de sources ponctuelles	72
6.3.4	Objets diffus	74
6.3.5	Objets étendus à bord franc	75
6.3.6	Imperfection de la connaissance de la PSF	75
6.3.7	Caractère falsifiant de la déconvolution	76
6.3.8	Champs complexes	77
6.4	Deux logiciels d'analyse de champs stellaires	78
6.4.1	Photométrie astrométrique avec StarFinder	78
6.4.2	Déconvolution avec le code MCS	80
II	Nature de l'amas central	83
7	Étude de la population d'étoiles à hélium	85
7.1	Introduction	85
7.2	Observations	86
7.2.1	Spectro-imagerie BEAR	86
7.2.2	Imagerie au sol avec optique adaptative CFHT	87
7.2.3	Imagerie NICMOS Pa α	87
7.3	Correction des raies d'émission telluriques	89
7.3.1	Étude des raies telluriques	91

7.3.2	Correction des raies telluriques	93
7.4	Recherche des étoiles à raies d'émission	94
7.4.1	Recherche de candidates étoiles à hélium	94
7.4.2	Extraction et réduction des spectres des candidates	97
7.5	Ajustement de profils stellaires	100
7.5.1	Profils P Cyg	100
7.5.2	Modèle simple de profil P Cyg	102
7.6	Résultats	103
7.7	Discussion	105
7.7.1	Différents types d'étoiles à raies d'hélium en émission	105
7.7.2	Nature des étoiles à hélium du Centre Galactique	108
8	Un objet exceptionnel : IRS 13E	111
8.1	Introduction	111
8.2	Images à haute résolution de IRS 13, et leur réduction	113
8.2.1	Données d'optique adaptative	114
8.2.2	Images NICMOS	115
8.3	Analyse haute résolution des images	115
8.3.1	Critère de sélection	117
8.3.2	Comparaison de StarFinder et de MCS sur les données L	118
8.4	Résultats	122
8.4.1	Détection des composantes stellaires, photométrie astrométrique	122
8.4.2	Information spectrale	125
8.4.3	Calibration	125
8.4.4	Distribution spectrale d'énergie	125
8.5	Nature des sources	130
8.5.1	Composantes stellaires de IRS 13E	130
8.5.2	Les autres étoiles du champ	131
8.6	IRS 13E, un amas compact d'étoiles massives	133
III	Cinématique du milieu interstellaire du parsec central	135
9	Introduction	137
10	Analyse structurelle de Sgr A Ouest	139
10.1	Introduction	139
10.2	Décomposition du profil d'émission	144
10.2.1	Profil de raie	144
10.2.2	Moteur d'ajustement	144
10.2.3	Première étape: ajustement d'un profil multiple par point du champ	145
10.2.4	Seconde étape: identification des structures	145

10.2.5	Troisième étape: exploration, interprétation et correction des résultats	146
10.2.6	Quatrième étape: itération de l'ajustement	147
10.2.7	Cinquième étape: itération de l'identification des structures	147
10.2.8	Critère de convergence	147
10.2.9	Résultats et limitations de la méthode	148
10.2.10	Cartes complémentaires	148
10.3	Résultats généraux concernant la Minispirale	149
10.3.1	Taille des structures	150
10.3.2	Gradient de vitesse	150
10.3.3	Fluctuations aux petites échelles	150
10.3.4	Rapport de raie [He I]/[Br γ]	150
10.4	Morphologie du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest	151
10.5	Discussion	158
11	Analyse cinématique du Bras Nord	161
11.1	Introduction	162
11.2	Rappels sur les mouvements keplériens	163
11.2.1	Éléments orbitaux	163
11.2.2	Équation de la trajectoire	164
11.2.3	Équations de la vitesse	164
11.2.4	Projection de l'orbite dans le système de coordonnées observable	165
11.2.5	Unicité des éléments orbitaux	166
11.3	Ajustement d'une orbite sur une carte	168
11.3.1	Introduction	168
11.3.2	Estimateur	168
11.3.3	Importance de la fonction de pondération	169
11.3.4	Résolution de la dégénérescence	169
11.3.5	Éléments orbitaux de départ	169
11.3.6	Résultats concernant le Bras Nord	170
11.4	Ajustement d'un faisceau sur une carte	170
11.4.1	Introduction	170
11.4.2	Choix d'un ensemble de points de contraintes	172
11.4.3	Première méthode	172
11.4.4	Seconde méthode	173
11.4.5	Étude d'hypothèses simplificatrices	174
11.4.6	Application au Bras Nord	175
11.4.7	Meilleur modèle	176
11.4.8	Déviations au mouvement keplérien	178
11.5	Validité du modèle	178
12	Nature et échelle de temps de la Minispirale	183

Conclusion	185
13 Origine de Sgr A Ouest	187
13.1 Rappel des résultats	188
13.1.1 Nature des étoiles chaudes du parsec central	188
13.1.2 Nature du gaz ionisé de Sgr A Ouest	189
13.2 Origine des étoiles à hélium	189
13.3 Origine et devenir de la Minispirale	191
13.4 Lien entre population stellaire et milieu interstellaire	192
13.5 Perspectives	193
13.5.1 Détermination de la fonction de masse initiale de l'amas central d'étoiles massives	193
13.5.2 Poursuite de l'analyse de la Minispirale	193
13.5.3 Structure et cinématique du CND	194
13.5.4 L'instrumentation idoine	195
Glossaire	197
Bibliographie	201
Annexes	213
A Article « <i>New results on the helium stars</i> »	215
B Article « <i>New results on the Helium stars, updated</i> »	233
C Article « <i>The nature of IRS 13</i> »	241
D Article « <i>The Galactic Center source IRS 13</i> »	259
E Article « <i>Kinematic analysis of the Minispiral</i> »	269
F Article « <i>Structural analysis of the Minispiral</i> »	289
G Article « <i>The star-forming region S106</i> »	299

Introduction

Chapitre 1

Intérêt de l'étude du Centre Galactique

Notre propre Galaxie est généralement considérée comme non-active, bien que Mezger *et al.* (1996) classent son noyau comme un noyau de galaxie de Seyfert moyennement actif. En tout état de cause, elle montre à un degré assez faible des phénomènes similaires à ceux observés dans les Noyaux actifs de galaxie (*Active Galactic Nuclei*, AGN). L'existence de phénomènes énergétiques, signalés par des luminosités extrêmes en leur sein, excédant parfois la luminosité du reste de la galaxie hôte, et évoluant sur l'échelle de quelques années au sein des quasars et des AGN a posé la question de la présence de trous noirs au sein de ces objets. En effet, l'évolution rapide de ces phénomènes implique que leur source ait une taille inférieure à quelques années lumière. L'observation de galaxies proches a montré que des phénomènes du même type, quoique moins spectaculaires, pourraient avoir lieu dans un grand nombre de galaxies. La compréhension des phénomènes énergétiques dont les noyaux de galaxies sont le siège est importante dans la mesure où la présence d'un grand nombre de quasars à grand z suggère que ces phénomènes jouent un rôle important dans la formation et l'évolution des galaxies.

La première raison qui rend l'étude du centre de notre Galaxie intéressante au plus au point est son exemplarité : notre Galaxie semble tout à fait normale, les phénomènes qu'on y observe doivent donc être largement généralisables aux autres galaxies de même type. La difficulté à la classer définitivement tient en premier lieu au fait qu'on ne peut l'observer dans son ensemble et ainsi la comparer aux galaxies extérieures. Cependant il est également possible que la limite entre les galaxies de Seyfert et les autres galaxies spirales soit assez mince, et que tous les noyaux de galaxies spirales, observés à une résolution suffisante, montreraient des aspects caractéristiques des noyaux de Seyfert.

La seconde raison, plus importante est le fait qu'il s'agisse de *notre* Galaxie : en tant que telle, son noyau est le plus proche de nous qui soit. Le centre de la Galaxie, situé à $\simeq 8$ kpc, est environ 100 fois plus proche de nous que la galaxie spirale la plus facilement observable, la galaxie d'Andromède, située à environ 700 kpc. Les galaxies plus proches de nous qu'Andromède, de toutes façons plus loin de nous que le Centre Galactique, sont toutes des galaxies irrégulières, donc ne sont pas typiques du même type d'objet que notre Galaxie et Andromède, qui sont des spirales barrées. Les trois galaxies les

plus proches sont les Petit et Grand nuages de Magellan (respectivement 64 et 52 kpc), et la galaxie naine du Sagittaire, à seulement 24 kpc, très obscurcie par les poussières du disque de notre Galaxie, au point qu'elle ne fut découverte qu'en 1994. Ces trois galaxies sont en interaction gravitationnelle avec la Galaxie.

Dans tout ce qui va suivre, il faut donc garder à l'esprit que l'on s'intéresse à un environnement particulier, unique dans la Galaxie, mais exemplaire pour les noyaux de galaxies. Ainsi, les mécanismes que nous étudierons, notamment la population stellaire, la formation d'étoiles (Partie II) et la dynamique du gaz (Partie III) dans les régions les plus centrales, sont à replacer dans la perspective plus vaste de la formation stellaire dans les noyaux de galaxies et les galaxies à sursaut de formation stellaire (*starburst*) d'une part et les mécanismes d'accrétion vers les trous noirs supermassifs d'autre part. Cette partie d'introduction présente d'abord le contenu du Centre Galactique à diverses échelles, puis la problématique et les objectifs de cette thèse. La Partie I présentera les méthodes instrumentales utilisées dans les Parties II et III consacrées aux résultats.

Chapitre 2

Constituants et échelles du Centre Galactique

Sommaire

2.1	Autour de l'échelle de cent parsecs	20
2.1.1	Contenu en gaz	20
2.1.2	Contenu stellaire	23
2.1.3	Étoiles jeunes et formation stellaire	23
2.1.4	Champ magnétique	25
2.1.5	Rayonnement X	27
2.2	En dessous de quelques dizaines de parsecs	28
2.2.1	Milieu interstellaire	28
2.2.2	Population stellaire	36
2.2.3	Le trou noir supermassif	37

Le système solaire se situe à $\simeq 8$ kpc du centre de la Galaxie, qui est marqué par la présence d'une concentration exceptionnelle de masse sombre, assimilée à un trou noir supermassif (Sect. 2.2.3). La dénomination « Centre Galactique » est très imprécise : elle sous-entend plusieurs échelles, du kiloparsec au parsec central, et même jusqu'à la taille caractéristique (rayon de Schwarzschild) de l'objet sombre qui occupe le centre gravitationnel de la Galaxie. Je vais essayer de décrire brièvement les caractéristiques et le contenu des régions internes de la Galaxie, en partant d'une échelle de quelques kiloparsecs jusqu'à l'échelle du parsec, qui est celle des phénomènes que nous avons étudiés. Plusieurs articles de revue ont été écrits concernant le Centre Galactique, les plus récents étant Morris & Serabyn (1996) et Mezger *et al.* (1996).

La Galaxie dans son ensemble a une masse d'environ $7 \times 10^{11} M_{\odot}$. Il s'agit vraisemblablement d'une galaxie spirale barrée. Le Bulbe galactique et la barre sont à peu près confondus, quoique certains modèles incluent également une barre dans le disque. La masse du Bulbe, caractérisé par une population d'étoiles vieilles à longue durée de vie,

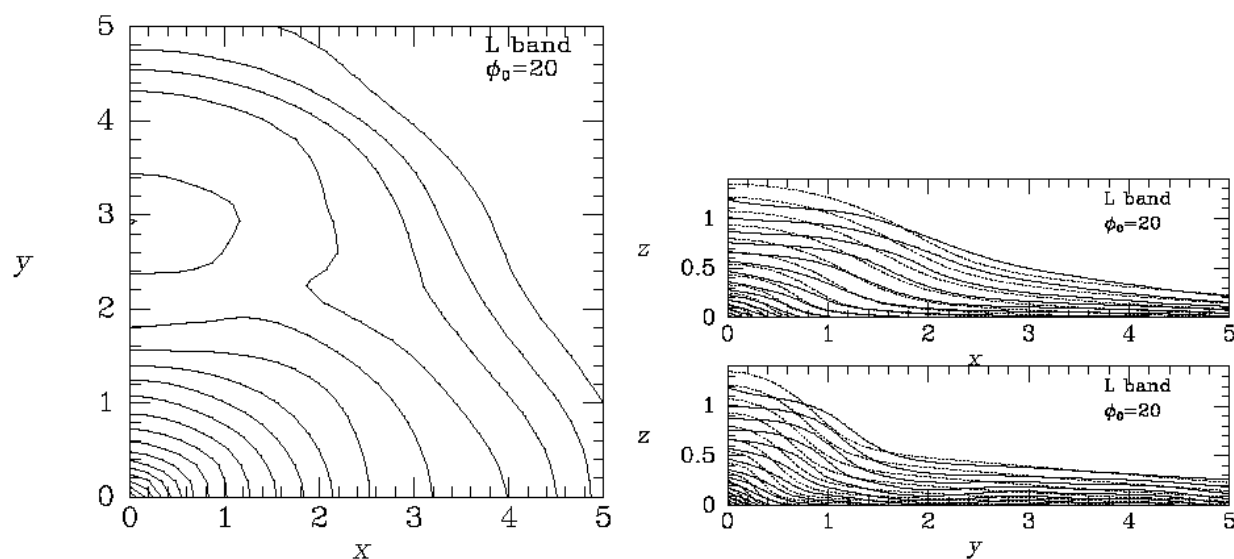


FIG. 2.1: Modèle de luminosité des régions internes de la Galaxies. À gauche : densité projetée selon l'axe z . À droite : surfaces isodensité dans les plans xz et yz . Les axes sont en kpc. (Tiré de Binney *et al.* 1997)

est de l'ordre de $10^{10}M_{\odot}$. Il aurait une forme allongé, avec un rapport d'environ 2:1 entre grand-axe et petit-axe. Le grand-axe, d'une longueur d'environ 3,5 kpc, serait incliné d'à peu près $20-30^{\circ}$ par rapport à la ligne de visée. Binney *et al.* (1997) ont étudié une carte de brillance de surface de la région centrale de la Galaxie en infrarouge proche ($< 5 \mu\text{m}$) obtenue à l'aide de *COBE/DIRBE*, et ont essayé d'en déduire la morphologie du Bulbe. Le profil qu'ils en déduisent est reproduit Fig. 2.1. Plusieurs auteurs ont essayé de déduire des modèles dynamiques de la Galaxie en se servant du potentiel déduit de ce genre de modèles de densité, et en essayant d'ajuster les bras spiraux observés, dont on connaît quelques tangentes. La Fig. 2.2 reproduit le modèle standard de Bissantz *et al.* (2003), où l'on voit clairement l'allure de spirale barrée à quatre bras.

2.1 Autour de l'échelle de cent parsecs

2.1.1 Contenu en gaz

Le Bulbe galactique est essentiellement dépourvu de gaz interstellaire, excepté dans le « Disque HI central » (*HI Central Disk*) ou « Disque nucléaire » (*Nuclear Disk*), disque de gaz moléculaire s'étendant jusqu'à $R = 1,5$ kpc du Centre, incliné de 22° par rapport au plan du disque de la Galaxie, et contenant $10^7 M_{\odot}$ de HI (Burton & Liszt 1978). D'une manière générale, les quelques centaines de parsec centraux sont riches en gaz moléculaire, de sorte que cette région a été nommée « Zone moléculaire centrale » (*Central Molecular Zone, CMZ*).

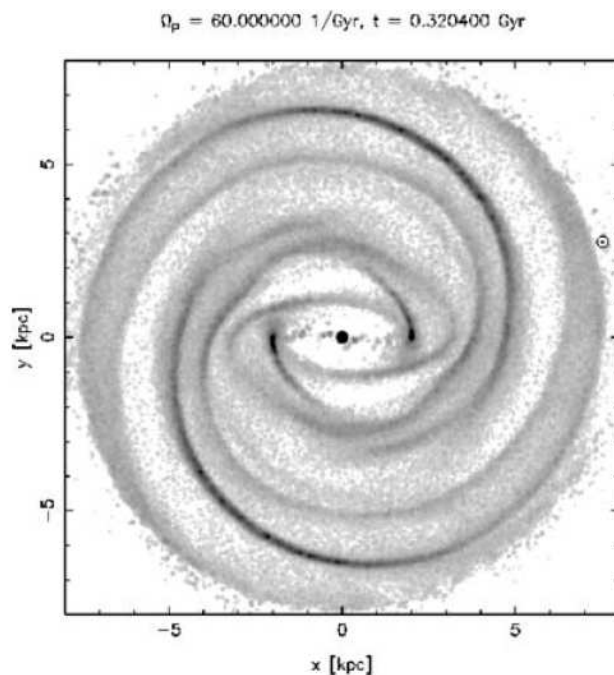


FIG. 2.2: Distribution du gaz dans le modèle standard de Bissantz *et al.* (2003), dont cette figure est issue, à un âge de 0,32 Gyr. Le modèle ne prend en compte que les 8 kpc centraux, ce qui explique les artefacts à la périphérie. La position du soleil est indiquée par le symbole \odot .

On prévoit dans le potentiel triaxial engendré par une barre d'étoiles l'existence de deux types d'orbites stables pour le gaz interstellaire (Fig. 2.3, voir par exemple Binney *et al.* 1991, et références incluses). Les orbites X_1 sont allongées dans le sens du grand axe du potentiel alors que les orbites X_2 sont allongées dans le sens du petit axe du potentiel. Ces deux familles d'orbites se superposent (Fig. 2.3, à gauche), mais il est clair que du gaz ne peut résider sur deux orbites de type différent si celle-ci s'intersectent. Les orbites X_1 les plus internes sont dégénérées : elles s'intersectent elles-mêmes. Ce type d'orbite ne doit pas être stable pour le gaz, qui perd du moment cinétique sur ces orbites.

Les orbites au sein du Disque HI central sont probablement de type X_1 . Ce Disque HI central ne s'étend pas jusqu'au centre de la Galaxie : il a une limite interne, matérialisée par l'Anneau moléculaire à 180-pc (180-pc Molecular Ring), qui pourrait tracer l'orbite X_1 stable la plus interne (Fig. 2.3, à droite). L'hypothèse généralement admise pour expliquer cet anneau moléculaire est que le gaz du Disque HI central qui, perdant du moment cinétique par divers processus, arrive sur l'orbite X_1 stable la plus interne peut la quitter pour s'engager dans le domaine des orbites non stables. Il ne peut suivre aucune de ces orbites, et peut être amené à traverser cette zone pour entrer en collision de nouveau avec le bord interne du disque HI, qu'il va compresser suffisamment pour provoquer la création de molécules. Ce scénario explique assez bien les observations en vitesse, mais il demeure des écarts significatifs. Ceux-ci prennent peut-être leur origine dans un phénomène similaire à la seconde hypothèse qui a été invoquée pour expliquer l'Anneau moléculaire à 180-pc, à savoir un choc entre le Disque HI central et une bulle de plasma en expansion, pouvant provenir de l'explosion de $\simeq 10^3$ supernovae faisant suite à un épisode de formation d'étoiles massives (Sofue 1995).

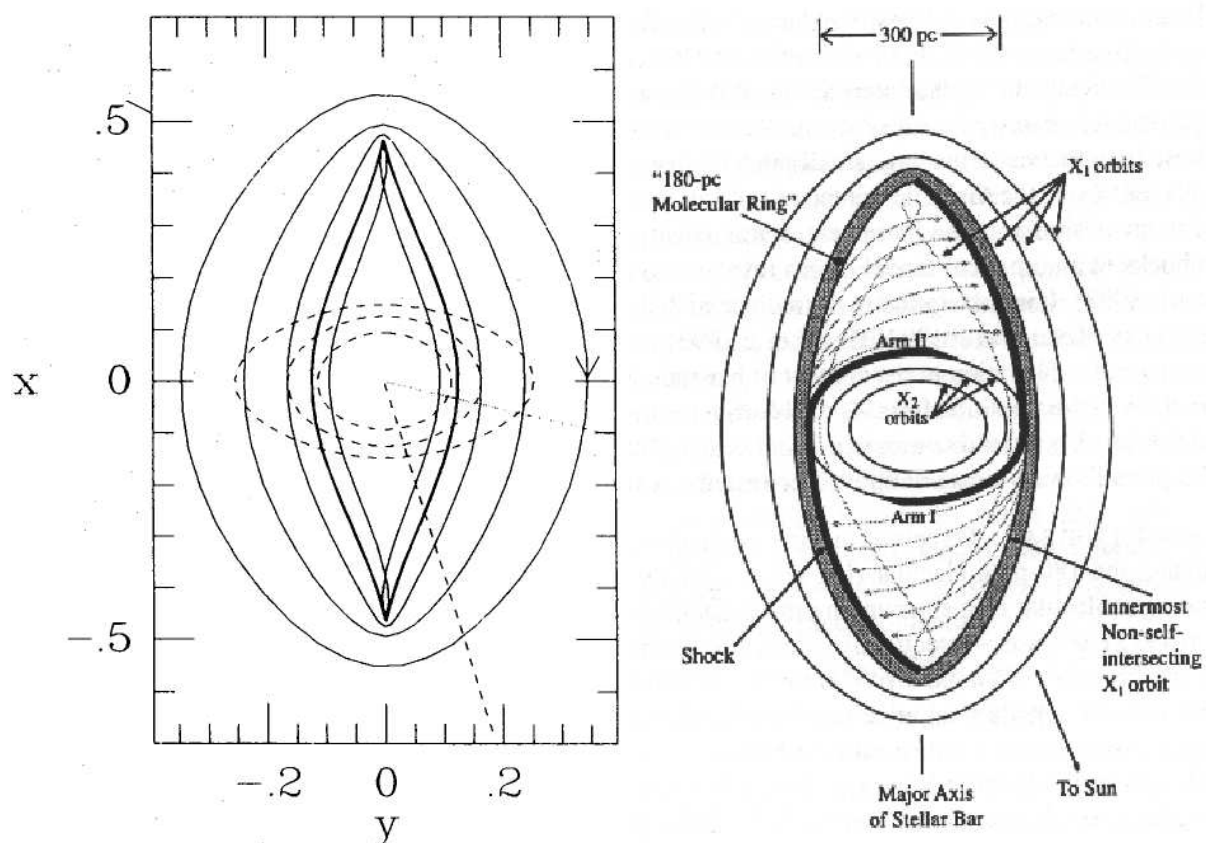


FIG. 2.3: À gauche : orbites X_1 (trait plein) et X_2 (trait discontinu) dans un potentiel barré (issu de Binney *et al.* 1991). À droite : interprétation de la topographie du Centre Galactique selon des orbites X_1 et X_2 (issu de Morris & Serabyn 1996).

À l'intérieur de l'Anneau à 180-pc, le gaz est présent sous forme de nuages moléculaires denses et massifs, qui présentent une largeur de raie de l'ordre de $\Delta v = 10$ à 30 km s^{-1} et une densité supérieure à 10^4 cm^{-3} (Bally 1996). Les mouvements de ces nuages présentent de grandes déviations systématiques au mouvement circulaire, ainsi qu'une distribution asymétrique dans l'espace et en vitesse. Il est possible que ces nuages suivent des orbites X_2 . Ces nuages ont une métallicité élevée.

Ces orbites ne sont pas totalement stables : de multiples phénomènes ont tendance à faire perdre au gaz son moment cinétique, parmi lesquels l'action du couple gravitationnel (le gaz sur ces orbites à une vitesse angulaire supérieure à celle de la barre), les collisions et la viscosité magnétique. Les nuages les plus massifs spiralent vers l'intérieur en $\simeq 10^8$ ans (voir la revue par Morris & Serabyn 1996, Sect. 3.2). On estime le débit de gaz au sein de ce complexe à environ $0,1$ à $1 \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$, pour un temps de traversée moyen des orbites X_2 de $0,4$ à 1 milliards d'années. Cette masse quitte les orbites X_2 pour trois destinations principales : $0,3$ à $0,6 \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ partent en formation stellaire (Güsten 1989), $0,03$ à $0,1 \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ sont évacuées dans un vent galactique, et enfin $0,03$ à $0,05 \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ tombent sur un disque circumnucléaire beaucoup plus petit, dont on reparlera plus loin.

2.1.2 Contenu stellaire

À la même échelle (quelques centaines de parsec), la population stellaire est différente de celle du Bulbe Galactique. Elle est notamment plus riche en étoiles jeunes et massives, ce qui est caractéristique d'une formation d'étoiles récente ou permanente. Selon Launhardt *et al.* (2002), la population stellaire de la région est essentiellement concentrée dans une structure qu'ils nomment « Bulbe nucléaire » (*Nuclear Bulge*), qui se décompose en un « Disque stellaire nucléaire » (*Nuclear Stellar Disk*) et un « Amas stellaire central » (*Central Stellar Cluster*). Le Disque stellaire nucléaire aurait un rayon de $230 \pm 20 \text{ pc}$ pour une épaisseur de $45 \pm 5 \text{ pc}$ (largeur à mi-hauteur du profil de densité). L'Amas stellaire central quant à lui aurait essentiellement un profil en $1/R^2$, mais qui tombe rapidement au delà de $R \simeq 5\text{--}10 \text{ pc}$. La masse totale de ce Bulbe nucléaire serait de $1,4 \pm 0,6 \times 10^9 \text{ M}_\odot$ dont $\simeq 99\%$ sous forme stellaire, le reste dans le milieu interstellaire (MIS), surtout sous forme de nuages moléculaires.

2.1.3 Étoiles jeunes et formation stellaire

On connaît dans la région du Centre Galactique trois amas d'étoiles massives (Fig. 2.4). Ces trois amas contiennent des étoiles au stade de Wolf-Rayet¹, ce qui limite leur âge à moins de $\lesssim 10^7$ ans. Deux d'entre eux, le Quintuplet et l'amas des Arches, sont situés à environ 35 pc du centre gravitationnel de la Galaxie, le dernier occupe le parsec central. Ces amas sont particulièrement denses, et surtout contiennent un nombre important d'étoiles massives, de masse initiale $\simeq 100 \text{ M}_\odot$. Leur existence

¹Ce symbole (☉) renvoie au glossaire, p. 197.

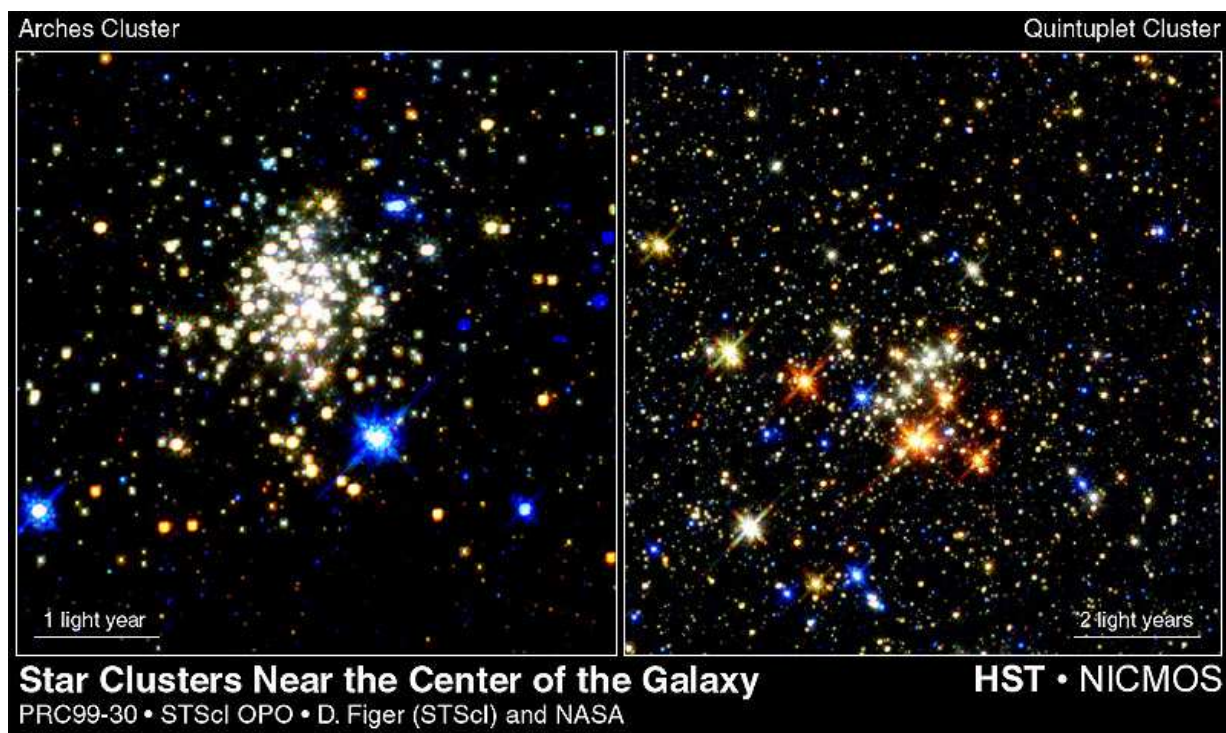


FIG. 2.4: Les trois principaux amas d'étoiles jeunes et massives du Centre Galactique (images composites en infra-rouge proche). L'image de l'amas central, en bas à gauche, n'est pas centrée sur celui-ci. Le complexe d'étoiles très bleues et lumineuses IRS 16 est visible en bas à droite de l'image, au sud de la supergéante rouge IRS 7. Sgr A* n'est pas détecté à cette longueur d'onde, il se situerait juste à droite de IRS 16, à la verticale de IRS 7. Cette image couvre environ 2 pc de côté. Sur les images NICMOS, les étoiles chaudes apparaissent en blanc. Les étoiles très « bleues » sont en fait des étoiles d'avant plan, ne subissant pas le même rougissement que les étoiles qui nous intéressent.

Photo courtesy of Gemini Observatory, National Science Foundation and the University of Hawaii Adaptive Optics Group.

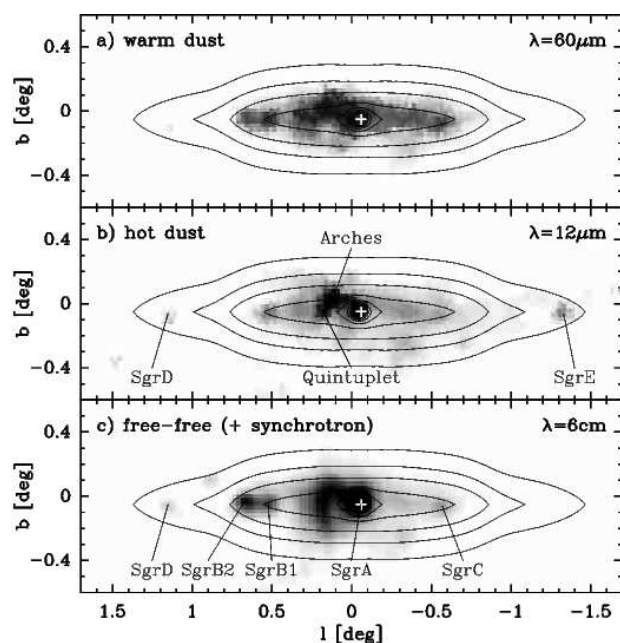


FIG. 2.5: Distribution des étoiles massives dans le Centre Galactique d'après plusieurs signatures (poussière tiède, poussière chaude et émission *free-free* et synchrotron), d'après Launhardt *et al.* (2002). Les contours figurent le modèle de profil de densité du Bulbe nucléaire fait d'étoiles froides, selon ces auteurs.

souligne la fonction de masse initiale très particulière résultant des conditions extrêmes qui règnent dans cet environnement. La Fig. 2.5, issue de Launhardt *et al.* (2002), montre la distribution des étoiles massives au sein du Bulbe nucléaire d'étoiles froides, et démontre que les étoiles massives sont réparties en un certain nombre d'amas dans tout le Bulbe nucléaire.

Une autre signature de la formation stellaire est l'existence de résidus de supernovae (*Supernova Remnant*, SNR), dont un certain nombre sont clairement visibles Fig. 2.6. Des régions H II sont également présentes : Sgr C, Sgr D H II et Sgr E, qui est composée de plusieurs régions H II compactes (Gray 1994).

2.1.4 Champ magnétique

Le champ magnétique au sein du Centre Galactique est intense, et se manifeste de plusieurs façons, en premier plans desquels on note la présence de sept ou huit systèmes de «filaments radio non thermiques» (*non-thermal radio filaments*, NTF) au sein des $\simeq 150$ pc centraux. Ces structures atteignent une trentaine de parsecs de long pour une épaisseur de l'ordre de la fraction de parsec. On pense qu'ils tracent des lignes de champ magnétique, le long desquels des électrons s'enroulent, produisant une émission synchrotron. Pour tous les filaments suffisamment étudiés, une interaction avec un nuage moléculaire a été mise en évidence. Le nuage en question pourrait servir de réservoir au matériau qui circule le long de ces lignes de champ. L'absence de distorsion notable de ces filaments, y compris à l'interface avec les nuages moléculaires, implique un champ magnétique de l'ordre du milli-Gauss (mG). La longueur de ces filaments, leur distribution, ainsi que leur orientation (quasiment orthogonale au plan galactique,

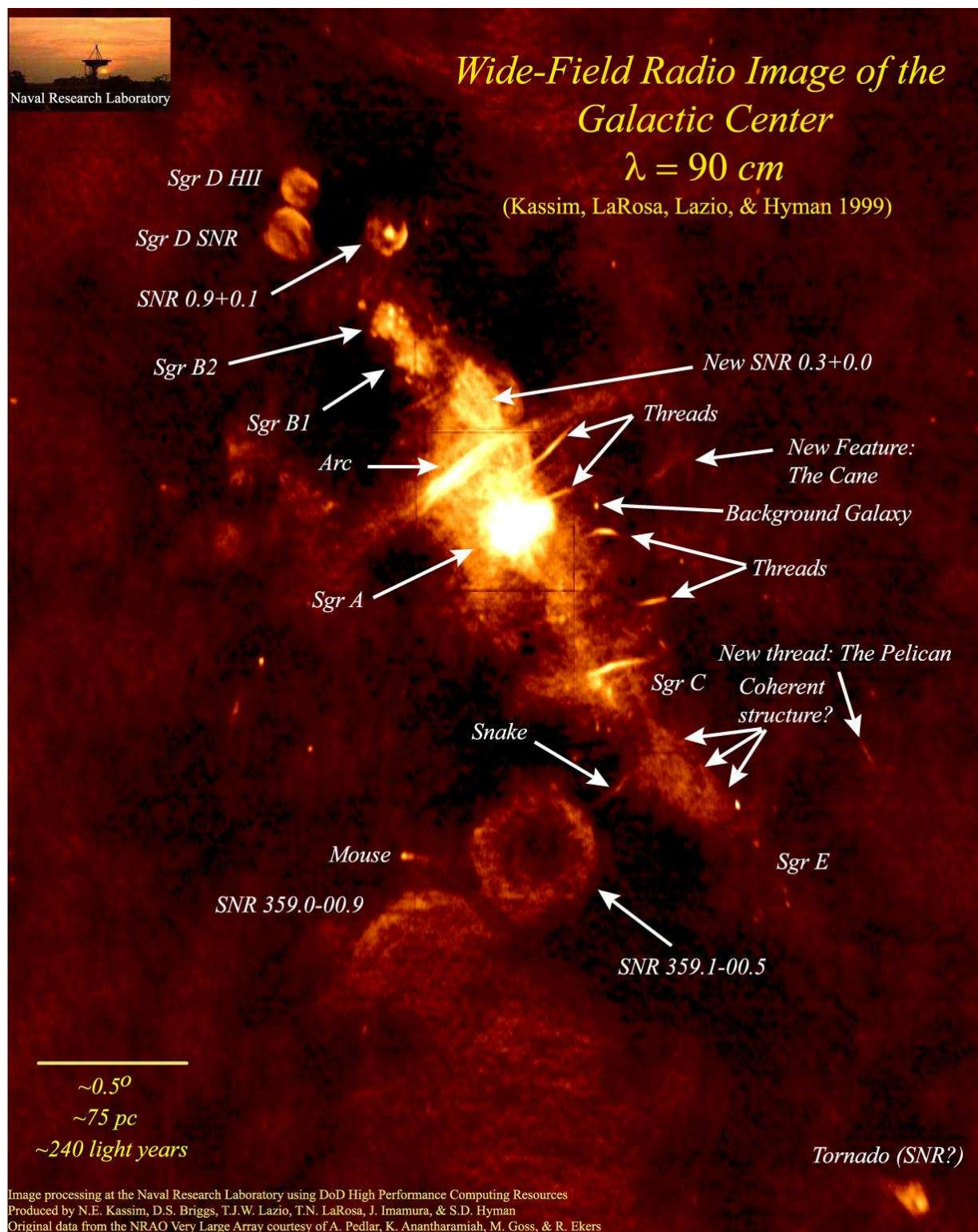


FIG. 2.6: Carte à 90 cm du Centre Galactique. Le plan Galactique est clairement matérialisé par l'émission étendue en diagonale de l'image. Les filaments radio, plusieurs résidus de supernovae, ainsi que plusieurs régions HII compactes sont évidents. (issu de Kassim *et al.* 1999)

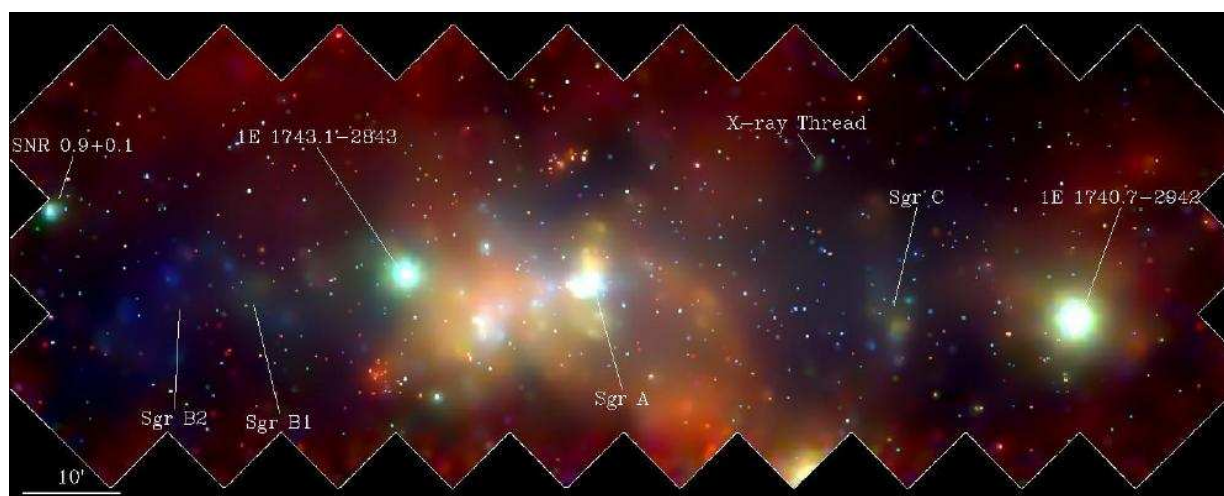


FIG. 2.7: Cette mosaïque couvre $\simeq 400 \times 900$ années lumières. On y voit l'émission de centaines d'objets compacts (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs), baignant dans un gaz chaud à plusieurs millions de degrés Kelvin. Les trois couleurs correspondent aux bandes 1–3 keV (rouge), 3–5 keV (vert) et 5–8 keV (bleu). (NASA/UMass/D.Wang et al., tiré de Lang 2002)

à moins de 20° près) suggèrent l'existence d'un champ magnétique poloïdal présent sur tout le domaine de la Zone centrale moléculaire.

Le second élément concernant le champ magnétique est la mesure de la polarisation de l'émission thermique des poussières. Au contraire des filaments radio, qui sondent la direction du champ magnétique dans le milieu séparant les nuages, cette polarimétrie mesure la direction du champ magnétique au sein des nuages denses. Les premières mesures de polarimétrie sont dues à Aitken *et al.* (1986, 1991, 1998), qui a montré que le champ magnétique était essentiellement parallèle à la direction du champ des vitesses au sein de ce flot. Ce résultat est ce à quoi on s'attend si la morphologie du nuage est due au cisaillement lié aux forces de marées. Les autres mesures dans l'ensemble de la CMZ sont cohérentes avec l'idée que le champ magnétique s'aligne avec le champ des vitesses au sein des nuages de gaz, suite au cisaillement dû aux effets de marées. En effet, le champ magnétique au sein de ces nuages moléculaires est contenu dans le plan galactique.

2.1.5 Rayonnement X

Le rayonnement X est le plus à même de caractériser les phénomènes énergétiques. Cependant, l'absorption interstellaire affecte ce rayonnement, particulièrement en dessous de 2 keV dans la direction du Centre Galactique. Les missions d'observation dans ce domaine (EINSTEIN, GINGA, ROSAT, ASCA, BeppoSAX) se sont presque toutes penchées sur le Centre Galactique, démontrant l'existence de gaz chaud, dont la tem-

pérature estimée varie de 10^7 à 10^8 K selon les auteurs, ainsi que l'existence de sources ponctuelles, en particulier des binaires X.

L'astronomie X a depuis fait des progrès importants tant au niveau de la bande spectrale couverte (avec déjà GINGA et ASCA) qu'au niveau de la résolution spatiale, progrès dont ont bénéficié les satellites Chandra et XMM-Newton. La résolution spatiale des images Chandra présentées en mosaïque Fig. 2.7 (issu de Lang 2002) atteint $0,5''$ sur l'axe optique. Chandra a identifié 2 357 sources ponctuelles dans les 40 pc ($17' \times 17'$) centraux de la Galaxie (Muno *et al.* 2003). De ces sources, les auteurs estiment que 281 sont des sources d'avant plan présentes sur la ligne de visée, et seulement une centaine sont des AGN de fond. Les spectres de plus de la moitié des sources ponctuelles sont très durs, caractéristiques de naines blanches dont l'accrétion est dominée par le champ magnétique (polars[♠] et polars intermédiaires) et d'étoiles à neutron accrétant le matériau issu d'un vent stellaire.

En plus de ces sources ponctuelles, l'émission diffuse déjà observée par les autres observatoires est confirmée. Elle est particulièrement évidente dans la région centrée $10'$ à gauche de Sgr A sur la Fig. 2.7, entre Sgr A et la binaire X 1E 1743.1-2843. Le spectre de cette émission diffuse est caractéristique d'un plasma à 10^7 K (estimation dix fois moindre que celle mesurée par Koyama *et al.* 1996 à l'aide de ASCA). L'origine de cette émission diffuse pourrait être une somme d'activité de formation d'étoiles et d'explosions de supernovae en grand nombre ($\simeq 10^3$).

2.2 En dessous de quelques dizaines de parsecs

À l'échelle de 1 à 50 pc, la région centrale de la Galaxie demeure complexe (Fig. 2.8). On y voit un Arc fait de filaments radio non-thermiques, un Pont (*Bridge*) fait de filaments thermiques, bien plus courbes que les filaments non-thermiques, et le complexe Sgr A, dont les composants seront décrits plus en détail ci-dessous. C'est dans cette région que se situent les trois amas d'étoiles massives introduits plus haut (Fig. 2.9). Je vais maintenant me concentrer sur le complexe Sgr A, qui occupe les $\simeq 10$ pc centraux, et sur l'amas central, déjà présenté, jusqu'à l'échelle de $\simeq 100$ UA, avant de présenter de la source ponctuelle Sgr A*.

2.2.1 Milieu interstellaire

Sgr A Est

Sgr A Est est une bulle en expansion, d'une taille de 7×9 pc, située derrière Sgr A* sur la ligne de visée, $\simeq 2$ pc plus à l'est. Il est possible que Sgr A Ouest et Sgr A* soient à l'intérieur de cette bulle, auquel cas les trois objets ont nécessairement interagi. Elle est dominée par une émission synchrotron. L'hypothèse généralement admise pour l'origine de cette bulle est qu'il s'agit d'un résidu de supernova. Cette hypothèse a été ré-

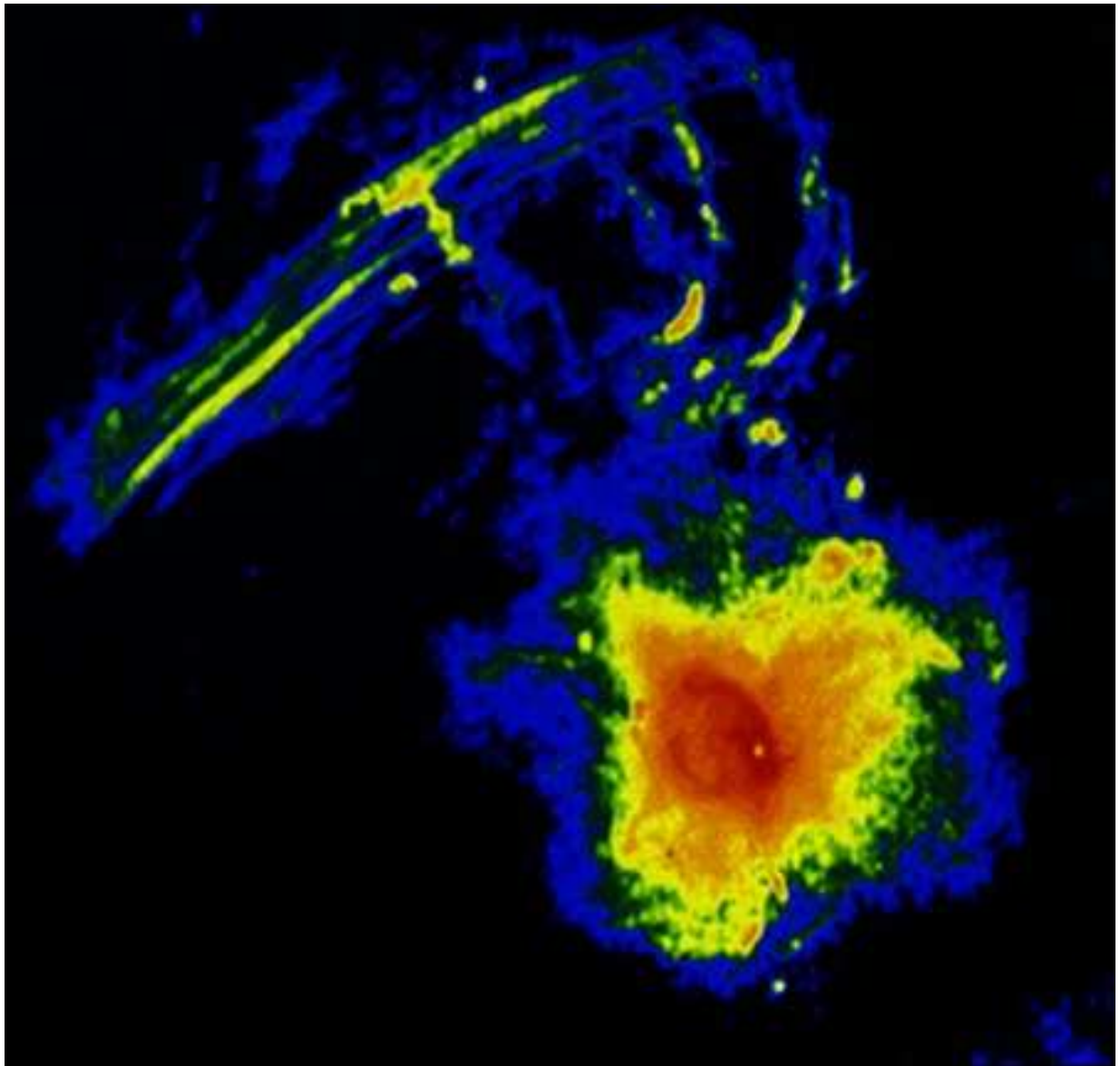


FIG. 2.8: Cette image en radio (20 cm) en provenance du VLA couvre $\simeq 50 \times 50$ pc. On y voit tout d'abord l'Arc radio, dominé par une émission synchrotron, qui est un faisceau de filaments radios non-thermiques (Sect. 2.1.4). Cet Arc est relié au complexe Sgr A (en projection, du moins) par un Pont fait également de filaments, beaucoup plus courbes que ceux de l'Arc, et qui sont dominés par une émission *free-free*. On suppose que ces filaments correspondent à la surface ionisée de nuages moléculaires. La structure étendue qui occupe tout le quart inférieur droit de l'image est le complexe Sgr A. Il est composé d'un halo de $8'$ (24 pc), entourant Sgr A Est (la bulle rouge). Au bord ouest de Sgr A Est, la source ponctuelle est Sgr A*, et la source étendue rouge qui l'entoure est Sgr A Ouest. (Yusef-Zadeh *et al.* 1984, <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>)

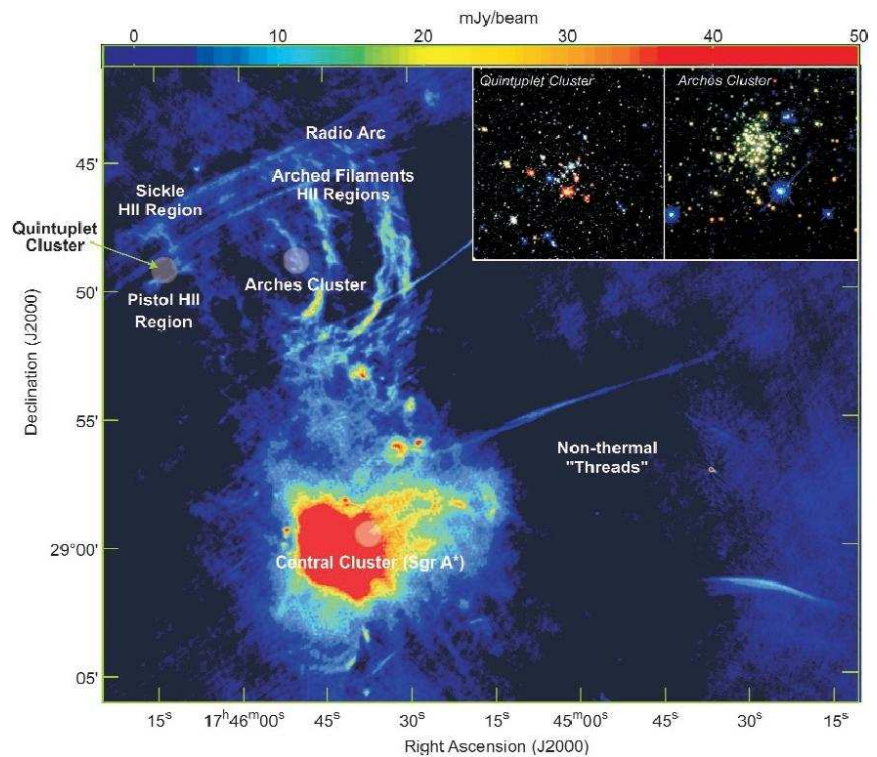


FIG. 2.9: Image VLA à 20 cm des 50 pc centraux de la Galaxie, avec indication des trois amas d'étoiles massives. (Montage issu de Lang *et al.* 2003)

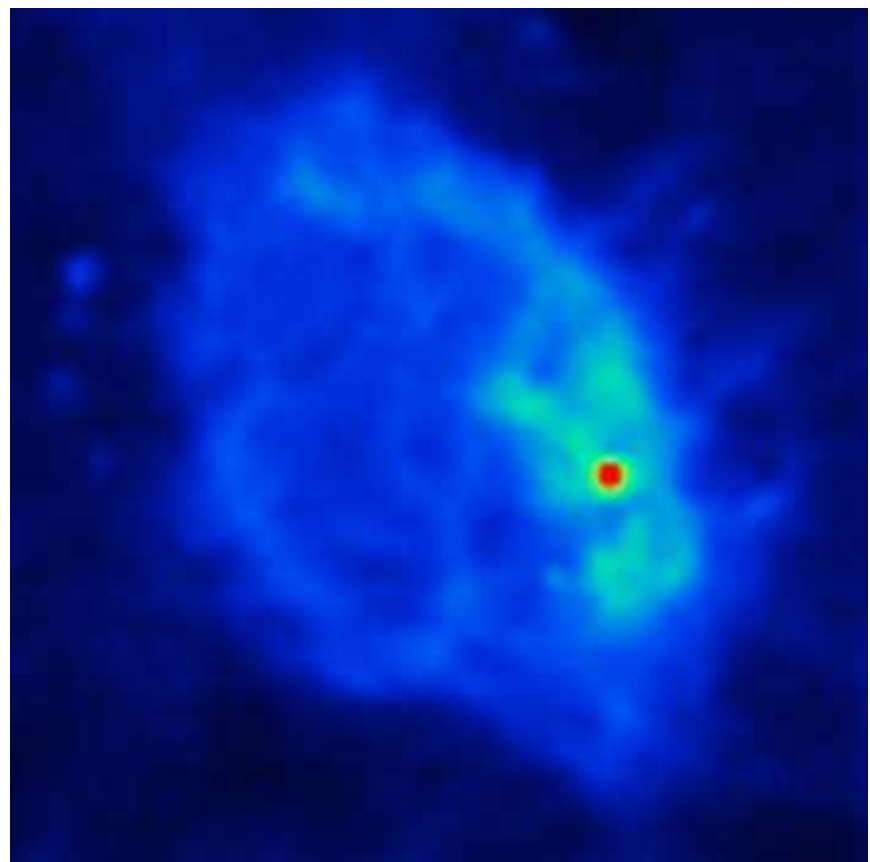


FIG. 2.10: Image à 20 cm de Sgr A Est. (Plante *et al.* 1995, , <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>)

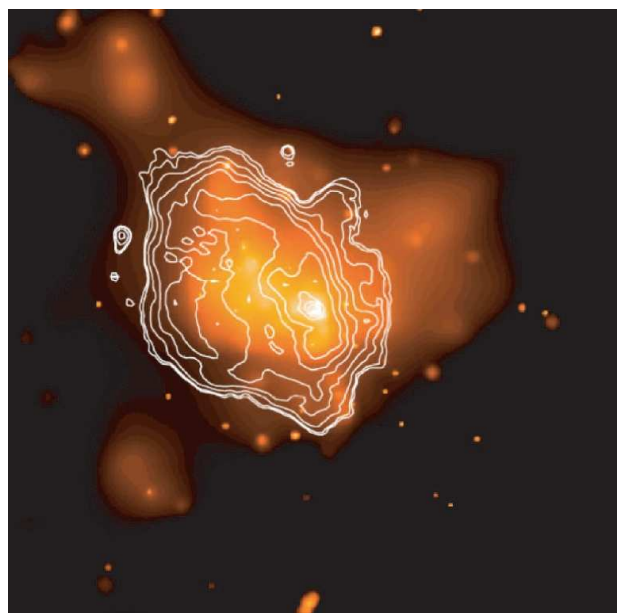


FIG. 2.11: Comparaison de l'émission X (1,5–7 keV, Maeda *et al.*) et radio à 20 cm (contours, Yusef-Zadeh *et al.*) du complexe Sgr A, notamment Sgr A Est. (issu de Maeda *et al.* 2002)

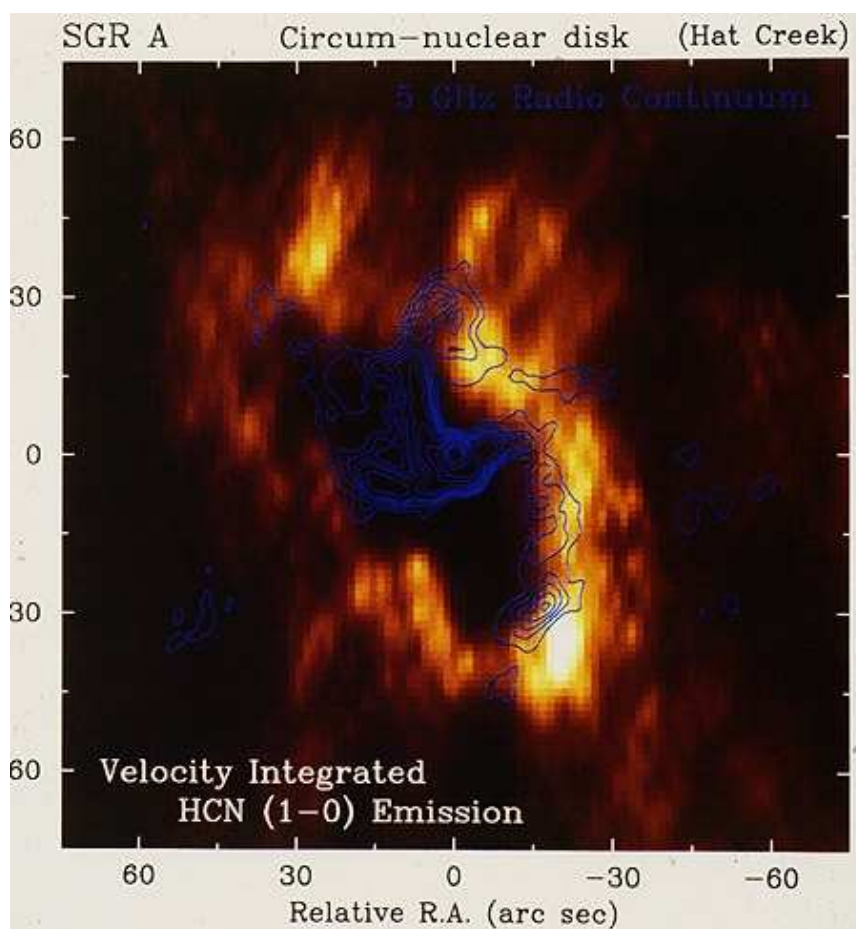
ce qui est fortement renforcée par l'imagerie haute résolution de l'émission X associée et la mesure des abondances des éléments lourds par Chandra (Maeda *et al.* 2002).

Le Disque circumnucléaire (CND)

Le Disque circumnucléaire (CND) a été identifié dans des observations de HI (Liszt 1983), de poussières (Becklin *et al.* 1982) et de certaines molécules (HCN et CO, Güsten *et al.* 1987), plus récemment en H₂ (Yusef-Zadeh *et al.* 2001). Ce disque est très asymétrique, s'étendant jusqu'à 7 pc aux longitudes galactiques négatives (sud-ouest), et seulement $\lesssim 3$ pc aux longitudes positives (nord-est). Le bord interne du CND ne s'étend pas en deçà de 1–1,5 pc. À ce rayon, on observe une limite nette, ionisée, définissant la « Cavité centrale » (*Central Cavity*), de sorte que le CND est peut-être plus proche du tore de matière que du disque, ce qui lui vaut une seconde appellation : Anneau circumnucléaire (*Circumnuclear Ring*, CNR).

Il est de densité irrégulière, composé de petits grumeaux, vraisemblablement allongés par les forces de marée. Les raies sont plutôt larges ($\gtrsim 40$ km s⁻¹) le long du bord interne, probablement en raison de la dispersion des vitesses entre les grumeaux. La présence de vide entre les grumeaux permet au rayonnement de pénétrer profondément dans le CND. La Cavité centrale contient la région H II Sgr A Ouest (Sect. 2.2.1), composée de gaz ionisé et atomique neutre et de poussières, ainsi que l'amas d'étoiles à hélium, qui sont responsables de l'ionisation du bord interne du CND. Les diverses interprétations des données cinématiques sont au premier ordre compatibles avec une rotation essentiellement circulaire, avec une vitesse radiale allant de $\lesssim 20$ km s⁻¹ à 50 km s⁻¹. Le CND serait composé principalement de dix à vingt nuages moléculaires de taille caractéristique 8–10'' ($\simeq 0,5$ pc), contenant chacun $\simeq 1\,000 M_{\odot}$ (Christopher & Scoville 2003).

FIG. 2.12: Le Disque circumnucléaire (CND). Émission de HCN, intégrée en vitesse. Les contours bleus indiquent le continuum radio à 5 GHz de la Minispirale Sgr A Ouest Sect. 2.2.1. (Observateur : L. Blitz, <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>)



L'origine de cet anneau n'est pas claire. Étant donné son aspect dissymétrique, il ne peut s'agir d'une structure stable. Il peut s'agir soit d'une structure récente, non encore circularisée (par exemple un anneau formé des débris d'un nuage moléculaire disloqué par les forces de marée), soit d'une structure ancienne ayant subi récemment une perturbation. Dans les deux cas, l'aspect plus régulier du bord interne s'explique par la période de rotation plus courte, qui fait que la régularisation est plus rapide. Le CND est en projection au bord de Sgr A Est. Cette coïncidence spatiale suggère la possibilité d'une interaction mécanique entre les deux : par exemple, Sgr A Est pourrait avoir déstabilisé un disque circumnucléaire symétrique par son expansion. Coker *et al.* (2002b) ont montré par des simulations que dans le potentiel composite issu de la masse centrale ponctuelle et d'un amas de densité $\rho \propto r^{-1.75}$ il existe une orbite de vitesse minimum à $r \simeq 4$ pc, de sorte que le matériau interstellaire en orbite a tendance à s'accumuler autour de ce rayon. Ils montrent que l'apparence irrégulière du CND nécessite la combinaison de plusieurs nuages provenant de trajectoires diverses. Selon leur modèle, les cœurs des nuages les plus massifs peuvent se contracter suffisamment pour donner lieu à des régions de formation stellaire. Dans ce modèle, le CND doit être constamment alimenté par l'apport de nouveaux nuages pour être pérennisé.

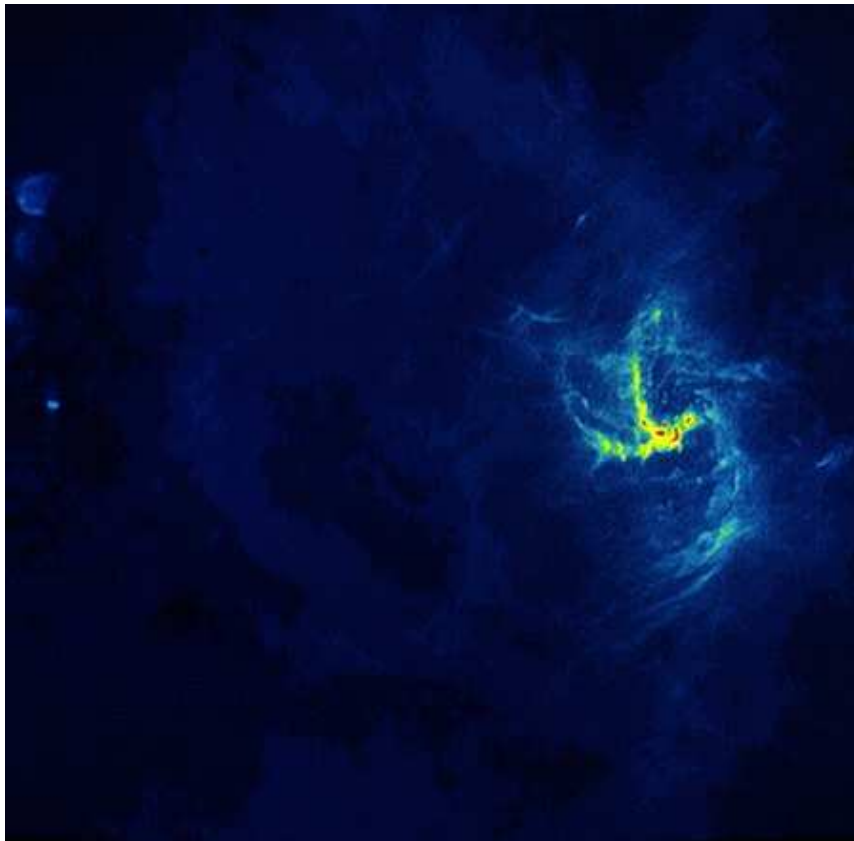


FIG. 2.13: Sgr A Ouest à 6 cm. L'émission de Sgr A Est est également visible. Au centre de cette région HII, on devine l'émission de la source ponctuelle Sgr A*. (Observateur : K.Y. Lo, <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>)

Sgr A Ouest, la Minispirale

Les deux parsecs centraux de la Galaxie sont occupés par la région Sgr A Ouest, dominée par l'émission du gaz ionisé, détectée dans les raies d'émission du gaz en infrarouge et dans le continuum en submillimétrique, et par l'émission de la poussière. La raie de structure fine de [Ne II] à $12,8 \mu\text{m}$ a été utilisée à plusieurs reprises à des résolutions toujours plus élevées, atteignant jusqu'à $2''$ de résolution spatiale et 30 km s^{-1} de résolution spectrale (Lacy *et al.* 1991). Parallèlement, une carte à 6 cm du gaz ionisé a été obtenue grâce au *Very Large Array* (VLA) à $1''$ de résolution (Lo & Claussen 1983). Plus tard, Roberts & Goss (1993) ont observé Sgr A Ouest dans la raie radio de recombinaison $\text{H}2\alpha$ à 3,6 mm, également à une résolution de $1''$. Une résolution bien plus élevée a d'abord été atteinte par le VLA à 13 mm avec un faisceau de $0,15'' \times 0,10''$ au cours d'une étude ayant pour but la mesure de mouvements propres d'éléments du gaz (Zhao & Goss 1998). Un programme similaire a été l'occasion d'obtenir des données à 2 cm et à une résolution similaire ($0,1'' \times 0,2''$), de nouveau à l'aide du VLA (Yusef-Zadeh *et al.* 1998). Enfin, les caméras NICMOS à bord du télescope spatial Hubble ont obtenu les données que nous avons exploitées dans la Partie II, dans la raie $\text{Pa}\alpha$ de l'hydrogène ($1,87 \mu\text{m}$), à une résolution de $0,18''$ (Scoville *et al.* 2003). L'émission des poussières est également détectée du sol dans les fenêtres à 10 et $21 \mu\text{m}$ (Tanner *et al.* 2002), avec une morphologie très proche de celle du gaz ionisé (Fig. 2.14).

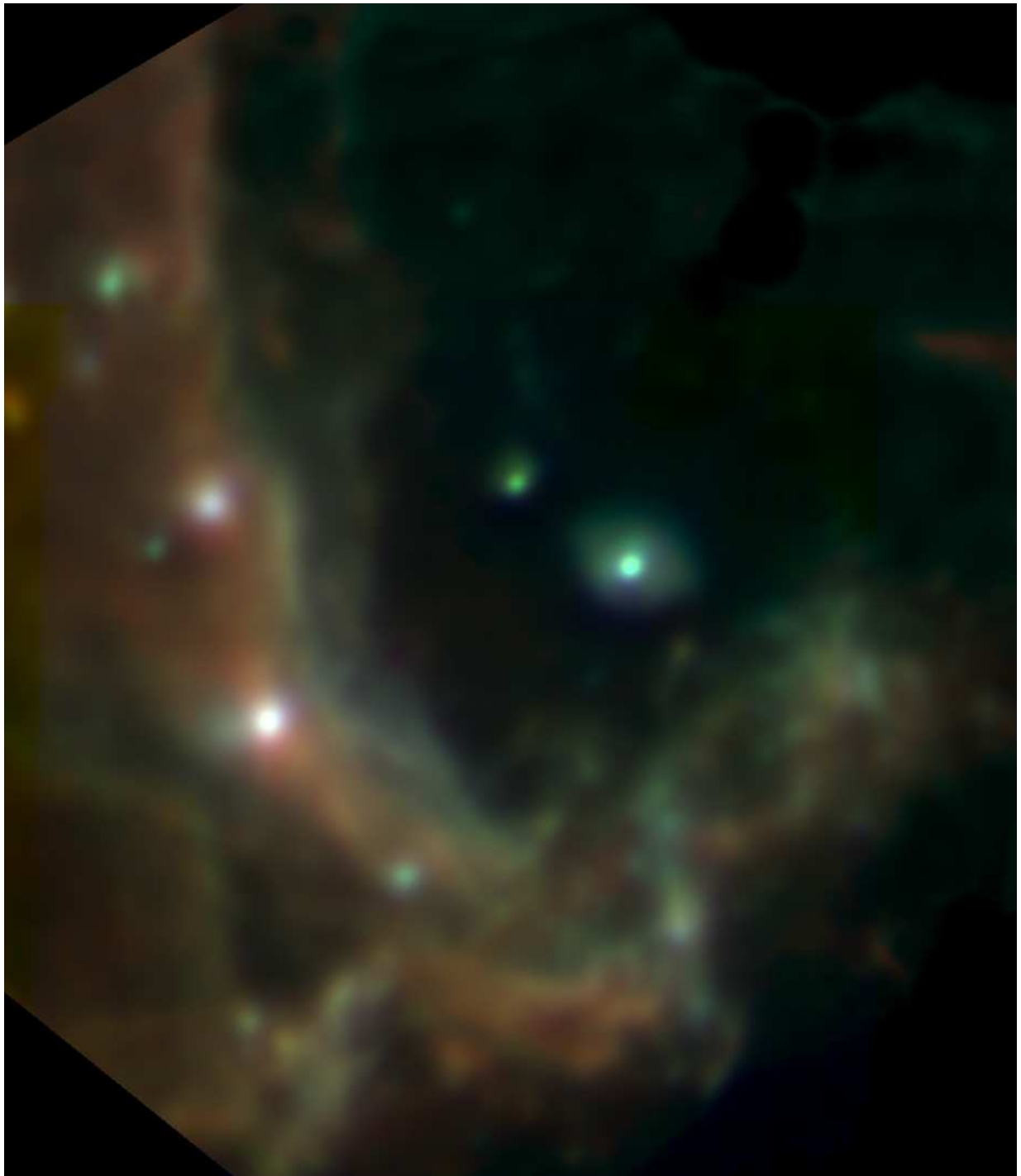


FIG. 2.14: Image composite du parsec central en infrarouge moyen (9, 13, et 21 μm respectivement pour les canaux bleu, vert et rouge). La morphologie est essentiellement la même que celle observée pour le gaz ionisé. (Image Keck/MIRLIN, observateur : M. Morris, <http://irastro.jpl.nasa.gov/GalCen/galcen.html>)

Des données spectroscopiques en infrarouge proche ont également été acquises. La raie $\text{Br}\gamma$ à $2,166 \mu\text{m}$ a été utilisée pour étudier le gaz ionisé. La première détection consistait en une grille de spectres autour de IRS 16 (Geballe *et al.* 1991), qui ne pouvait donner une vision claire de la morphologie du gaz interstellaire. L'apparition des caméras CCD dans l'infrarouge a rendu possible l'imagerie dans cette gamme de longueur d'onde. Cependant, seules l'imagerie en bande étroite et la spectro-imagerie permettent de détecter le gaz ionisé en infrarouge proche. En effet, les images en bande large, en bande K par exemple, sont largement dominées par le contenu stellaire. Un premier essai de spectro-imagerie a été tenté par Wright *et al.* (1989) à l'aide d'un système de Fabry-Pérot à balayage, sur un champ de $38'' \times 36''$ et une bande d'environ $1\,000 \text{ km s}^{-1}$ de large à une résolution de 90 km s^{-1} . Le cube de données obtenu avec BEAR dans la même raie représente un effort significatif tendant à couvrir l'essentiel de Sgr A Ouest à une bien meilleure résolution spectrale ($21,3 \text{ km s}^{-1}$), et une résolution spatiale limitée par le seeing.

La raie d'hélium a été détectée en premier lieu par Hall *et al.* (1982). Cette raie a été utilisée de nombreuses fois pour étudier la population stellaire, jusqu'à ce que nous rapportions pour la première fois la détection du gaz interstellaire ionisé de Sgr A Ouest dans cette raie dans Paumard *et al.* (2001, Annexe A) à l'aide de données BEAR présentées au Chap. 7. Des données NIRSPEC ont également été acquises sur le Keck II par Figer *et al.* (2000b) en parcourant l'ensemble du champ avec la fente de $24''$, orientée nord-sud. Ce cube couvre la bande de $1,98$ à $2,28 \mu\text{m}$ à une résolution spectrale de $21,5 \text{ km s}^{-1}$.

Toutes ces données montrent que le gaz ionisé s'organise en apparence en une série de filaments curvilignes partant approximativement de Sgr A*, donnant à l'ensemble l'aspect d'une petite galaxie spirale, ce qui a valu à la région Sgr A Ouest le surnom de « Minispirale ». Plusieurs détails morphologiques portent des noms issus de cette ressemblance avec une spirale (Fig. 2.15) : les Bras Nord et Est, l'Arc Ouest et la Barre. Cette dénomination semble impliquer que Sgr A Ouest est physiquement une spirale, c'est-à-dire que les filaments notés ci-dessus sont des entités matérielles coplanaires, résultats d'une onde de densité, ou bien des flots d'accrétion. Cette vision des choses a été accréditée par le modèle de dynamique proposé par Lacy *et al.* (1991) à partir de leurs données $[\text{Ne II}]$ selon lequel la Minispirale serait effectivement une onde de densité formant une spirale linéaire à un bras dans un disque keplérien. Cependant, elle a été battue en brèche par Jackson *et al.* (1993) et Telesco *et al.* (1996), qui ont d'abord montré que le Bras Nord était probablement la surface ionisée d'un vaste nuage neutre en rotation autour du trou noir, le « *Northern Intruder* », puis que tous les objets mentionnés (les trois Bras, l'Arc Ouest, et la Barre) étaient la frontière ionisée entre un domaine de haute densité et un domaine de basse densité.

La Minicavité

Un objet intéressant au sein du gaz interstellaire se situe dans la Barre, à environ $3,5''$ au Sud-Est de Sgr A*. Cela ressemble à une bulle de gaz d'environ $1''$ de diamètre, qui

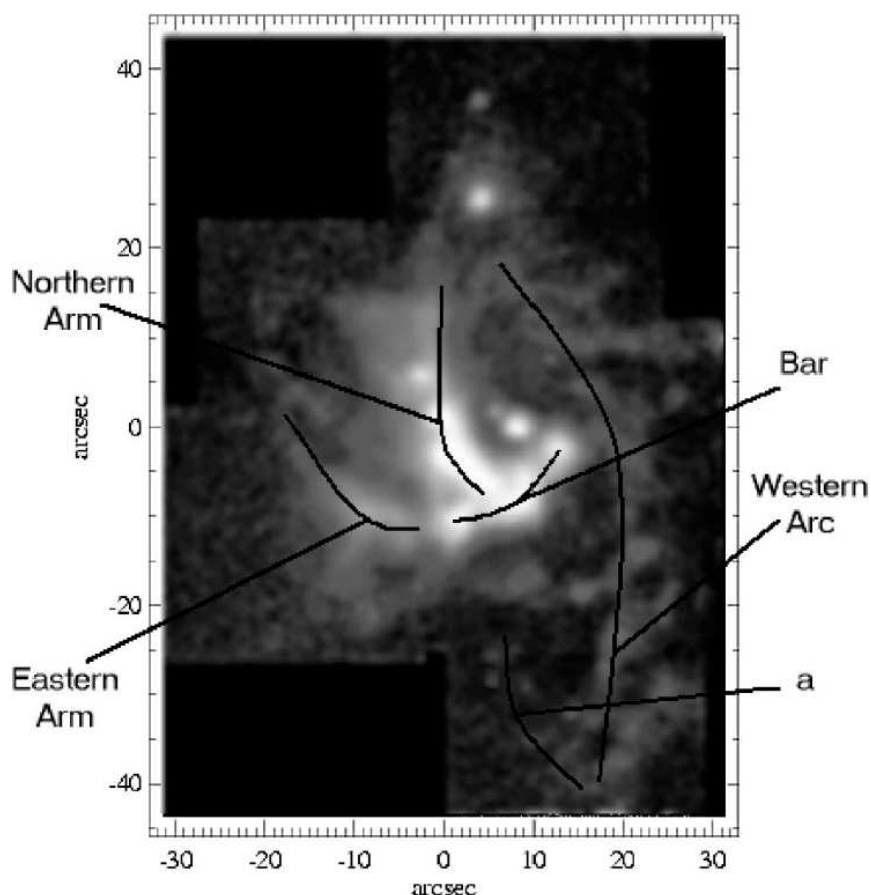


FIG. 2.15: Image à $10,8 \mu\text{m}$ de la Minispirale, avec la nomenclature usuelle. L'origine des axes correspond à la source IRS 1. La région marquée « a » correspond au bord sud du CND. (issu de Mariñas *et al.* 2003)

pourrait avoir été creusée dans le MIS par le vent stellaire d'une étoile. Cette Minicavité est une source brillante dans la raie à $2,2178 \mu\text{m}$ de [Fe III], ce qui pourrait être dû à la destruction de grains de poussière (Lutz *et al.* 1993). Mais les premiers résultats des données BEAR en $\text{Br}\gamma$ semblent indiquer une dynamique beaucoup plus complexe qu'une simple expansion (Morris & Maillard 2000).

2.2.2 Population stellaire

L'existence d'un amas d'étoiles très dense dans la région interne du centre Galactique a été mise en évidence pour la première fois par Rieke & Low (1973) puis Becklin & Neugebauer (1975), au début des observations infrarouges. À l'époque, les auteurs ont petit à petit résolu d'abord trois puis dix neuf sources infrarouge (*infrared source*, IRS), désignées par leur numéro d'ordre de brillance en infrarouge : IRS 1 à IRS 19. Le sigle « IRS » étant assez peu chargé de sens, de sorte que l'IAU préfère « GCIRS », pour *Galactic Center InfraRed Source*, cependant ce sigle officiel est très peu utilisé. Avec les progrès de l'astronomie infrarouge, au total 36 sources ont été ainsi nommées, puis ces sources ont été résolues en étoiles, parfois multiples, ce qui amène à des désignations complexes, par exemple « IRS 16SE2 », les deux lettres (SE) indiquant une localisation

spatiale au sein du complexe IRS 16 (sud-est), le chiffre (2) étant un numéro d'ordre de luminosité au sein d'une étoile multiple.

Hall *et al.* (1982) ont mis en évidence pour la première fois la présence d'une raie très large d'He I à $2,058 \mu\text{m}$ dans le spectre de la source infrarouge IRS 16, à l'époque non résolue. Puis cette émission a été résolue par Krabbe *et al.* (1991) en un amas d'étoiles à hélium occupant le parsec central de la Galaxie, amas composé essentiellement, mais pas uniquement, des composantes de la source IRS 16. Son membre le plus lumineux (l'étoile AF ou AHH selon les références) a été étudiée de façon détaillée par Najarro *et al.* (1994). Cette étude a montré que cette étoile était une supergéante bleue de type Wolf-Rayet. Elle est caractérisée par un intense vent stellaire. Plus tard, il a été proposé que toutes les sources composant cet amas soit des étoiles chaudes, jeunes et massives (Krabbe *et al.* 1995; Najarro *et al.* 1997a). Les mouvements propres de ces étoiles ont été mesurés par Eckart & Genzel (1997), et semblent indiquer un mouvement à contre-courant des flots de gaz ionisé locaux. Toujours selon ces auteurs, cet amas indiquerait un événement de formation stellaire massive récent datant d'environ 10^7 ans. La cinématique stellaire serait cohérente avec l'existence d'un trou noir d'environ $2,5 \times 10^6 M_{\odot}$.

Un amas très serré d'étoiles faibles ($m_K \simeq 15$), le complexe Sgr A* (IR) (*Sgr A* (IR) complex*) ou amas Sgr A* (*Sgr A* cluster*), parfois appelé plus rapidement « amas S », a également été découvert dans un rayon d'environ $0,5''$ autour de la position de Sgr A* par Eckart *et al.* (1995) grâce à un système d'imagerie haute résolution par la technique « *shift-and-add* » (SHARP). Cette détection a rapidement été confirmée de façon indépendante par imagerie des tavelures (Ghez *et al.* 1998) et par optique adaptative. Ces sources étant très proches de la masse centrale, des mesures de mouvement propre précises ont commencé à être disponibles peu de temps après (Eckart & Genzel 1996, 1997; Ghez *et al.* 1998; Eckart *et al.* 1999). Des données de spectroscopie sont également devenues possibles (Eckart *et al.* 1999; Figer *et al.* 2000a; Gezari *et al.* 2002), montrant que ces étoiles sont des étoiles chaudes, de type O9 à B0.5. L'influence gravitationnelle du trou noir est devenue directement mesurable à travers l'accélération de ces étoiles (Ghez *et al.* 2000; Eckart *et al.* 2002). La première mesure de vitesse propre de l'une des étoiles, S2 ou S0-2 selon les auteurs, a été obtenue par Ghez *et al.* (2002), permettant de trouver ses paramètres orbitaux avec une précision suffisante pour prévoir son passage au périapse[□], à la fin du premier trimestre 2002. Enfin, l'accumulation des données sur dix ans, contenant ce passage au périapse, a permis les mesures les plus précises des paramètres orbitaux de cette étoile (Schödel *et al.* 2002). Cette étoile est sur une orbite elliptique avec une période de 15,2 ans, et un périapse de seulement 17 heures lumière (120 UA).

2.2.3 Le trou noir supermassif

Une source radio fut détectée en direction du Centre Galactique dès les années 1950. Sa coïncidence précise avec le centre de rotation de la Galaxie fut établie dix ans plus tard, puis Lynden-Bell & Rees (1971) ont proposé l'hypothèse selon laquelle cette émis-

sion pourrait être due à un trou noir. Balick & Brown (1974) ont rapporté la détection d'une émission ponctuelle (Sgr A*) en direction du Centre Galactique, avec une résolution bien meilleure que ce qui avait été obtenu jusque là (de l'ordre de $10''$), leur permettant de donner une limite à la taille angulaire de la source ($\lesssim 0,1''$). Cela rappelle la présence de sources similaires dans d'autres galaxies. Sgr A* est cependant parmi les sources de ce type les plus faibles (de l'ordre de quelques centaines de luminosités solaires), mais il peut s'agir d'un effet de sélection : les sources lumineuses au plus comme Sgr A* sont difficiles à détecter dans les autres galaxies. Récemment, Melia & Falcke (2001) ont rédigé un article de revue exhaustif sur cette source.

Taille et forme

Cette source est en fait résolue dans le domaine centimétrique par interférométrie VLBI, montrant un profil légèrement allongé dans le sens E–O, avec un rapport 1:2 entre les axes. Ce profil apparent affiche une dépendance en longueur d'onde, la taille angulaire du grand-axe exprimée en microarcsecondes est liée à la longueur d'onde en millimètres par la relation : $\theta_{\mu\text{as}} = 14\lambda_{\text{mm}}^2$ (Fig. 2.16). Ce profil est cohérent avec une diffusion anisotropique sur le milieu interstellaire ambiant. Cet élargissement du profil rend impossible toute détermination de la structure propre de la source dans le domaine centimétrique. Il est en revanche possible, quoique ce ne soit pas encore certain, que la source de rayonnement soit réellement résolue en submillimétrique. La limite actuelle pour la taille de la source est de $< 130 \mu\text{as}$ (soit 1,1 UA) à 3,5 mm. On dispose également d'une limite inférieure pour cette taille, $\gtrsim 10 \mu\text{as}$ (0,1 UA), en raison de l'absence de scintillation courte période en millimétrique proche.

Spectre

Sgr A* a été détecté aux grandes longueurs d'ondes jusqu'à 670 GHz (0,45 mm) (Zylka *et al.* 1992, 1995; Dent *et al.* 1993). Les points de mesure à ces longueurs d'onde montrent un spectre légèrement croissant en loi de puissance, mais la variabilité de la source en centimétrique et millimétrique (Zhao *et al.* 1989, 1992), de l'ordre d'un facteur deux sur quelques mois, plusieurs fois par an, impose d'être prudent pour en déduire la pente. Serabyn *et al.* (1997) ont obtenu des données quasi-simultanées (sur douze jours) sur le domaine radio à millimétrique à l'aide de divers instruments, et ont déduit une loi en $\nu^{0,25}$. Une seule possible détection a été rapportée en infrarouge, à $8,7 \mu\text{m}$ (Stolovy *et al.* 1996), jamais confirmée. Des limites ont été données à diverses longueurs d'onde de 1,1 à $350 \mu\text{m}$ (Serabyn *et al.* 1997; Telesco *et al.* 1996; Gezari *et al.* 1994; Gezari 1992; Herbst *et al.* 1993; Eckart *et al.* 1995; Stolovy *et al.* 2003). En revanche, la source est de nouveau accessible aux hautes énergies, au delà de 1 keV. Des résultats ont été obtenus par GRANAT, ASCA et ROSAT, mais les résultats récemment obtenus par Chandra sont nettement plus précis (Fig. 2.17, Baganoff *et al.* 2003). L'ensemble de ces données permet de commencer à étudier la nature de l'émission de Sgr A* (Fig. 2.18). Cette émission semble pouvoir être due soit à un disque d'accrétion (par exemple Qua-

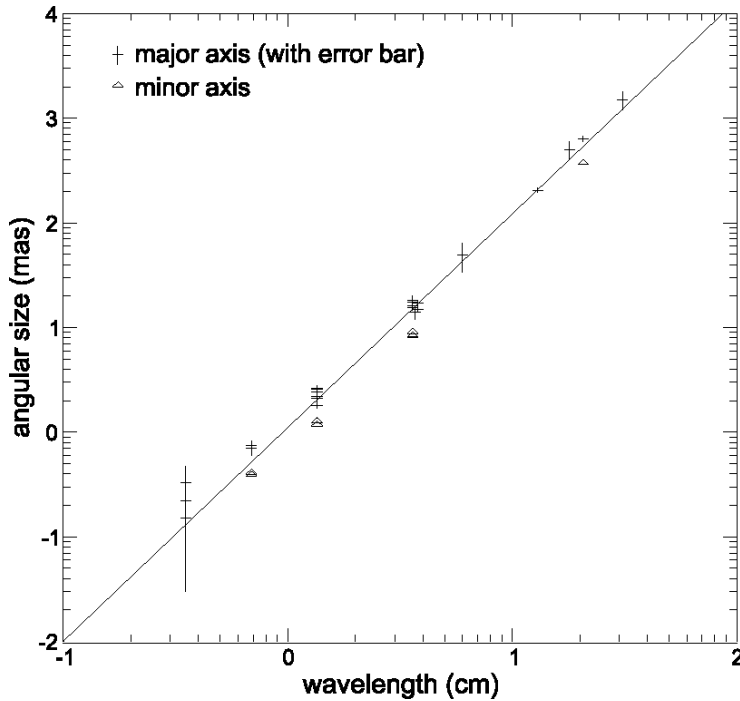


FIG. 2.16: Taille observée de la source Sgr A* en fonction de la longueur d'onde : grand (croix avec barres d'erreur) et petit (triangles) axes. Le meilleur ajustement en loi de puissance est $\propto \lambda^{2,04 \pm 0,01}$. Pour $\lambda < 7$ mm, les tailles mesurées pourraient être au-dessus de l'extrapolation de la loi ajustée pour $\lambda > 1$ cm. (issu de Mezger *et al.* 1996)

taert 2002), soit à un jet (Falcke & Markoff 2000), soit à la combinaison des deux (Yuan *et al.* 2002). Malgré les contraintes fortes qui existent, aucun consensus ne semble encore se dégager.

Position, mouvement propre et masse

Sgr A* n'ayant pas de contrepartie détectée avec certitude en infrarouge, il est difficile de connaître sa position par rapport aux étoiles du champ. En se servant comme référence de masers SiO à moins de $12''$ de Sgr A*, Menten *et al.* (1997) ont pu évaluer cette position à 30 mas près (1σ). En effet, l'émission maser prend sa source en radio à $\simeq 5$ rayons stellaires de l'étoile hôte, qui est très brillante en infrarouge : cela permet d'ajuster précisément les données en position entre les deux domaines.

Le mouvement propre de la source radio Sgr A* a d'abord été mesuré à moins de 6 mas/an en direction du sud-Ouest le long du plan galactique, ce qui est compatible avec la vitesse angulaire de révolution du soleil autour de la Galaxie (Reid *et al.* 1999; Backer & Sramek 1999). Ces résultats ont permis de contraindre la vitesse propre de Sgr A* à moins de 20 km s^{-1} dans le référentiel de la Galaxie, et de donner une limite inférieure à la masse de cette source : $\gtrsim 10^3 M_{\odot}$, ce qui la rend incompatible avec toute source stellaire.

Reid *et al.* (2003) ont répété les mesures de position et de vitesse propre de Sgr A* par rapport à sept masers dans un rayon de $15''$, et ont déduit la position de la source radio sur les cartes infrarouges à 10 mas près. La mesure de la composante de la vitesse de Sgr A* orthogonale au plan de la galaxie a également été améliorée ($< 8 \text{ km s}^{-1}$) ce

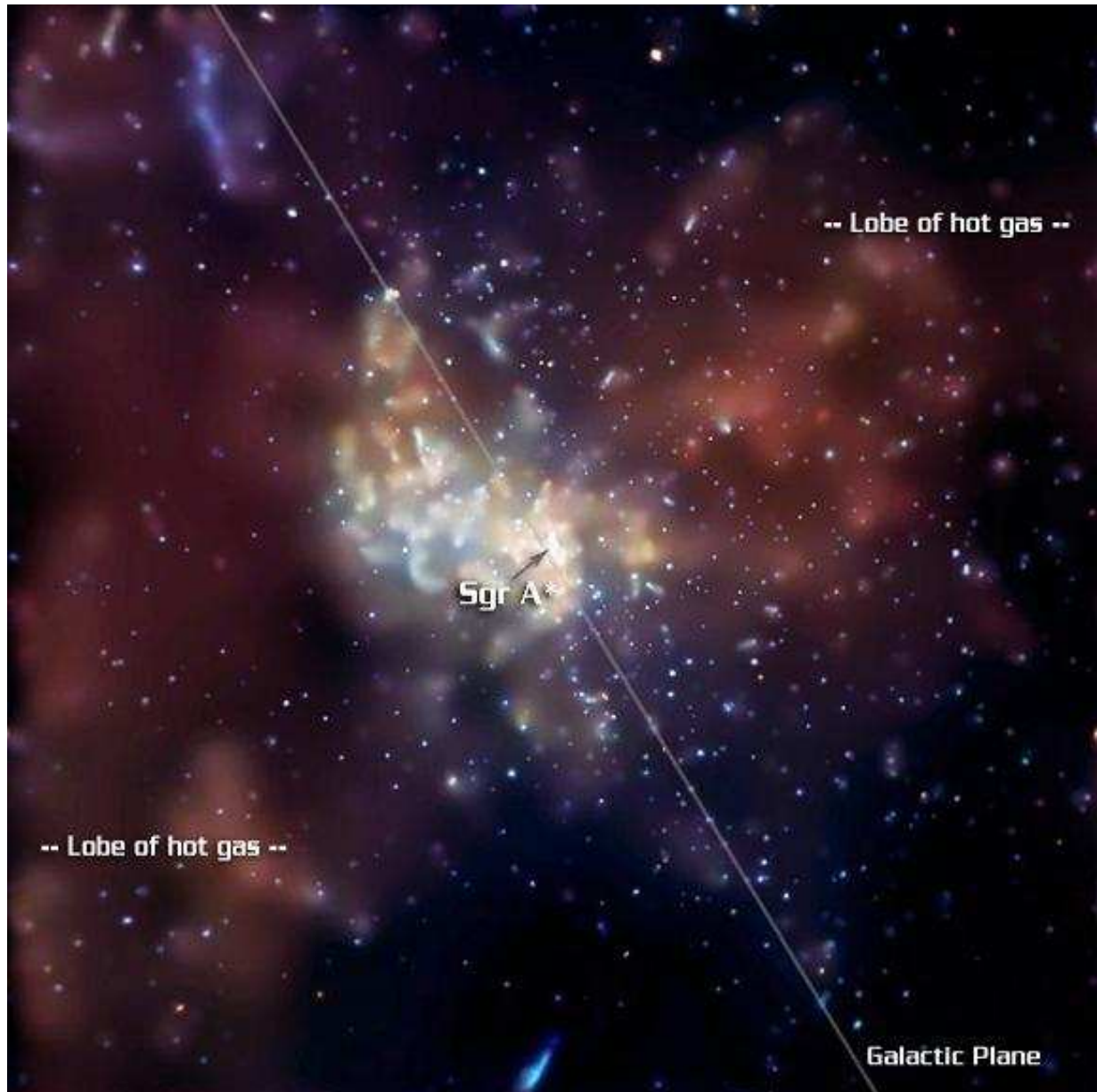


FIG. 2.17: Champ du complexe Sgr A ($8,4'$ de côté), obtenue par Chandra. On y voit un grand nombre de sources ponctuelles, y compris Sgr A*, et deux lobes de gaz chaud (20×10^6 K). Énergie : rouge : 2–3,3 keV, vert : 3,3–4,7 keV, bleu : 4,7–8 keV. (NASA/CXC/MIT/F.K. Baganoff et al.)

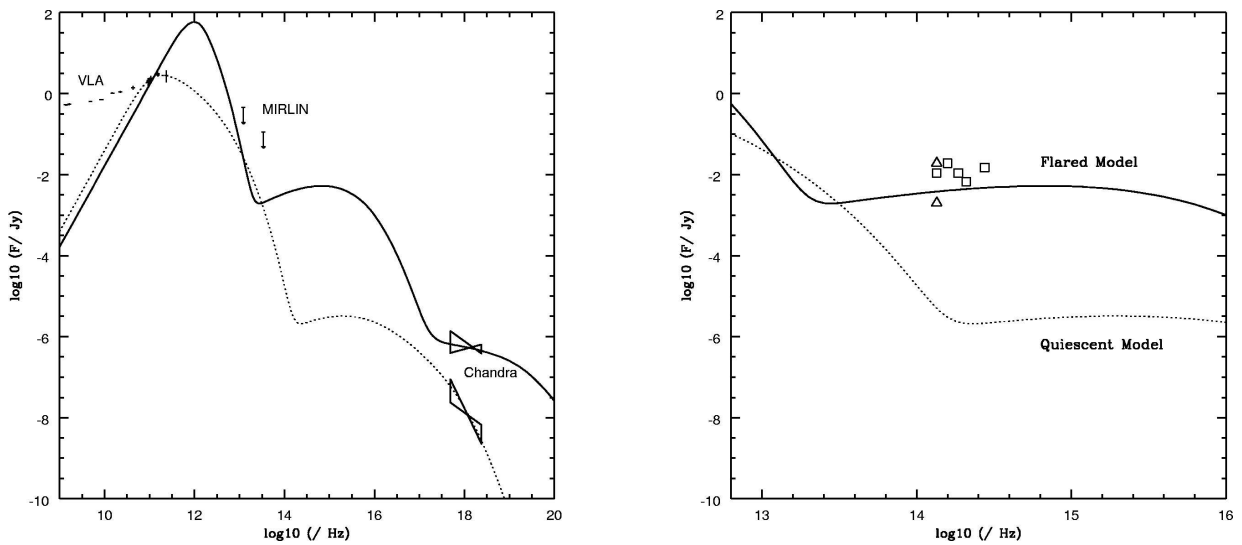


FIG. 2.18: À gauche : modèles de l'émission de Sgr A* lors des *flares* dus à l'accrétion (ligne continue) et pendant son état bas (ligne discontinue), adaptés de Liu & Melia (2002). Les détections radio VLA (Falcke *et al.* 1998) et X Chandra (Baganoff *et al.* 2001). Les limites en infrarouges moyen (Keck/MIRLIN Cotera *et al.* 1999) sont également indiquées. À droite : section de ces modèles en infrarouge proche, avec les limites de détections NICMOS (Stolovy *et al.* 2003, d'où cette figure est issue).

qui permet à Reid *et al.* (2003) d'affirmer que la masse associée à Sgr A* est supérieure à $4 \times 10^5 M_{\odot}$.

Parallèlement, les mesures des vitesses du gaz et des étoiles environnantes donnent une mesure de la masse incluse par l'orbite de l'objet considéré, en particulier la mesure des mouvements propres des étoiles de l'amas Sgr A (IR) (Sect. 2.2.2) permet d'assurer que ces étoiles orbitent autour d'une masse sombre de $2,9 \pm 0,2 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ott *et al.* 2003b) à $4 \pm 0,3 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ghez *et al.* 2003). Cependant, il n'est pas encore certain que toute cette masse soit directement associée à Sgr A* : une partie pourrait être contenue dans un amas d'objets sombres, bien que cette hypothèse soit fortement défavorisée par la densité qu'un tel amas devrait avoir ($2,2 \times 10^{17} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, Ott *et al.* 2003b).

Conclusion

La masse très importante de l'objet ($3-4 \times 10^6 M_{\odot}$, il n'y a pas encore consensus), confinée dans un volume très réduit ($R \lesssim 120 \text{ UA}$), associée à une très faible luminosité en infrarouge proche, font qu'à l'heure actuelle l'hypothèse du trou noir supermassif est de loin la plus à même de rendre compte des observations. D'autres hypothèses ont été émises, notamment celle d'un amas dense d'objets sombres, par exemple des résidus stellaires (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs stellaires). Melia & Coker (1999) avaient déjà montré qu'un tel amas ne pouvait rendre compte du spectre observé.

De plus, un tel amas s'évaporerait rapidement ($\simeq 10^8$ ans, voir revue par Kormendy & Ho 2003).

Chapitre 3

Problématique

3.1 Situation observationnelle

L'environnement du trou noir central de la Galaxie à l'échelle de quelques parsecs est caractérisé par une très grande densité d'objets divers : de nombreuses étoiles, en particulier une concentration exceptionnelle d'étoiles massives, baignant dans un milieu interstellaire dense composé de poussières et de gaz ionisé. Cela rend son étude particulièrement délicate. L'étude spectroscopique des étoiles est rendue ardue par le mélange des spectres stellaires entre eux et avec le spectre du milieu interstellaire.

En outre, le Centre Galactique est séparé de nous par 8 kpc de poussières du plan galactique, ce qui est la cause d'une extinction très importante : $A_V \simeq 30$ magnitudes. Cela fait que le Centre Galactique est totalement obscurci dans le domaine visible, il n'est observable qu'aux grandes longueurs d'onde ($\gtrsim 1 \mu\text{m}$) et aux hautes énergies ($\gtrsim 2 \text{ keV}$). Cela rend délicate l'interprétation des résultats, dans la mesure où la plupart des références spectroscopiques, définissant les types spectraux des étoiles par exemple, sont faites dans le visible.

Ces deux difficultés expliquent que de nombreux résultats spectaculaires sur cette région aient été obtenus récemment : l'apparition des détecteurs multipixels en infrarouge, puis la haute résolution en infrarouge avec l'optique adaptative et le HST, ont permis de séparer les sources ponctuelles et de tracer des cartes haute résolution du MIS. Dans le domaine spectral, la spectroscopie IR haute résolution a permis de séparer les contributions des étoiles et du gaz interstellaire. La haute résolution spatiale permet également de mesurer des mouvements propres pour les étoiles et quelques globules de gaz, tandis que la haute résolution spectrale permet de déterminer les vitesses radiales.

Enfin, l'apparition des spectromètres à intégrale de champ a commencé à combiner haute résolution spatiale et spectrale. Plusieurs instruments actuellement en service proposent une haute résolution spatiale (optique adaptative) combinée avec une spectroscopie basse résolution ($R \lesssim 2000$). De son côté, l'instrument BEAR (Chap. 5) combine une résolution spatiale honorable, uniquement limitée par la turbulence du Mauna Kea, à une haute à très haute résolution spectrale (R est très peu contraint, typiquement plu-

sieurs 10^4), sur un champ correspondant à 1 pc à la distance du Centre Galactique. On peut espérer la construction dans les prochaines années d'un spectro-imageur fondé sur le concept de BEAR offrant sur un plus grand champ à la fois haute résolution spectrale et haute résolution spatiale.

3.2 Formation stellaire

Comme on l'a vu, la formation stellaire est active dans la région du Centre Galactique, qui présente plusieurs amas d'étoiles massives. Pourtant plusieurs paramètres devraient tendre à inhiber cette formation : d'une part le champ magnétique intense (de l'ordre du mG, à comparer au champ dans le disque galactique, de l'ordre du μG), et d'autre part les forces de marée dues à l'intense champ de gravité qui règne dans cette région de la Galaxie, lui-même dominé par le potentiel gravitationnel du trou noir central dans les régions les plus internes, puis par celui des étoiles dans les régions intermédiaires.

D'autres paramètres au contraire favorisent la formation stellaire, en particulier les chocs assez fréquents entre nuages moléculaires. De plus, les contraintes citées ci-dessus inhibent plus particulièrement la formation d'étoiles peu massives, puisque seuls les nuages les plus denses seront à même de se contracter. En outre, la métallicité élevée, double de celle observée dans le voisinage solaire, favorise la formation d'étoiles massives. De plus, ces étoiles se forment préférentiellement en amas massifs, ce qui favorise la formation d'étoiles massives par coalescence.

Par ailleurs, Portegies Zwart *et al.* (2001) prévoit par des modèles d'évolution d'amas que les 200 pc centraux pourraient facilement contenir une cinquantaine d'amas stellaires similaires aux amas des Arches et du Quintuplet. Ces surdensités volumiques d'étoiles seraient indétectables, car une fois projetées sur le plan du ciel elles ne se traduiraient pas par des surdensités surfaciques significatives à cause de la confusion avec la densité surfacique de fond.

Ainsi, l'étude de la population d'étoiles et de la formation stellaire dans les régions centrales de la Voie lactée doit permettre de contraindre les modèles de formation stellaire, plus particulièrement dans ces conditions particulières, et d'améliorer la connaissance de la fonction de masse initiale[¶] (*Initial Mass Function*, IMF) des centres galactiques.

3.3 Mécanismes d'accrétion

Le centre dynamique de la Galaxie est marqué par une source ponctuelle en radio, Sgr A*, récemment détectée en X. Compte tenu des contraintes observationnelles de plus en plus précises (cf. 2.2.3), il est désormais à peu près certain qu'il s'agit d'un trou noir de $\simeq 3 \times 10^6 M_{\odot}$. La luminosité modérée de ce trou noir implique qu'il est en cours d'accrétion avec un taux assez bas.

Plusieurs structures en forme de disques ou de tores sont connues à diverses échelles autour du Centre Galactique, mais le disque d'accrétion lui-même n'a encore jamais été mis en évidence. La première question qui se pose est de savoir comment le gaz est transféré d'une de ces structures à une autre, et au disque d'accrétion interne. L'autre question qui se pose est de savoir si l'accrétion est permanente, ou si au contraire elle fluctue dans le temps, auquel cas le Centre Galactique pourrait connaître des épisodes d'activité séparés par des périodes d'inactivité.

Le problème est bien énoncé par Pogge & Martini (2002) : « *[t]he problem of providing fuel to an AGN from the vast reservoirs of interstellar gas found in the disks of spiral galaxies is how to remove the angular momentum from the gas so it can fall into the nucleus.* » Les mêmes auteurs soulignent également que la différence majeure entre les AGN et les galaxies normales est peut-être simplement le taux d'accrétion, probablement insuffisant dans les galaxies normales pour entretenir l'activité du noyau.

3.4 Objectifs

On se propose d'utiliser des données de spectro-imagerie BEAR pour étudier d'une part la nature des étoiles à hélium du parsec central et d'autre part la dynamique du gaz ionisé de cette région qui leur est associé. On associera des données d'imagerie haute résolution. On souhaite apporter une compréhension approfondie de la structure du gaz interstellaire dans la région et comprendre l'origine des étoiles massives.

Le spectro-imageur BEAR est un prototype d'instrument pouvant permettre de faire ce genre d'observations en combinant haute résolution spatiale et haute résolution spectrale en IR sur des bandes spectrales étroites. Les caractéristiques de cet instrument seront discutées dans le chapitre qui lui est consacré. Le parsec central a été observé par cet instrument dans la raie de He I à $2,06 \mu\text{m}$, ainsi que dans la raie $\text{Br}\gamma$ de l'hydrogène à $2,16 \mu\text{m}$. La résolution spatiale de ces données est celle de la turbulence sur le site du Mauna Kea, et la résolution spectrale atteint $21,3 \text{ km s}^{-1}$ ($R = 14\,000$) pour les données $\text{Br}\gamma$. À ces données de spectro-imagerie ont été associées des données d'imagerie à haute résolution spatiale en provenance de plusieurs télescopes équipés d'optique adaptative et du télescope spatial Hubble. La Partie I présentera les méthodes observationnelles sous-tendues par ces données, en particulier le spectro-imageur BEAR (Chap. 5) ainsi que la problématique de l'imagerie haute résolution (Chap. 6).

À l'aide de ces données, on souhaite dans un premier temps étudier la nature et l'origine des étoiles jeunes et massives du parsec central (Partie II). Dans le Chap. 7, on se propose de séparer l'émission spectrale du milieu interstellaire et celle des étoiles à hélium afin de mieux analyser les propriétés de celles-ci. Le Chap. 8 montrera une analyse détaillée de l'une d'entre elle, dénommée IRS 13E, qui se révélera être un amas compact. Enfin, dans la Partie III, on présentera une analyse de la structure et de la cinématique du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest, afin d'en appréhender la nature et l'origine.

L'ensemble de cette étude va dans le sens d'une formation des étoiles massives du parsec central dans un événement de formation stellaire en amas massif à quelques parsecs ou dizaines de parsecs du centre de la Galaxie, et renforce l'idée que le gaz ionisé de Sgr A Ouest, la Minispirale, trace la surface d'un certain nombre de nuages de poussière étirés par les effets de marée.

Première partie

Méthodes observationnelles

Chapitre 4

Introduction

Les différentes études menées au cours de ma thèse ont nécessité l'utilisation de données observationnelles et leur réduction à l'aide de logiciels spécifiques qu'il m'a parfois fallu développer. Je me suis en particulier servi de données de spectro-imagerie fournies par le spectromètre à transformée de Fourier du CFHT en mode imagerie BEAR (Simons *et al.* 1994; Maillard 1995), afin d'une part d'étudier la population des étoiles à hélium du parsec central (Chap. 7) et d'autre part la structure et la dynamique de la région ionisée Sgr A Ouest (Partie III). J'ai été amené à y associer des données d'imagerie haute résolution en provenance de télescopes au sol équipés d'optique adaptative et du télescope spatial Hubble, traitées à l'aide de logiciels adaptés pour en extraire l'information d'astrométrie et de photométrie avec une précision supérieure à la résolution dans le but de mieux comprendre l'objet complexe IRS 13E (Chap. 8).

Dans cette partie, je présenterai les éléments instrumentaux et logiciels utilisés dans les parties suivantes. Le Chap. 5 présente le spectro-imageur BEAR, son fonctionnement, les données qui en sont issues, ainsi que les logiciels standard de traitement de ces données. Le Chap. 6 présente quelques réflexions sur les méthodes d'imagerie haute résolution et l'extraction d'information haute résolution à partir de données d'imagerie, notions abondamment utilisées au Chap. 8, mais également dans mes autres travaux, au moins pour comparaison.

Chapitre 5

L'instrument BEAR

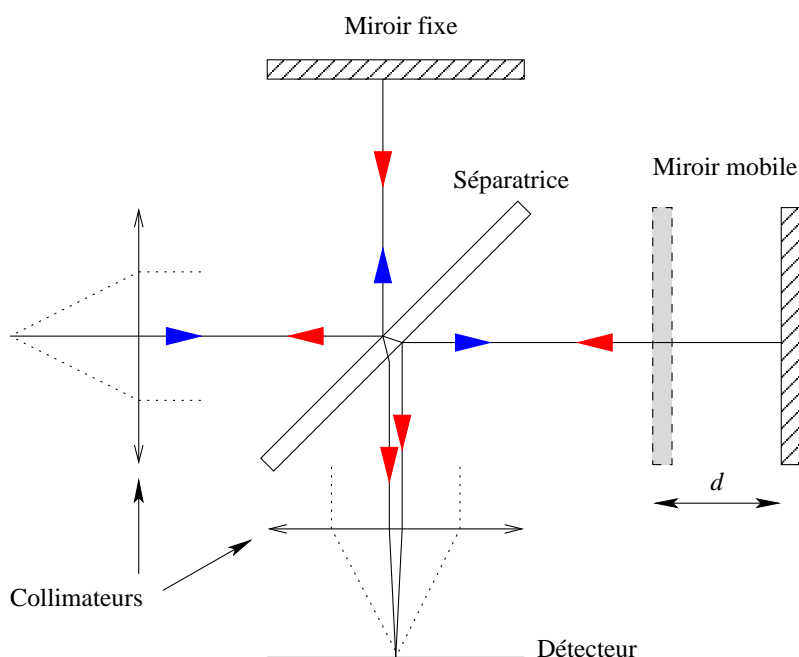
Sommaire

5.1	Introduction	51
5.2	Le spectromètre à transformée de Fourier	52
5.2.1	Un interféromètre de Michelson	52
5.2.2	Montage à deux entrées et deux sorties	53
5.3	Le mode imageur BEAR	54
5.4	Les données	56
5.5	Les caractéristiques de BEAR	58
5.6	Logiciels standards de réduction des données	58
5.6.1	cubeview : visualisation des cubes	58
5.6.2	BEARprocess : génération des cubes spectraux	60
5.6.3	BEAR_calib : calibration relative et absolue	61
5.6.4	PSubCub_gen : sélection de la bande et rééchantillonnage	61
5.6.5	Merge_Cube : création de mosaïques	63
5.6.6	Correction du mouvement de la Terre.	63
5.6.7	Rotation du champ	63
5.6.8	Soustraction du continuum	63

5.1 Introduction

BEAR, l'instrument qui nous a permis de reprendre l'analyse de la nature des étoiles à hélium du Centre Galactique, est un spectro-imageur à transformée de Fourier (*Imaging Fourier Transform Spectrometer*, IFTS), résultat du couplage d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) à haute résolution, et d'une caméra infrarouge de type NICMOS (Simons *et al.* 1994; Maillard 1995). Dans ce chapitre, je détaillerai le fonctionnement du FTS, puis celui du mode imageur BEAR. J'introduirai alors le type de données acquises avec cet instrument, avant de présenter les procédures standard de

FIG. 5.1: Schéma d'un interféromètre de Michelson simple. Le faisceau lumineux, rendu parallèle par un collimateur, est divisé en deux par une séparatrice. Chaque faisceau s'engage dans un bras de l'interféromètre, et est renvoyé vers la séparatrice par un miroir. La séparatrice recombine les deux faisceaux, qui interfèrent à cet endroit avant de se diriger vers le détecteur. La différence de marche est réglable car l'un des deux miroirs est mobile.



traitement de ces données. BEAR étant un prototype, les travaux que nous avons menés ont été l'occasion de mieux comprendre son fonctionnement, et donc d'améliorer les procédures de traitement. Ces améliorations seront présentées au Chap. 7, avec les données que nous avons exploitées.

5.2 Le spectromètre à transformée de Fourier

5.2.1 Un interféromètre de Michelson

BEAR est avant tout un interféromètre de Michelson. Ce type d'interféromètre se compose d'un collimateur d'entrée, d'une lame séparatrice, de deux miroirs dont l'un est mobile et l'autre fixe, et d'un détecteur en sortie (Fig. 5.1). La mobilité de l'un des miroirs permet de faire varier la différence de marche.

Un faisceau entrant par le collimateur est divisé en deux par la lame séparatrice. Les deux rayons issus de la séparatrice parcourent des chemins *a priori* inégaux dans les deux bras de l'interféromètre, sont réfléchis par deux miroirs, puis recombinaés sur la séparatrice où ils interfèrent. Ainsi l'intensité incidente sur le détecteur dépend de la différence de marche (différence entre les chemins parcourus par les deux faisceaux, double de la différence entre les longueurs des deux bras de l'interféromètre) et de la longueur d'onde de la lumière entrante. Il faut noter que la part de l'énergie entrante qui ressort par le collimateur d'entrée dans ce schéma simple est perdue pour l'observation.

5.2.2 Montage à deux entrées et deux sorties

Un système optique approprié (rétro-réfecteur, par exemple un œil-de-chat, Fig. 5.2), qui remplace chacun des miroirs, permet de séparer géométriquement le rayon d'origine du rayon qui retourne vers l'entrée. On peut donc rediriger ce dernier vers un second détecteur, et ne pas perdre la moitié de l'énergie en moyenne.

Des deux systèmes d'interférences, l'un est appelé symétrique (S , c'est la sortie habituelle) et l'autre antisymétrique (A , c'est la seconde sortie ajoutée grâce aux rétro-rélecteurs). En effet dans le premier cas, les deux rayons qui interfèrent ont subi chacun une réflexion et une transmission sur la séparatrice. Dans l'autre cas, l'un des rayons a subi deux réflexions pendant que l'autre subissait deux transmissions. Cela induit pour le système antisymétrique un déphasage supplémentaire de π , soit de $\lambda/2$. Si l'on note $I_0(k)$ le spectre entrant (fonction du nombre d'onde k), les signaux $I_S(\delta)$ et $I_A(\delta)$ reçus sur chacune de ces sorties S et A sont, en fonction de la différence δ entre les longueurs des bras :

$$\begin{cases} I_S(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{I_0(k)}{2} + \frac{I_0(k)}{2} \cos(2\pi k\delta) \right\} dk, & (5.1) \\ I_A(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{I_0(k)}{2} - \frac{I_0(k)}{2} \cos(2\pi k\delta) \right\} dk. & (5.2) \end{cases}$$

On a donc toujours

$$\begin{cases} I_S(\delta) + I_A(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(k) dk, & (5.3) \\ I_S(\delta) - I_A(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(k) \cos(2\pi k\delta) dk. & (5.4) \end{cases}$$

Grâce aux systèmes rétro-réfecteurs, on récupère totalement l'énergie de tous les photons, quelle que soit leur longueur d'onde et quelle que soit la différence de marche. Cela permet de multiplier par $\sqrt{2}$ le rapport signal-sur-bruit. En revanche, l'inconvénient du FTS est que les photons de toutes les longueurs d'onde dans la bande passante sont reçus par les détecteurs (au maximum le domaine de sensibilité du détecteur et de

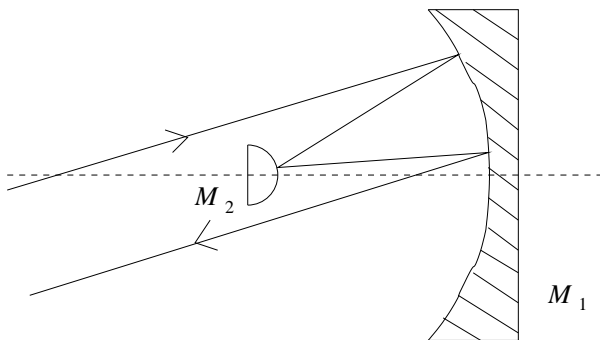


FIG. 5.2: Œil-de-chat. Cette configuration optique permet à tout rayon entrant de ressortir parallèlement à lui-même, mais non confondu avec lui-même.

transmission de l'instrument), même si on ne souhaite finalement s'intéresser qu'à un domaine spectral très étroit, autour d'une raie par exemple. Il est donc important de limiter par un filtre le domaine spectral utile, afin de limiter le bruit de photons.

Le système optique complet comprend deux sorties (Fig. 5.3). De même, il comporte en fait deux entrées. Les rayonnements issus des deux entrées sont combinés sur les deux sorties, ce qui peut être avantageux dans certains cas : la sortie A de l'une des entrées se superpose à la sortie S de l'autre. Dans le cas de l'atmosphère, les signaux reçus par les deux entrées sont égaux entre eux. Si l'on note $I_0^O(k)$ le spectre de l'objet, et $I_0^C(k)$ celui du ciel, l'expression de la sortie symétrique I_S devient, conformément aux Eqns 5.1 pour l'entrée symétrique (objet + ciel) et 5.2 pour l'entrée antisymétrique (ciel seul) :

$$I_S(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{I_0^O(k) + I_0^C(k)}{2} + \frac{I_0^O(k) - I_0^C(k)}{2} \cos(2\pi k\delta) \right\} dk \\ + \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{I_0^C(k)}{2} - \frac{I_0^O(k)}{2} \cos(2\pi k\delta) \right\} dk,$$

d'où

$$I_S(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{I_0^O(k)}{2} + \frac{I_0^O(k)}{2} \cos(2\pi k\delta) \right\} dk + \int_{-\infty}^{+\infty} I_0^C dk.$$

Par conséquent les émissions du fond de ciel apparaissent comme une constante vis-à-vis de δ dans l'expression de I_S et de I_A , et sont donc automatiquement annulées sur les spectres, seul leur bruit de photon demeure. Bien entendu, ce n'est pas valable dans le cas où il y a des objets lumineux dans le champ de vue des deux entrées, compte-tenu de la confusion qui en résulterait. Il est donc possible d'utiliser au choix les deux entrées simultanément ou seulement l'une d'elles.

5.3 Le mode imageur BEAR

Le spectromètre utilisé par BEAR est le FTS du CFHT (Fig. 5.4), qui est au départ équipé de deux détecteurs monopixels InSb sensibles dans le domaine de 1 à 5,4 μm (Maillard & Michel 1982). Mais dans le principe, cet appareil est stigmatique, ce qui permet d'utiliser une caméra CCD comme détecteur, avec plusieurs pixels. Les deux sorties du FTS sont assez éloignées l'une de l'autre, et sont destinées à recevoir chacune un détecteur. Une interface a été construite pour ramener ces deux sorties côte à côte sur une seule caméra. La caméra est en l'occurrence une NICMOS 3 du type de celle développée pour le Télescope Spatial (matériaux HgCdTe), de 256×256 pixels, sensible dans le proche infrarouge (Simons *et al.* 1994; Maillard 1995). Seuls deux des quatre cadrans de la caméra sont utilisés, chacun pour l'une des deux sorties de l'interféromètre. Les quatre cadrans peuvent être lus en parallèle. Un masque froid est placé sur les parties non utilisées de la caméra.

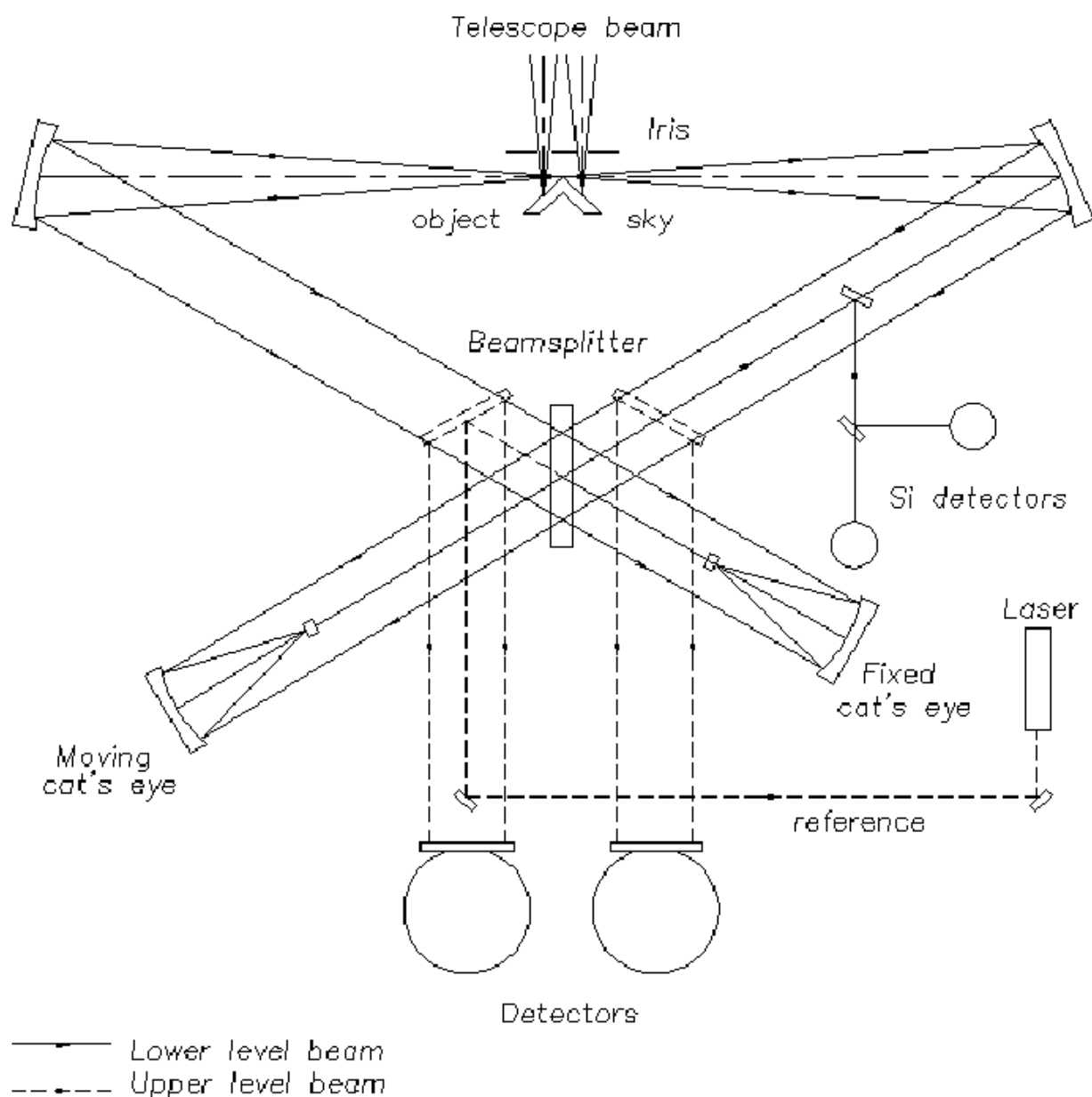


FIG. 5.3: Schéma de principe du FTS à deux entrées et deux sorties du CFHT.

Fonctionnant en mode imageur, *a priori* seule la taille du détecteur limite le champ. Cependant, le FTS n'a pas été conçu spécifiquement pour fonctionner dans ce mode. La taille du miroir secondaire des œils-de-chat détermine le champ de vue. En outre la caméra utilisée est relativement petite, ce qui impose un compromis entre champ de vue et échantillonnage. Le choix qui a été fait est d'utiliser un échantillonnage respectant à peu près le théorème de Shannon pour une imagerie limitée par la turbulence. Il aurait été intéressant de faire fonctionner cet instrument avec l'optique adaptative dont dis-

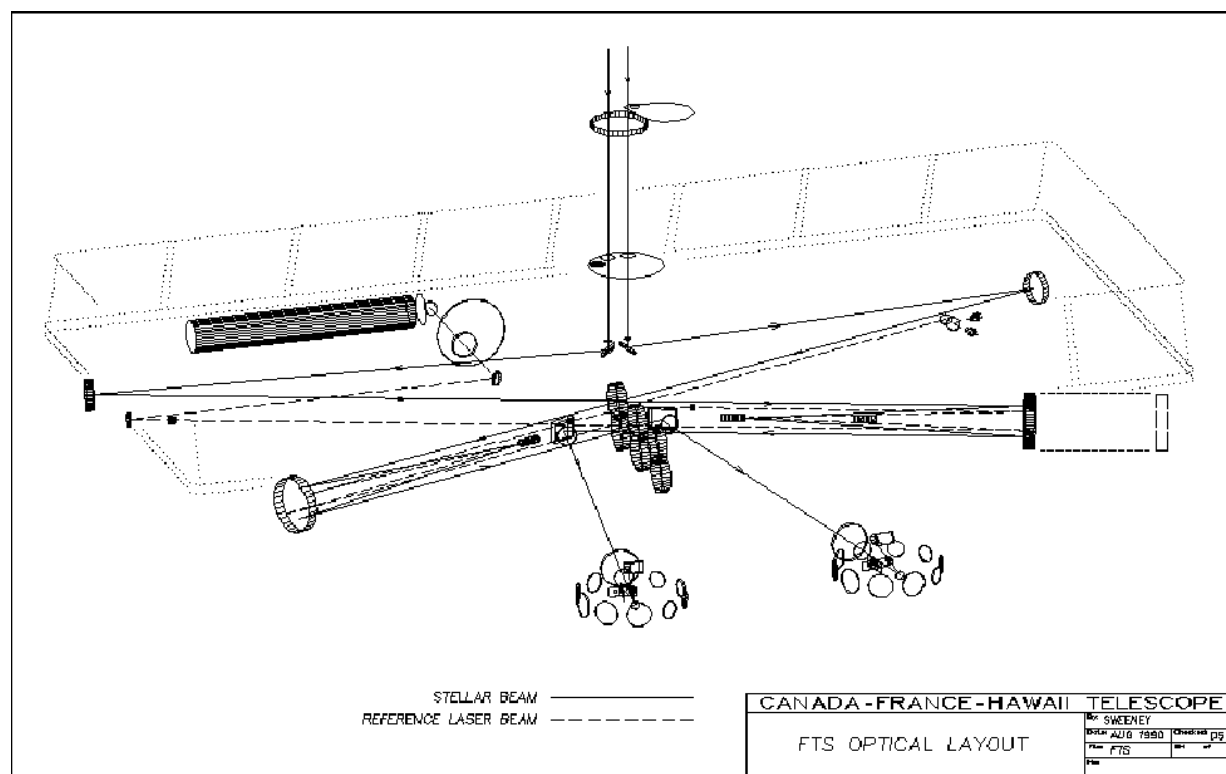


FIG. 5.4: Plan du FTS du CFHT.

pose le CFHT, malheureusement la bonnette d'optique adaptative n'a pas été construite assez rigide pour permettre d'y monter le FTS.

L'interféromètre fonctionne, pour le balayage de la différence de marche, en mode pas-à-pas. Il était donc directement adapté pour prendre des poses successives afin de constituer les interférogrammes. Le temps de lecture et de stockage d'une image est de 2,5 s, ce qui contraint le nombre total de points de mesure à rester limité : jusqu'à environ 1 000 points. Il faut donc choisir entre une large bande passante (pas petit) et une basse résolution, ou une haute résolution (grand déplacement du miroir) et une bande étroite. Il est à noter que ce système donne effectivement une grande liberté au niveau de ce choix, bien qu'une large bande augmente le bruit. La plupart des applications ont été faites dans le mode bande passante étroite et haute résolution en appliquant de manière stricte le théorème de l'échantillonnage pour limiter le nombre d'images au minimum nécessaire pour la bande passante du filtre.

5.4 Les données

Les données brutes consistent en un cube, dont deux dimensions représentent des dimensions d'espace (comme sur n'importe quel imageur), et la dernière représente

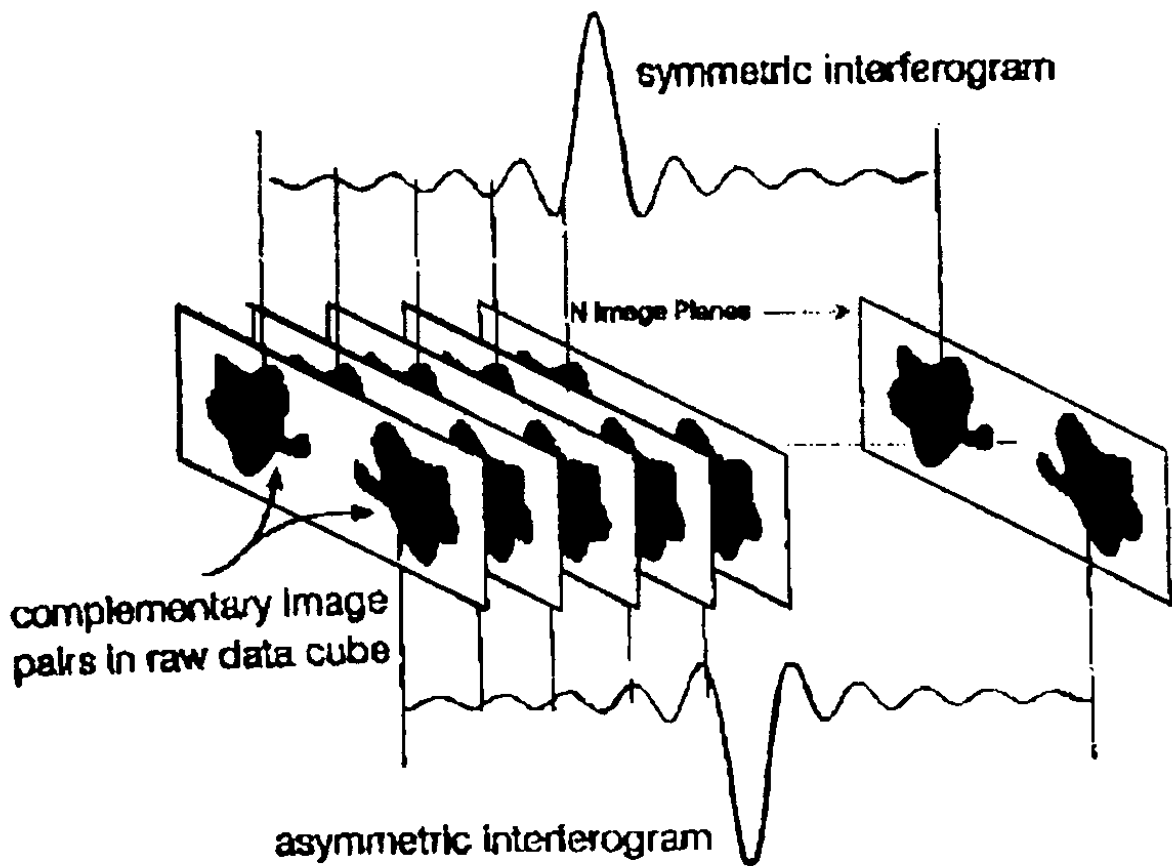


FIG. 5.5: Représentation d'un cube de données brutes

la différence de marche au sein de l'interféromètre (Fig. 5.5). Si l'on appelle $M(x, y, \delta)$ ce tableau, le sous-tableau $M(x, y, \star)$ représente donc l'interférogramme du point de coordonnées (x, y) dans le ciel (par commodité, je parlerai de « pixel » pour désigner un tel sous-tableau), par conséquent nous parlerons de « cube interférométrique » pour parler de ce type de cubes. Chaque point du ciel correspond à deux pixels du cube des données brutes, un pour chacune des sorties. Lorsque l'interféromètre fonctionne avec les deux entrées ouvertes, chaque pixel correspond également à deux points du ciel, mais un seul de ces deux points doit contenir une source : l'autre ne sert qu'à la correction de l'émission atmosphérique.

Au départ, on dispose donc d'un interférogramme pour chaque pixel. Par conséquent le premier traitement à faire sur les données après les procédures habituelles de réduction est d'obtenir un « cube spectral », c'est-à-dire un nouveau cube dont la troisième dimension est spectrale. Ainsi chaque pixel de ce nouveau cube contient un spectre et non un interférogramme, et l'on n'a plus qu'une seule image du champ. On calcule donc un tableau $N(x, y, \nu)$ à partir du tableau $M(x, y, \delta)$. Les deux pixels com-

plémentaires correspondant à un même point du ciel sont combinés puis une FFT est calculée sur cette combinaison. S et A étant respectivement les parties symétriques et antisymétriques des données, on calcule en fait la FFT de $\frac{I_S - I_A}{I_S + I_A}$. D'après Eqn. 5.3, $I_S + I_A$ devrait être constant, indépendant de la différence de marche. Dans la pratique, cette valeur varie avec le temps à cause des variations de la transparence de l'atmosphère. Diviser par $I_S + I_A$ permet de compenser précisément ces variations. Le fait de calculer $I_S - I_A$ permet essentiellement de ne pas perdre la moitié du signal et d'augmenter le rapport signal-sur-bruit d'un rapport $\sqrt{2}$.

En l'absence de précisions, on réservera l'appellation de « plan » à un tableau du type $N(*, *, \nu)$ (ou $M(*, *, \nu)$), c'est-à-dire aux plans (mathématiques) du cube dont les deux dimensions sont spatiales. Un tel plan spectral est en fait l'équivalent d'une photographie du champ prise à travers un filtre très étroit. Il est bien entendu possible, et souvent conseillé, de sommer plusieurs de ces plans dans le but d'augmenter le rapport signal-sur-bruit. On peut par exemple sommer sur la largeur à mi-hauteur pour la raie observée sur un objet donné. Le fait d'opérer un balayage sur les plans d'un profil permet d'étudier la cinématique liée à la raie étudiée.

5.5 Les caractéristiques de BEAR

La taille du miroir secondaire des œils-de-chat détermine le champ de vue à $24''$. L'échelle finale sur le détecteur est de $0,353$ arcsec/pixel. Le temps de lecture de $2,5$ s conduit à limiter le nombre de points de mesure à environ $1\,000$ afin de limiter le temps mort total à moins d'une quarantaine de minutes sur un balayage. Ainsi l'instrument permet une résolution spectrale typique de l'ordre de $3\,000$ pour une bande $\Delta\lambda/\lambda$ de 15% ou $30\,000$ pour $\Delta\lambda/\lambda$ de l'ordre de $1,5\%$. Aucun spectro-imageur existant actuellement ne permet ce genre de haute résolution sur un champ de cet ordre dans l'infrarouge. C'est cette propriété qui est exploitée tout au long du présent travail. L'unité de base pour le pas du déplacement du miroir est le huitième de la longueur d'onde d'un LASER de référence. Cette longueur d'onde vaut $6329,9141 \text{ \AA}$.

5.6 Logiciels standards de réduction des données

L'ensemble du traitement se fait à l'aide du langage *Interactive Data Language* (IDL). J'ai utilisé les différents logiciels développés pour toutes les étapes du traitement des cubes de données.

5.6.1 cubeview : visualisation des cubes

cubeview n'est pas à proprement parler une procédure permettant un traitement. Elle ne modifie en rien les cubes qui lui sont soumis. En revanche c'est un outil indispensable pour tout traitement sur un cube de données. Cette procédure permet d'afficher

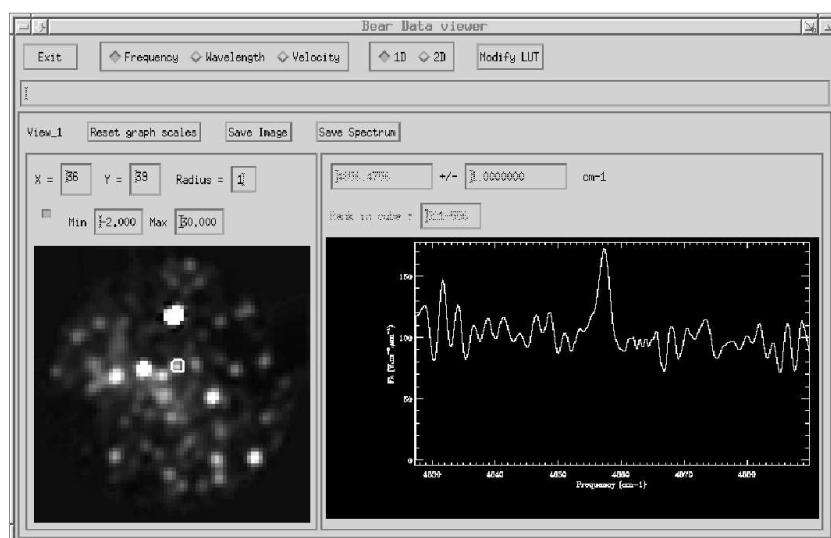


FIG. 5.6: Exemple d'affichage de cubeview, le « BEAR Data Viewer ». L'image est la somme de 35 plans, centrés à peu près sur la raie que l'on voit dans le spectre. Ce spectre est la somme des pixels compris dans le cadre blanc, au centre de l'image. L'étoile sélectionnée est IRS 16NW.

le cube d'une façon très agréable. La fenêtre de `cubeview` comprend deux vues : la vue de gauche est une image, celle de droite est un spectre (Fig. 5.6).

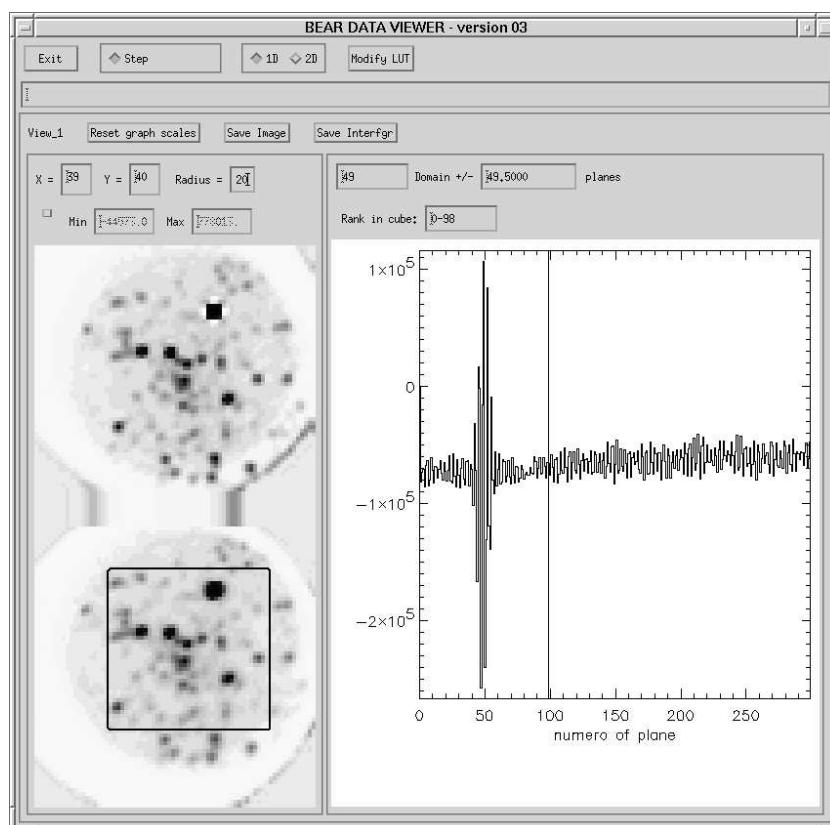
On peut afficher dans la vue de droite le spectre de n'importe quelle portion de l'image, en choisissant une ouverture d'intégration carrée dont le côté est un nombre impair de pixels. Ainsi on peut placer le pixel central de la boîte d'intégration sur le centre d'une étoile, et afficher soit le spectre associé à ce pixel, soit la somme des spectres contenus dans une boîte carrée de 3×3 pixels ou 5×5 pixels etc. centrée sur ce pixel. L'affichage des spectres peut se faire en fréquence, en longueur d'onde ou en vitesse. On peut choisir les valeurs extrême à afficher pour l'image, ou charger une table de couleur pour un meilleur contraste.

Il est également possible de sélectionner sur le spectre un domaine de la largeur désirée, afin d'afficher dans la vue de gauche n'importe quelle image monochromatique, centrée sur n'importe quelle longueur d'onde et sur une largeur de bande quelconque.

`cubeview` est donc l'outil nécessaire à la fois pour sélectionner les paramètres pour n'importe quel traitement manuel, mais aussi pour interpréter une quelconque information. `cubeview` permet également de sauver une image ou un spectre obtenu. Ce logiciel est conçu pour visualiser un cube spectral, mais il permet également de visualiser un cube interférométrique, contenant encore des interférogrammes.

Afin de disposer d'un logiciel de visualisation de nos données que nous pourrions utiliser sur n'importe quelle machine malgré le coût élevé d'IDL, j'ai développé `cubeview` pour `Yorick`, fonctionnant sous le langage interprété gratuit `Yorick`. Par ailleurs, la très puissante couche graphique de `Yorick` permet de tirer pleinement parti de la représentation d'une tranche d'un cube de données comme image composite RVB, ce qui permet de conserver une partie de l'information spectrale dans une représentation bidimensionnelle. Voir par exemple la Fig. 10.8, p. 157.

FIG. 5.7: Fenêtre de cu-beview. Le cube visualisé est celui où les traitements préliminaires ont été faits, mais pas encore la FFT. La vue de gauche représente la somme des 99 premiers plans du cube, alors que la vue de droite correspond à la somme de tous les interférogrammes de points inclus dans le carré blanc.



5.6.2 BEARprocess : génération des cubes spectraux

La procédure BEARprocess effectue tous les traitements de base pour parvenir au cube spectral. Chaque plan des données brutes est d'abord réduit comme une image classique (champ plat, offset, correction des mauvais pixels). Au cours de cette étape, les plans sont recentrés les uns par rapport aux autres, afin de compenser les petites erreurs de guidage, et les flexions lentes. L'un des deux cadrans est également retourné de sorte qu'ils aient tous les deux exactement la même orientation. Il est à noter que les champs plats sont faits en utilisant comme source l'émission thermique du volet de fermeture d'entrée du FTS, ce qui a pour conséquence que tout ce qui est en amont de ce volet dans la chaîne optique ainsi que le diaphragme d'entrée (qui est à la même température que le volet) ne sont pas pris en compte par le champ plat. Cela est rendu nécessaire par le fait que les flexions de tout l'instrument au cours de l'acquisition de données qui peut durer couramment plus d'une heure entraînent un léger déplacement de l'image du champ sur le détecteur, ce qui signifie que si la forme du champ était visible sur les champs plats, il faudrait disposer d'un champ plat pour chaque image du cube, acquis avec le télescope exactement dans la même position.

Dans une deuxième étape la procédure permet d'extraire l'interférogramme correspondant à chaque point du champ à partir des deux pixels conjugués sous la forme $\frac{I_S - I_A}{I_S + I_A}$ comme indiqué Sect. 5.4. Ensuite la différence de marche nulle de chacun de ces interfé-

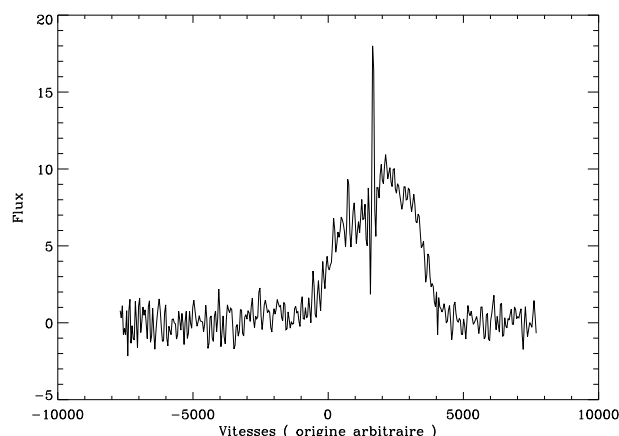


FIG. 5.8: Spectre typique d'une étoile du champ avant calibration montrant la bande passante du filtre étroit centré à $2,058 \mu\text{m}$. Les deux raies fines et intenses sont des émissions atmosphériques de OH. Ce qui ressemble à une « raie » plus large à droite est en fait dû à ce qui passe au centre d'une bande tellurique de CO_2 entre les branches P et R non résolues.

rogrammes est mesurée très précisément de sorte que les spectres que l'on calcule alors sont directement la partie réelle des transformées de Fourier des interférogrammes. La Fig. 5.8 montre un exemple de spectre obtenu après cette étape du traitement. Il s'agit du spectre d'une étoile ne présentant pas de raie ni en émission ni en absorption. Tous les profils sont dus au filtre, à la transmission atmosphérique, et à des raies atmosphériques. On voit que la précision de la calibration relative qui doit suivre est très importante.

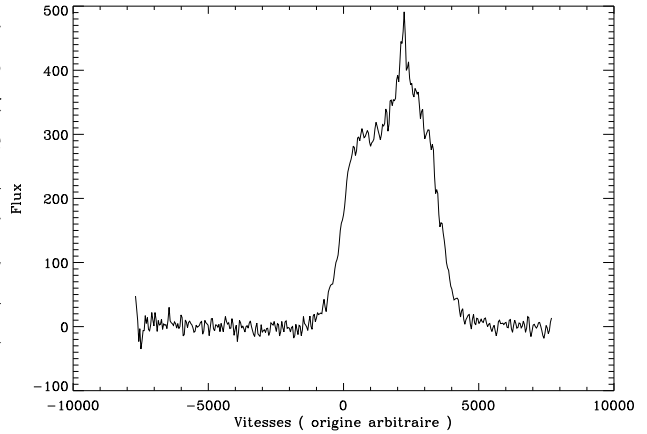
5.6.3 BEAR_calib : calibration relative et absolue

Le traitement suivant consiste en la division de chaque spectre par celui d'une étoile de calibration (Fig. 5.9), dont le spectre propre est plat, mais a été modifié par la traversée du filtre et de l'atmosphère de la même manière que les spectres étudiés. En effet la transmission de l'atmosphère présente des raies d'absorption qui doivent être corrigées : par exemple la raie d'He I à $2,058 \mu\text{m}$ qui sera étudiée Chap. 7 se trouve dans une bande de CO_2 . Lors de la FFT, il est possible de choisir le nombre de points qui seront calculés. Mais il est important que ce nombre soit le même pour le cube de données et pour l'étoile de calibration. En effet la bande de CO_2 est formée de raies très fines, et si l'on ne choisit pas la même résolution spectrale pour l'étoile et le cube, les raies de CO_2 auront des formes très différentes, ce qui ne permettra pas de les corriger. Cela suppose également d'avoir enregistré le cube de l'étoile de calibration avec exactement le même nombre de plans que celui des cubes à calibrer. Les parties du spectre qui sont en dehors du filtre sont mises à zéro pour éviter les erreurs de division par zéro, ces parties n'étant pas exploitables.

5.6.4 PSubCub_gen : sélection de la bande et rééchantillonnage

Après cette calibration, le cube est réduit en le tronquant au domaine utile, déterminé par exemple par un domaine de vitesses autour d'une raie donnée, qui peut être plus étroit que le filtre utilisé. Il peut alors être rééchantillonné sur la largeur du domaine utile sans comporter un nombre de plan trop important. En effet, la largeur

FIG. 5.9: Spectre d'une étoile de calibration, dans la raie de He I à $2,058 \mu\text{m}$. Les deux entrées de l'interféromètre étaient ouvertes lors de son enregistrement, ce qui explique l'absence de raies d'émission atmosphérique. Le pic est comme précédemment (Fig. 5.8) dû à la bande de CO_2 , et n'est pas propre à l'étoile. La division de tous les spectres étudiés par celui-ci fera disparaître ce profil.



originale d'un canal est donnée par le critère de Shannon et dépend de la valeur du pas d'échantillonnage des interférogrammes. Elle est suffisamment petite pour contenir l'information spectrale à la résolution permis par l'enregistrement. Toutefois, cet échantillonnage minimal ne permet pas de reconstituer exactement le profil de chaque spectre en joignant les points de mesure par des segments de droite. En divisant un échantillon original en n échantillons de largeur égale, il devient possible de mettre en évidence sur une image des différences de vitesses entre deux points beaucoup plus faibles que la largeur du canal original. Ceci est fait de façon rigoureuse en complétant l'interférogramme par des zéros, ce qui permet d'obtenir par FFT le profil exact du spectre à l'échantillonnage souhaité.

Lors de la mesure, pour une différence d entre les longueurs de deux bras du Michelson, la différence de marche pour un rayon sous incidence normale est bien $2d$. En revanche, pour un rayon faisant un angle α avec la normale, la différence de marche est $2d/\cos \alpha$, alors que c'est la valeur $2d$ qui est utilisée pour la différence de marche pour tous les spectres lors de la FFT. Le résultat est essentiellement une translation des spectres les uns par rapport aux autres suivant la position dans le champ. Pour un angle d'incidence α , le nombre d'onde réel σ contenu dans l'image correspondant à σ_0 pour l'incidence normal est

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\cos \alpha} = \sigma_0 \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) + o(\alpha^3)$$

Ainsi les plans du cube spectral ne sont pas réellement des images monochromatiques. Les surfaces traçant une fréquence donnée (nous parlerons de surface isofréquence) sont données par $\cos \alpha = \text{constante}$, et sont au troisième ordre près des paraboloides de révolution. Cet effet, dont nous reparlerons, s'appelle « courbure de phase ». Le suréchantillonnage opéré par `PSubCub_gen` permet de retrouver les paramètres de ces paraboloides, et de corriger cet effet. Nous verrons au Chap. 7 que l'étude qui y est présentée a été l'occasion d'améliorer cette correction.

5.6.5 Merge_Cube : création de mosaïques

Cette procédure permet de composer une mosaïque à partir de deux cubes pris sur deux champs proches. Elle suppose un certain recouvrement des deux champs, qui doivent contenir au moins une étoile en commun. La procédure peut être utilisée pour former un cube unique à partir de trois champs ou plus, en l'appliquant d'abord pour combiner deux des champs, puis de nouveau pour combiner ce champ avec un troisième etc. Voir par exemple la Fig. 7.1, p. 90.

5.6.6 Correction du mouvement de la Terre.

Nous cherchons à mesurer des vitesses radiales par rapport à la Terre. Ces vitesses dépendent du mouvement de la Terre, effet combiné du mouvement du Soleil autour de la Galaxie, de la Terre autour du Soleil, de la Terre sur elle-même, et de la Terre autour du barycentre du système { Terre – Lune }. La tâche `rvcorrect` de IRAF calcule ces effets. Il suffit de lui donner le nom de l'observatoire (ou ses coordonnées), les coordonnées de l'objet observé, et l'instant de l'observation (date et heure en temps universel). Alternativement, on peut lui donner l'entête du cube de données, la procédure va alors chercher elle-même les informations dont elle a besoin. Cette procédure étant efficace, elle n'a pas été réimplémentée en IDL. Par soucis d'homogénéité de la chaîne de traitements, j'ai cependant écrit une petite procédure IDL avec une syntaxe très simple pour appeler automatiquement cette tâche IRAF depuis notre environnement de travail habituel.

5.6.7 Rotation du champ

Une rotation du champ de 16,5 degrés introduite par l'instrument a été corrigée afin d'avoir l'axe Nord-Sud précisément aligné avec l'axe y du cube. Une procédure native de IDL a été utilisée.

5.6.8 Soustraction du continuum

Le dernier traitement qui est généralement fait est la soustraction du continuum de chaque spectre, pour obtenir le « cube des raies »[¶]. En effet on s'intéresse avant tout aux raies spectrales, dont on visualise beaucoup mieux la répartition spatiale en l'absence de continuum. Cette soustraction se fait très simplement : il suffit de sélectionner deux régions spectrales aux deux extrémités de la bande utile, dénuées d'émission —ou d'absorption— spectrale. Le continuum est alors déterminé par interpolation linéaire en chaque point du champ. L'interpolation linéaire est tout à fait suffisante étant donnée l'étroitesse des bandes observées. Par ailleurs, cette soustraction est bien meilleure que celle qui peut-être obtenue pour les méthodes d'imagerie en bande étroite, car il n'est pas tenu compte uniquement de l'intensité du continuum, mais également de sa pente.

De plus, la sélection des bandes servant à l'évaluation du continuum est faite *a posteriori*. On évite ainsi la contamination de celles-ci par les ailes des raies d'émissions des sources.

Chapitre 6

Problématique de l'imagerie haute résolution

Sommaire

6.1	Introduction	65
6.2	Méthodes instrumentales	66
6.2.1	La turbulence atmosphérique	66
6.2.2	La diffraction	67
6.2.3	L'échantillonnage	68
6.2.4	Notion de réponse impulsionnelle	68
6.2.5	Théorème de Shannon	69
6.3	Méthodes logicielles	70
6.3.1	Introduction à la notion de déconvolution	70
6.3.2	Cas d'une source ponctuelle isolée	71
6.3.3	Champs denses de sources ponctuelles	72
6.3.4	Objets diffus	74
6.3.5	Objets étendus à bord franc	75
6.3.6	Imperfection de la connaissance de la PSF	75
6.3.7	Caractère falsifiant de la déconvolution	76
6.3.8	Champs complexes	77
6.4	Deux logiciels d'analyse de champs stellaires	78
6.4.1	Photométrie astrométrique avec StarFinder	78
6.4.2	Déconvolution avec le code MCS	80

6.1 Introduction

La densité d'objets est particulièrement élevée dans le Centre Galactique. L'imagerie à la résolution du seeing montre déjà une centaine d'étoiles dans le parsec central

($\simeq 20''$), et aucune données actuellement disponibles ne peut prétendre avoir totalement résolu les sources ponctuelles de la région. À plusieurs reprises, des objets ont semblé présenter des caractéristiques particulière en raison de la confusion avec d'autres sources environnantes ; ce fut par exemple le cas du complexe IRS 16, dont la très intense raie d'hélium et la grande luminosité avaient été faussement attribuées à une source unique ; ce fut également le cas de la source IRS 13E, dont les caractéristiques spectrales surprenantes seront élucidées au Chap. 8. C'est dans le but de mieux comprendre l'environnement du probable trou noir central de notre Galaxie que j'ai été amené à m'intéresser à l'imagerie haute résolution, ainsi qu'à l'extraction d'information haute résolution des données d'imagerie. Comme on le verra, l'objet étudié au Chap. 8 présente le cas le plus redoutable pour ce type d'analyse, à savoir le cas de sources ponctuelles très serrées en présence d'un fond diffus irrégulier.

La résolution d'une image est par définition la séparation minimale qui doit exister entre deux sources ponctuelles d'égale luminosité pour que chacune d'elle soit responsable d'un maximum local sur les données. Dans un premier temps, je passerai en revue les différents facteurs pouvant limiter la résolution des données d'imagerie, ainsi que les différentes stratégies instrumentales qui peuvent être appliquées pour l'améliorer. Ensuite, je montrerai comment des méthodes logicielles permettent dans certains cas d'extraire d'une image des informations spatiales avec une précision supérieure à la résolution instrumentale. Dans ce cadre, je passerai en revue les trois cas typiques d'objets astronomiques : les champs stellaires, les objets diffus, et les objets étendus à bord franc. Enfin, je décrirai plus précisément deux logiciels dont je me suis servi pour extraire l'astrométrie et la photométrie de champs stellaires serrés, notamment au Chap. 8.

6.2 Méthodes instrumentales

La résolution des données d'imagerie, c'est-à-dire la séparation minimale entre deux sources ponctuelles pour pouvoir les séparer, est affectée essentiellement par trois paramètres : en premier lieu, pour les instruments au sol, la turbulence atmosphérique, ensuite la figure de diffraction du miroir du télescope, et enfin l'échantillonnage, c'est-à-dire le champ vu par chaque élément du détecteur. Nous allons énoncer les idées pouvant présider à l'élaboration de solutions techniques permettant de s'affranchir de chacune de ces trois limitations, et leurs conséquences.

6.2.1 La turbulence atmosphérique

Le facteur limitant à long terme a été, et est toujours pour de nombreuses applications, la turbulence atmosphérique ; cependant l'apparition de systèmes embarqués, au premier rang desquels le HST, et l'avènement des systèmes utilisant les tavelures ainsi que de l'optique adaptative, ont commencé à changer cet état de fait au cours des deux dernières décennies. Cependant la réponse impulsionnelle des systèmes haute résolution au sol sur les grands télescopes est encore relativement loin de la figure de diffraction

de l'instrument. Les rapports de Strehl, qui dépendent notamment des conditions atmosphériques, de la luminosité de l'étoile guide, de la distance à celle-ci, et de la longueur d'onde, sont parfois encore inférieurs à 10% pour les grands télescopes. Une valeur typique pour le système Hokupa'a du Gemini nord est plutôt $\simeq 3\%$ ¹ en bande Kp (2,12 μm), c'est la valeur pour les données du Centre Galactique que nous avons utilisées. Cependant, c'est un domaine qui progresse rapidement, et le rapport de Strehl en bande K pour le système NAOS sur le VLT a été mesuré à 60%².

Ce rapport étant encore généralement significativement inférieur à 100%, les réponses impulsionnelles présentent souvent un cœur très piqué, entouré d'ailes larges. Cela a pour conséquence des images avec une résolution élevée, mais sur une dynamique réduite : il demeure souvent difficile de résoudre une source faible aux abords d'une source nettement plus intense. Pour des télescopes plus petits, le rapport de Strehl peut être plus élevé : ainsi le système PUEO du CFHT atteint régulièrement 60%, de sorte que la résolution des images issues des deux systèmes en question, PUEO sur le CFHT et Hokupa'a sur Gemini, s'est trouvée être comparable.

6.2.2 La diffraction

Le second facteur est celui de la figure de diffraction du miroir du télescope. La diffraction correspond à la perte d'information liée à l'ouverture finie du miroir principal qui agit comme un filtre passe-bas sur les fréquences spatiales de l'image. Nous verrons que l'ajout d'hypothèses, par exemple sur la nature de l'objet, peut permettre dans certaines circonstances de reconstruire une partie de cette information.

Bien que l'on tende vers cette résolution pour les télescopes au sol équipés d'optique adaptative, elle n'est atteinte que pour les instruments en orbite, qui ne sont pas affectés par l'atmosphère. La seule façon instrumentale d'augmenter la résolution quand celle-ci est limitée par la diffraction est d'augmenter le diamètre du télescope ; c'est le but du projet NGST (renommé JWST, *James Webb Space Telescope*) qui devrait être lancé autour de 2011, et dont la taille envisagée fut de 8 m, pour redescendre à la valeur de 6,5 m, toujours honorable face aux 2,4 m du HST.

En ce qui concerne les télescopes au sol, dont la résolution n'est pas encore limitée réellement par la diffraction en général, il faut user de circonspection lorsqu'il s'agit de décider de leur taille, car leur résolution finale ne sera pas nécessairement corrélée à ce diamètre. En effet, les systèmes d'optique adaptative fonctionnent en formant l'image de la pupille d'entrée sur un miroir déformable, qui compense en temps réel les imperfections du front d'onde. On peut considérer que le miroir primaire est découpé en sous-pupilles, correspondant chacune à un actuateur. La qualité de la correction, c'est-à-dire le rapport de Strehl, est anticorrélée avec la taille de ces sous-pupilles. Ainsi, de deux télescopes disposant du même nombre d'actuateurs, c'est celui équipé du plus petit miroir primaire qui aura *a priori* le meilleur rapport de Strehl, en raison de la taille

¹<http://www.gemini.edu/sciops/instruments/uhaos/uhaosIndex.html>

²<http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~mouillet/instrumentation.html#naos>

plus petite de ses sous-pupilles. Bien entendu, la correction dépend également d'autres facteurs. En particulier, il est nécessaire pour avoir une bonne correction de disposer d'une étoile de référence donnant un bon rapport signal-sur-bruit, et de ce point de vue les grands télescopes sont clairement avantagés. En outre, nous n'oublions pas que le rapport de Strehl n'est pas une mesure de la résolution finale. On ne peut pas comparer la résolution de deux images en ne parlant que de ce rapport, il faut faire intervenir la taille de la tache de diffraction, c'est-à-dire la taille du miroir. Cependant, PUEO-NUI³, le système à l'étude qui pourrait remplacer à terme PUEO sur le CFHT, devrait avoir un rapport de Strehl de plus de 90% en infrarouge proche, et conserver dans le visible un rapport suffisant pour avoir une résolution meilleure que les grands télescopes dans cette gamme de longueurs d'onde.

6.2.3 L'échantillonnage

Enfin le troisième facteur est l'échantillonnage. Nous verrons dans quelle mesure l'échantillonnage est fixé ou non par la résolution. Pour augmenter l'échantillonnage, c'est-à-dire pour obtenir un plus grand nombre de points de mesure par unité d'angle solide sur le ciel, il suffit soit de construire des éléments (pixels d'un CCD) plus petits, soit d'augmenter le grandissement du télescope. Ce « il suffit » a évidemment quelque-chose de naïf. Tout d'abord, les deux solutions proposées ne sont pas techniquement triviales. Mais surtout, une augmentation de l'échantillonnage n'est pas sans conséquence : en premier lieu, augmenter l'échantillonnage sans augmenter le nombre d'échantillons —ce qui est le cas si l'on se contente d'augmenter le grandissement— signifie une réduction du champ. L'augmentation du nombre d'échantillons pose les problèmes connus, et implique une augmentation du coût. Ensuite, une augmentation de l'échantillonnage à temps de pose et surface collectrice égaux signifie une diminution du signal par pixel, et donc une diminution du rapport signal-sur-bruit par pixel. En outre pour les grandes matrices le temps de lecture devient important.

6.2.4 Notion de réponse impulsionnelle

Le deux premiers éléments discutés ci-dessus, qui sont d'ordre optique, déterminent la réponse impulsionnelle de l'instrument, c'est-à-dire la manière dont une source ponctuelle se retrouve « étalée » sur le détecteur. C'est en ce sens que les anglo-saxons parlent de *Point Spread Function (PSF)*, que d'aucun traduisent en français par « fonction d'étalement de point » (FEP), plus imagée mais équivalente à la notion plus générale de réponse impulsionnelle. C'est la largeur à mi-hauteur (en anglais *Full Width at Half Maximum, FWHM*) de cette PSF que l'on prend généralement comme mesure de la résolution d'une image, car deux sources d'intensité équivalente isolées sont perceptibles sur l'image par deux pics séparés lorsqu'elles sont séparées d'une distance de l'ordre de

³<http://cdsweb.u-strasbg.fr:2001/Instruments/Imaging/AOB/Workshop/>

cette largeur, bien que la séparation exacte nécessaire pour séparer deux sources ponctuelles dépende en réalité du profil de la PSF (et donc pas uniquement de sa largeur).

Il convient de noter tout de suite que dans ce qui précède on a considéré implicitement que l'image obtenue d'une étoile sur le détecteur (c'est-à-dire la PSF) ne dépend pas de la position de l'étoile dans le champ ; dans ce cas l'image \mathcal{O}' obtenue sur le détecteur est la convolution de l'image réelle \mathcal{O} de l'objet par la PSF \mathcal{P} , c'est-à-dire qu'à une constante multiplicative près :

$$\mathcal{O}'(x_0, y_0) = \iint_{\mathbb{R}^2} \mathcal{O}(x, y) \mathcal{P}(x_0 - x, y_0 - y) dx dy \quad (6.1)$$

C'est la définition de l'opérateur de convolution ($*$) : $\mathcal{O}' = \mathcal{O} * \mathcal{P}$, qui est égal à une simple multiplication dans le domaine de Fourier. Notons que \mathcal{O}' , \mathcal{O} et \mathcal{P} sont des fonctions de $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$, ce qui fait de la convolution une fonctionnelle de $\mathbb{R}^{\mathbb{R}^2} \times \mathbb{R}^{\mathbb{R}^2} \rightarrow \mathbb{R}^{\mathbb{R}^2}$.

Dans la réalité, ce n'est pas toujours vrai : en particulier, la correction apportée par l'optique adaptative dépend de la distance à l'étoile de référence, qui sert à analyser le front d'onde ; dans ce cas la notion même de PSF est purement locale, et on ne peut plus parler *stricto sensu* de convolution pour l'image complète. La PSF variant en fonction de la position dans le champ, on peut considérer que c'est une fonction de $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^{\mathbb{R}^2}$, c'est-à-dire du plan dans l'ensemble des fonctions du plan à valeurs réelles. En notant $\mathcal{P}_{x,y}$ la valeur de la PSF en (x, y) , l'Eqn. 6.1 devient

$$\mathcal{O}'(x_0, y_0) = \iint_{\mathbb{R}^2} \mathcal{O}(x, y) \mathcal{P}_{x,y}(x_0 - x, y_0 - y) dx dy \quad (6.2)$$

ce qui n'est pas à proprement parler une convolution, mais une application de $\mathbb{R}^{\mathbb{R}^2} \times \mathbb{R}^{\mathbb{R}^4} \rightarrow \mathbb{R}^{\mathbb{R}^2}$. Cet opérateur de convolution étendu (Eqn. 6.2) n'a pas *a priori* d'expression simple dans le domaine de Fourier.

Cependant, la fonction

$$\begin{cases} \mathbb{R}^2 & \rightarrow \mathbb{R}^{\mathbb{R}^2} \\ (x, y) & \mapsto \mathcal{P}_{x,y} \end{cases}$$

est continue, de sorte que l'on peut considérer que $\mathcal{P}_{x,y}$ est constante sur des sous-champs d'une taille donnée : on a donc localement au voisinage de tout point une convolution.

6.2.5 Théorème de Shannon

Le troisième élément discuté ci-dessus n'est pas d'ordre optique, mais plutôt électronique. Selon le théorème de Nyquist-Shannon, l'information véhiculée par un signal dont le spectre (i.e. la transformée de Fourier) est à support borné n'est pas modifiée

par l'opération d'échantillonnage à condition que la fréquence d'échantillonnage soit au moins deux fois plus grande que la plus grande fréquence contenue dans le signal. On peut également dire que des données échantillonnées contiennent toute l'information du signal analogique aux fréquences inférieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, mais pas l'information aux fréquences supérieures à celles-ci. Il est clair que pour ne pas dégrader la résolution des données, l'échantillonnage doit donc être fait à au moins deux échantillons par élément de résolution. On peut penser qu'il n'y a aucun intérêt à échantillonner les données plus que cela, mais en réalité nous verrons que des traitements appropriés peuvent rendre utile un échantillonnage supérieur. Pour les images grand champ, basse résolution, il arrive que l'échantillonnage soit bien inférieur : nous ne parlerons pas dans ce qui suit des données « sous-échantillonnées », c'est-à-dire avec un échantillonnage inférieur à deux points de mesure par FWHM.

6.3 Méthodes logicielles

6.3.1 Introduction à la notion de déconvolution

Comme on l'a vu au cours de la section précédente, un certain nombre de contraintes limitent la résolution des données d'imagerie et leur échantillonnage. Cependant, si le critère de mesure de la résolution d'une image comme étant égal à la largeur à mi-hauteur de la PSF, dû à Rayleigh, est bien adapté lorsque le repérage et la mesure des sources sont finalement laissés entièrement à l'observateur par l'analyse directe des maxima locaux à l'exclusion de tout traitement numérique, nous verrons dans cette section que l'utilisation de l'outil informatique peut permettre dans certains cas de reconstituer une partie de l'information perdue lors de l'acquisition des données.

La formation des images d'un objet s'exprimant par une opération de convolution, la restauration complète de l'objet suppose une opération de déconvolution. Si l'on parvient à réaliser cette opération, on obtient des informations sur l'objet avec une précision meilleure que la résolution instrumentale. L'opérateur de convolution (Eqn. 6.1) n'est pas injectif, ce qui revient à dire que l'acquisition des données s'accompagne toujours d'une perte d'information. Cela signifie que la reconstruction de l'objet nécessite l'utilisation d'hypothèses *a priori* sur l'objet et/ou la PSF, afin de réduire l'espace des solutions.

Cette section vise à passer en revue les méthodes logicielles permettant d'extraire de l'information d'une image avec une précision meilleure que la résolution, qui s'apparentent à une déconvolution. Je parlerai d'abord de la mesure d'une source ponctuelle isolée, puis d'un groupe de sources ponctuelles, du cas des sources diffuses, et enfin des sources étendues à bord franc. Ensuite, j'aborderai les limitations de ces méthodes.

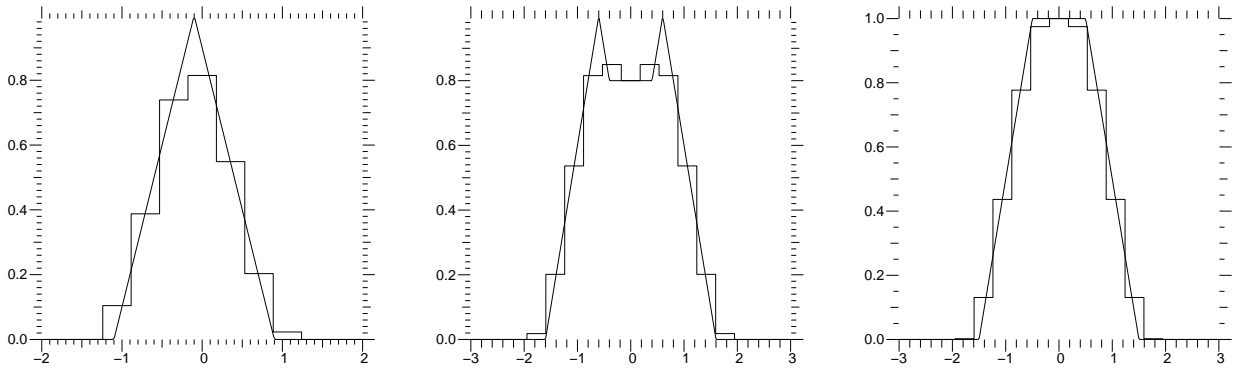


FIG. 6.1: À gauche : représentation de l'image d'une source ponctuelle avec une PSF triangulaire (FWHM = 1), et le même profil échantillonné. Au milieu : deux sources de même intensité, séparées de $1,2 \times \text{FWHM}$. À droite : deux sources de même intensité séparées de $1 \times \text{FWHM}$.

6.3.2 Cas d'une source ponctuelle isolée

Prenons un cas d'école. En se restreignant à une seule dimension, supposons que la PSF de nos données soit triangulaire de largeur à mi-hauteur σ , c'est-à-dire que l'image d'une source ponctuelle (en une dimension, par exemple une raie très étroite en spectroscopie), définie par sa position x_0 dans cette dimension unique et son intensité I_0 est donnée par une fonction $I(x)$ affine par morceaux :

$$\begin{cases} \forall x \in]-\infty, x_0 - \sigma], & x \mapsto 0 \\ \forall x \in]x_0 - \sigma, x_0], & x \mapsto (I_0(x - x_0 + \sigma))/(\sigma^2) \\ \forall x \in]x_0, x_0 + \sigma], & x \mapsto (I_0(x_0 - x + \sigma))/(\sigma^2) \\ \forall x \in]x_0 + \sigma, +\infty[, & x \mapsto 0. \end{cases}$$

Supposons maintenant que cette fonction soit échantillonnée correctement, c'est-à-dire que des points de mesure régulièrement espacés de $\sigma/3$ soient connus. On néglige par ailleurs ici les erreurs (la connaissance des points de mesure est parfaite). Enfin, dernière hypothèse, le détecteur est constitué de cellules jointives, c'est-à-dire que la valeur mesurée en un point x_k est l'intégrale de l'intensité sur la cellule $[x_k - \sigma/6, x_k + \sigma/6]$ (Fig. 6.1). On dispose alors nécessairement de deux points de mesure x_1 et x_2 dont les cellules sont incluses dans chacun des flancs du profil, c'est-à-dire tels que $[x_1 - \sigma/6, x_1 + \sigma/6] \subset]x_0 - \sigma, x_0[$ et $[x_2 - \sigma/6, x_2 + \sigma/6] \subset]x_0, x_0 + \sigma[$ (Ces deux points sont par ailleurs faciles à déterminer). Étant donnée la linéarité de $I(x)$ au voisinage de x_1 et x_2 , on remonte immédiatement de ces intégrales à $I(x_1)$ et $I(x_2)$. On dispose alors d'un système de deux équations indépendantes à deux inconnues, I_0 et x_0 (si σ est connu), qu'il est trivial de résoudre :

$$\begin{cases} (I_0(x_1 - x_0 + \sigma))/(\sigma^2) = I(x_1) \\ (I_0(x_0 - x_2 + \sigma))/(\sigma^2) = I(x_2). \end{cases}$$

L'exemple simple montré ci-dessus fait bien sentir que la détermination de l'intensité (photométrie) et de la position (astrométrie) de sources ponctuelles avec une précision nettement supérieure à la résolution et à l'échantillonnage est accessible relativement facilement lorsque la PSF est connue et que les sources sont isolées, c'est-à-dire lorsque chaque source est clairement responsable d'un maximum local sur l'image. Nous allons ci-dessous réfléchir sur le cas de champs de sources ponctuelles denses.

6.3.3 Champs denses de sources ponctuelles

Reprenons notre cas d'école. Pour que deux sources proches de même intensité soient vues comme deux pics disjoints, il faut que les deux sources soient séparées d'une distance supérieure à la largeur à mi-hauteur de la PSF, on retrouve donc le fait que la résolution est égale (strictement dans ce cas d'école) à la largeur de la PSF. Il faut cependant en outre que l'échantillonnage soit suffisant : on retrouve la nécessité d'au moins deux points de mesure par élément de résolution, c'est une manifestation du théorème de Shannon. En ce qui concerne la mesure précise de l'intensité et de la position de chacune des sources —la photométrie et l'astrométrie—, pour que la méthode proposée ci-dessus soit applicable, il faut que l'on dispose de points de mesure sur chacun des flancs de chacune des sources. Cela n'est assuré pour l'échantillonnage choisi que pour des sources réellement isolées. En revanche on voit bien qu'en faisant l'hypothèse de la présence de deux sources, on se retrouve avec un système à quatre inconnues. Il peut se résoudre à l'aide de quatre équations indépendantes : il suffit donc de trouver quatre points bien choisis sur l'ensemble du profil. En outre, dans le problème à deux dimensions, c'est-à-dire celui de l'imagerie, on a un paramètre libre de plus par source (sa deuxième coordonnée spatiale), mais le nombre de points de mesure est mis au carré.

Ce que ce paragraphe tend à montrer, c'est que la densité de sources serrées que l'on peut séparer sur des données dont la PSF est connue et qui ont un bon rapport signal-sur-bruit dépend de l'échantillonnage, et est relativement réduit si on ne se sert que du pic central de la PSF. En revanche, si l'on utilise également les ailes, et en particulier le premier anneau de diffraction pour les images qui en présente un, on dispose de beaucoup plus de points de mesure qui apportent chacun un petit peu d'information. Bien entendu, pour que cette information soit utilisable, il faut que le rapport signal-sur-bruit dans les ailes soit suffisant.

Cela nous amène à l'idée de l'utilisation de la PSF complète pour effectuer la photométrie et l'astrométrie d'une image. L'idée est de ne pas se contenter d'utiliser les quelques points proches du pic d'une étoile, mais autant de points que possible. Par ailleurs, on voit que la mesure précise de la position et de l'intensité de chacune des sources ne peut pas se faire indépendamment de la mesure de ces deux paramètres sur toutes les sources voisines. On ne peut pas non plus déterminer la photométrie et l'astrométrie indépendamment l'une de l'autre, on est donc amené à développer des méthodes qui déterminent l'ensemble des paramètres pour l'ensemble des sources en même temps : c'est ce que j'appellerai la « photométrie astrométrique ». Elle est rare-

ment donnée par des formules analytiques sur les points de mesure comme c'était le cas pour notre PSF triangulaire simplifiée, cependant ce qui se conserve est le rapport entre le nombre de paramètres libres et le nombre de points de mesure nécessaires pour les déterminer tous.

Lorsqu'on est placé devant une image S ne contenant que des sources ponctuelles, le problème qui est posé par la photométrie astrométrique est de trouver la position (x, y) et l'intensité i de chaque source. La méthode standard de photométrie astrométrique consiste à fabriquer un modèle M_S , constitué d'une reproduction de la PSF à la position supposée (x, y) de chaque source, mise à l'échelle pour avoir l'intensité supposée i , et de comparer cette carte artificielle aux données, afin de minimiser la distance entre les deux : $\sqrt{S - M_S}$. Si l'on note $P_{x,y,i}$ une image de la PSF centrée en (x, y) et d'amplitude i , on a donc $M_S(K) = \sum_{k \in K} P_k$ où K est un ensemble fini de triplets de la forme (x, y, i) , et la minimisation est faite sur la collection des ensembles K de triplets de cardinal n , le nombre supposé d'étoiles. Une difficulté majeure de la méthode est de déterminer le nombre n de sources. Un algorithme possible, quoiqu'imparfait, pour déterminer n consiste à lui faire prendre toutes les valeurs possibles jusqu'à ce que la carte des résidus $S - M_S$ ne présente plus de fluctuations significatives, par exemple au-dessus de 3σ .

Il y a un apparent paradoxe à pouvoir remonter à des sources plus serrées que la résolution, alors que cette résolution est liée à une perte d'information. En réalité, on ne peut remonter à la distribution des sources que sous l'hypothèse que l'on est en train d'observer un groupe de sources ponctuelles : on ajoute donc au problème une information sur la nature de l'objet, qui compense la perte d'information due à l'ouverture finie.

On peut remarquer que si l'on pose $D_S(K) = \sum_{(x,y,i) \in K} i \delta_{x,y}$ où $\delta_{x,y}$ est la fonction de Dirac au point (x, y) , et si l'on note $P = P_{0,0,1}$ la PSF des données, on a $M_S(K) = D_S(K) * P$. En ce sens, la photométrie astrométrique par ce type de méthodes constitue une forme de déconvolution de la composante stellaire des données (S), c'est-à-dire qu'on est en mesure de produire une image du champ, avec une PSF plus fine que celle d'origine, dont la convolution par un noyau bien choisi est égal au bruit près à l'image de départ. Notons cependant qu'un pic de Dirac n'est pas représentable sans perte d'information sur une image au sens habituel du terme, c'est-à-dire un tableau bidimensionnel représentant les valeurs du flux sur une grille régulière, car par définition un pic de Dirac ne saurait contenir au moins deux échantillons dans son cœur, qui est ponctuel. Par conséquent, la production de l'image « déconvoluée » suppose de prendre une résolution finie, et le noyau de convolution idoine n'est pas la PSF de départ ; cela dit le but n'étant pas de pouvoir reconvoquer l'image « améliorée », ce dernier point est sans importance dans ce cadre. Nous discuterons plus avant la précision de la photométrie astrométrique par ce type de méthodes dans la Sect. 6.4.1. Ce point est cependant crucial pour la déconvolution de champs contenant des étoiles : il est impossible de déconvoluer complètement l'image d'une étoile, car celle-ci est ponctuelle, or le mode de représentation de l'information par un tableau de valeurs échantillonné

ne peut pas représenter correctement un objet ponctuel. La méthode MCS, dont il sera discuté Sect. 6.4.2, tente d'apporter une solution à ce problème.

6.3.4 Objets diffus

Les réflexions de la section précédente ne portaient que sur des collections d'objets ponctuels, qui ont des propriétés géométriques simples : on peut les décrire par trois valeurs numériques pour chaque objet. Les objets diffus n'ont en général pas ce type de propriétés. Mis à part les rares cas où l'on pourrait imaginer de décrire l'objet par un nombre restreint de valeurs numériques, par exemple à travers des courbes de Bézier⁴ pour reproduire la forme d'un filament et une autre fonction simple pour décrire la distribution du flux le long de celui-ci, on doit donc considérer que la description de l'objet n'est faisable qu'à travers une image, ce qui signifie exactement autant de paramètres libres que de points du champ. L'évolution naturelle de la méthode de photométrie astrométrique décrite de façon générale ci-dessus vers le traitement des sources diffuses consiste donc à se donner une évaluation de l'image du champ, convoluer cette image par la PSF, et comparer le résultat obtenu aux données. On arrive donc maintenant à la notion brute de déconvolution.

La première idée qui vient à l'esprit quand il s'agit de déconvolution est d'effectuer une sorte de convolution inverse, à savoir de diviser la transformée de Fourier de l'image par celle de la PSF. Si cette solution est *a priori* mathématiquement juste, on se rend vite compte qu'elle est sans espoir : l'image ainsi « déconvoluée » est toujours très bruitée, en raison notamment de la division par de petits diviseurs, inévitable dans cette méthode. En particulier, la transformée de Fourier de la figure de diffraction d'un télescope est égale à la forme de la pupille d'entrée, et contient donc des zéros.

La seconde idée est celle que l'on a déjà évoquée : elle consiste à produire toutes les images non convoluées de l'objet possible, puis de choisir celle dont la convolution est la plus proche de l'image de départ, au sens d'un estimateur bien choisi. Bien entendu, il est impossible de produire « toutes les images possibles », dont le nombre est incomparablement élevé. Il s'agit donc d'utiliser une méthode itérative qui converge vers le minimum de l'estimateur. L'algorithme choisi doit répondre essentiellement à deux critères : il doit être raisonnablement rapide, et il doit converger vers le minimum global, ce qui n'est pas toujours possible —on est souvent amené à choisir un estimateur pour lequel l'unicité du minimum n'est pas prouvée, dans ce cas il conviendra de bien choisir l'estimation de départ, ou même de répéter l'opération avec plusieurs estimations de départ différentes.

Les méthodes strictement fondées sur ces principes ont le défaut bien connu d'amplifier le bruit de l'image. En effet, un pixel très brillant sur l'image déconvoluée, surtout s'il est entouré de pixels aux valeurs très faibles, peut passer presque inaperçu

⁴Les courbes de Bézier (ou B-Spline) à quatre points de contrôle permettent de facilement définir une courbe paramétrée par un nombre fini de points de celle-ci et les dérivées à gauche et à droite en ces points.

sur l'image convoluée, puisque la convolution se traduit par un lissage, tout en faisant baisser la valeur de l'estimateur en ajustant un pic de bruit. Plusieurs auteurs se sont penchés sur le problème, et un principe a émergé pour le résoudre. Ce principe est de faire rentrer dans le problème, c'est-à-dire dans la définition de l'estimateur, des éléments qui prennent en compte ce qui est connu *a priori* de l'objet. Par exemple, si l'objet observé est diffus, on sait qu'il doit être relativement « lisse » ou « régulier » (ce qui est à peu près synonyme); on peut faire rentrer ce postulat en ajoutant à l'estimateur un terme positif qui est d'autant plus faible que l'image est régulière : un exemple d'un tel terme est donné par la valeur quadratique moyenne du gradient. Il est à noter que dans le cas de l'algorithme de déconvolution Lucy-Richardson, on arrête généralement la déconvolution avant convergence ; dans cet algorithme, cela correspond à peu près à ajouter un terme de lissage, puisque ce sont les fréquences spatiales les plus élevées qui ne seront pas ajustées, et donc resteront à zéro.

6.3.5 Objets étendus à bord franc

Une conséquence de l'adjonction d'un terme de lissage est que les objets possédant intrinsèquement des variations importantes ne peuvent pas être décrits convenablement. Cela est vrai pour les étoiles, c'est donc une difficulté supplémentaire dans la déconvolution des champs stellaires, mais aussi pour les objets étendus à bord francs, comme on en trouve en planétologie. La mauvaise reproduction du bord fait apparaître des oscillations de Gibbs de part et d'autre de celui-ci, tout comme la déconvolution d'un champ stellaire par une méthode naïve fait apparaître des anneaux de Gibbs autour des étoiles. Une idée permettant de s'abstraire de ce problème consiste en l'utilisation d'un terme qui pénalise beaucoup les petites variations, celles dues au bruit, mais peu les grandes, dues à l'objet. Une norme réalisant cette idée (appelée $L1 - L2$) est décrite de façon détaillée dans Fusco (2003, p. 123–126).

6.3.6 Imperfection de la connaissance de la PSF

Les méthodes présentées ci-dessus supposent toujours une connaissance *a priori* de la PSF, or l'établissement de la PSF n'est pas en lui-même une mince affaire. En effet, la PSF d'un instrument —au sol en tout cas— varie toujours d'une observation à la suivante, car elle dépend des conditions atmosphériques et de la luminosité de l'étoile de guidage en optique adaptative, ainsi que de la distance à celle-ci. Il n'est donc pas possible en général d'évaluer une PSF pour l'instrument qui serait réutilisable pour toutes les données : il faut au contraire pouvoir l'évaluer au cas par cas.

Cela suppose toujours d'imager une ou plusieurs sources brillantes, ponctuelles⁵ (i.e. non résolues), dans les mêmes conditions d'observation que les données, afin d'assurer que la PSF est bien la même. La méthode que nous avons retenue, mais qui n'est pas la

⁵L'image d'une source ponctuelle est en effet facile à déconvoluer : dans ce cas, l'objet est connu (un pic de Dirac), le profil observé étant donc le noyau de convolution.

seule, consiste en l'extraction d'un certain nombre de sources relativement isolées dans le champ. La connaissance de la PSF demeure cependant imparfaite, elle est au moins soumise au bruit, au même titre que les données. Cela conduit à des artefacts sur l'image déconvoluée, que l'on ne peut négliger même lorsque la PSF utilisée diffère peut de la PSF réelle (Fusco 2003, p. 130).

Pour une fois de plus dépasser cette limitation, l'idée qui a émergé dans les années 1960 est d'effectuer une déconvolution dite « aveugle », c'est-à-dire sans connaissance préalable de la PSF. Dans ce cas, celle-ci est évaluée au cours de la déconvolution. Les résultats sont probants, et ont été utilisés régulièrement, notamment en imagerie médicale dans des circonstances où il était impossible d'effectuer une mesure indépendante de la PSF. Cependant, comme pour l'image, la déconvolution de la PSF⁶ a tendance à amplifier le bruit sur la PSF. Rappelons qu'il n'y a pas unicité de la décomposition d'une image en un produit de convolution, et que l'ajout d'hypothèses sur la PSF, l'objet, ou les deux est nécessaire.

De nouveau, pour pallier à ce problème, plusieurs auteurs ont proposé d'inclure dans le processus l'information connue à l'avance sur la PSF (Fusco 2003, et références incluses) : on peut tout d'abord la contraindre à être relativement lisse, on pourrait également la contraindre à s'éloigner peu d'un profil connu, fonction de Bessel par exemple. Dans ce cas, la déconvolution n'est pas faite totalement sans *a priori* concernant la PSF, elle n'est donc pas aveugle : les auteurs emploient le terme de déconvolution *myope*. Comme en ce qui concerne l'image, l'introduction d'information *a priori* permet une reconstruction fine de la PSF en limitant le bruit.

6.3.7 Caractère falsifiant de la déconvolution

Le problème du bruit en déconvolution n'est pas à prendre à la légère, et demeure important même dans les algorithmes tendant à ne pas l'amplifier. En l'absence de régularisation un pic de bruit, amplifié par la déconvolution, peut être pris pour une étoile. À l'inverse, dans le cas d'une déconvolution effectuant d'une façon ou d'une autre un filtrage du bruit, une étoile peut être filtrée avec celui-ci, si elle est en dessous du seuil de détection. L'image déconvoluée aura la double propriété d'apparaître à haute résolution (c'est le but de la déconvolution), et à faible bruit, puisque celui-ci aura été filtré. On pourrait avoir tendance devant une telle image à effectuer, au moins instinctivement ou psychologiquement, une évaluation de la limite de détection fondée sur l'amplitude des variations du fond de l'image, très faible. Ce serait une erreur, dans la mesure où, encore une fois, une étoile juste au-dessus du seuil de détection peut apparaître nettement supérieure à la valeur RMS de ce « bruit » résiduel, alors qu'une image très légèrement moins lumineuse, juste en dessous du seuil de détection peut avoir complètement disparu. Le seuil de détection ne saurait donc en aucun cas être évalué sur

⁶Il s'agit bien d'une certaine façon de déconvoluer la PSF étant donné la symétrie de l'opérateur de convolution.

l'image déconvoluée, tout au plus pourrait-on supputer qu'il soit de l'ordre de l'étoile la plus faible détectée.

De la même façon, comme on l'a vu, les étoiles (non résolues) ne peuvent être correctement déconvoluées sans les considérer comme des pics de Dirac de position et d'intensité connues. Mais puisque le problème est alors discret et non plus continu, le nombre de sources dans le champ doit être fixé, ou du moins borné. Dans ces conditions, en fonction de l'évaluation de départ des paramètres, une étoile multiple serrée pourra apparaître comme une source unique entourée de bruit (l'ajustement étant imparfait). Sur l'image obtenue, le pic ne semblera pas allongé comme il l'aurait été sur une image réellement obtenue à la même résolution, seule la présence inhabituelle de bruit autour du pic pourra signaler le mauvais ajustement.

En conséquence de quoi, si la déconvolution demeure un outil d'analyse des données très utile, permettant d'interpréter des détails de l'image qui sont présents sur les données de façon diffuse en amplifiant leur contraste, il est important de bien réaliser que les images produites sont des images artificielles, dont l'interprétation demande de la prudence. Il serait faux de croire qu'une image déconvoluée est égale au bruit près à une image réelle acquise directement à la même résolution.

6.3.8 Champs complexes

Nous avons vu ci-dessus que le problème de l'analyse haute résolution des données astronomiques trouve des solutions différentes selon le type d'objet observé : des méthodes spécifiques existent, et sont en développement constant, pour traiter différemment les champs stellaires, les objets diffus, et les objets étendus à bord franc.

Il faut cependant prendre en compte le fait que dans bien des situations, les données ne contiennent pas qu'un seul de ces types d'objet. Par exemple, un champ stellaire dense peut être superposé à une émission diffuse, qui peut être due à une nébulosité autour d'objets jeunes, par exemple, ou à des étoiles de fond, faibles et non résolues. Les méthodes permettant de traiter convenablement chaque type d'objet étant très différentes, il convient de décomposer le problème, afin de traiter chaque composante de l'image (composante stellaire et sources étendues) avec la méthode la plus appropriée. Il est envisageable ensuite soit de traiter chaque composante séparément (c'est ce que tente de faire *StarFinder*, Sect. 6.4.1), soit de les traiter simultanément (c'est l'attitude de *MCS*, Sect. 6.4.2). Nous verrons dans les paragraphes suivants dans quelle mesure chacune des deux idées est justifiée.

6.4 Deux logiciels d'analyse de champs stellaires

6.4.1 Photométrie astrométrique avec StarFinder

Description de l'algorithme

Le logiciel IDL « StarFinder » (Diolaiti *et al.* 2000) est un outil d'analyse des champs stellaires, servant à extraire les données de photométrie et d'astrométrie d'une image en implémentant les idées générales que nous avons vues ci-dessus pour l'analyse des champs denses d'étoiles. Il décompose l'image de départ I en somme de deux composantes, d'une part une composante diffuse D , et d'autre part une composante stellaire S , composée de sources ponctuelles. Le modèle de la composante diffuse, que nous noterons M_D , est extrait des données sans ajustement : il s'agit de l'image de départ traitée à l'aide d'un filtre médian. Nous discuterons plus loin l'efficacité de la méthode. En tout état de cause, le but de StarFinder étant uniquement d'extraire la photométrie astrométrique des données, cette composante diffuse ne sera pas traitée plus avant.

Une fois le modèle M_D calculé, la différence $S' = I - M_D$ est calculée. On suppose que $M_D = D$, donc que $S' = S$, c'est-à-dire que S' est une somme de sources ponctuelles, plus du bruit. Nous verrons dans quelle mesure cela est vrai. S' est ensuite traitée comme on l'a vu dans la Sect. 6.3.3, en la modélisant par la somme M_S d'un certain nombre de reproductions de la PSF, ajustées en amplitude et en position. Le modèle M_S est obtenu en minimisant le χ^2 entre S' et $M_S(K)$.

La description complète de l'algorithme est donnée dans Diolaiti *et al.* (2000). Nous dirons simplement que l'ensemble des K explorés est limité par un certain nombre de contraintes, qui font que dans un premier temps une étoile ne pourra être détectée que si ces deux conditions sont réunies :

- i) elle a un rapport signal-sur-bruit suffisant ;
- ii) elle est suffisamment intense par rapport à son environnement pour provoquer un maximum local sur l'image.

Les maxima locaux de l'image S' d'une intensité suffisante sont dans un premier temps recherchés, et ajustés chacun par une étoile. Lorsque les sources les plus brillantes ont été ajustées, elles sont soustraites de l'image, afin de pouvoir effectuer une seconde recherche de maxima locaux sur la carte des résidus. Si des étoiles sont détectées sur celle-ci, un nouvel ajustement à lieu sur l'image de départ, en prenant directement en compte toutes les étoiles détectées, ce qui améliore la précision de l'ajustement. La procédure se poursuit itérativement jusqu'à ce qu'aucune étoile ne soit plus détectée au-dessus du bruit.

Dans le cas de deux sources d'intensité comparable serrées, la procédure aura dans un premier temps tendance à ajuster le profil mélangé par une seule étoile, placée au milieu des deux étoiles, et d'intensité double. Lors de la soustraction de ce profil moyen, il est possible que les résidus, de part et d'autre du profil, soit plus faibles que le bruit, ne signalant pas la présence d'une étoile double. Afin de traiter ce cas, la procédure ajoute un critère supplémentaire : la corrélation entre chaque source et la PSF est calculée, et

si ce coefficient de corrélation est plus bas qu'une valeur à choisir (typiquement 70%), une tentative peut être faite de modéliser la source à l'aide de deux composantes mélangées (c'est l'option « *apply deblender* »). Si le profil de la source n'est pas bien ajusté par la somme de deux étoiles, la source doit être considérée comme non ponctuelle : elle est rejetée. La détection de sources non responsables de maxima locaux est donc tentée, lorsque ces sources se manifestent par une distorsion notable du profil d'une autre source.

Les limitations de *StarFinder* que nous avons rencontrées sont de deux ordres : les premières concernent l'extraction de la PSF, les secondes l'évaluation du fond diffus.

Problèmes liés à la PSF

La PSF utilisée est une PSF numérique extraite des données. L'utilisateur doit choisir un certain nombre d'étoiles du champ, dont les images seront normalisées, la médiane de ces images normalisées constituant la PSF. De plus la procédure d'extraction de *StarFinder* est dans une certaine mesure capable de soustraire les sources secondaires de l'image d'une étoile. Ce processus se fait de façon itérative : après extraction des sources à l'aide d'une certaine PSF, il devient possible de soustraire plus précisément les sources secondaires, ce qui améliore en retour l'évaluation de la PSF. On peut en premier lieu remarquer que l'utilisation d'une PSF numérique présente l'avantage important de fonctionner quelle que soit la forme de la PSF, fût-elle inhabituelle ou complexe. Cela pose également un certain nombre de problèmes.

Tout d'abord cela suppose qu'il existe suffisamment d'étoiles dans le champ dont l'image est de bonne qualité, c'est-à-dire avec un rapport signal sur bruit suffisant, et isolées d'autres sources brillantes. De plus l'image de l'étoile doit être représentative de la PSF. Il faut donc prendre soin de ne pas prendre une étoile binaire, ni une étoile entourée d'un cocon, dont le profil serait en fait plus étendu que celui de la PSF, or il existe dans le Centre Galactique de nombreux exemples d'étoiles brillantes présentant ce genre de caractéristiques. En fait la luminosité même de certaines sources doit les rendre suspectes en raison de leur évolution avancée, dont le corollaire est la possibilité d'un cocon dû à la perte de masse de l'étoile, et qui à la distance du Centre Galactique est à la limite de résolution de nos données.

De plus la méthode n'est valide que sur un champ sur lequel on peut considérer que la PSF est constante, or on sait que les images d'optique adaptative présentent parfois des PSF qui ne sont stables que sur des champs relativement petits, en raison de la difficulté qu'on peut avoir à trouver une étoile brillante utilisable par le système en question pour l'analyse du front d'onde à proximité du champ objet. Par exemple, PUEO, sur le CFHT, nécessite une étoile brillante en lumière visible, ce qui est rare dans la région du Centre Galactique. Les étoiles pour construire la PSF sont donc à choisir au sein de ces sous-champs, ce qui limite encore le nombre de candidates.

Outre ces problèmes liés à la sélection des étoiles utilisées pour la construction de la PSF, il en est un autre qui est lui inhérent à la nature numérique de la PSF, à savoir que celle-ci est naturellement échantillonnée : on ne connaît une évaluation de sa valeur

qu'en un nombre fini de point. Ainsi le modèle $P_{x,y,i}$ est calculé en utilisant une interpolation lorsque x ou y ne sont pas un nombre entier de pixels, ce qui n'est pas exact et donc ajoute du bruit.

Problèmes liés au fond diffus

Le modèle du fond diffus, M_D , est évalué à l'aide d'un filtre médian, c'est-à-dire que la valeur en chaque point est ramenée à la médiane des pixels voisins au sein d'une boîte d'une certaine taille. Le choix de cette taille est déterminant pour la qualité de l'évaluation. Pour supprimer correctement les étoiles, il est nécessaire de choisir une boîte suffisamment grande pour contenir l'ensemble du profil de l'étoile. Dans le cas d'une PSF sur laquelle le premier de la tache d'Airy est visible, la boîte doit être plus grande que cet anneau, or le fond diffus est susceptible de montrer des détails dont la largeur est de l'ordre du pic central de la PSF. Dans ces conditions, ces détails (qui peuvent être dus à des filaments par exemple) seront filtrés avec les étoiles, il ne seront donc pas présents sur M_D . Puisque $S' = I - M_D$ par construction, ces détails se retrouvent naturellement dans S' , qui n'est de fait pas égal à S , la composante stellaire réelle de l'image. Par conséquent la décomposition de S' en somme de pics de Dirac convoluée par la PSF peut mener à de fausses détections au niveau des maxima locaux de l'émission diffuse.

Par ailleurs, l'évaluation du fond diffus est très délicate dans le cas d'une concentration très élevée d'étoiles, dont les profils se retrouvent mélangés, car les vallées entre les pics des étoiles ne redescendent pas au niveau de l'émission diffuse. Je présenterai Sect. 8.3 la méthode que nous avons utilisé pour contourner ce problème dans le cadre de notre étude de la source IRS 13E.

6.4.2 Déconvolution avec le code MCS

La seconde méthode d'investigation à haute résolution est la déconvolution à proprement parler. Nous nous sommes intéressés à la méthode MCS, du nom des auteurs Magain, Courbin & Sohi (Magain *et al.* 1998), qui apporte une solution originale à certains problèmes classiques de la déconvolution. Les caractéristiques principales de cette méthode de déconvolution, qui seront détaillées ci-dessous, sont :

1. la définition *a priori* d'une PSF finale pour l'image déconvoluée, dont la résolution est fixée par l'échantillonnage des données pour respecter le théorème de Shannon ;
2. la décomposition du problème en sources ponctuelles d'une part et fond diffus d'autre part, traités en parallèle ;
3. l'utilisation d'une PSF analytique ;
4. l'utilisation d'une régularisation sous la forme d'un facteur de tension.

Résolution finale finie

Le premier point ci-dessus est ce qui rend l'algorithme MCS particulier par rapport aux autres algorithmes de déconvolution. C'est ce qui permet d'éviter l'apparition d'anneaux de Gibbs autour des sources ponctuelles. La limite de résolution finale de l'image est toujours de deux pixels, ce qui respecte le théorème de Shannon. Étant donnée cette limitation fondamentale de la déconvolution, il peut être utile d'acquérir strictement plus de deux échantillons par élément de résolution instrumentale pour des données devant être déconvoluées par cette méthode. Bien entendu, pour que le gain en résolution apporté par la déconvolution soit utile, il faut que le rapport signal-sur-bruit soit suffisant. On peut être tenté de suréchantillonner artificiellement *a posteriori* l'image de départ pour obtenir une résolution finale encore meilleure, mais la quantité d'information contenue dans l'image de départ étant finie, cela ne fonctionne pas : cette meilleure « résolution » se fera au prix d'une augmentation du bruit, et les mesures ne seront pas plus précises. La limite de résolution de la composante stellaire est liée à l'impossibilité de représenter un pic de Dirac dans une image.

Traitements différents des composantes stellaire et diffuse

Le traitement différent du fond diffus et des sources ponctuelles rend le logiciel tout à fait adapté à l'étude de champs stellaires. Comme discuté plus haut, le traitement des sources ponctuelles se fait par l'intermédiaire de profils de Dirac ajustés en position et en intensité, par conséquent la déconvolution MCS effectuée automatiquement la photométrie astrométrique du champ. Il faut noter que les composantes stellaire et diffuse sont traitées différemment, mais simultanément, ce qui est un gage de qualité.

PSF analytique

L'utilisation d'une PSF analytique est un point clef de l'algorithme. Celui-ci nécessite de connaître une décomposition de la PSF de départ P en $P = F * s$ où F est la PSF finale, choisie dès le départ, et où s doit être une fonction connue. En substance, il faut pour effectuer une déconvolution de la PSF de départ P par la PSF finale F . Cela n'est pas possible dans le cas général (sinon cela signifierait que le problème de la déconvolution est trivial), en revanche les solutions s au problème peuvent être connues pour certains profils P analytiques. Il est donc sans doute possible d'appliquer la méthode d'une façon assez générale sur des types variés de PSF. Cependant le logiciel public que nous avons utilisé⁷ modélise la PSF P comme étant un profil de Moffat, s'écrivant

$$I = I_0 \left(1 + \left(\frac{x - x_0}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{\delta y} \right)^2 \right)^{-\beta}$$

⁷téléchargeable à cette adresse :
<http://vela.astro.ulg.ac.be/themes/dataproc/deconv/public2/>

dans un repère bien choisi, plus des résidus. Ce profil décrit très bien les PSF obtenues pour les images limitées par la turbulence, y compris celles issues de systèmes d'optique adaptative à bas rapport de Strehl, mais ne peut rendre compte des anneaux de diffraction clairement visibles sur les images réellement limitées par la diffraction comme c'est le cas pour les données HST et les données d'optique adaptative à haut rapport de Strehl, en provenance du système PUEO sur le CFHT par exemple.

Notons que l'algorithme n'étant pas « aveugle », c'est-à-dire nécessitant la connaissance *a priori* de la PSF, il est soumis aux mêmes contraintes que *StarFinder* concernant le choix des sources à prendre en compte pour l'évaluation de la PSF. La PSF est en effet une fonction analytique, mais le modèle dépend de quatre paramètres (δx , δy , β , ainsi que l'angle qui définit l'orientation de la base du repère dans lequel les petit et grand axes du profil coïncident avec les axes du repère), qui doivent être ajustés sur un certain nombre d'étoiles du champ.

Facteur de tension

Par ailleurs, MCS fonctionne en minimisant un estimateur N , qui dépend d'une part de la différence entre l'image de départ et le modèle, mais qui prend également en compte un facteur de tension de la composante diffuse, choisi par l'utilisateur. Ce facteur de tension joue un rôle de régularisation de la composante diffuse, comme discuté Sect. 6.3.4, ce qui permet d'éviter que celle-ci n'ajuste des pics de bruits, et fixe parallèlement la résolution finale de la composante diffuse. Par conséquent, l'algorithme MCS déconvolue et la composante stellaire, et la composante diffuse, mais ces deux composantes n'ont pas nécessairement la même résolution sur l'image finale. Des pics de bruit sont toujours susceptibles cependant d'être ajustés dans la composante stellaire : il conviendra de vérifier qu'aucune source ajustée ne soit en dessous de la limite de détection, dont la détermination doit être effectuée avec prudence comme on l'a vu.

Deuxième partie
Nature de l'amas central

Chapitre 7

Étude de la population d'étoiles à hélium

Sommaire

7.1	Introduction	85
7.2	Observations	86
7.2.1	Spectro-imagerie BEAR	86
7.2.2	Imagerie au sol avec optique adaptative CFHT	87
7.2.3	Imagerie NICMOS Pa α	87
7.3	Correction des raies d'émission telluriques	89
7.3.1	Étude des raies telluriques	91
7.3.2	Correction des raies telluriques	93
7.4	Recherche des étoiles à raies d'émission	94
7.4.1	Recherche de candidates étoiles à hélium	94
7.4.2	Extraction et réduction des spectres des candidates	97
7.5	Ajustement de profils stellaires	100
7.5.1	Profils P Cyg	100
7.5.2	Modèle simple de profil P Cyg	102
7.6	Résultats	103
7.7	Discussion	105
7.7.1	Différents types d'étoiles à raies d'hélium en émission	105
7.7.2	Nature des étoiles à hélium du Centre Galactique	108

7.1 Introduction

L'étude de la population d'étoiles à hélium du Centre Galactique présentée dans ce chapitre correspond essentiellement au travail publié dans un premier article, « *New results on the helium stars in the Galactic Center using BEAR spectro-imagery* » (Paumard

et al. 2001, Annexe A), à partir de données BEAR traitées avec des outils développés spécifiquement, puis une mise à jour des résultats obtenus à partir de nouvelles données BEAR sur un champ plus grand et à plus haute résolution spectrale associées à des données d'imageries HST NICMOS $\text{Pa}\alpha$, publiée dans un second article, « New results on the Galactic Center Helium stars » (Paumard *et al.* 2003b, Annexe B).

La présence d'une raie très large d'He I à $2,058 \mu\text{m}$ dans le spectre de la source infrarouge IRS 16, à l'époque non résolue, mise en évidence par Hall *et al.* (1982), fait partie des particularités bien connues de la région centrale. Cette raie est intéressante à plusieurs titres. Tout d'abord, c'est la raie d'hélium la plus intense du domaine $1,5\text{--}2,4 \mu\text{m}$. Or, l'extinction très importante ($A_V \simeq 30$) interdit de travailler à des longueurs d'onde plus courtes, et l'émission des étoiles chaudes, associées à cette raie, décroît à des longueurs d'onde plus grandes. De plus, cette raie est isolée. Dans les spectres des étoiles présentant la raie de He I en émission, dont les types seront listés Sect. 7.7.1, elle n'est pas mélangée à l'émission d'autres éléments (Libonate *et al.* 1995). Cela en fait un indicateur relativement sûr de l'enrichissement en He I.

La résolution spatiale croissante a permis de résoudre cette source en étoiles individuelles, et de proposer que la raie d'hélium était due à la présence d'un amas d'étoiles chaudes, jeunes et massives (Krabbe *et al.* 1995; Najarro *et al.* 1997a). Cependant, bien que la formation d'étoiles massives par coalescence soit suggérée dans le Centre Galactique (Morris 1993), les prévisions issues des modèles d'évolution de *starbursts* ne peuvent expliquer la densité inhabituelle d'étoiles massives à raies d'émission, qui sont normalement rares et dont la durée de vie est courte (Lutz 1998).

Il a donc été décidé de ré-étudier l'amas en associant la spectro-imagerie BEAR, à haute résolution spectrale et bonne résolution spatiale (seulement limitée par le *seeing*, par opposition à d'autres méthodes dont la résolution est limitée par exemple par une largeur de fente), à de l'imagerie en optique adaptative CFHT pour vérifier si chaque source à raie d'émission était unique ou non. On verra l'importance de cette démarche dans le cas de la source IRS 13E (Chap. 8). Il paraissait important, pour mieux comprendre les mécanismes de formation d'étoiles dans ce milieu exceptionnel, dont le champ gravitationnel est dominé par la présence du trou noir central de $3 \cdot 10^6 M_\odot$ (Genzel *et al.* 2000), qui jouent un rôle important dans l'ionisation du milieu interstellaire environnant, d'en faire d'abord un relevé le plus exact possible et de pouvoir les caractériser précisément.

7.2 Observations

7.2.1 Spectro-imagerie BEAR

Cette étude a été menée à l'aide de deux ensembles de données BEAR dans la raie de He I à $2,058 \mu\text{m}$. Les données ont été acquises au CFHT (3,6 m) à travers un filtre laissant passer les nombres d'onde compris entre 4807 et 4906 cm^{-1} , filtre assez étroit pour augmenter efficacement le rapport signal-sur-bruit des spectres, mais assez large

pour contenir les profils réputés larges de la raie des étoiles étudiées, plus suffisamment de continuum pour pouvoir l'évaluer convenablement. La résolution spatiale des données est celle du *seeing* sur le site du Mauna Kea, de l'ordre de $0,5''$ à $2 \mu\text{m}$. La réponse impulsionnelle (ou PSF) spatiale est bien représentée par un profil de Lorentz.

Le premier ensemble de données, un cube de $128 \times 256 \times 300$ points, a été obtenu dans la nuit du 25 au 26 juillet 1997, avec un temps de pose de 10 s pour chacune des 300 valeurs de la différence de marche. Le pas entre chaque pose était de 252 fois le pas élémentaire, soit $19,94 \mu\text{m}$. La différence de marche a varié de $-1,00$ à $4,98 \text{ mm}$, ce qui entraîne une résolution spectrale théorique de $1,20 \text{ cm}^{-1}$, soit 74 km s^{-1} ($R \simeq 4000$).

Suite aux premiers résultats prometteurs obtenus grâce à ces données, publiés dans Paumard *et al.* (2001, Annexe A), trois nouveaux cubes ont été acquis les 9, 10 et 11 juin 2000 (TU) pour couvrir un champ plus grand, avec le même pas mais 401 plans, ce qui implique une meilleure résolution de 52 km s^{-1} ($R \simeq 5800$). Le temps de pose par pas a été doublé (20 s), ce qui entraîne un rapport signal-sur-bruit meilleur d'un facteur $\simeq 1,6$ compte tenu de l'augmentation du nombre de poses. Les trois champs circulaires contiennent l'étoile IRS 7, et forment une mosaïque qui couvre un champ d'environ $40''$.

7.2.2 Imagerie au sol avec optique adaptative CFHT

Des données à haute résolution spatiale ont été acquises le 26 juin 1998 à l'aide de la Bonnette d'optique adaptative du CFHT (Lai *et al.* 1997), équipée de la caméra KIR, une caméra HgCdTe 1024×1024 (Doyon *et al.* 1998). Le temps total d'intégration est de 480 s. L'observation a été découpée en quatre séries de dix poses de 12 s chacune. Les séries, couvrant un champ de $35'' \times 35''$ (le champ de la caméra), étaient décalées de quelques secondes d'arc, de sorte que le champ total couvert est d'environ $40'' \times 40''$. L'étoile de guidage était située à $24''$ de Sgr A*, car le système PUEO utilise une étoile de guidage dans le visible, or les étoiles brillantes dans le visible sont rares dans le Centre Galactique. La résolution spatiale de ces données (FWHM de la PSF) varie de $0,13''$ à $0,20''$ secondes d'arc sur le champ, en fonction de la distance à l'étoile de guidage. Une légère élongation radiale est vue pour les sources les plus éloignées de l'étoile de guidage.

Cette image a été traitée à l'aide de la procédure de photométrie et d'astrométrie IDL Find, adaptée de DAOPHOT, qui fait partie du paquetage ASTRON (ce travail est antérieur à la publication de la procédure IDL StarFinder; cf. Sect. 6.4.1 pour une discussion sur les méthodes de photométrie astrométrique). Cette photométrie astrométrique a été utilisée pour identifier les sources responsables des raies d'hélium détectées avec BEAR (voir plus loin), et mesurer leur magnitude K.

7.2.3 Imagerie NICMOS Pa α

Nous avons pu profiter de l'existence de données Pa α , intense raie de recombinaison de l'hydrogène située à $1,87 \mu\text{m}$ (environ cinq fois plus intense que Br γ , en tenant

compte de l'extinction plus importante à cette longueur d'onde) et difficilement accessible du sol en raison de l'absorption atmosphérique, acquises par les caméras NICMOS du HST en 1998. La caméra 2 a couvert le parsec central, sur un champ similaire à celui de nos données BEAR He I (un champ carré de $19'' \times 19''$, dont un côté est orienté SE-NO), à une résolution de $0,18''$ (Stolovy *et al.* 1999). La caméra 3 a été utilisée pour couvrir les quatre parsecs centraux à une résolution de $0,4''$ limitée par l'échantillonnage (Scoville *et al.* 2003). Ces données Pa α consistent en deux mosaïques d'images, l'une acquise à travers le filtre F187N, filtre à 1% qui contient la raie Pa α , et l'autre à travers le filtre F190N, à 1% également, représentatif du continuum dans cette région du spectre. Du fait de l'extinction et des différences entre les deux filtres, le continuum mesuré pour chaque étoile n'est pas rigoureusement le même dans les deux filtres. Pour tenir compte de ce fait, on ajoute un coefficient ε proche de 1 dans la définition de l'image différence (Pa α), qui devient

$$\text{Pa}\alpha = \text{F187N} - \varepsilon \times \text{F190N},$$

ε étant choisit de sorte que le moins possible d'étoiles apparaissent sur l'image Pa α . Les autres données NICMOS et leur réduction, en particulier l'extraction des sources ponctuelles, sont présentées et discutées plus en détail Chap. 8.

Nous avons traité la carte Pa α à l'aide du logiciel StarFinder (Sect. 6.4.1 et Diolaiti *et al.* 2000), afin de détecter les sources possédant la raie Pa α en émission. Il est à noter que plusieurs obstacles s'opposent à la détection des sources par cette méthode :

- l'extinction est fortement variable sur le champ, par conséquent le paramètre ε devrait varier également sur le champ, mais seule une détermination globale est possible, il n'est pas possible de déterminer ε point par point sur le champ. Bien que les deux bandes soient très proches, cet effet peut jouer pour les étoiles les plus lumineuses. De ce fait, la soustraction du continuum n'est pas parfaite pour toutes les étoiles du champ. Pour avoir une meilleure correction il faudrait disposer de deux images du continuum, de part et d'autre de la raie ; c'est ce qui est fait pour les donnée BEAR comme nous le verrons plus loin ;
- ne connaissant pas *a priori* le type spectral de chaque étoile, il est difficile de savoir si elles présentent la raie Pa α , en émission ou en absorption. Dans la mesure où la plupart des étoiles présentent une absorption photosphérique dans cette raie, cela signifie qu'une absorption moyenne est ainsi corrigée, ce qui signifie en quelque sorte qu'on considère cette absorption « normale » comme faisant partie du continuum. Ainsi, les étoiles ayant une raie d'absorption avec une largeur équivalente relativement importante seront responsables d'un minimum local sur la carte de Pa α , alors que les étoiles possédant une absorption relativement faible apparaîtront comme des points lumineux, comme si elles avaient une émission. Il faut remarquer que la faible largeur équivalente d'une raie d'absorption peut aussi effectivement être due à une compensation partielle par une émission dans l'atmosphère stellaire. Enfin le filtre utilisé contient également une raie d'hélium, de sorte que la détection d'une émission spectrale dans le filtre, même intense, ne sera pas nécessairement due à la raie d'hydrogène ;

- le centrage des deux images l'une par rapport à l'autre à la fraction de pixel près est également une chose délicate. Dans les régions où ce centrage laisse à désirer, un résidu apparaît sur la carte $P_{\alpha\alpha}$, sous la forme d'un pic accompagné d'un creux de même amplitude ;
- la résolution spatiale étant déterminée dans la partie centrale par la diffraction, qui dépend de la longueur d'onde, les PSF des deux images ne sont pas rigoureusement identiques dans cette région, ce qui se traduit *a priori* par une variation de la PSF d'une source à une autre sur l'image $P_{\alpha\alpha}$ (c'est-à-dire que la notion de PSF ne s'applique pas à proprement parler à l'image $P_{\alpha\alpha}$). Cependant les deux longueurs d'onde étant très proches —moins de 2% de différence—, on peut négliger cet effet ;
- les deux filtres étant très proches l'un de l'autre, les ailes de l'un s'étendent à peu près jusqu'au centre de l'autre. De fait les deux mesures ne sont pas totalement indépendantes, et pour les étoiles présentant une raie large, une partie du flux de cette raie, présent dans le filtre dit du continuum, est soustraite ;
- enfin, l'essentiel de l'émission spectrale dans le filtre F187N est dû à l'émission du milieu interstellaire. Séparer précisément les émissions des étoiles et du gaz ionisé est une tâche complexe.

La méthode stricte qu'il conviendrait d'appliquer pour supprimer les deux derniers effets susnommés serait de traiter séparément les deux images à l'aide de `StarFinder`, puis de comparer les résultats. Cependant cette méthode, qui serait beaucoup plus longue en raison du très grand nombre de sources à traiter est également sujette à caution dans la mesure où elle suppose d'être capable d'associer avec certitude les sources des deux images. Elle ne résoudrait pas le problème principal, qui est la variabilité de l'extinction. En pratique, il convient de ne considérer que les sources pour lesquelles le rapport $P_{\alpha\alpha}/F_{190N} > 10\%$. Ce critère fait qu'aucune étoile à raie d'émission n'est détectée avec certitude dans la région externe, alors qu'une cinquantaine de candidates sont détectées dans la région à haute résolution.

Par ailleurs, le filtre $P_{\alpha\alpha}$ contient une raie de He I. Bien que celle-ci soit normalement beaucoup plus faible que la raie $P_{\alpha\alpha}$, elle devient d'intensité comparable pour certaines étoiles à hélium du Centre Galactique (Najarro *et al.* 1994), et devrait devenir prépondérante pour les étoiles les plus évoluées.

7.3 Correction des raies d'émission telluriques sur les données BEAR

Nos données BEAR ont été réduites à l'aides des procédures décrites Sect. 5.6. La Fig. 7.1 présente deux images extraites du cube spectral réduit et du cube des raies (c'est-à-dire avec le continuum soustrait). Après soustraction, les étoiles à hélium se détachent nettement, et la Minispirale (dont l'étude détaillée est l'objet de la Partie III) est visible.

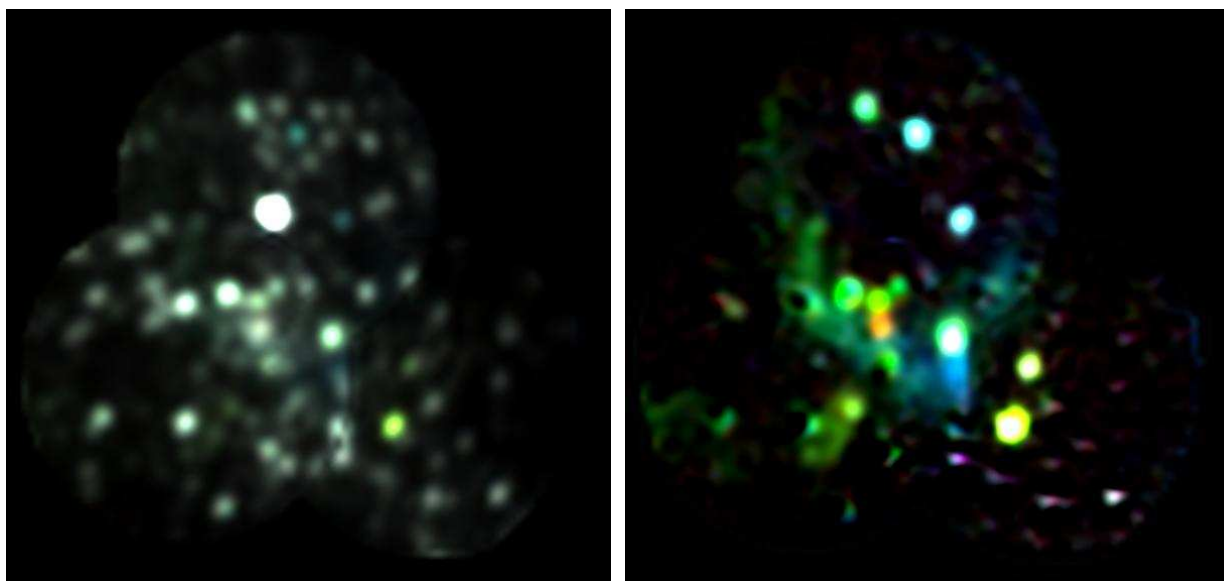


FIG. 7.1: Champ de vue avant (à gauche) et après (à droite) soustraction du continuum des étoiles. (Images composites intégrées de -800 km s^{-1} à 800 km s^{-1} . Les couleurs de certaines étoiles sont dues à la présence de raies.) Après soustraction, seule reste l'émission du milieu interstellaire ionisé et les étoiles à hélium.

En raison de la forte densité d'objets à proximité du Centre Galactique, la seconde entrée du FTS décrite Sect. 5.2.2 a dû être fermée pendant ces observations. De fait, celles-ci n'ont pas pu profiter de l'annulation automatique des raies d'émission tellurique que cette seconde ouverture autorise. Les raies d'absorption (CO_2) quant à elles ont été corrigées normalement par la calibration par une étoile de type A0.

La raie de He I est située immédiatement à côté d'une intense raie d'émission de OH atmosphérique. Compte tenu de la grande variabilité spatiale de la raie He I sur le champ objet en largeur et en fréquence, cette raie de OH se retrouve superposée au profil de la raie. Du fait de l'intensité particulièrement forte de cette raie et de la PSF spectrale de BEAR —un sinus cardinal, $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ —, cette raie, ainsi qu'une autre quatre fois moins intense au bord du domaine spectral utile, étaient responsables d'un grand nombre de pics secondaires (positifs et négatifs) particulièrement gênants. De fait, la correction de cette émission tellurique a été très délicate, nécessitant de bien mieux comprendre certains aspects de l'instrument et de sa chaîne de traitements.

Cette section détaille dans un premier temps une analyse de l'instrument BEAR que j'ai faite en me servant de ces raies de OH atmosphérique, puis la méthode que j'ai mise au point pour corriger cette émission.

7.3.1 Étude des raies telluriques

Analyse de l'effet de courbure de phase

Je me suis servi des raies telluriques pour étudier en détails l'effet de courbure de phase (Sect. 5.6.4). En effet la présence d'une raie tellurique en émission, très étroite et très intense, fournit une source monochromatique uniforme sur tout le champ et permet de tracer une surface isofréquences. J'ai pu ainsi confirmer que cette surface avait la forme d'un paraboloides de révolution, dont j'ai pu mesurer le paramètre de façon précise, qui est conforme à la valeur prévue par le calcul, aux barres d'erreur près. Surtout, cette étude a permis de mesurer l'exacte position de l'axe du paraboloides sur le champ, sur plusieurs cubes de données. Cette position semble stable à quelques jours d'intervalle, mais change d'une session d'observations à une autre, ce qui est normal puisque l'instrument est démonté et re-réglé entre temps. En principe, cet axe coïncide avec le centre du champ, qui est circulaire. Mais en pratique, il est légèrement décalé du fait des flexions et des petits défauts de réglage. Il est à noter que lorsqu'une erreur est commise sur la localisation de l'axe lors de cette correction, les surfaces isofréquences deviennent des plans, mais qui ne sont pas parallèles aux plans du cube. Le long d'une droite d'un plan du cube, on mesure une variation linéaire de la position de la raie. La pente de la droite permet de retrouver par calcul la distance entre le paraboloides vrai et celui utilisé pour la correction. Cet effet a été utilisé pour une mesure précise de la position de l'axe du paraboloides vrai. Notons que pour déterminer la position de l'axe sur un cube BEAR donné, il est nécessaire de disposer dans ce cube, ou dans un cube pris durant la même session, soit d'une raie tellurique, soit d'une raie non tellurique mais à vitesse constante sur tout le champ pouvant jouer le même rôle, soit au minimum de trois sources non alignées possédant une raie à longueur d'onde connue. Dans le pire des cas, il faudrait envisager d'utiliser les raies telluriques en absorption, sur un cube non calibré. Les raies d'émission de OH s'avèrent les plus pratiques pour cette correction.

Correction de l'effet de courbure de phase

La meilleure connaissance de la courbure de phase grâce à cette étude nous a mené à améliorer la correction qui en était faite dans la procédure d'échantillonnage des cubes, PSubCub_gen (Sect. 5.6.4). En effet la correction qui était implémentée jusque là dans cette procédure consistait à décaler chaque spectre d'un nombre entier de plans spectraux du cube suréchantillonné, mais suréchantillonné au minimum. Cette méthode créait donc des artefacts, dus au fait que la correction était faite au canal près. Par ailleurs, c'est le centre du champ qui était pris comme axe de correction du paraboloides. Une révision de la procédure PSubCub_gen s'imposait aussi parce qu'elle devait être utilisée pour le traitement des données He I dans un mode pour laquelle elle n'avait pas été conçue. En effet son but premier est l'extraction d'une bande étroite autour d'une raie unique dans un cube couvrant un domaine beaucoup plus large. Elle avait donc été conçue pour extraire un « sous-cube » suréchantillonné (d'où le nom, PSubCub_gen) à

partir d'un cube principal pour une raie donnée. Le domaine spectral de ce cube était défini comme celui qui aurait été obtenu avec un filtre fictif étroit, correspondant à un pas d'échantillonnage des interférogrammes multiple de celui réellement utilisé lors de l'acquisition. Cette propriété avait l'avantage de rendre les cubes générés directement compatibles avec la procédure de visualisation préexistante, `cubeview`.

Dans le cas des données He I, la raie stellaire est unique, mais couvre une large fraction de la bande passante du filtre. C'est donc toute la partie utile de la bande passante qui doit être suréchantillonnée, et non un sous-cube correspondant à un domaine étroit. Appliquer `PSubCub_gen` à ces données aurait nécessité de suréchantillonner la totalité du cube (385 plans pour les données 1997, 421 pour les données 2000), ce qui aurait imposé d'utiliser un facteur de suréchantillonnage faible (3) pour limiter le nombre de plans du cube final, qui aurait été insuffisant pour corriger convenablement la courbure de phase. Utiliser un facteur de suréchantillonnage plus élevé avec `PSubCub_gen` aurait fait énormément augmenter le temps de calcul, et rendu le cube très difficile à gérer en mémoire. C'est pourquoi, m'inspirant de `PSubCub_gen`, j'ai écrit une procédure `OSampCub_gen`, effectuant la détermination précise de l'axe des paraboloïdes de l'effet de courbure de phase, la limitation du domaine spectral strictement au domaine utile choisit par l'utilisateur, et le suréchantillonnage des spectres avec le facteur choisi, incluant la correction de la courbure de phase avec une précision arbitraire, non limitée par le canal final (typiquement au dixième de canal final près). De plus les FFT sont toujours effectuées avec des nombres de points qui sont des puissances de 2, ce qui accélère considérablement le traitement.

Cette nouvelle procédure peut tout à fait être utilisée dans tous les cas, c'est-à-dire qu'elle est optimisée pour simplement suréchantillonner tout le domaine utile d'un cube, aussi bien que pour extraire un sous-cube dans une bande étroite. La correction de la courbure de phase est dans tous les cas de meilleure qualité que celle effectuée par `PSubCub_gen`, mais le gain est surtout sensible pour un domaine large. Par ailleurs, la procédure, plus souple, permet à l'utilisateur un contrôle total sur la bande finalement conservée, ainsi que sur le coefficient de suréchantillonnage. Dans certains cas, `OSampCub_gen` est nettement plus rapide que `PSubCub_gen`, ce gain en rapidité dépendant des paramètres exacts du cube de départ et du cube final, mais pouvant atteindre un facteur de l'ordre de 6, faisant passer le temps de traitement de environ deux heures à environ vingt minute. Enfin, les cubes produits occupent moins d'espace en raison du plus grand choix possible dans la bande finalement conservée. Le seul inconvénient étant que les cubes produits ne sont pas compatibles avec la version originale de la procédure de visualisation, `cubeview`, celle-ci a été mise à jour. Enfin l'interface utilisateur de `OSampCub_gen` a été grandement améliorée par rapport à celle de `PSubCub_gen`, afin d'autoriser un mode non-interactif fort utile lors du traitement en série de plusieurs cubes en vue de la création d'une mosaïque, les paramètres utilisés pour chacun de ces cubes devant être strictement identiques.

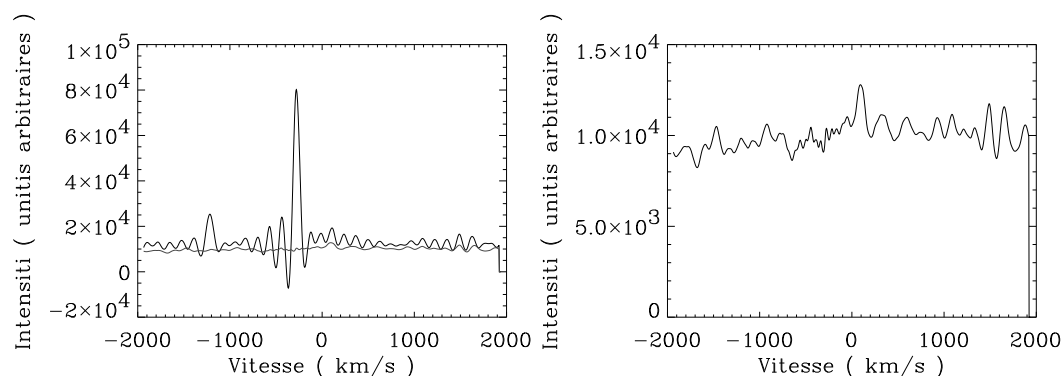


FIG. 7.2: Spectre intégré sur le champ de vue. A gauche, on voit superposés les spectres avant et après traitement, à droite, le spectre après traitement. On voit sur le spectre de gauche que OH domine et qu'il y a en fait deux raies de OH atmosphérique. La raie de He I observée est centrée sur $\simeq 100 \text{ km s}^{-1}$, et n'est pas observable avant correction.

Mise en évidence et correction du vignettage

L'étude de l'émission tellurique de OH a également permis de mettre en évidence un effet de vignettage[§] affectant les données sur une couronne de quelques pixels de large en bord de champ. Ce vignettage n'est pas corrigé par le champ plat, car il est dû au diaphragme d'entrée du FTS, qui pour les raisons exposées Sect. 5.6.2 ne peut être pris en compte par le champ plat.

Une procédure de correction a été mise au point, permettant de corriger les effets de bord qui affectent, en surface, 25% du champ utile. La correction de ces effets de bord est très importante lors de la combinaison de plusieurs cubes en une mosaïque. Cette procédure utilise un champ plat secondaire, fabriqué à l'aide de l'émission de OH. Il conviendrait d'étudier la stabilité de ce champ plat dans le temps, cependant l'effet de vignettage devrait être parfaitement stable.

7.3.2 Correction des raies telluriques

Une fois cette étude menée à l'aide des raies telluriques, il convenait de soustraire ces raies de chaque spectre du champ, d'autant que la réponse impulsionnelle de l'interféromètre étant un sinus cardinal, chaque raie atmosphérique possède des extrema secondaires suffisamment intenses pour être très gênants (Fig. 7.2).

Étant donnée l'importance des extrema secondaires, j'ai cherché à corriger l'émission sur tout le spectre, et pas seulement sur une zone en dehors de laquelle l'effet de l'émission atmosphérique aurait pu être négligeable. J'ai donc déterminé le spectre de l'émission atmosphérique afin de le soustraire. Cette détermination a été faite en utilisant une centaine de points du fond de ciel, puis en soustrayant une valeur de continuum estimée en dehors des maxima principaux. Nous espérons qu'il suffirait de soustraire

ce spectre pour corriger ce problème. Cela n'a pas été le cas, en effet, en raison de la correction encore imparfaite quoiqu'excellente de la courbure de phase, l'intensité et la fréquence centrale de cette émission ne sont pas totalement constantes dans le cube de données.

La méthode qui a finalement donné les meilleurs résultats est une méthode variationnelle. Un simple ajustement par une méthode de χ^2 ne pouvait pas marcher, car le spectre de OH, s'il domine largement le spectre intégré du champ, est relativement faible sur chaque pixel pris individuellement, de sorte que la raie de OH est souvent plus faible qu'une raie en provenance d'une source du champ. Un simple χ^2 aboutirait à la soustraction de cette raie dès que la raie d'une source serait proche de la raie de OH. La méthode que j'ai développée n'est pas exempte de ce genre d'effets, mais pour le moins les minimise. La méthode en question consiste en un ajustement, pour lequel l'estimateur n'est pas un χ^2 , mais l'opérateur I suivant :

$$I(k) = \int \left(\frac{d^2(S - k \cdot S_{OH})}{d\nu^2} \right)^2 d\nu$$

où S est le spectre d'origine en un point et S_{OH} le spectre des émissions atmosphériques.

Cette quantité est grande lorsque le spectre présente des pics, positifs ou négatifs. Il est à noter qu'à intensité égale, un pic étroit participe plus à cette quantité qu'un pic large, or les raies telluriques sont plus étroites que les raies des sources sur nos données. C'est ce qui explique que cet estimateur a moins tendance à faire disparaître les raies des sources que ne l'aurait fait un χ^2 . En minimisant cette valeur, on espère donc avoir supprimé tous les maxima et les minima communs au spectre d'origine et au spectre de OH. Le résultat a été concluant. On peut encore voir sur le cube final par endroit des parasites liés à OH, mais ils sont généralement plus faibles que le bruit. En revanche, la méthode a tendance à supprimer régulièrement un peu plus qu'on ne le souhaiterait, en supprimant un pic de bruit en plus de la raie tellurique. Ce phénomène étant toujours à la même fréquence (celle de la raie de OH), les artefacts sont d'autant plus visibles qu'on les intègre sur de nombreux pixels. Cependant le spectre traité demeure de bien meilleure qualité que le spectre non traité, et les artefacts résiduels, bien que difficiles à supprimer de façon systématique, sont connus. Bien que la position du pic d'émission de OH varie également légèrement d'un pixel à l'autre, une translation n'est pas autorisée dans l'ajustement, car cela aboutirait à des artefacts liés à la soustraction d'un pic de bruit dans beaucoup plus de cas, et n'améliorerait par conséquent en rien la qualité de la correction.

7.4 Recherche des étoiles à raies d'émission

7.4.1 Recherche de candidates étoiles à hélium

La Fig. 7.1 montre clairement la présence d'étoiles à hélium. On ne peut cependant se contenter de n'étudier que ces quelques étoiles dont la raie est particulièrement évi-

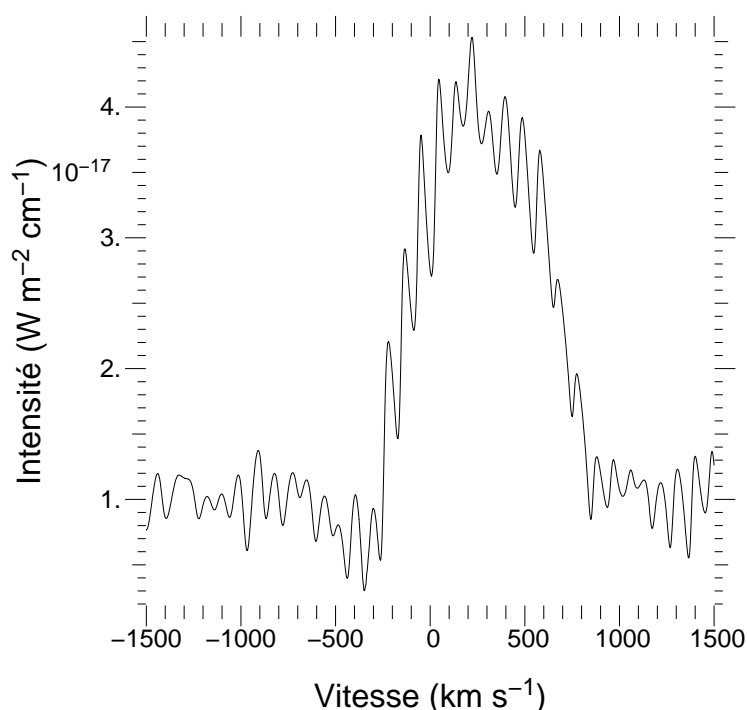


FIG. 7.3: Spectre avant lissage de la raie HeI à $2,06 \mu\text{m}$ de l'étoile AF, qui est l'étoile à la raie très intense, au sud-ouest de la Fig. 7.1. La résolution est trop élevée pour ces raies stellaires très larges (on peut diminuer le bruit apparent sur ce spectre en le lissant). La raie d'hélium est présente en émission, mais également en absorption entre de -200 et -600 km s^{-1} , c'est-à-dire dans la partie bleue du spectre : c'est un profil P Cyg. La partie en absorption est bien gaussienne, au contraire de la partie en émission, très arrondie au sommet avec des bords presque verticaux.

dente ; se pose donc le problème d'identifier toutes les étoiles du champ ayant une émission d'hélium. La douzaine d'étoiles immédiatement identifiées permet cependant d'ores et déjà de faire quelques remarques générales :

- les largeurs de raies varient de $\simeq 100 \text{ km s}^{-1}$ à $\simeq 1500 \text{ km s}^{-1}$;
- les luminosité des étoiles à hélium varient également beaucoup, d'un facteur de l'ordre de 10 ;
- enfin, certaines étoiles présentent un profil P Cyg[¶], c'est-à-dire que la raie est présente à la fois en émission et en absorption, les deux composantes étant décalées l'une par rapport à l'autre par effet Doppler (Fig. 7.3).

Chacune de ces remarques a des conséquences sur la méthode à appliquer pour détecter les étoiles à hélium.

Méthode par imagerie

La première méthode pour la recherche des étoiles à hélium est la création d'une image unique en intégrant tous les plans du cube des raies, dans le but de rechercher les sources ponctuelles sur cette image, qui seront des étoile à hélium. Cette méthode est en fait celle qui est appliquée lors de la recherche d'étoiles à hélium par des méthodes d'imagerie en bande étroite, comme ce que nous avons fait pour les données NICMOS Pa α (Sect. 7.2.3). L'avantage d'effectuer ce type de traitements sur des données de spectro-imagerie plutôt que sur des données d'imagerie en bande étroite est que dans le cas de la spectro-imagerie la soustraction du continuum est faite de façon rigoureuse, en tenant compte de sa pente pour chaque point du champ individuellement. Ce

n'est cependant pas une bonne méthode : on souhaite trouver des étoiles pouvant avoir des raies peu intenses, or l'intégration sur une bande nettement plus large que la largeur de la raie fait considérablement baisser le rapport signal-sur-bruit. En second lieu, la possibilité de profils P Cyg fait que sur une telle image, la composante en absorption peut pratiquement compenser la composante en émission, faisant que le flux total peut être inférieur à la limite de détection, empêchant certaines étoiles à hélium d'apparaître. Pour une raie donnée, le meilleur rapport signal-sur-bruit est donné par une largeur de bande égale à la largeur de la partie émissive du profil, qui varie grandement comme on l'a vu. Donc pour appliquer au mieux une méthode consistant à extraire des images en bande étroite et à rechercher les étoiles sur celles-ci, il faudrait extraire et traiter une image pour chaque largeur de raie possible (de 100 à 2000 km s⁻¹ environ), et pour chaque décalage Doppler possible, à savoir environ de -500 à +500 km s⁻¹.

Méthode par spectroscopie

La seconde méthode consiste à repérer d'abord toutes les étoiles du champ, puis d'extraire les spectres de ces étoiles, et enfin d'effectuer sur ces spectres un traitement approprié dans le but de détecter une éventuelle raie stellaire. Cette idée, que nous avons appliquée en premier lieu, ne simplifie que très peu le problème. En effet, il suffit de regarder quelques instants le panneau de gauche de la Fig. 7.1 pour constater que le nombre d'étoiles suffisamment brillantes pour être étudiées est très grand (voir par exemple les deux étoiles qui apparaissent sur le panneau de droite au nord du champ, dont le continuum n'est en rien exceptionnel). En fait, si l'on souhaite être exhaustif, quasiment chaque pixel du champ contient une étoile suffisamment lumineuse pour être étudiée. En pratique, il faudrait donc étudier individuellement tous les spectres extraits à travers chaque ouverture possible. Bien entendu, le traitement en question peut-être fait dans un premier temps de façon automatique, un programme pouvant rejeter les spectres ne contenant pas de raie. Dans notre cas, la présence de la Minispirale, ensemble extrêmement complexe de nuages de gaz, fait que de nouveau le tri automatique n'est pas réellement efficace, puisque pratiquement toutes les lignes de visées contiennent au moins une raie, souvent plusieurs (cf. Fig. 10.6, p. 153), et que les gradients de vitesse au sein du milieu interstellaire (MIS) aussi bien que la multiplicité des raies du MIS font que les raies interstellaire sur un spectre d'étoile peuvent être relativement larges. Les spectres sélectionnés automatiquement doivent donc être vérifiés à la main, en tenant compte de l'émission interstellaire sur les pixels adjacents : en effet, compte tenu des variations à de petites échelles spatiales de l'intensité et de la vitesse des nuages de gaz interstellaire, l'évaluation de l'émission interstellaire en un point donné est un problème complexe, qui fait l'objet de la Partie III, et qui est évidemment encore plus difficile lorsqu'une étoile à hélium est présente sur la ligne de visée.

Méthode directe tridimensionnelle

Par conséquent, même si les deux méthodes exposées ci-dessus ont d'abord été appliquées, le travail de vérification qui reste à faire manuellement fait que la méthode la plus fiable de recherche des candidates est finalement la recherche manuelle directe des sources à l'aide de `cubeview` sur le cube des raies. Afin de rendre cette recherche plus sûre et plus efficace à la fois, la possibilité de lisser les spectres a été ajoutée à ce logiciel ; en effet cela améliore grandement le rapport signal-sur-bruit dans le cas d'une raie large peu intense. En plus des candidates étoiles à hélium repérées par les deux méthodes décrites ci-dessus et à la main, il faut ajouter les étoiles ayant déjà été signalées comme étoiles à hélium dans les études précédentes (Krabbe *et al.* 1995; Tamblyn *et al.* 1996; Blum *et al.* 1996; Eckart & Genzel 1997), ainsi que les étoiles repérées sur l'image NICMOS Pa α , étoiles possédant une raie dans le filtre NICMOS à 1,87 μm , et donc potentiellement une raie d'He I.

7.4.2 Extraction et réduction des spectres des candidates

Extraction des spectres

Les spectres de l'ensemble des étoiles sélectionnées à l'issue de cette étape de recherche des candidates sont ensuite extraits du cube. Cette extraction consiste en l'intégration spatiale du cube sur une ouverture donnée, centrée sur l'étoile à analyser, d'une certaine largeur. Le choix de cette largeur répond à un compromis entre les diverses sources de bruit et d'émission parasite. Pour maximiser le signal en provenance de la source qui nous intéresse, il convient d'intégrer le plus grand nombre possible de photons de celle-ci. Comme ils se répartissent sur toute la PSF, l'idéal à cet égard serait d'intégrer sur une ouverture la plus grande possible, dans la mesure où la PSF en question a un profil lorentzien, donc avec un cœur très piqué, mais des ailes très étendues. En revanche, plusieurs effets s'additionnent pour tendre à faire préférer une ouverture plus petite, car ils augmentent avec l'ouverture :

- en premier lieu, le bruit de photons en provenance d'une part du continuum des autres étoiles voisines et d'autre part du fond de ciel ;
- en second lieu, la contribution des raies parasites en provenance des autres étoiles du champ, du milieu interstellaire, et de l'atmosphère terrestre ;
- enfin, comme on l'a vu Sect. 7.3.2, les artefacts liés à l'imperfection de la soustraction du spectre tellurique.

La valeur optimale de l'ouverture est de l'ordre de la résolution spatiale : l'essentiel du flux de l'étoile étudiée passe dans cette ouverture, mais on limite cependant l'effet des sources étendues ou secondaires. Nous avons donc choisi une ouverture carrée de 3 pixels de côtés (notons que compte tenu de l'effet de l'échantillonnage, pour une ouverture petite, le choix d'une ouverture carrée ou circulaire ne change rien).

Nettoyage des spectres

Malgré le choix d'une ouverture adaptée, les spectres sont nécessairement affectés par les effets mentionnés ci-dessus : d'une part la correction parfois imparfaite du spectre d'émission tellurique, d'autre part les émissions du milieu interstellaire et des autres étoiles à hélium voisines. Une procédure, prosaïquement nommée *Travailleur-Cat*, a été écrite pour effectuer un certain nombre de traitements sur le catalogue de spectres en vue de corriger ces artefacts. Les traitements les plus couramment nécessaires sont décrits ci-dessous.

Affiner la soustraction du spectre tellurique : Comme on l'a vu Sect. 7.3.2, la soustraction des raies dues à OH, quoiqu'excellente, n'est pas toujours parfaite. Lorsque des résidus existent, il convient donc de parfaire cette correction, en ajoutant ou en soustrayant le spectre du ciel, affecté d'un petit coefficient, éventuellement en le décalant légèrement. Ce décalage, normalement très petit (moins d'un canal spectral), est dû à la correction elle aussi imparfaite de l'effet de courbure de phase (Sect. 7.3.1). À l'issue de ce traitement, la région autour de la raie de OH peut demeurer affectée par du bruit, qui disparaîtra lors du lissage. Bien entendu, ce traitement peut s'avérer difficile si l'étoile présente une raie étroite, en émission ou en absorption (dans le cas de profils P Cyg), superposée à l'une des raies telluriques.

Soustraction d'une raie gaussienne : La plus grande difficulté à laquelle nous avons été confrontés au cours de cette étude est la présence de raies en provenance du milieu interstellaire, ou d'une autre source ponctuelle voisine. Lorsque ces raies sont isolées et clairement identifiées, il suffit pour les supprimer d'ajuster un profil gaussien sur la raie puis de le soustraire.

Suppression d'une raie par interpolation : Cependant, le traitement indiqué ci-dessus devient beaucoup plus difficile à réaliser lorsque la raie à supprimer se trouve sur la raie stellaire étudiée, en particulier lorsqu'elle se situe sur le flanc de celle-ci. Dans ces conditions, la méthode retenue consiste à explorer la région à l'aide de *cubeview* dans le but de repérer les bornes de la raie, puis de la supprimer par interpolation linéaire sur la région en question. La technique ne fonctionne bien que si le profil stellaire sous-jacent est linéaire sur ce domaine ; si ce n'est pas le cas, il convient éventuellement d'effectuer un traitement plus fin. Le cas de l'étoile IRS 13E (Fig. 7.4), qui sera longuement discuté dans la Chap. 8, constitue le pire cas possible, dans la mesure où une série de raies interstellaires couvre la moitié de la raie stellaire, empêchant d'en déterminer précisément les flancs, et comblant partiellement la composante en absorption de la raie. Par ailleurs, le MIS étant lui-même excité par la présence de cet objet, l'émission interstellaire présente un maximum sur cette ligne de visée, il est donc très difficile d'évaluer la contribution du milieu interstellaire sur ce spectre. C'est par conséquent à une véritable reconstruction du spectre stellaire qu'il faut se livrer.

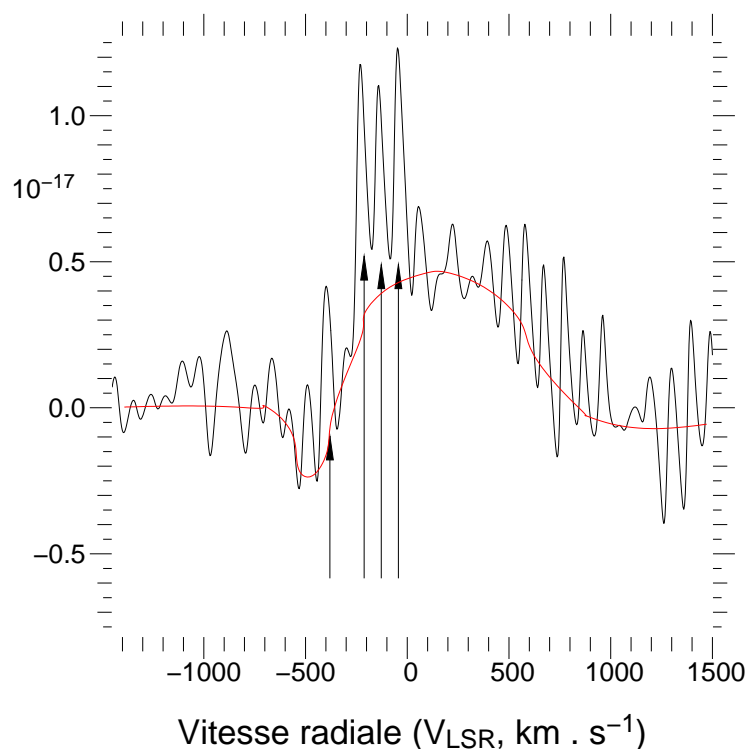


FIG. 7.4: Ce spectre non lissé de IRS 13E montre une raie très large affectée d'un profil P Cyg (Sect. 7.5), ajusté manuellement par la courbe en rouge, avec une composante large en émission centrée sur environ 200 km s^{-1} , et une composante en absorption centrée sur environ -500 km s^{-1} . Sur ce profil stellaire s'ajoutent quatre raies du milieu interstellaires, indiquées par les flèches, identifiées sans ambiguïté par l'exploration du cube à l'aide de `cubeview`.

Lissage du spectre : Le rapport signal-sur-bruit des raies n'est pas toujours excellent, dans la mesure où d'une part la résolution a été choisie élevée afin de pouvoir étudier le MIS et où d'autre part certaines raies stellaires détectées sont larges et peu intenses. Pour pouvoir mieux traiter ces raies, il convient, une fois les autres traitements mentionnés plus haut effectués, de les lisser, par exemple au moyen d'un filtre gaussien, afin d'optimiser le rapport signal-sur-bruit. Il faut remarquer que le lissage en question revient en fait à réduire la résolution spectrale. Ce n'est pas gênant dans la mesure où la résolution choisie au départ est très élevée par rapport à la largeur de ces raies stellaires. Il faut cependant être conscient de ce fait, et tenir compte du fait que la largeur finale de la raie est environ égale à la somme des largeurs du profil de départ et de la gaussienne utilisée pour le lissage. Une fois le profil analysé, il peut être intéressant de revenir au profil non lissé afin d'affiner les résultats obtenus (largeur et intensité des raies).

Calibration des spectres

Bien que le cube de données ait déjà été calibré, les spectres obtenus ne peuvent pas être considérés comme eux-mêmes calibrés : en effet, l'ouverture choisie, quoique de l'ordre de la largeur à mi-hauteur de la PSF, ne contient pas l'intégralité du flux de l'étoile. La portion du flux de l'étoile incluse dans l'ouverture de 3×3 pixels dépend de la position de l'étoile au sein du pixel central de la boîte, et varie de 62% à 68%. Chaque spectre doit donc être multiplié par un facteur de correction, fonction de la position de l'étoile dans la boîte. Nous avons utilisé la photométrie astrométrique des données

d'optique adaptative CFHT décrite Sect. 7.2.2 pour déterminer précisément cette position. Nous avons dû en premier lieu déterminer précisément le rapport d'échelle, la rotation et la translation qui existaient entre les données BEAR et les données AO. Étant donnée une valeur pour chacun de ces paramètres, il est possible de créer une image artificielle à partir de la photométrie astrométrique en optique adaptative à la résolution de BEAR. Cette image peut alors être comparée à une image BEAR, prise en intégrant un certain nombre de plans dans le continuum. On peut alors vérifier la validité des paramètres choisis. Par cette méthode d'essais et de corrections, nous avons abouti à un bon accord entre les positions sur les deux ensembles de données ; nous pouvions alors déterminer la position de chaque étoile au sein de sa boîte d'intégration. Nous pouvions également dès lors évaluer la proportion du flux dû aux étoiles voisines dans le continuum, c'est-à-dire la proportion du flux de chaque étoile du voisinage qui passait dans chaque ouverture, et le rapport entre cette part et celle due à l'étoile étudiée ; nous avons ainsi corrigé le niveau du continuum sur les spectres. En revanche, cette méthode ne nous permettait pas de déduire la pente du continuum : nous avons supposé que toutes les étoiles du voisinage, ainsi que l'étoile étudiée, avaient la même couleur, ce qui est une source d'incertitude qui demeure.

7.5 Ajustement de profils stellaires

Une fois les spectres nettoyés de leurs artefacts et en particulier des raies imputables au milieu interstellaire, certaines étoiles ont été rejetées en raison de l'absence d'émission propre détectable. Pour les étoiles restantes, l'étape suivante consiste en l'analyse des propriétés physiques de la raie par ajustement de profils de raies.

La plupart des raies stellaires que nous avons identifiées présentent un profil P Cyg, caractéristique d'étoiles à perte de masse. Lorsque ce n'est pas le cas, l'absence de composante en absorption est généralement imputable soit au rapport signal-sur-bruit trop faible, soit à la présence au même endroit d'une raie du MIS qui n'aura pu être parfaitement corrigée.

7.5.1 Profils P Cyg

D'une façon générale, les raies d'émission des étoiles sont formées dans l'enveloppe ionisée de l'étoile, elle-même issue de sa perte de masse (voir par exemple Sobolev 1975). Le profil de la raie d'émission est donc influencé par le champ des vitesses au sein de l'enveloppe, lequel est dominé par les mouvements macroscopiques (expansion, rotation), de l'ordre de quelques dizaines à centaines de kilomètres par seconde, les vitesses microscopiques dues à l'agitation étant négligeables.

À ce profil d'émission en soi complexe s'ajoute souvent un profil d'absorption, pouvant provenir soit de la photosphère de l'étoile qui peut être en rotation rapide (d'où dans ce cas un profil très large centré sur la vitesse de l'étoile), soit de la partie de l'enveloppe située entre l'observateur et l'étoile, et qui absorbe une partie du continuum de

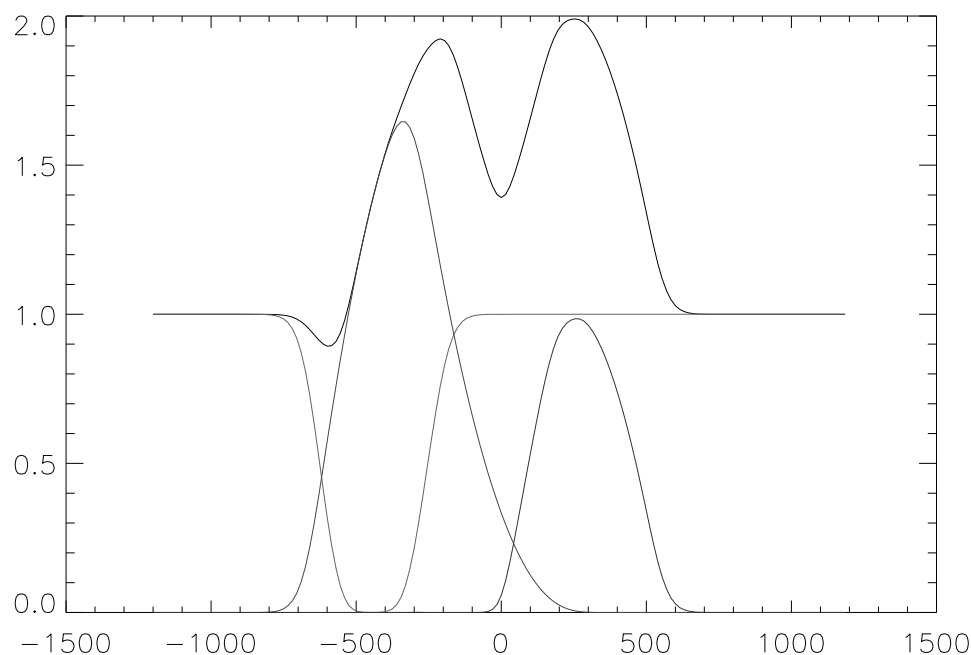


FIG. 7.5: Exemple de profil P Cygni théorique. On voit ici superposés trois effets : absorption du continuum de l'étoile par l'enveloppe (graphe à valeurs inférieures à 1 avec continuum non nul), émission de l'hémisphère de l'enveloppe proche de l'observateur (continuum nul, vitesses négatives), et émission de l'hémisphère de l'enveloppe la plus éloignée de l'observateur (continuum nul, vitesses positives), partiellement occultée par l'étoile et réabsorbée par l'enveloppe. La somme de ces trois effets donne le profil composite, sur lequel une petite absorption est visible, ainsi que deux pics d'émission.

l'étoile et une partie de l'émission de l'enveloppe. La raie d'absorption liée à l'absorption du continuum de l'étoile par l'enveloppe est donc décalée vers le bleu par rapport à la vitesse de l'étoile, et a une largeur de l'ordre des gradients de vitesse le long de la ligne de visée, c'est-à-dire de la vitesse terminale.

Le profil global de la raie, émission et absorption incluses, peut donc devenir très complexe. La raie d'émission peut présenter des pics multiples, et de l'absorption peut être présente du côté bleu de la raie (profil P Cyg), ou des deux côtés (elle pourrait se trouver du côté rouge dans le cas d'effondrement de matière sur l'étoile, par exemple pour les étoiles jeunes). La Fig. 7.5 présente un exemple de complexité moyenne, avec une étoile ne présentant pas de raie d'absorption photosphérique, et une coquille sphérique en expansion présentant émission et absorption. On voit nettement deux pics sur la partie émissive, et une absorption du côté bleu.

7.5.2 Modèle simple de profil P Cyg

Nous avons cherché à ajuster des profils P Cyg sur les spectres des étoiles à hélium. Nous avons choisi de ne pas utiliser un code complet de profil de raies, car le rapport signal-sur-bruit de nos spectres n'est pas suffisant pour contraindre tous les paramètres d'un modèle complet, comprenant enveloppe étendue en expansion et rotation, absorption photosphérique sur une étoile en rotation etc. Nous avons préféré un modèle analytique très simple, avec peu de paramètres libres, mais qui permette déjà d'estimer les deux grandeurs physiques que sont la vitesse de l'étoile et la vitesse terminale de l'expansion.

Le modèle de raie que nous avons choisi se compose de deux parties, l'une pour l'absorption et l'autre pour l'émission. La composante en absorption est toujours assez bien modélisée par une gaussienne. En revanche, le profil gaussien n'est pas toujours le mieux adapté pour la composante en émission. Si il permet un très bon ajustement des raies les plus étroites, ainsi que des raies larges à faible signal-sur-bruit qui ont dû être lissées, il ne rend pas compte des raies larges et intenses, dont le profil est souvent très carré, présentant un plateau horizontal et des ailes presque verticales (Fig. 7.3).

Nous avons donc ajusté deux types de profils sur les différents spectres. Les deux types comprennent une composante en absorption gaussienne, étant entendu que la profondeur de cette absorption peut être nulle dans les quelques cas où aucune absorption n'est détectée. Les deux types de profils diffèrent par la forme de la composante en émission, gaussienne dans le premier cas. Dans le second cas, nous avons utilisé le profil décrit dans Morris (1985). Ce profil dépend de quatre paramètres : I_0 l'intensité au maximum, v_0 la vitesse centrale, Σ la demi largeur à intensité nulle, et un paramètre supplémentaire a qui permet d'obtenir un profil plutôt triangulaire ou plutôt rectangulaire (Fig. 7.6). Pour $|v - v_0| \leq \Sigma$, le profil est nul, ce qui justifie la notion de largeur à intensité nulle. Pour $|v - v_0| < \Sigma$, en posant $u = ((v - v_0)/\Sigma)^2$, le profil est défini par :

$$I(v) = I_0(1 - u) \frac{1 - e^{-a/(1-u)}}{1 - e^{-a}}.$$

La propriété physique des raies qui est la plus pertinente pour étudier la nature des étoiles à hélium est la largeur de ces raies. En effet, la présence d'intenses raies d'hélium en émission est significative d'une importante perte de masse par le biais des vents stellaires, laquelle est nécessaire pour que l'hélium, produit au cœur de l'étoile, se retrouve à sa surface, puis dans son enveloppe. La largeur de la raie donne une mesure de la vitesse du vent stellaire. Encore faut-il savoir de quelle largeur on parle. Dans la mesure où la largeur de la raie est dominée par l'effet du vent stellaire et où l'élargissement thermique est négligeable, ce qui est le cas pour des largeurs de plusieurs centaines de km s^{-1} , une bonne estimation de la vitesse terminale est donnée par la largeur totale à intensité nulle (*Full Width at Zero Intensity, FWZI*) de la raie, le problème étant que la notion de largeur totale, qui s'applique pour le profil de Morris (1985), ne s'applique pas pour une raie gaussienne, puisqu'une fonction gaussienne n'est pas à support compact[¶].

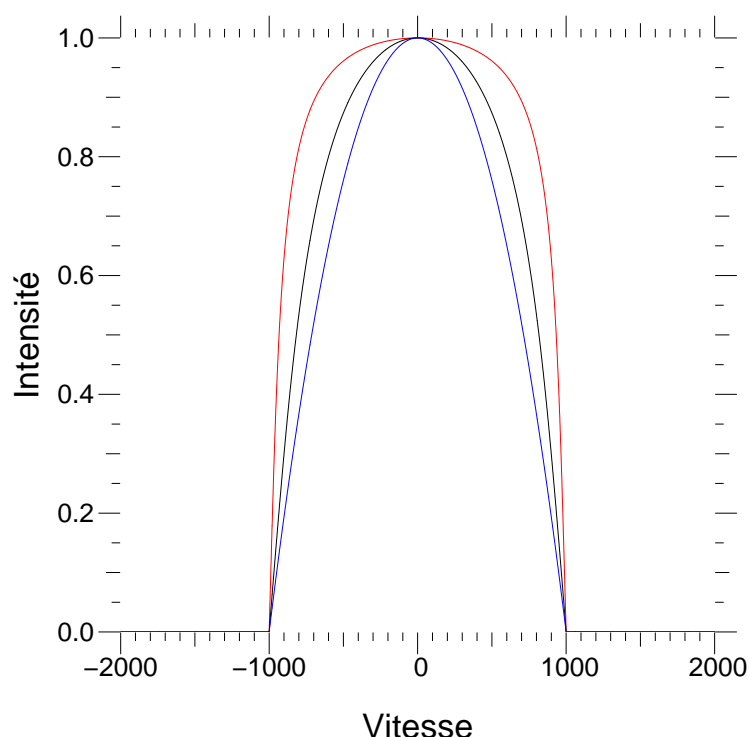


FIG. 7.6: Trois profils de raies larges pour $v_0 = 0$, $I_0 = 1$, $\Sigma = 1000$, et a prenant les valeurs 0,25 (en rouge), 1 (en noir) et 4 (en bleu). Le profil change très peu pour $a > 4$, et tend vers une fonction porte quand a tend vers zéro.

Nous avons choisi d'assimiler les pieds des gaussiennes au centième de leur maximum, car c'est pour cette valeur approximativement que la gaussienne devient indiscernable de la fonction nulle, compte tenu des incertitudes. Le domaine spectral du profil P Cyg est donc l'union des domaines des deux composantes, en émission et en absorption, et c'est la largeur de ce domaine que nous prenons comme largeur FWZI. La vitesse radiale de l'étoile correspond au centre de la raie, donc au centre du domaine P Cyg. Dans le cas parfaitement équilibré où les composantes en absorption et émission ont la même largeur et la même intensité, le centre du profil correspond au point d'inflexion entre les deux moitiés du profil, qui est nettement décalé par rapport au pic de la composante en émission.

Cependant, pour certaines étoiles, la composante en absorption n'est pas détectée avec un signal-sur-bruit suffisant pour l'ajuster précisément. C'est pourquoi, quand il s'agit de comparer toutes les étoiles entre elles, il faut utiliser un critère qui ait pu être appliqué à toutes. Dans ce cas on ne considérera que la composante en émission, à l'exclusion de celle en absorption, et on parlera de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de cette seule composante en émission.

7.6 Résultats

Les résultats de cette étude sont présentés et analysés dans Paumard *et al.* (2001, 2003b, Annexes A et B). Les conclusions de ces articles sont rappelées ci-dessous.

Le principal résultat de cette analyse est la mise en évidence de deux classes d'étoiles à raies d'émission en He I. Cette distinction est fondée sur les caractéristiques suivantes de chaque groupe :

- le critère principal distinguant ces deux classes est la largeur de la raie. La largeur FWZI de la composante en émission vaut environ 500 km s^{-1} pour toutes les étoiles du premier groupe (sauf IRS 16NE, pour laquelle cette largeur est de 210 km s^{-1}), alors qu'elle vaut plus de 940 km s^{-1} pour les étoiles du second groupe. Les valeurs FWHM des largeurs montrent également cette nette séparation, valant moins de 320 km s^{-1} pour les étoiles du premier groupe et plus de 820 km s^{-1} pour celles du second (sauf He I N3, dont le rapport signal-sur-bruit est médiocre, avec 574 km s^{-1}). C'est pourquoi nous désignerons désormais les étoiles du premier groupe comme étant « à raie étroite », et les étoiles du second comme étant « à raie large » ;
- outre cette différence majeure, les deux groupes diffèrent par l'intensité des sources. Toutes les étoiles à raie étroite ont une magnitude K plus brillante que 9,9, sauf IRS 34W, étoile variable (Ott *et al.* 1999) qui était faible au moment des observations CFHT dont découle notre photométrie (Ott *et al.*, communication personnelle). Au contraire, toutes les étoiles à raie large sont plus faibles que $m_K = 10,6$, sauf IRS 29N, avec $m_K = 9,9$;
- les étoiles à raie étroite sont groupées à moins de $5''$ de Sgr A*, et toutes font partie du complexe IRS 16, sauf IRS 34W, qui est quelques secondes à l'ouest du complexe (Fig. 7.7), alors que les étoiles à raie large sont réparties à peu près uniformément sur le champ.

Sur les dix-neuf étoiles au total détectées, six appartiennent à la classe des étoiles à raie étroite, et treize à celle des étoiles à raie large.

Il a également été montré que les étoiles à raie étroite présentaient généralement une émission Pa α nettement supérieure à celle que présentaient les étoiles à raie large, bien qu'il existe des exceptions notables, en particulier l'étoile AF et IRS 13E2. Il faut cependant noter que le filtre Pa α contient une raie d'hélium, He I (4–3) à $1,869 \mu\text{m}$, relativement faible mais en aucun cas négligeable ; de fait l'émission de cette raie peut devenir importante pour les étoiles possédant des raies d'hélium très intenses. Au demeurant, il est possible que tout ou partie du flux des étoiles à raie large provienne de cette raie d'hélium, et non de la raie de l'hydrogène.

Par ailleurs, cette étude a été l'occasion de réétudier un certain nombre d'étoiles précédemment identifiées comme étoiles à hélium (Krabbe *et al.* 1995; Tamblyn *et al.* 1996; Blum *et al.* 1996; Eckart & Genzel 1997), avec ces données BEAR sur lesquelles on distingue clairement la Minispirale. Cela nous a permis de rejeter avec certitude trois sources dont la raie était due uniquement à l'émission du milieu interstellaire. Une discussion détaillée est donnée dans Paumard *et al.* (2001, Annexe A).

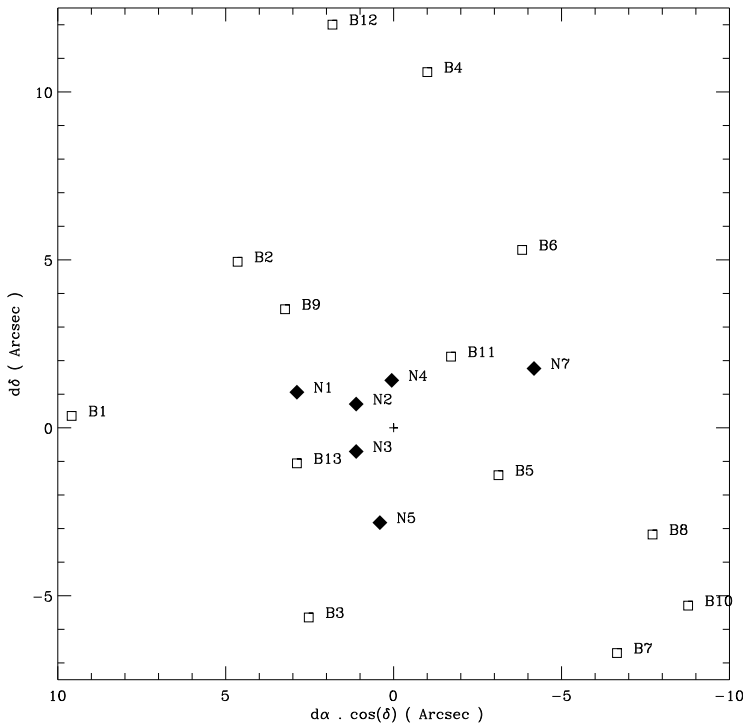


FIG. 7.7: Sur cette carte du champ, les étoiles à raies étroites sont représentées par des losanges pleins, et les étoiles à raies larges par des carrés vides. On voit que les étoiles à raies étroites sont essentiellement regroupées dans l'amas IRS 16. Les coordonnées sont par rapport à Sgr A* (représenté par une croix), et les identifiants (N* pour les étoiles à raies étroites et B* pour les étoiles à raie large) renvoient à Paumard *et al.* (2003b, Annexe B).

7.7 Discussion

7.7.1 Différents types d'étoiles à raies d'hélium en émission

Ayant identifié les étoiles à raie de He I en émission dans le Centre Galactique, on aborde la question de leur type spectral. Des raies d'émission d'hélium sont produites par des étoiles de type spectraux variés. L'émission de raies suppose la présence d'une enveloppe gazeuse soumise à un flux UV. L'origine de ces deux éléments varie entre les différents types d'étoiles possédant des raies d'émission, mais toutes ces étoiles sont des étoiles chaudes, avec une enveloppe en expansion.

Les différents types spectraux que je vais passer brièvement en revue ci-dessous sont d'une manière générale conçus sur des critères dans le visible ; or le Centre Galactique n'est pas accessible dans cette gamme de longueur d'onde. Afin de déterminer la nature des étoiles à hélium du Centre Galactique, plusieurs auteurs se sont penchés sur le problème de la détermination des types spectraux des étoiles chaudes en utilisant uniquement les longueurs d'onde accessible dans le Centre Galactique, à savoir essentiellement l'infrarouge proche : Hanson & Conti (1994); Blum *et al.* (1995); Tamblyn *et al.* (1996); Morris *et al.* (1996); Hanson *et al.* (1996); et Figer *et al.* (1997). Un résumé des conclusions de ces études est donné dans Paumard *et al.* (2001, Annexe A) : les étoiles chaudes qui présentent la raie de He I à $2,058 \mu\text{m}$ en émission appartiennent à une grande variété de types spectraux.

Étoiles de Wolf-Rayet

Les étoiles de Wolf-Rayet (WR) présentent des raies larges et intenses, dues à une perte de masse importante. Les Wolf-Rayet sont issues d'étoiles O de masse initiale supérieure à $40 M_{\odot}$, qui, après avoir quitté la séquence principale, ont perdu l'essentiel de leur masse, de sorte qu'il n'en reste plus que le cœur, d'une dizaine de masses solaire. Leur atmosphère est riche en métaux : ces étoiles ont perdu l'essentiel de leur hydrogène non consommé, et les éléments créés en leur cœur, hélium principalement mais également azote, carbone et oxygène entre autres, se retrouvent en grande abondance à la surface. Leur spectre est dominé par les raies d'émission de l'hélium.

On distingue les Wolf-Rayet azotées (WN) des Wolf-Rayet carbonées (WC), plus évoluées ; en effet les Wolf-Rayet présentent généralement soit des raies intenses d'azote, soit des raies intenses de carbone et d'oxygène, mais rarement les deux. Les raies d'hydrogènes sont en revanche faibles (étoiles WN tardives, *late WN*, WNL) ou même inexistantes (étoiles WC et WN avancées, *early WN*, WNE) car l'étoile a perdu tout ou presque de son hydrogène par fusion et par perte de masse. Il faut voir une séquence d'évolution entre les différents types de WR : $WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC$. L'âge de brulage de l'hélium est fonction de la métallicité Z . Pour une étoile de masse initiale de $120 M_{\odot}$, cet âge de brulage est de 2,87 millions d'années pour $Z = 0,05 Z_{\odot}$, et 4,96 millions d'années pour $Z = 2 Z_{\odot}$ (Meynet *et al.* 1994), qui est approximativement la métallicité dans le Centre Galactique.

Les raies des WR présentent souvent un profil P Cyg, composé d'une composante en émission extrêmement large ($\geq 1000 \text{ km s}^{-1}$), et d'une composante en absorption nettement moins large et assez peu profonde. Ce profil est la signature d'une enveloppe étendue en expansion. Toute la masse perdue par l'étoile, qui forme une enveloppe circumstellaire étendue (10^3 rayons stellaires), peut se condenser en un cocon de poussière qui obscurcit l'étoile. À terme, ce cocon peut devenir optiquement épais : le spectre infrarouge est alors lisse, dominé par l'émission thermique de la poussière. On parle alors de Wolf-Rayet poussiéreuse, en anglais *dusty Wolf-Rayet* (*d. WR*). Le stade final d'une étoile WR est l'explosion en supernova (SN).

Luminous Blue Variables

Le stade LBV est une étape transitoire et courte de la vie des étoiles de 40 à $120 M_{\odot}$, qui, après avoir été des étoiles de type O ou B, se dirigent vers le stade de Wolf-Rayet. Les étoiles LBV sont donc des étoiles évoluées, qui subissent une perte de masse importante par le biais de leurs vents stellaires. Cette perte de masse est irrégulière, et amène à des périodes pendant lesquels l'étoile est obscurcie par la poussière issue de cette perte de masse. En outre ces étoiles étant en train de perdre leur hydrogène, leur atmosphère en contient de grandes quantités, ce qui se traduit par d'intenses raies d'hydrogène. Les atmosphères sont également enrichies en hélium. Les raies des LBV présentent des profils P Cyg marqués, avec souvent des composantes en absorption et en émission comparables en intensité et en largeur ; au demeurant, l'étoile P Cyg est le prototype de

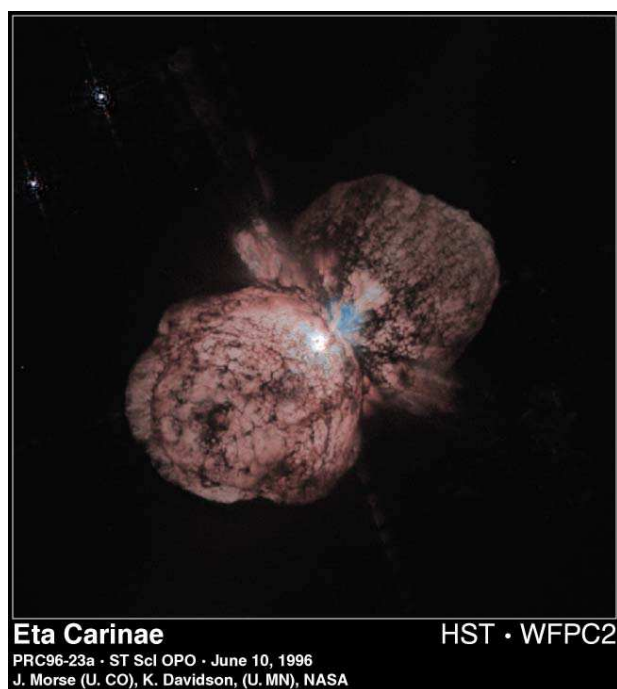


FIG. 7.8: L'étoiles LBV η Carinae. La nébuleuse circumstellaire s'explique par une éruption qui a fait de η Car la seconde étoile du ciel par ordre de luminosité apparente pendant la période 1840–1860 (Frank *et al.* 1995).

ce type d'étoiles. Une autre LBV célèbre est η Car (Fig. 7.8). En raison de la courte durée de ce stade, les LBV sont plus rares encore que les Wolf-Rayet : en effet on ne compte que six LBV dans le Grand nuage de Magellan (contre une centaine de WR), et on n'en connaît qu'une dizaine environ dans la Galaxie.

Ofpe/WN9

Certaines étoiles à raie d'émission ont un spectre relativement difficile à interpréter, intermédiaire en un type Ofpe et WN9. La désignation Ofpe signifie étoile de type O dans la classification de Morgan-Keenan ou de Harvard, donc $T_{eff} > 25\,000$ K, possédant des raies de N III (f), des raies particulières (p), et des raies en émission (e) ; autant dire que les étoiles classées « Ofpe » sont des étoiles chaudes présentant de nombreuses raies d'émission, y compris des raies inhabituelles et des raies de N III. Une étoile WN9 est une Wolf-Rayet azotée, donc une WR parmi les moins évoluées. Il est possible que LBV et Ofpe/WN9 soient deux états des mêmes objets ; plusieurs étoiles sont passées de l'un à l'autre, dans un sens ou dans l'autre.

Étoiles Oe

Les étoiles Oe sont des étoiles chaudes de la séquence principale de type O ($T_{eff} > 25\,000$ K), présentant des raies d'émission (e), signature d'une enveloppe de gaz circumstellaire. La séquence d'évolution des étoiles de plus de $40 M_{\odot}$ est :

$$O \rightarrow LBV \rightarrow WR \rightarrow SN.$$

Étoiles Be, B[e]

Les étoiles Be sont des étoiles de type B avec $11\,000\text{ K} < T_{eff} < 25\,000\text{ K}$, normalement avec raies d'absorption de He neutre, mais présentant des raies d'émission (e). Il est considéré que cet état correspond à une phase dans la vie des étoiles B, pendant laquelle se constitue une enveloppe, siège de l'émission des raies. Dans les cas des B[e], très rares, des raies interdites sont détectées en émission. Pour ces étoiles, l'atmosphère n'est pas particulièrement riche en hélium, mais le champ ionisant est intense. Les raies interdites des B[e] sont caractéristiques d'une atmosphère diluée et ionisée. Les raies des Be présentent souvent deux pics séparées d'une centaine de km s^{-1} (pas nécessairement symétriques), et sont généralement superposées à une raie d'absorption photosphérique, qui peut être plus ou moins large que le profil en émission. On pense que la présence de l'enveloppe ionisée, siège des raies d'émission, est due à la perte de masse équatoriale de l'étoile en rotation rapide.

7.7.2 Nature des étoiles à hélium du Centre Galactique

Compte tenu de l'ensemble de nos résultats (Sect. 7.6), dont le plus important est la mise en évidence de deux classes d'étoiles aux caractéristiques différentes et de la ségrégation spatiale entre ces deux classes, il nous est possible d'émettre une hypothèse concernant la nature des étoiles à hélium du Centre Galactique. Les raies d'hélium extrêmement larges ($\simeq 1000\text{ km s}^{-1}$), et souvent très intenses, des étoiles à raie large nous amène à les considérer comme des étoiles de Wolf-Rayet. De tous les types spectraux nommés ci-dessus, le type WR est le seul à posséder cette raie en émission avec des profils aussi larges (Abbott & Conti 1987). Par continuité, les étoiles à raie étroite sont donc probablement des *Luminous Blue Variables (LBV)*, le stade précédent d'évolution. La largeur observée des raies d'hélium de ces étoiles ($\simeq 200\text{ km s}^{-1}$), ainsi que leur luminosité, sont tout à fait compatibles avec les valeurs trouvées pour des LBV standard (Najarro *et al.* 1997b).

La perte de masse très importante que les étoiles à raie large ont déjà subie explique doublement leur faiblesse par rapport aux étoiles à raie étroite : premièrement, elles sont désormais moins massives et plus petites qu'elles, et deuxièmement elle peuvent être entourées d'un cocon de poussière qui les obscurcit. Par ailleurs, ces étoiles ayant perdu l'essentiel de leur hydrogène, on ne s'attend pas à des raies intenses en $\text{Pa}\alpha$, ce qui est cohérent avec les observations.

L'événement d'obscurcissement de IRS 34W au cours de la période 1998–2000, caractérisé par une baisse de luminosité d'une magnitude et un rougissement de son spectre, est tout à fait cohérent avec un type LBV (le « V » signifiant variable) pour cette étoile, et donc pour les autres étoiles à raie d'hélium étroite de la région. En outre ces étoiles moins évoluées que les étoiles à raie large étant le siège d'une forte perte de masse, leur enveloppe contient encore de grandes quantités d'hydrogène, ce qui explique les raies $\text{Pa}\alpha$ plus intenses.

Il reste à expliquer la ségrégation spatiale entre les deux groupes d'étoiles (Fig. 7.7). Si l'on prend également en considération l'existence de l'amas d'étoiles O orbitant à moins de $1''$ de Sgr A* (le complexe Sgr A* (IR), Genzel *et al.* 1997; Ghez *et al.* 1998), on est en présence de trois groupes d'étoiles massives, réparties approximativement en anneaux concentriques autour de Sgr A*, les étoiles de masse initiale la plus faible étant le plus près du centre de la Galaxie : d'abord les étoiles du complexe Sgr A* (IR) ($R \lesssim 1''$), puis les LBV ($R \lesssim 5''$), enfin les WR ($R \lesssim 15''$). Après l'étude menée au chapitre suivant, nous serons en mesure de proposer une explication à cet état de fait (Sect. 13.2).

Chapitre 8

Un objet exceptionnel : IRS 13E

Sommaire

8.1	Introduction	111
8.2	Images à haute résolution de IRS 13, et leur réduction	113
8.2.1	Données d'optique adaptative	114
8.2.2	Images NICMOS	115
8.3	Analyse haute résolution des images	115
8.3.1	Critère de sélection	117
8.3.2	Comparaison de StarFinder et de MCS sur les données L . . .	118
8.4	Résultats	122
8.4.1	Détection des composantes stellaires, photométrie astrométrique	122
8.4.2	Information spectrale	125
8.4.3	Calibration	125
8.4.4	Distribution spectrale d'énergie	125
8.5	Nature des sources	130
8.5.1	Composantes stellaires de IRS 13E	130
8.5.2	Les autres étoiles du champ	131
8.6	IRS 13E, un amas compact d'étoiles massives	133

8.1 Introduction

Parmi les étoiles étudiées dans le chapitre précédent, IRS 13E a particulièrement retenu notre attention. Tout d'abord, cette étoile est située dans une région extrêmement complexe du milieu interstellaire. Quatre composantes de gaz ionisé sont en effet détectées sur la ligne de visée (Fig. 7.4, p. 99). L'étoile est également visiblement multiple : on voit clairement trois composantes sur l'image d'optique adaptative représentée sur la Fig. 8 de Paumard *et al.* (2001, Annexe A).

La source historiquement nommée IRS 13 par Becklin & Neugebauer (1975) est connue comme source brillante dans le proche infrarouge depuis les premiers travaux sur la région, en J, H, et K (Rieke *et al.* 1989) et en L (Allen & Sanders 1986). Bien que la résolution de l'époque ne permettait pas du tout de résoudre la source, Rieke *et al.* (1989) notaient déjà que la source devait être multiple, car la distribution d'énergie de 1 à 5 μm est incompatible avec une source unique. La source a ensuite été séparée en deux composantes distantes de 1,2'' lors d'un travail sub-arcseconde par occultation lunaire en bande K (Simon *et al.* 1990), les deux sources ayant été appelées IRS 13E et 13W. Ott *et al.* (1999) ont ensuite séparé deux sources d'égale luminosité au sein de IRS 13E (IRS 13E1 et 13E2), à partir d'images SHARP (Eckart *et al.* 1995) à haute résolution ($\simeq 0,15''$ après déconvolution), séparées d'environ 0,2''. À l'aide des données d'optique adaptative CFHT présentées au chapitre précédent, nous avons montré dans Paumard *et al.* (2001, Annexe A) que IRS 13E était en fait au moins triple, et avons nommé la troisième source IRS 13E3. Parallèlement, Clénet *et al.* (2001) ont publié un travail complet de photométrie de ces mêmes données, où ils notent également une troisième source (« IRS 13N »), pas exactement coïncidente avec les coordonnées que nous avons données pour IRS 13E3.

Parallèlement, IRS 13 a été couverte par les études spectroscopiques sur la population stellaire du Centre Galactique, de sorte que plusieurs spectres de IRS 13 dans son ensemble (Blum *et al.* 1995; Libonate *et al.* 1995; Tamblyn *et al.* 1996) ainsi que de IRS 13W (Krabbe *et al.* 1995) et IRS 13E (Genzel *et al.* 1996). Ces spectres couvrent essentiellement la bande K, c'est-à-dire tout ou partie de la bande 1,95–2,45 μm , et l'un d'entre eux couvre une partie de la bande H (1,57–1,75 μm , Libonate *et al.* 1995). Ces études montrent clairement que IRS 13W est une étoile froide, montrant de profondes raies rovibrationnelles de CO à 2,3 μm (Krabbe *et al.* 1995). Le spectre de IRS 13E en revanche présente des raies d'émission caractéristiques des étoiles chaudes et massives : intense émission de He I à 2,058 et 2,112 μm , raie de Br γ ainsi que d'autres raies de la série de Bracket jusqu'à Br12, ainsi que des raies moins intenses de [FeII] et [FeIII], et enfin une émission faible à 2,119 μm attribuée à He II. Ces caractéristiques ont fait dire à Libonate *et al.* (1995) que IRS 13E ressemble beaucoup à P Cyg et à l'étoile AF en spectroscopie à basse résolution en bande K. Cependant, comme nous l'avons montré au chapitre précédent, la largeur de la raie d'He I à 2,058 μm de IRS 13E et de AF les font ressembler d'avantage à des WR[¶] qu'à des LBV[¶].

Par ailleurs, Zhao & Goss (1998) ont montré par une étude menée au VLA à 6 et 13 mm et à une résolution de 0,06'' que IRS 13 était la seconde source la plus brillante de la région en continuum radio après Sgr A*. Ils ont par ailleurs résolu la source radio en deux composantes compactes, auxquelles ils ont attribué les dénominations de 13E et 13W, ce qui était impropre dans la mesure où ces deux noms désignaient déjà les deux composantes infrarouges qui ne coïncident pas avec les composantes radio. En tout état de cause, la luminosité élevée de IRS 13 en millimétrique participe à rendre la source intéressante.

Enfin, le dernier élément qui fait de IRS 13 une source au plus haut point digne d'intérêt est la détection d'une source X ponctuelle coïncidente avec elle à 1'' près par Chandra (Baganoff *et al.* 2003) ; suivant cette détection, Coker *et al.* (2002a) ont présenté

TAB. 8.1: Instrument, filtre et bande passante des images à haute résolution du champ de IRS 13.

Filtre	Instrument / Télescope	λ / FWHM (μm)
F110M	NICMOS / HST	1,10 / 0,200
F145M	NICMOS / HST	1,45 / 0,197
F160W	NICMOS / HST	1,60 / 0,400
H	Hokupa'a+Quirc / Gemini N	1,65 / 0,296
Pa α	NICMOS / HST	1,87 / 0,019
F190N	NICMOS / HST	1,90 / 0,017
Kp	Hokupa'a+Quirc / Gemini N	2,12 / 0,410
K	PUEO+KIR / CFHT	2,20 / 0,340
F222M	NICMOS / HST	2,22 / 0,143
L	ADONIS+COMIC / 3,6m ESO	3,48 / 0,590

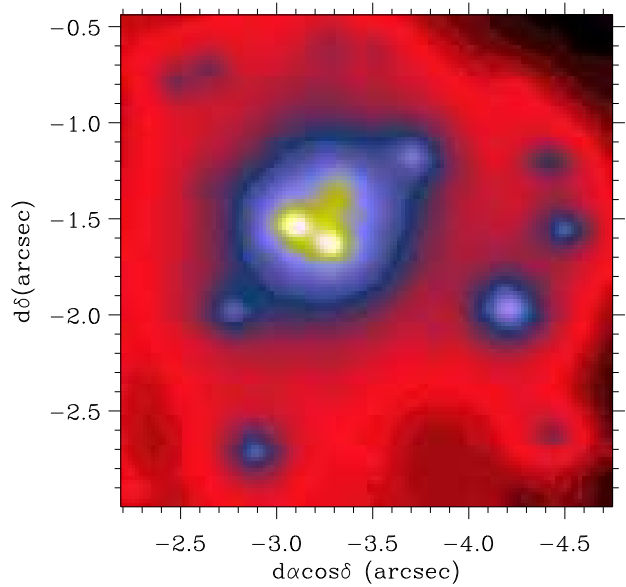
le premier spectre X Chandra de IRS 13, et annoncé qu'il était compatible avec un système binaire X subissant une forte absorption. En conclusion, il proposaient l'hypothèse selon laquelle IRS 13E2 serait une binaire post-LBV compacte, dont la collision des vents serait à l'origine de l'émission X.

Tous ces éléments font de IRS 13 la source du Centre Galactique la plus brillante à toutes les longueurs d'onde après Sgr A*, des rayons X au centimétrique. Afin de comprendre l'origine de cette luminosité, nous avons décidé de ré-étudier cette source sur la base de toutes les données d'imagerie proche infrarouge haute résolution disponibles, que nous avons réunies. Cela nous a permis de construire la distribution spectrale d'énergie de chacune des sources individuelles présentes à proximité de IRS 13, d'en déduire le type spectral, et ainsi d'expliquer le spectre intégré de IRS 13. Les résultats obtenus ont des implications sur l'origine possible du rayonnement X, ainsi que de la population d'étoiles massives du Centre Galactique.

8.2 Images à haute résolution de IRS 13, et leur réduction

Pour cette étude, nous avons réuni un maximum d'images à haute résolution contenant IRS 13, en provenance de plusieurs systèmes d'optique adaptative au sol, et des caméras NICMOS du télescope spatial Hubble. Ces images ont été prises dans différents filtres (Table 8.1), couvrant un large domaine du proche infrarouge, de 1,1 à 3,5 μm .

FIG. 8.1: Champ de $2,5'' \times 2,5''$ ($0,1 \text{ pc} \times 0,1 \text{ pc}$) autour de IRS 13E, extrait de l'image Gemini en bande Kp. IRS 13E est le groupe compact d'étoiles au centre de l'image ; IRS 13W est la plus brillante des trois étoiles à droite du champ, environ $1''$ à l'ouest de IRS 13E. Les axes sont en arcsecondes par rapport à Sgr A*.



8.2.1 Données d'optique adaptative

Image CFHT

Nous avons réutilisé les données CFHT déjà exploitées pour l'étude sur les étoiles à hélium (Chap. 7 et Paumard *et al.* 2001), dont le champ complet, centré sur Sgr A*, couvre $40'' \times 40''$ à une résolution variant de $0,13''$ à $0,20''$ (FWHM).

Données ESO

L'image en bande L a été obtenue avec ADONIS en 2000, du 20 au 22 mai. Ces données ont été décrites par Clénet *et al.* (2001). L'image que nous avons utilisée couvre un champ de $\simeq 13'' \times 13''$ centré sur Sgr A* à une résolution de $0,291''$.

Données Gemini nord

Les images Gemini font partie d'un ensemble de données acquises lors d'une session de démonstration du système d'optique adaptative, menée par F. Rigaut sur le Centre Galactique en juillet 2000. Les données ont été obtenues avec le système d'optique adaptative Hokupa'a et la caméra QUIRC (Graves *et al.* 1998). Les images du champ 1, champ de $20'' \times 20''$ centré sur Sgr A*, ont été acquises le 3 juillet en bande Kp (nous appelons cette bande Kp et non K' car il s'agit d'une bande proche mais légèrement différente de la bande K' standard) et le 6 juillet en bande H. La résolution de l'image en bande H varie de $0,12''$ à $0,19''$, tandis que celle de l'image en bande Kp varie de $0,12''$ à $0,18''$; ces résolutions sont respectivement de $0,180''$ et $0,172''$ aux environs de IRS 13. La portion de champ étudié ici, en bande Kp, est présenté Fig. 8.1.

8.2.2 Images NICMOS

Les caméras NICMOS à bord du télescope spatial Hubble ont été utilisées pour observer les étoiles du Centre Galactique au cours d'un certain nombre de sessions entre août 1997 et août 1998, à travers six filtres : F110M, F145M, F160W, F187N, F190N, et F222M. Dans ces désignations, le nombre indique la longueur d'onde centrale du filtre, en centièmes de micron, et la lettre (N, M, ou W) indique le type de largeur : respectivement filtre étroit ($\simeq 1\%$), moyen ($\simeq 10\%$), ou large ($\simeq 25\%$). Les propriétés et les traitements des données brutes sont décrites dans Rieke (1999) et Stolovy *et al.* (1999). Chaque champ de $19'' \times 19''$ est constitué d'une mosaïque de quatre sous-champs, centrée sur Sgr A*.

De ces données, nous avons exploité pour cette étude un champ de $4'' \times 4''$ centré sur IRS 13E. Cela a été très utile pour déterminer la distribution spectrale d'énergie de chacune des sources du champ. La carte Pa α décrite au chapitre précédent a également été réutilisée. Elle a été essentielle pour déterminer quelles étaient les étoiles à raies d'émission dans le complexe IRS 13.

8.3 Analyse haute résolution des images

Sans traitements préalables, la comparaison des images d'optique adaptative en bande H, Kp, et L, par exemple au moyen d'une image composite (Fig. 8.2) montre immédiatement qu'il s'agit d'un complexe comprenant au moins trois étoiles chaudes, plus une composante non résolue rouge, elle même pouvant être soit un halo diffus, soit un ensemble non résolu d'étoiles faibles, soit enfin un mélange de ces deux types d'objets. Le complexe est inclus dans un cercle d'environ $0,5''$ de diamètre, soit à peine plus de trois fois la résolution spatiale de l'image Kp Gemini. Le but de notre étude était donc en premier lieu de détecter dans chaque bande le contenu stellaire et interstellaire afin de déterminer la nature des sources de IRS 13E. Pour mener à bien une telle étude haute résolution, nous étions confrontés au problème de l'analyse haute résolution de données d'imagerie discutée Chap. 6. Nous avons le choix entre l'utilisation d'un code de photométrie astrométrique[¶], ou celle d'un code de déconvolution adapté au traitement des champs stellaires. Il est à noter que IRS 13E constitue le cas le plus défavorable pour ce type d'étude : présence d'un nombre important de sources ponctuelles serrées, de luminosités variées, sur un fond diffus variable.

J'ai testé à cette occasion les deux logiciels présentés respectivement Sect. 6.4.1 et Sect. 6.4.2, à savoir StarFinder et le code de déconvolution MCS. Cela m'a permis de comprendre les spécificités de chacun. Les deux codes ont été utiles, les données hétérogènes dont nous disposions n'auraient pas pu être réduites de façon optimale au moyen d'un seul de ces logiciels. C'est la PSF des données qui a constitué le critère de choix de l'une des deux méthodes pour chaque image. En effet, la PSF utilisée par le code public MCS est un profil de Moffat. Des petits écarts à ce profil sont pris en compte, mais ils ne peuvent pas être importants. Ce profil décrit très bien les PSF obtenues par les

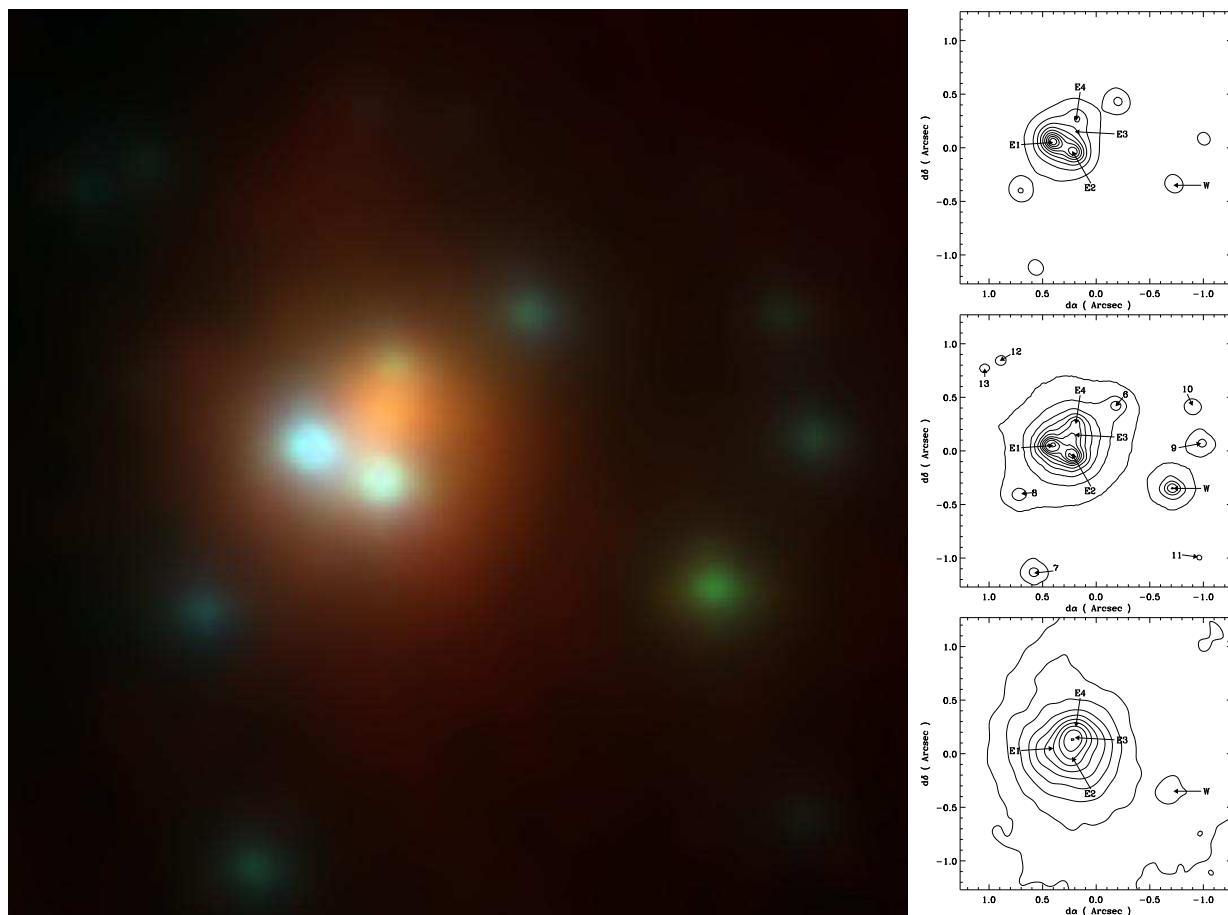


FIG. 8.2: Image composite trois couleurs. Les canaux rouge, vert et bleu correspondent respectivement aux filtres L, Kp et H (La balance des couleurs est approximative). Les trois images sont également tracées en contours (de haut en bas : H, Kp, L). Ces deux représentations montrent de façon évidente que l'objet contient une source très rouge, apparemment étendue, entourée de trois étoiles bleues.

systèmes d'optique adaptative du Gemini nord en H et Kp et du 3,6 m ESO en L, qui sont caractérisées par un pic étroit sur des ailes larges, mais ne peut rendre compte des anneaux de diffraction clairement visibles sur les images CFHT et NICMOS. De fait, ce code était inadapté à l'analyse de ces données.

En revanche, le meilleur traitement du fond diffus opéré par MCS nous a fait préférer cet algorithme pour les trois images pour lesquelles il était adapté. En effet, comme on l'a vu, le fond diffus utilisé par *StarFinder* n'est pas ajusté, mais extrait *a priori* des données au moyen d'un filtre médian. Cette méthode suppose que plus de la moitié des pixels de la boîte de lissage ont une intensité représentative du fond diffus. Dans le cas d'un complexe de sources brillantes serrées tel qu'IRS 13E, il est clair que le niveau ne redescend pas jusqu'à celui du fond de ciel entre les sources, donc cette extraction fonctionne mal. MCS en revanche déconvolue le fond diffus, ce qui signifie également qu'il l'ajuste. Il recherche donc l'ensemble de sources ponctuelles et le fond diffus les plus probables compte tenu des données. Notons que les divers paramètres ajustables pour l'ajustement permettent de sélectionner les vitesses relatives de convergence de l'ajustement du fond diffus et de celui des sources ponctuelles : il est important de sélectionner de façon attentive cette vitesse relative afin que les deux convergences soient réellement simultanées, en procédant par essais successifs.

Afin d'obtenir les résultats les plus fiables possibles sur les données HST et CFHT avec *StarFinder*, j'ai procédé de façon itérative, afin d'effectuer une sorte d'ajustement semi-manuel du fond diffus au cours de l'ajustement des sources ponctuelles. Après avoir laissé l'algorithme de *StarFinder* faire une première évaluation du contenu stellaire de l'objet, j'ai supprimé des résultats les étoiles visiblement dues au maxima locaux du fond diffus, puis j'ai réévalué le contenu interstellaire M_D , en appliquant un filtre gaussien (d'une largeur de l'ordre de la résolution) à $I - M_S$. J'ai répété cette opération plusieurs fois, jusqu'à ce que M_D évalué de cette manière cesse de varier de façon significative d'une passe à la suivante. J'ai ainsi en fait rajouté à l'algorithme de *StarFinder* une évaluation parallèle du fond diffus. Cependant, l'inspection des sources ponctuelles à conserver d'une itération à la suivante doit se faire manuellement, et n'est donc pas envisageable pour un grand champ.

Le gain en résolution est de 4,5 en H, 4,3 en Kp et de l'ordre de 1,9 en L. La résolution finale est toujours de deux pixels, soit 40 mas en H et Kp, et 150 mas en L.

8.3.1 Critère de sélection

Étant donnée que la photométrie astrométrique effectuée à l'aide de MCS sur les données Gemini H et Kp ainsi que ESO L est plus à même de résoudre des sources serrées que celle effectuée à l'aide de *StarFinder* sur les images NICMOS, il n'est pas étonnant que plus de sources aient été résolues dans celles-là que dans celles-ci. Les résultats obtenus grâce à MCS et *StarFinder* ont rapidement été très riches. Cependant nous nous sommes aperçus au cours de nos expérimentations avec ces outils que les résultats donnés par ce type de méthodes sont à prendre avec beaucoup de précautions :

en effet, si la carte du bruit n'est pas évaluée de façon correcte dès le départ, des sources ponctuelles peuvent être ajustées par le programme à l'endroit de pics de bruit, ce qui aura pour effet de faire baisser la valeur du χ^2 . La pondération de la carte des résidus par celle du bruit permet de limiter cet effet, or cette carte du bruit n'est pas du tout immédiate à construire. Les sources de bruit sont en effet nombreuses et souvent mal connues, d'autant qu'au bruit de photon, de lecture etc. que l'on sait évaluer s'ajoute un bruit qui provient en réalité de la connaissance imparfaite de la PSF : lorsqu'on soustrait une étoile de l'image grâce à la connaissance de sa position, de son intensité, et de la PSF, des résidus relativement systématiques demeurent, qui sont difficilement évaluables et que l'on ne peut en pratique distinguer des autres sources de bruit. Le programme peut également avoir tendance à ajuster plusieurs sources ponctuelles sur une source en réalité unique mais étendue. Ces méthodes sont donc des aides précieuses pour l'analyse du contenu stellaire du champ, mais c'est finalement à l'utilisateur de décider de la réalité de chacune des sources ponctuelles ajustées.

Afin de détecter un maximum d'étoiles tout en évitant au mieux les fausses détections, nous avons donc décidé d'appliquer un critère de sélection des sources *a posteriori* : nous n'avons considéré que les sources détectées **à la fois** en bande H et en bande Kp. Ce choix est justifié par le fait qu'il est très peu probable que deux pics de bruits menant à une fausse détection soit présents à la même position sur les deux images. En revanche il est possible qu'une étoile ne soit détectée que sur l'une des deux images, en particulier parce que le rapport signal-sur-bruit de l'image en bande Kp est meilleur que celui de l'image en bande H, et parce qu'au contraire la résolution spatiale est meilleure en H qu'en Kp. Les étoiles aux couleurs extrêmes sont également susceptibles de ne pas être validées, pouvant être plus facilement détectables sur une image que sur l'autre, cependant les deux bandes, H et Kp, sont voisines, ce qui minimise ce risque ; nous verrons d'ailleurs dans la section suivante que des étoiles très bleues aussi bien que des étoiles très rouges ont été détectées et validées par notre critère.

8.3.2 Comparaison de StarFinder et de MCS sur les données L

Les Fig. 8.3, 8.4 et 8.5 donnent respectivement les résultats de la déconvolution en bande H, Kp et L. Fig. 8.4, le cercle figure la région historiquement dénommée « IRS 13E ». On voit nettement que notre déconvolution permet de résoudre cette source en plusieurs composantes, dont la nature sera discutée dans la Sect. 8.5. On constate en particulier que la composante centrale rouge est elle-même décomposée en deux sources ponctuelles. Les distances projetées entre les principales composantes sont données Table 8.2.

Les deux méthodes ont été appliquées sur les données L. Il est à noter que la résolution en bande L est bien inférieure à ce qu'elle est en H et Kp. Les données n'étant pas très suréchantillonnées (environ trois pixels par élément de résolution), l'algorithme MCS, qui respecte le théorème de Shannon, ne permet pas d'obtenir un gain en résolution très important. Cependant ce programme peut être utilisé comme routine de pho-

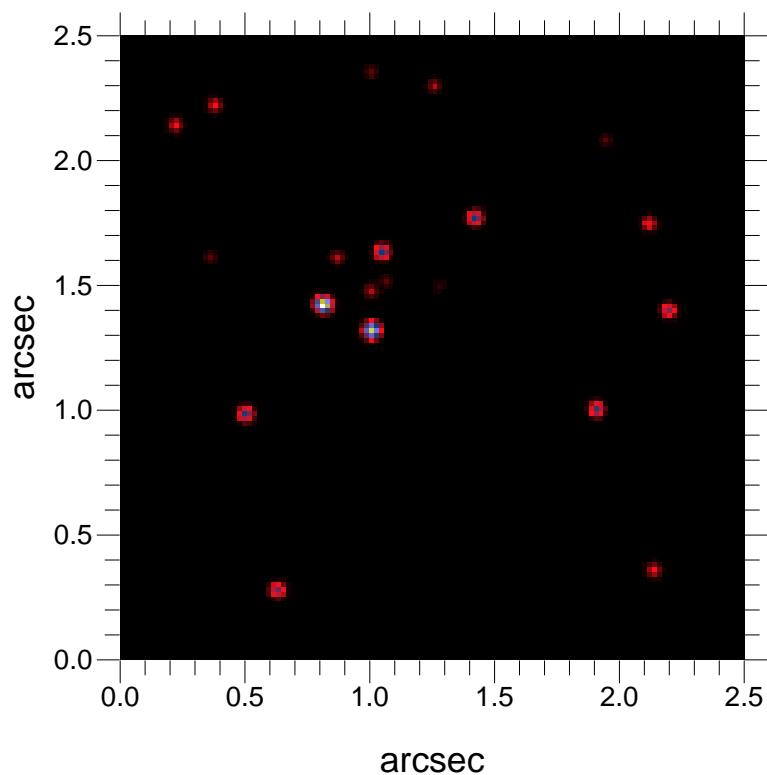


FIG. 8.3: Résultat de la déconvolution de l'image en bande H.

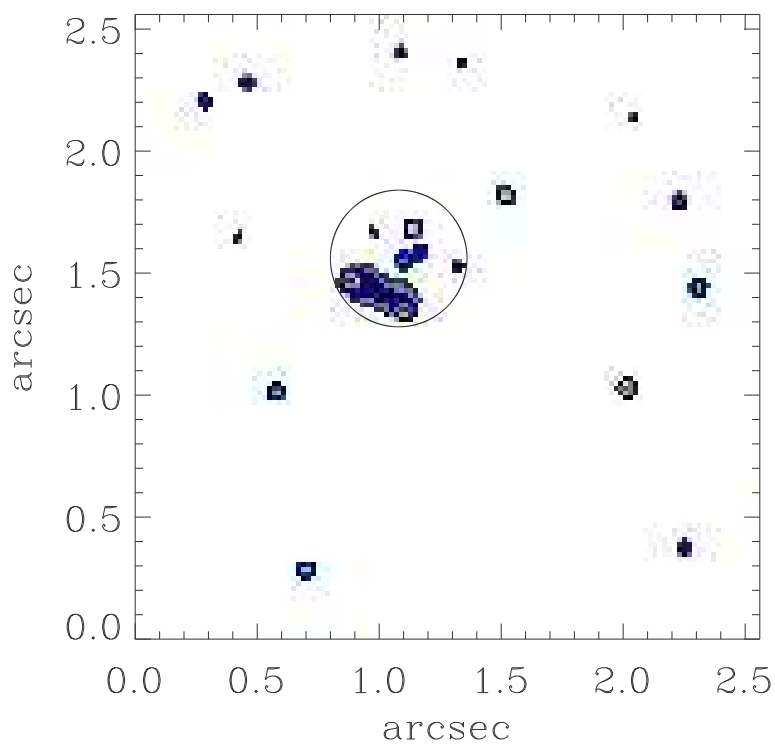


FIG. 8.4: Résultat de la déconvolution de l'image en bande K_p présentée Fig. 8.1. Le cercle, d'un diamètre de 0,5'', représente la région historiquement nommée IRS 13E. Une composante diffuse est présente, entourant les deux sources les plus brillantes. Le même halo est également détectable en bande H.

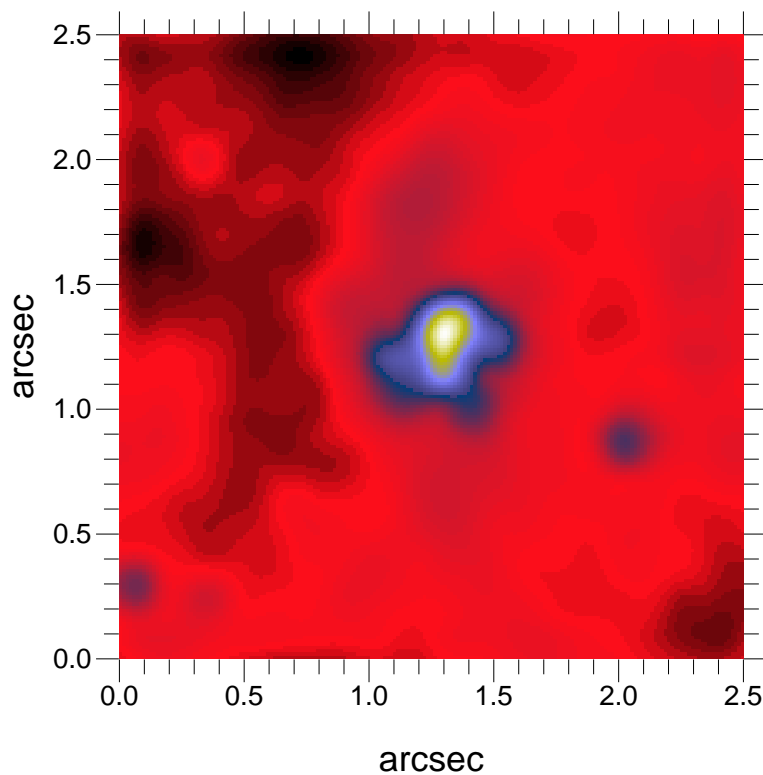


FIG. 8.5: Résultat de la déconvolution de l'image en bande L.

TAB. 8.2: Séparation entre les différentes sources du complexe IRS 13

Sources	Sép. ang.	Dist. proj. (UA)
E1 – E2	0,241''	1921
E1 – E4	0,330''	2629
E2 – E4	0,327''	2607
E2 – E3A	0,200''	1594
E3A – E3B	0,073''	587

tométrie astrométrique, puisqu'il décompose le problème en fond diffus d'une part et sources ponctuelles d'autre part. Sur cette image en bande L, la photométrie astrométrique obtenue grâce à MCS est plus précise que celle obtenue grâce à StarFinder : ce programme n'arrive pas à décomposer la source rouge en deux étoiles, contrairement à MCS, qui y parvient malgré la séparation très faible entre les deux composantes (seulement 1,07 pixels, soit la moitié de la résolution finale). La supériorité de MCS en ce qui concerne la résolution tient comme on l'a vu essentiellement en sa meilleure prise en compte du fond diffus, qui est ajusté en même temps que la composante stellaire, ce qui est important dans la mesure où ce fond diffus devient prépondérant en L en raison de l'émission des poussières, et des échelles de variabilité spatiale de cette émission, de l'ordre de la résolution.

Cependant cette évaluation simultanée du fond diffus a un coût en terme de temps de calcul, de sorte que de bons résultats peuvent être obtenus bien plus rapidement avec StarFinder qu'avec MCS sur de grands champs. Par ailleurs, le code que nous avons utilisé ne détermine pas lui-même un ensemble de paramètres de départ pour l'ajustement (estimation initiale de la position et de l'intensité de chaque source), c'est à l'utilisateur de le fournir, par exemple à l'aide d'une utilisation préalable de StarFinder. En outre ce code n'est pas non plus capable de décider lui-même de la nécessité de rajouter une source ponctuelle. C'est là encore à l'utilisateur de décider, au vu de la carte des résidus, ce qui bien entendu n'est envisageable que sur un champ restreint.

Toutefois, outre sa meilleure photométrie astrométrique, le code MCS permet également de déconvoluer la composante diffuse de l'image, sans trop amplifier le bruit grâce au procédé de régularisation déjà évoqué. On peut ainsi comparer le fond diffus non déconvolué (Fig. 8.6a), obtenu en soustrayant les étoiles détectées par StarFinder, et le fond diffus déconvolué issu directement du traitement par le code MCS (Fig. 8.6b). Sur l'image non déconvoluée, deux maxima locaux indiquent que des sources demeurent non ajustées par StarFinder, de part et d'autre du centroïde de l'émission diffuse visible sur cette image. De plus, il semble y avoir une émission diffuse de géométrie ellipsoïdale sous-jacente à l'ensemble du complexe. Sur l'image déconvoluée et ajustée en même temps que la composante stellaire par le code MCS, plus aucune source ponctuelle n'est apparente, et la composante diffuse ne suit pas la géométrie basse résolution du complexe. L'image est clairement divisée en deux régions de densité différente, basse à l'est et élevée à l'ouest, délimitées par un arc d'émission. On reconnaît la géométrie de la Minicavité, telle qu'elle apparaît par exemple en $P_{\alpha\alpha}$ (Fig. 8.7). Le pic d'émission dans la partie nord de l'arc a été attribué par Eckart *et al.* (2003) à un amas d'étoiles rouges, supposées jeunes. Cette interprétation est difficilement justifiable dans la mesure où aucune source, pas même diffuse, n'est détectée à cet endroit en H et en Kp, alors que le même maximum de la composante diffuse est vu en $P_{\alpha\alpha}$.

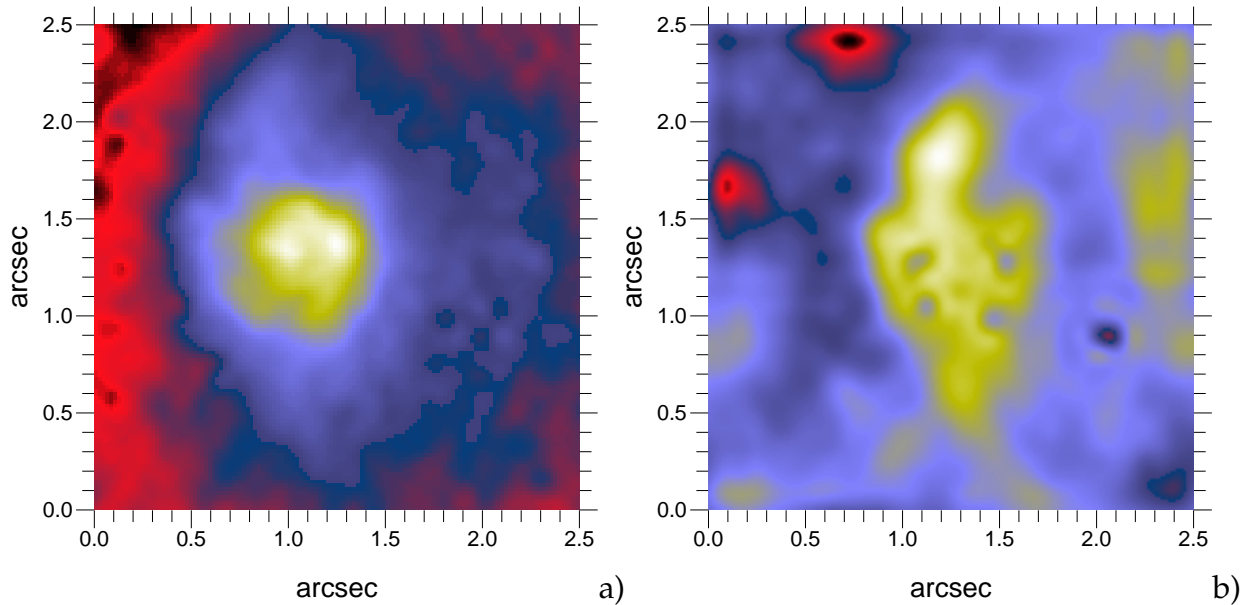


FIG. 8.6: a) Fond diffus non déconvolué du champ de IRS 13, issu de l'analyse avec StarFinder. b) Fond diffus déconvolué estimé par MCS.

8.4 Résultats

8.4.1 Détection des composantes stellaires, photométrie astrométrique

Au total vingt sources ont été retenues dans le champ de $2,5'' \times 2,5''$ autour de IRS 13E, dont sept se situent à l'intérieur du cercle de la Fig. 8.4. La Table 8.3 indique pour chacune de ces sources les filtres dans lesquels elle a été détectée, la photométrie dans ces bandes, ainsi que l'astrométrie issue de la déconvolution de l'image en bande Kp. Les vingt sources sont identifiées Fig. 8.8.

Nous avons tenté de mesurer les mouvements propres des étoiles détectées à l'aide des données Gemini et CFHT, qui sont séparées d'exactly deux ans. Les barres d'erreurs étaient trop élevées pour que l'on puisse conclure, en raison de la trop faible séparation en temps d'une part, et des différences entre PSF dont on peut supposer qu'elles induisent des effets systématiques dans de telles mesures d'autre part. Nous avons donc renoncé à utiliser ces données pour dériver les mouvements propres, et avons contacté T. Ott afin de lui demander les valeurs mesurées avec l'instrument SHARP du MPE sur une base de temps de dix années (Ott *et al.* 2003a) ; les vitesses en question sont données en Annexe C, Table 6, et reportées sur la Fig. 8.8.

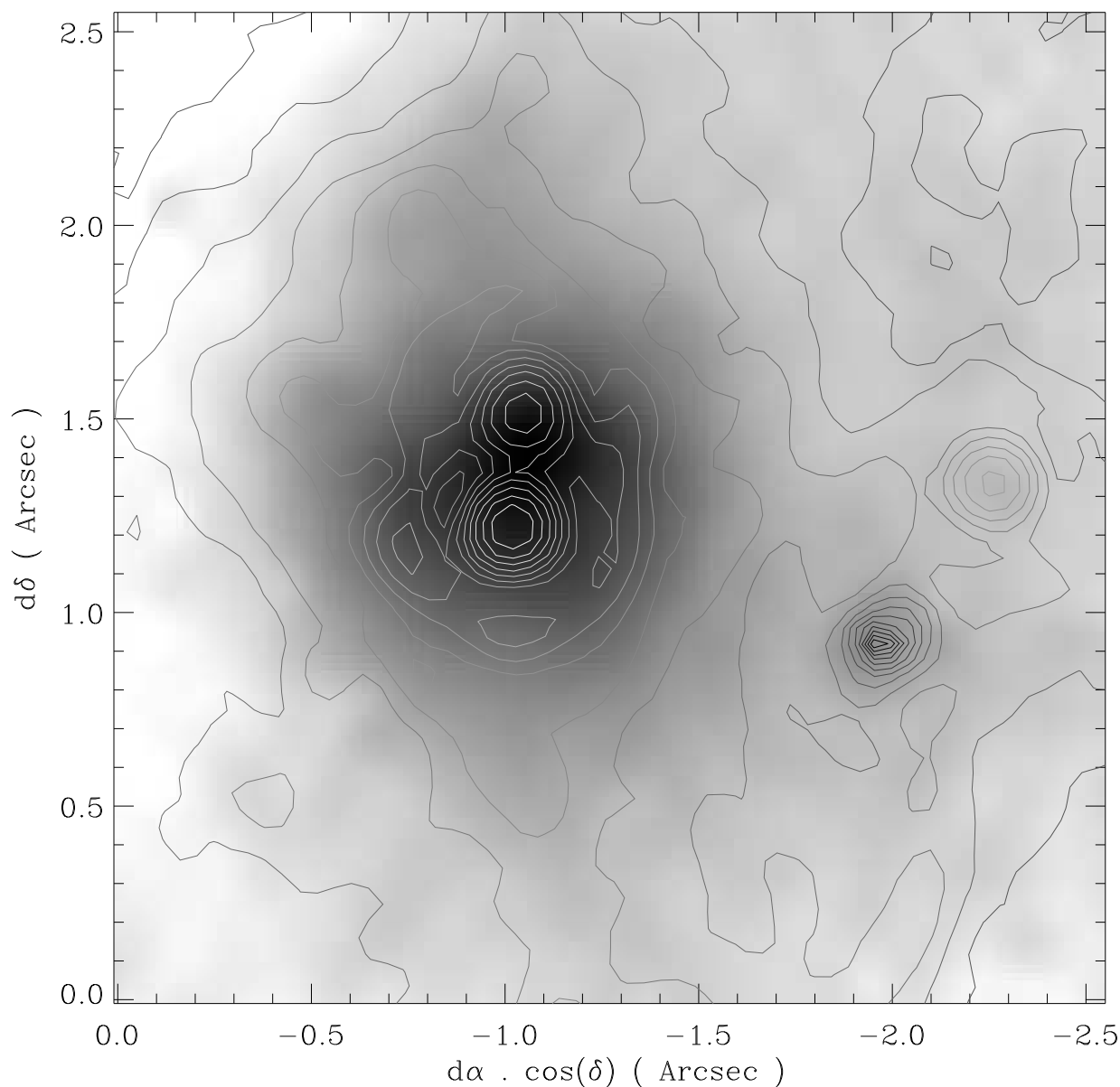


FIG. 8.7: En niveaux de gris : composante diffuse de l'émission en bande L, obtenue par soustraction des sources ponctuelles. Est superposée en contour l'image NICMOS Pa α . Les contours clairs correspondent à des niveaux élevés d'émission (trois étoiles à raie d'émission, dont IRS 13E2 et 13E4), tandis que les contours sombres correspondent à des niveaux faibles, voire à de l'absorption (IRS 13W). Les composantes diffuses dans les deux bandes sont très semblables.

TAB. 8.3: Photométrie astrométrique des vingt sources retenues. La photométrie dans les 8 bandes est donnée en $\log(\mu\text{Jy})$. Les coordonnées des étoiles sont données en décalage par rapport à Sgr A*, en secondes d'arc. Les sources sont classées par ordre décroissant de luminosité en bande Kp. Dans certains cas, seule une limite supérieure est donnée (<).

ID	ID' ^a	Δx^b	Δy^c	F110	F145	F160	H	F190	Kp	F222	L
E1	25	-3,02	-1,57	1,76	3,40	3,82	1,75	4,27	1,86	4,49	5,03
E2	27	-3,24	-1,68	1,61	3,22	3,71	1,62	4,17	1,84	4,48	5,37
W	40	-4,17	-1,95	< 0,56	2,58	3,28	1,03	3,96	1,73	4,36	4,89
E4	77	-3,26	-1,35	0,93	2,68	3,17	1,10	3,69	1,56	4,18	<4,66
5	69	-3,63	-1,19	0,78	2,66	3,20	1,12	3,72	1,49	3,93	
6	101	-2,89	-2,76	0,39	2,51	3,07	0,96	3,57	1,40	3,89	
7	114	-2,74	-2,04	1,23	2,78	3,20	1,08	3,63	1,38	3,88	
8	120	-4,44	-1,53	0,62	2,55	3,08	0,90	3,53	1,36	3,81	
E3A	118	-3,23	-1,48	< 0,45		2,29	0,25	3,11	1,27		5,46
10	145	-4,35	-1,18	0,11	1,88	2,63	0,63	3,23	1,14	3,55	
E3B	118	-3,30	-1,44	< 0,45			0,06		1,03		5,29
12	188	-4,44	-2,60	0,69	1,98	2,62	0,48	3,15	0,94	3,45	
13	296	-2,55	-0,78	-0,09	2,02	2,58	0,47	3,14	0,92	3,40	
14	295	-2,38	-0,87	-0,16	2,01	2,55	0,47	3,11	0,89	3,34	
15	328	-3,17	-0,63	-0,06	1,75	2,25	0,19	2,82	0,57	3,23	
16	381	-3,43	-0,66		1,57	2,18	0,18	2,71	0,57	2,92	
E5	780	-3,45	-1,49	<-0,17	1,60		-0,42	2,72	0,54	3,61	5,07
18	902	-2,55	-1,42	0,56	1,87	2,27	0,12	2,74	0,45	3,02	
E6		-3,10	-1,37	< 0,48		2,46	0,35		0,43		<4,68
20	459	-4,14	-0,84	0,86	1,42	2,01	-0,06	2,57	0,34	2,89	

^aIdentification dans Ott *et al.* (2003a)

^b $\Delta x = \Delta\alpha \cos \delta$, en secondes d'arc

^c $\Delta y = \Delta\delta$, en secondes d'arc

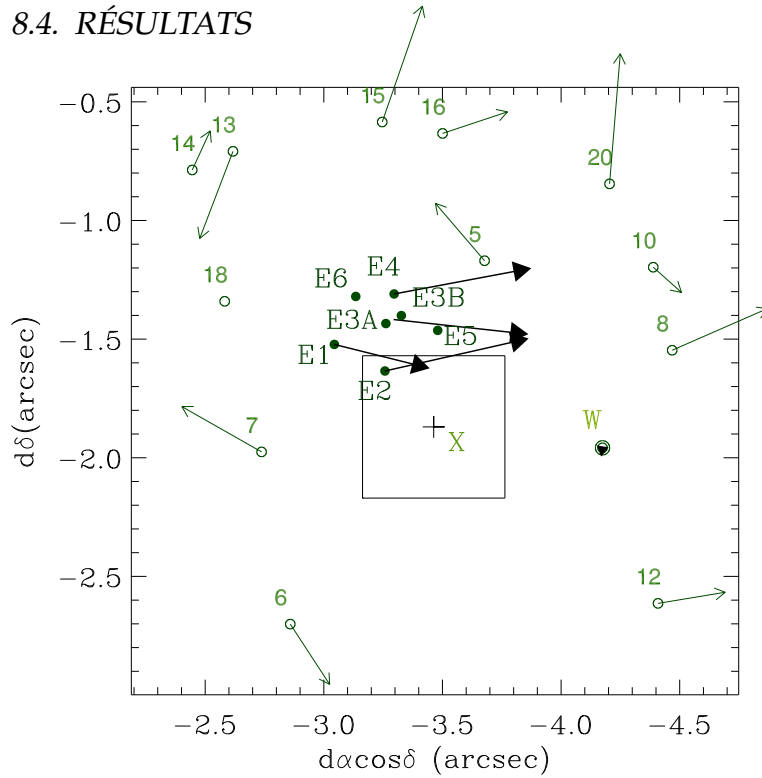


FIG. 8.8: Identification des étoiles du champ des Fig. 8.1 et Fig. 8.4. Les flèches représentent les directions et amplitudes des vitesses propres mesurées par Ott *et al.* (2003a) d'après des données SHARP. En ce qui concerne IRS 13E3A et E3B, seule la vitesse barycentrique est donnée, car ces deux sources n'étaient pas résolues sur les données SHARP. La position de l'émission X détectée par Chandra (Baganoff *et al.* 2003) est indiquée (+), ainsi que sa boîte d'erreur.

8.4.2 Information spectrale

8.4.3 Calibration

La description de la réduction préliminaire de ces données n'est pas reprise ici, elle peut être trouvée dans les différents articles cités dans la description de chacun de ces ensembles de données. La section suivante décrira les traitements spécifiques appliqués dans le cadre de cette étude.

Les données NICMOS nous ont été données calibrées indépendamment (Stolovy *et al.* 1999). Par souci d'homogénéité, nous avons effectué la calibration des images Gemini par interpolation linéaire fondée sur quelques étoiles isolées, entre les images NICMOS F160W et F190N pour la bande H ($1,65 \mu\text{m}$), et entre les images F190N et F222M pour la bande Kp ($2,12 \mu\text{m}$). La calibration de la photométrie en bande L est fondée sur la valeur donnée pour IRS 13W par Clénet *et al.* (2001).

8.4.4 Distribution spectrale d'énergie

Loi de rougissement, valeur de A_v

À partir de la photométrie donnée Table 8.3, on peut déduire directement la distribution spectrale d'énergie (SED). Cette SED n'est cependant réellement intéressante qu'une fois dérougée. Un certain nombre de travaux se sont penchés sur le problème du rougissement dans la direction du Centre Galactique (Rieke 1999). Il a été démontré que ce rougissement est très variable d'une ligne de visée à l'autre (Blum *et al.* 1996), ce qui

rend particulièrement difficile le dérougissement de la SED d'une source particulière. Nous avons choisi d'utiliser la loi de rougissement pour le Centre Galactique la plus récemment publiée (Moneti *et al.* 2001), qui provient de la combinaison de plusieurs lois auparavant publiées pour certains domaines de longueur d'onde. Le problème qui resterait était de trouver la valeur de A_v . Nous avons fait l'hypothèse que A_v ne varie pas de façon conséquente sur le petit champ que nous étudions.

Nous disposons de deux informations importantes permettant de contraindre la valeur de A_v , à savoir que IRS 13E2 et IRS 13E4 sont deux étoiles à raies d'émission (Fig. 8.9), donc chaudes, tandis que IRS 13W est une étoile froide (Krabbe *et al.* 1995). Nous avons ajusté des courbes de corps noir sur les SED de ces trois sources pour diverses valeurs de A_v , et sélectionné les valeurs de A_v compatibles avec les deux contraintes susnommées. Nous sommes arrivés à la conclusion que les deux sources à raies d'émission sont suffisamment chaudes pour être dans le régime de Rayleigh-Jeans dans cette gamme de longueur d'onde, c'est-à-dire que la pente de leur profil peut être déterminée avec précision sans mieux connaître leur température. Cela nous a permis de dériver la valeur $A_v \simeq 35$. La valeur moyenne de 30,5 déterminée par Rieke (1999) a été déterminée en excluant de l'échantillon d'étoiles du parsec central les sources telles que IRS 13 en raison de la présence anormale de poussières. Nous confirmons ici que la valeur de A_v est beaucoup plus élevée dans l'environnement de IRS 13 que dans le reste de la région.

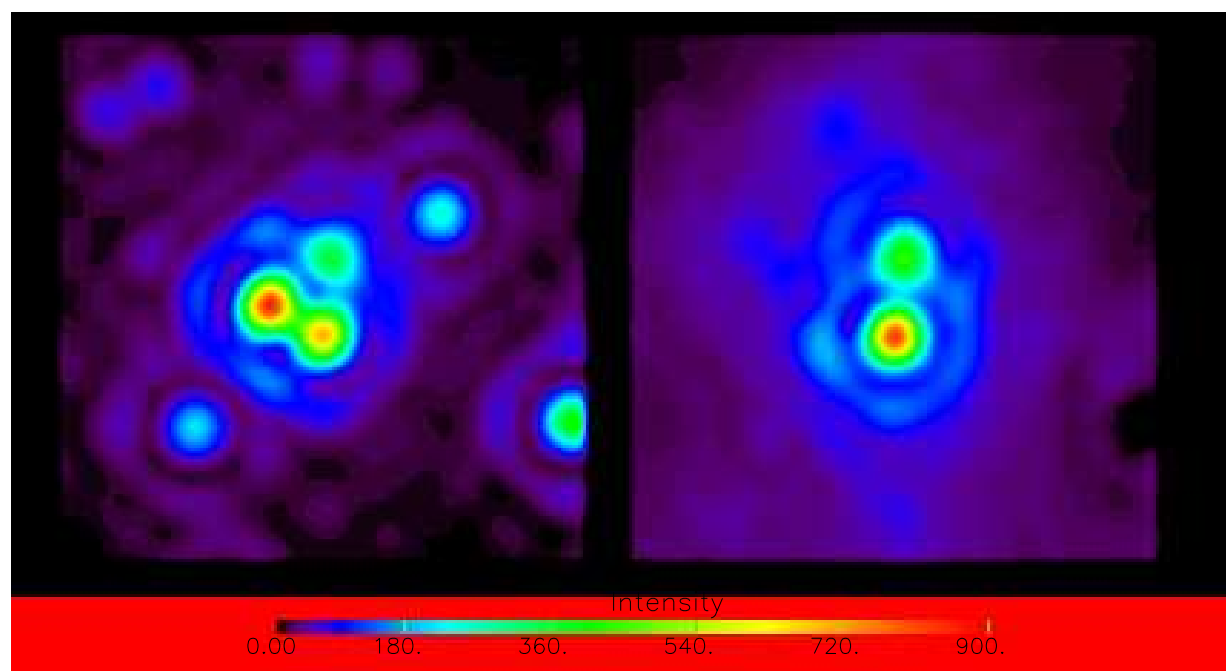


FIG. 8.9: À gauche, l'image NICMOS de IRS 13E dans le filtre $\text{Pa}\alpha$ à $1,87 \mu\text{m}$, et à droite la différence entre cette image et celle dans le continuum à $1,90 \mu\text{m}$. IRS 13E2 et IRS 13E4 montrent toutes deux une raie d'émission dans le filtre $\text{Pa}\alpha$.

TAB. 8.4: Paramètres des ajustements de modèles de corps noirs bithermes sur les distributions d'énergie des diverses composantes de IRS 13. Le type spectral donné ici est discuté Sect. 8.5. Pour les étoiles dans le régime de Rayleigh-Jeans, seule une température minimum de 25 000 K est indiquée ; le coefficient associé est donné pour cette température.

ID	Nom	k_1	T_1	k_2	T_2	Type Sp.
1	W	2.3e+00	2600	1.7e+02	650	M5III
2	E1	9.0e-02	≥ 25000	1.2e+03	550	O5I
3	E2	7.2e-02	≥ 25000	4.0e+03	550	WC9
4	E4	1.4e-02	≥ 25000	4.5e+00	1550	LBV
9	E3A	4.6e-02	3800	3.3e+03	610	d. WR ^a
11	E3B	3.7e-02	3800	2.9e+03	580	d. WR ^a
17	E5	7.0e-03	6000	9.8e+02	630	d. WR ^a
19	E6	3.2e-03	≥ 25000			O5V

^aÉtoile Wolf-Rayet poussiéreuse (*dusty Wolf-Rayet*), voir p. 131

Ajustement de courbes de corps noir

Les SED dérougées des sept composantes de IRS 13E et de IRS 13W sont représentées Fig. 8.10. Nous avons dans un premier temps tenté d'y ajuster des courbes de corps noir monothermes. Nous avons alors constaté que les sources présentaient toutes un excès aux grandes longueurs d'onde par rapport à ce modèle (sauf IRS 13E6, plus faible, qui n'est pas détectée à grande longueur d'onde). Cet excès est particulièrement frappant pour IRS 13E2, dont la SED présente un minimum local autour de 2,5 μm . Nous avons donc finalement ajusté des modèles de corps noirs bithermes (également représentés Fig. 8.10). Chacune des courbes ajustées, qui sont tout à fait satisfaisantes, est de la forme $k_1\text{BB}(T_1) + k_2\text{BB}(T_2)$, où BB est la loi du corps noir, T_1 et T_2 sont les deux températures, et k_1 et k_2 sont deux coefficients qui rendent compte de l'intensité respective des deux composantes. Les quatre paramètres de ces modèles sont donnés Table 8.4. La Fig. 8.11 montre qu'il n'est pas possible de déterminer précisément la température des étoiles au dessus de 25 000 K, car pour ces températures les différentes courbes de corps noir sont identiques à un coefficient multiplicatif près : c'est le régime de Rayleigh-Jeans.

La Fig. 8.10 et la Table 8.4 amènent à quelques commentaires : dans le domaine spectral étudié, les SED de presque toutes les étoiles, y compris les étoiles aussi froides que IRS 13W (2 300 K selon notre ajustement), sont décroissantes. Pour quatre étoiles, IRS 13E1, E2, E4 et E6, nous sommes dans le régime de Rayleigh-Jeans, avec une température supérieure à 25 000 K. Cependant les SED de trois des étoiles, IRS 13E3A, E3B et E5, sont dominées par une composante extrêmement rouge, et montrent une SED croissante dans cette gamme de longueur d'onde, avec une température de l'ordre de

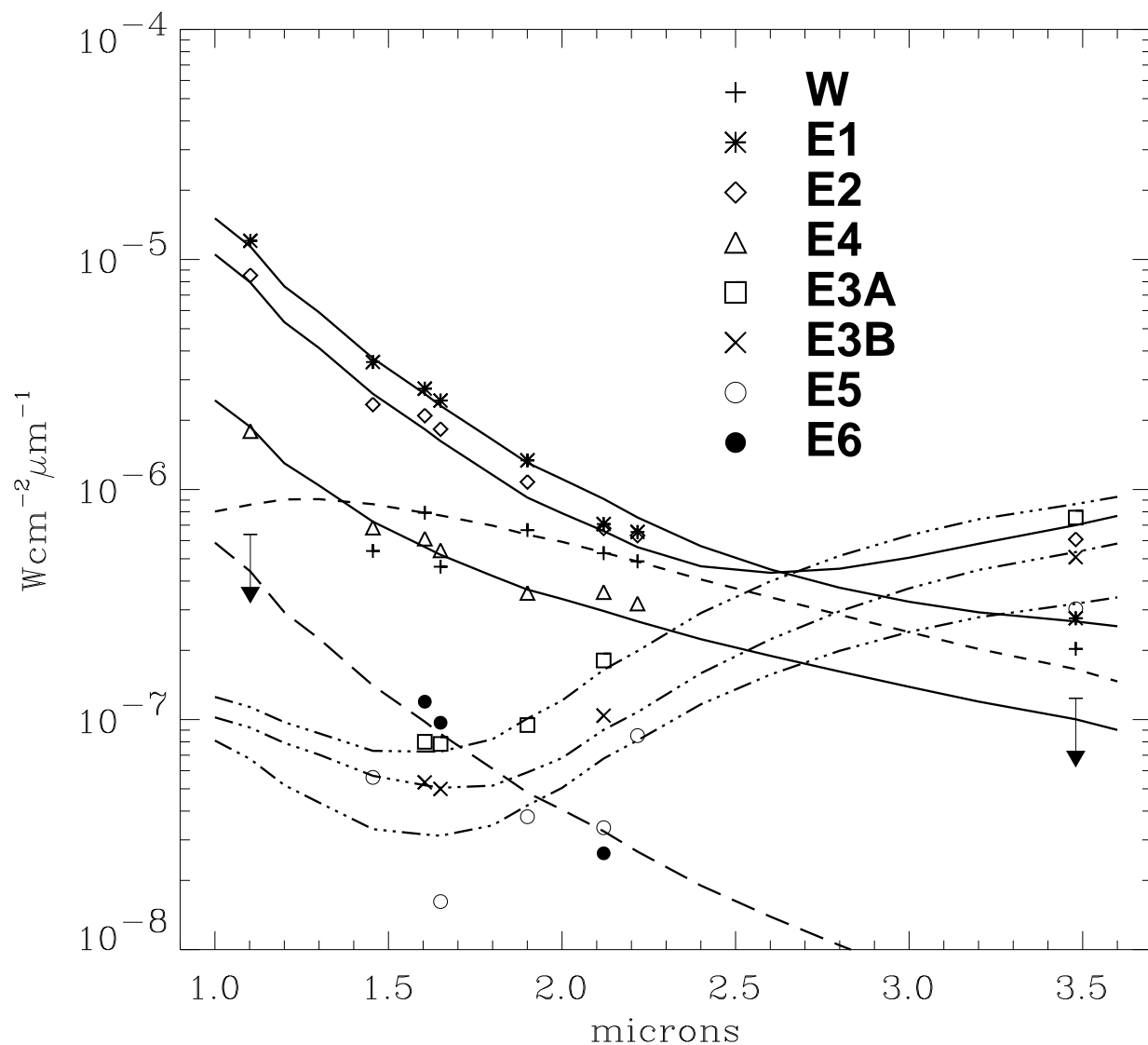


FIG. 8.10: Distribution spectrale d'énergie, d'après la Table 8.3. Les flux sont exprimés en $\text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, A_v a été estimé à 35. Les pieds des flèches figurent les limites de détection à 1,1 μm et en bande L. Les graphes représentent les meilleurs ajustements en terme de corps noir bitherme, les paramètres de ces ajustements sont donnés Table 8.4.

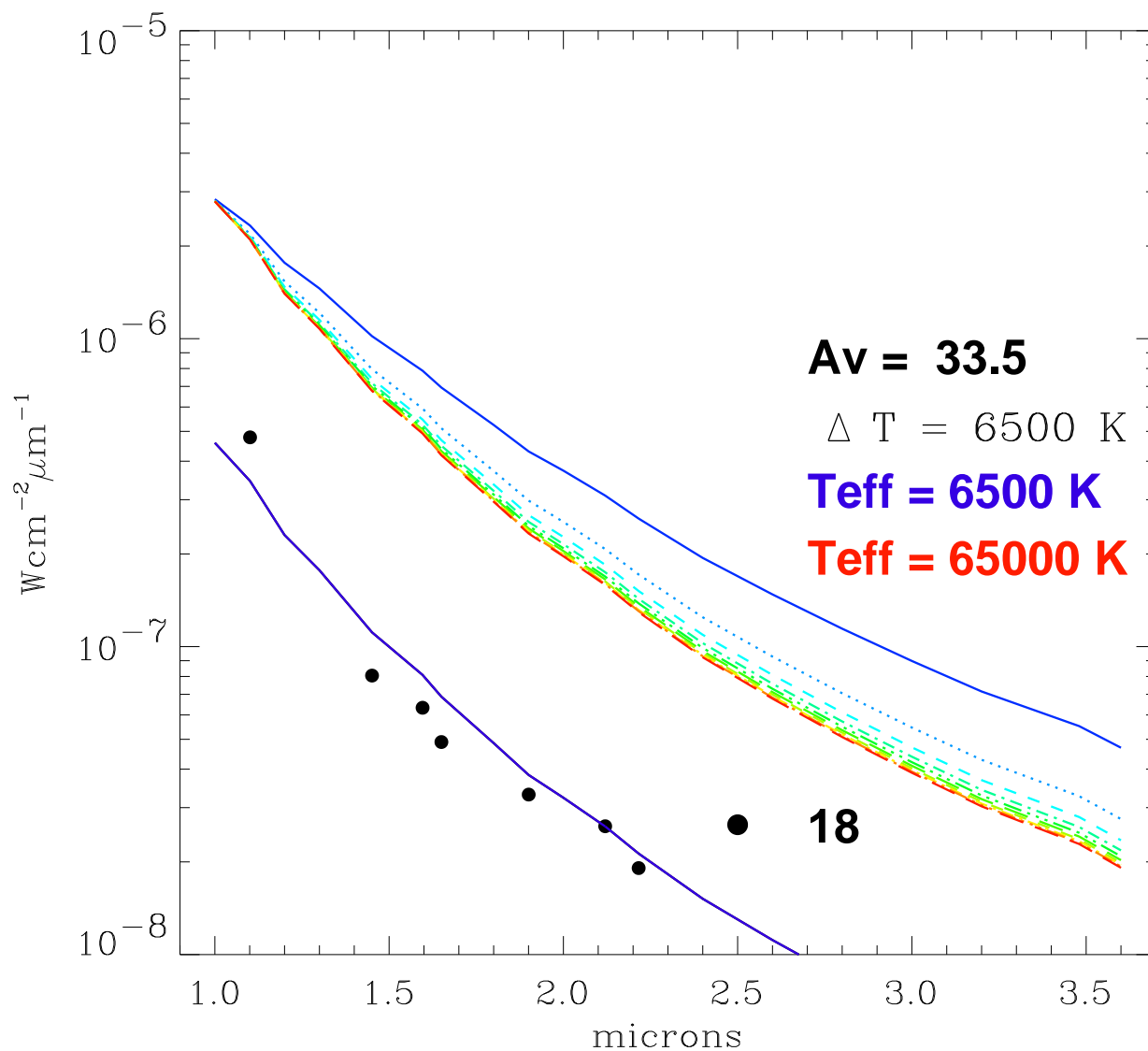


FIG. 8.11: Différentes courbes de corps noir à des températures allant de 6 500 K à 65 000 K par pas de 6 500 K, normalisées pour avoir un point commun à 1 μm . La SED de l'étoile 18, ainsi que le meilleur ajustement monotherme aux points de données, sont également représentés. Dans cette gamme de longueur d'onde, les courbes de corps noir se confondent pour une température supérieure à 25 000 K. Il n'est alors plus possible de déterminer la température d'une étoile de cette façon, c'est le régime de Rayleigh-Jeans.

600 K. Toutes les étoiles du complexe sauf IRS13 E6 qui n'est pas détectable en bande L montrent une inflexion due à une composante froide, et la SED de l'étoile chaude IRS 13E2 est dominée par une composante froide (500 K) au delà de $2,5 \mu\text{m}$. En outre, la déconvolution montre que IRS 13W, E1 et E2 sont légèrement étendues.

8.5 Nature des sources

8.5.1 Composantes stellaires de IRS 13E

D'autres éléments spectroscopiques, notamment des données de spectro-imagerie BEAR et d'imagerie NICMOS $\text{Pa}\alpha$ déjà présentées Chap. 7, ont été utilisés. L'ensemble des éléments ayant mené à formuler une hypothèse plausible concernant la nature des sources stellaires de IRS 13E sont présentés dans l'article issu de ce travail, Maillard *et al.* (2003), en Annexe C. Nous en résumons ci-dessous les conclusions.

IRS 13E1, IRS 13E2 et IRS 13E4

IRS 13E1 est une étoile chaude et bleue, mais sans raie d'émission détectée en $\text{Pa}\alpha$. Sa température efficace et sa luminosité en font probablement une étoile de type O5I. La carte $\text{Pa}\alpha$ (Fig. 8.9) montre que E2 et E4 ont toutes deux une émission dans ce filtre, et E2 y apparaît plus brillante que E4 d'un facteur deux. Notons cependant que ce filtre n'est pas parfait : il contient également une raie de He I. Les données BEAR nous apportent l'information complémentaire que la raie d'He I détectée à la position de IRS 13E est large ($\text{FWHM} \simeq 900 \text{km s}^{-1}$), alors que la raie $\text{Br}\gamma$ est étroite ($\text{FWHM} \simeq 215 \text{km s}^{-1}$). Par ailleurs, il a été démontré par Clénet *et al.* (2003) à l'aide du spectro-imageur à haute résolution spatiale GriF que seule E2 possédait réellement une raie d'hélium. On en déduit donc que l'essentiel de l'émission $\text{Br}\gamma$ est dû à E4. En tant qu'étoile à hélium possédant une raie large, IRS 13E2 est sans doute une étoile Wolf-Rayet, selon le critère exposé Sect. 7.7. E4 quant à elle est une étoile bleue, possédant de fortes raies d'émission en hydrogène, mais pas de raies d'hélium. C'est donc une étoile moins évoluée que E2, pour laquelle un type O5IIIe semble probable. La remontée de la SED de ces trois étoiles suggère qu'elles sont enfouies dans une concentration de poussière qui englobe tout l'amas. La légère extension de E1 et E2 mise en évidence par la déconvolution, qui est dissymétrique (plus prononcée entre les deux sources et vers l'intérieur de l'amas), peut être due à la diffusion de la lumière de ces étoiles par cette concentration de poussière.

IRS 13E3A, IRS 13E3B et IRS 13E5

La Fig. 8.10 montre que ces trois étoiles ont des SED similaires, dominées par une composante rouge à $\simeq 600 \text{K}$, et une composante faible plus chaude autour de quelques milliers de degrés Kelvin. Cette décomposition est à comparer avec l'ajustement de IRS 21 fait par Tanner *et al.* (2002), la lumière diffusée en provenance de la source centrale

ayant un maximum dans le proche infrarouge autour de $3,8 \mu\text{m}$ (760 K), et la lumière ré-émise par l'enveloppe de poussières trouvant son maximum dans l'infrarouge moyen à une température de $\simeq 250$ K. Tanner *et al.* en concluent qu'il s'agit d'une étoile de Wolf-Rayet poussiéreuse (*dusty Wolf-Rayet*), c'est-à-dire d'une étoile très évoluée, enveloppée d'un cocon de poussière provenant de la perte de masse de l'étoile, de même que les autres étoiles rouges au spectre lisse du Bras nord : IRS 1W, 2, 3, 5, et 10W. Par analogie, nous concluons que ces trois étoiles, IRS 13E3A, 13E3B et 13E5, également situées dans la partie poussiéreuse de la Minispirale, sont elles aussi des Wolf-Rayet poussiéreuses.

IRS 13E6

IRS 13E6 est une autre étoile bleue à l'instar de IRS 13E1, 13E2 et 13E4, mais beaucoup plus faible que celles-ci (environ 25 fois plus faible que 13E1), avec une magnitude K de $\simeq 14,5$. Cette étoile n'est pas détectée sur l'image L, qui n'est pas assez profonde, de sorte qu'il n'est pas possible de dire si elle est également enfouie dans la poussière qui baigne le reste des étoiles du complexe. Sa couleur et sa magnitude font de IRS 13E6 une O5V. En l'absence d'autres éléments, en particulier en l'absence d'une mesure du mouvement propre qui montrerait si elle suit le même mouvement que les autres étoiles du complexe, il est difficile d'affirmer avec certitude si cette étoile est physiquement liée aux autres. L'étude des autres étoiles du champ montre qu'elle pourrait appartenir à une autre population.

8.5.2 Les autres étoiles du champ

Les SED de toutes les étoiles détectées dans le champ de $2,5'' \times 2,5''$ constituant un sous-produit de l'étude de IRS 13E ont également été construites. Ces SED ont également été ajustées par des profils thermiques (Fig. 8.12), dont les paramètres sont donnés Table 8.5. Cette étude nous a donc donné l'occasion d'effectuer un relevé complet des températures des étoiles sur un champ donné. Parmi ces douze étoiles ne faisant par partie de IRS 13, trois sont chaudes, et neuf sont froides. Nous noterons en outre que, contrairement à celles des étoiles du complexe, les SED des étoiles du champ sont bien ajustées par un profil monotherme, nous ne détectons pas de seconde composante froide.

La détection d'une majorité d'étoiles froides dont les T_{eff} se répartissent entre 2 500 et 5 000 K n'est pas une surprise. On sait depuis Blum *et al.* (1996) que la population stellaire dans les 5 pc centraux est constituée pour 80% d'étoiles vieilles de type K, M et AGB. En ce sens, on peut ajouter IRS 13W à cette population d'étoiles froides détectées dans le petit champ étudié. En revanche, la détection d'étoiles faibles très chaudes ($T_{\text{eff}} > 25\,000$ K), à laquelle il faut ajouter IRS 13E6, au sein de IRS 13E, est plus nouvelle. Quel est plus précisément le type spectral de ces étoiles ? Celles-ci ont largement échappé à la détection jusqu'à maintenant car elles nécessitent de l'imagerie profonde en K ($m_K > 14$), et surtout associée à de l'imagerie haute résolution à plus courte longueur d'onde (Fig. 8.12) ce qu'a permis l'imagerie NICMOS. D'après ce petit champ, cette population

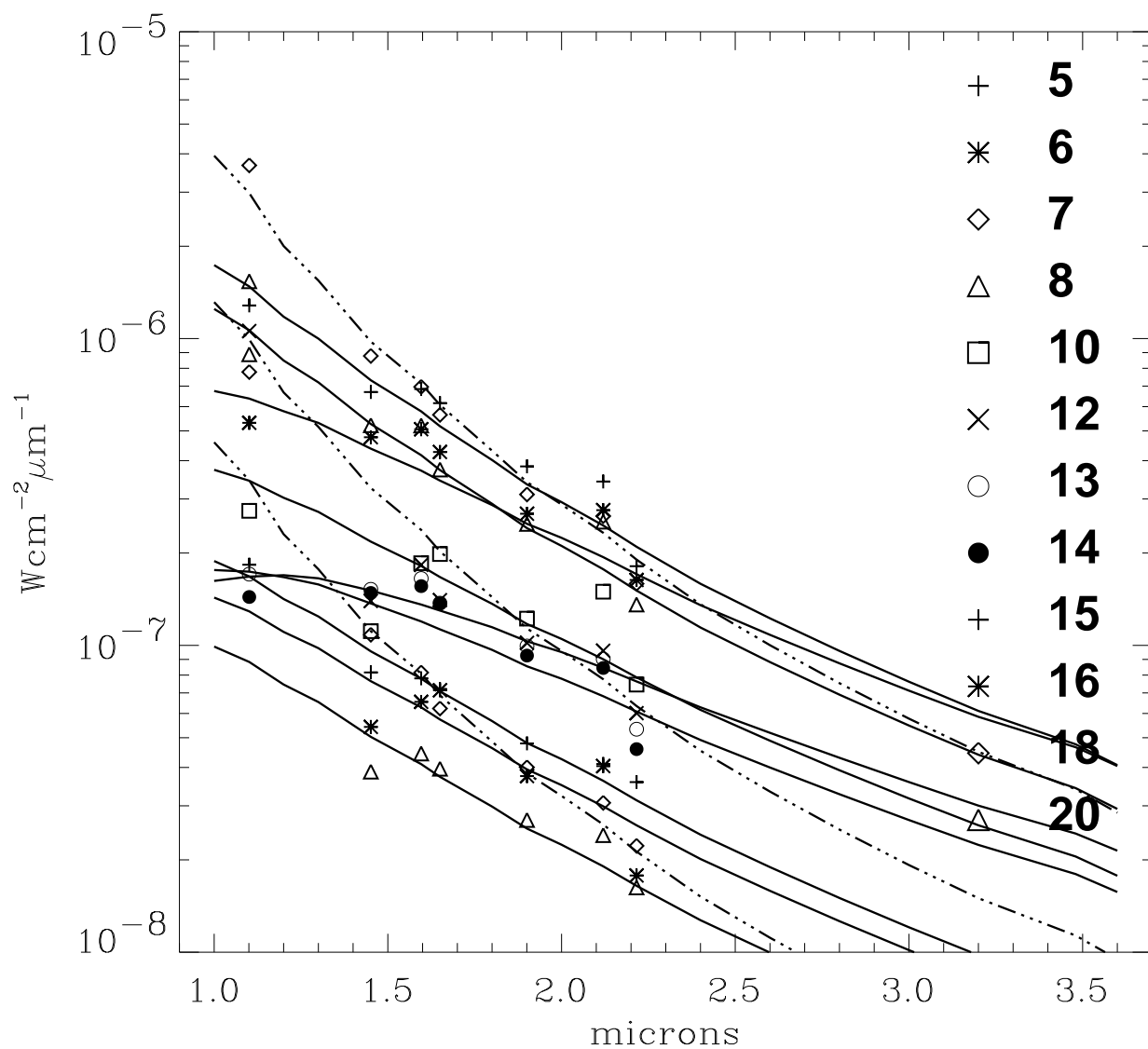


FIG. 8.12: SED des treize étoiles du champ n'appartenant pas à IRS 13. Trois de ces étoiles, en traits discontinus, sont chaudes ($T_{\text{eff}} > 25\,000\text{ K}$), les autres, en traits pleins, sont froides ($T_{\text{eff}} < 6\,000\text{ K}$).

ID	Nom	Coe f	T_{eff}
1	W	2.3e+00	2600
5		2.5e-01	5000
6		5.1e-01	3200
7		2.4e-02	≥ 25000
8		1.8e-01	5000
10		1.9e-01	3500
12		8.0e-03	≥ 25000
13		2.5e-01	2800
14		4.2e-01	2500
15		5.7e-02	4000
16		5.2e-02	3800
18		2.6e-03	≥ 25000
19	E6	3.2e-03	≥ 25000
20		3.0e-02	4000

TAB. 8.5: Paramètres de l'ajustement monotherme pour toutes les étoiles du champ n'appartenant pas à IRS 13, ainsi que 13W et 13E6. (Pour 13W, seule la composante la plus chaude est donnée ici.)

d'étoiles chaudes mais moins massives que les étoiles à hélium représenterait environ 20% de la population stellaire des parsecs centraux. Cette évaluation demande à être confirmée au moyen d'une étude plus exhaustive sur un plus grand champ. Une étude spectroscopique de ces étoiles pourrait être effectuée à l'aide d'un spectro-imageur à résolution spectrale moyenne ($R \simeq 2500$) mais haute résolution spatiale sur un champ d'environ $20'' \times 20''$.

8.6 IRS 13E, un amas compact d'étoiles massives

Comme nous l'avons vu, IRS 13E n'est composé que d'étoiles massives, six au total dans un diamètre de $0,5''$. Ces étoiles comportent également toutes un excès infrarouge à $3 \mu\text{m}$, significatif du fait qu'elle sont toutes entourées de poussière. La comparaison avec les autres étoiles du champ, qui ne comportent pas cet excès infrarouge, tend à prouver que les étoiles de IRS 13E n'apparaissent pas seulement proches en projection, mais sont également proches sur la ligne de visée, étant dans le même nuage de poussière. En outre, les mouvements propres mesurés par Ott *et al.* (2003a) (Fig. 8.8) montrent que les étoiles du complexe sont animées d'un mouvement d'ensemble, alors que les vitesses des autres étoiles du champ sont isotropes. Tous ces éléments démontrent que IRS 13E ne saurait être une concentration d'étoiles fortuite, mais que les étoiles que le composent ont une origine commune, et ont probablement toujours été liées en un amas compact. Cela fait d'IRS 13E un amas d'étoiles, jeunes qui plus est, puisque plusieurs membres ont déjà atteint le stade Wolf-Rayet. Cet objet est unique en son genre dans le Centre Galactique : l'imagerie haute résolution de toutes les étoiles à hélium montre que seule IRS 13E se présente comme un amas compact (Figs 1 et 2 de Paumard *et al.* 2001, Annexe A).

Compte tenu de la nature d'IRS 13E (un amas d'étoiles massives) et de chacune de ses composantes, ainsi que de la position de l'émission X (Fig. 8.8), il convient de se poser la question de l'origine de l'émission X détectée par Chandra (Baganoff *et al.* 2003). Trois hypothèses sont détaillées dans la Sect. 6 de Maillard *et al.* (2003, Annexe C) :

1. IRS 13E2 est contenue dans la boîte d'erreur de la position de l'émission X, l'hypothèse de Coker *et al.* (2002a) selon laquelle cette étoile est une binaire X composée d'une étoile post-LBV et d'une étoile de type O est donc possible, mais il faudrait démontrer la binarité de la source par la mise en évidence d'une périodicité dans l'émission X ;
2. la boîte d'erreur est légèrement décalée au sud-ouest du complexe, il est possible qu'il s'agisse d'une source de champ indépendante de celui-ci, comme il en existe un grand nombre dans le Centre Galactique (Fig. 2.11, p. 31) ;
3. enfin, l'émission X pourrait provenir de l'amas lui-même dans sa globalité, étant provoquée par les chocs entre les vents de l'ensemble des étoiles chaudes, de façon similaire à la source A1 au cœur de l'amas des Arches.

Troisième partie

Cinématique du milieu interstellaire du parsec central

Chapitre 9

Introduction

Je présente dans cette partie une étude structurale et cinématique de la Minispirale, telle qu'elle apparaît dans les raies d'hydrogène $\text{Br}\gamma$ à $2,166 \mu\text{m}$, et d' He I à $2.058 \mu\text{m}$. Pour cette étude, j'ai développé des logiciels spécifiques, notamment les procédures nécessaires à la décomposition de la Minispirale en composantes de vitesse, qui ont été réutilisées par Noel *et al.* (2003, Annexe G) dans le cadre de l'étude de la région de formation d'étoiles S106, et les procédures d'ajustement d'orbites sur une carte de vitesse radiale. L'ensemble de ce travail fait l'objet de l'article Paumard *et al.* (2003a), en Annexe E. Cette étude est fondée uniquement sur des données BEAR : d'une part les données He I acquises en juin 2000 et présentées Sect. 7.2.1, et d'autre part des données dans la raie $\text{Br}\gamma$ de l'hydrogène à $4616,55 \text{ cm}^{-1}$, acquises à travers un filtre $4585\text{--}4658 \text{ cm}^{-1}$ les 25 et 26 juillet 1997, constituées d'une mosaïque de deux champs circulaires couvrant l'essentiel d'un champ de $40'' \times 28''$ orienté E–O. Les données brutes contiennent 512 plans, avec un temps d'intégration de 7 s par plan. La résolution spectrale de ces données est de $21,3 \text{ km s}^{-1}$. La réduction de ces données a déjà été décrite, Sect. 5.6.

Sgr A Ouest (Sect. 2.2.1, Fig. 9.1) ressemble à une spirale essentiellement en raison de la façon dont ses différents composants s'agencent. Une nouvelle étude des données de Lacy *et al.* (1991) par Vollmer & Duschl (2000), utilisant des représentations tridimen-

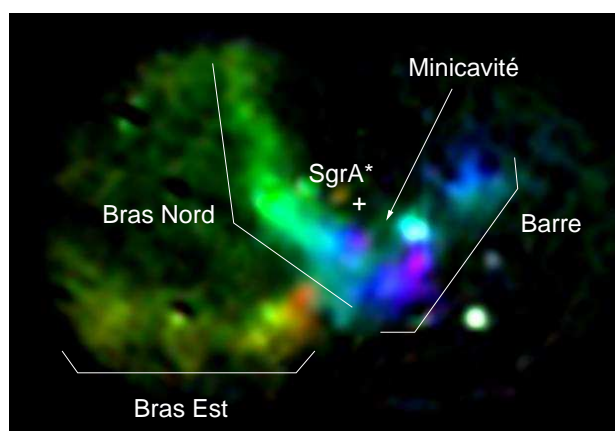


FIG. 9.1: Image composite RVB de la Minispirale (Sgr A Ouest) obtenue à l'aide de cubeview pour Yorick (Sect. 5.6.1) à partir du cube BEAR en $\text{Br}\gamma$, entre -350 km s^{-1} (bleu) et $+350 \text{ km s}^{-1}$ (rouge). Les détails standards sont indiqués : les Bras Nord et Est, la Barre, et la Minicavité. Quelques étoiles à raie d'émission apparaissent comme des points brillants.

sionnelles du cube de données, à montré une vision plus complexe de l'ensemble, dans laquelle le Bras Est est décomposé en un ruban (*Ribbon*) tenu au bout duquel se dessine un long doigt (*Finger*) de haute densité pointant en direction de Sgr A*. Ils mentionnent également deux petites composantes superposées à la Barre.

Par une nouvelle analyse structurelle de Sgr A Ouest dans deux raies différentes ($\text{Br}\gamma$ et He I), nous tenterons dans le Chap. 10 de mieux définir le contenu du parsec central en gaz ionisé, en décomposant la Minispirale en objets physiquement distincts dont nous établirons les cartes de vitesse radiale. Dans le Chap. 11, nous tâcherons d'étudier le Bras Nord sous des hypothèses keplériennes, afin de déterminer entre autre sa morphologie tridimensionnelle. Ces deux études nous permettront de discuter la nature et de l'origine la Minispirale.

Chapitre 10

Analyse structurelle de Sgr A Ouest

Sommaire

10.1 Introduction	139
10.2 Décomposition du profil d'émission	144
10.2.1 Profil de raie	144
10.2.2 Moteur d'ajustement	144
10.2.3 Première étape : ajustement d'un profil multiple par point du champ	145
10.2.4 Seconde étape : identification des structures	145
10.2.5 Troisième étape : exploration, interprétation et correction des résultats	146
10.2.6 Quatrième étape : itération de l'ajustement	147
10.2.7 Cinquième étape : itération de l'identification des structures	147
10.2.8 Critère de convergence	147
10.2.9 Résultats et limitations de la méthode	148
10.2.10 Cartes complémentaires	148
10.3 Résultats généraux concernant la Minispirale	149
10.3.1 Taille des structures	150
10.3.2 Gradient de vitesse	150
10.3.3 Fluctuations aux petites échelles	150
10.3.4 Rapport de raie [He I]/[Br γ]	150
10.4 Morphologie du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest	151
10.5 Discussion	158

10.1 Introduction

En tout point du champ, le profil d'émission Br γ apparaît complexe. L'étude du cube à l'aide de `cubeview` (Fig. 10.1) en balayant l'intervalle de vitesses (-400 à 400 km s $^{-1}$)

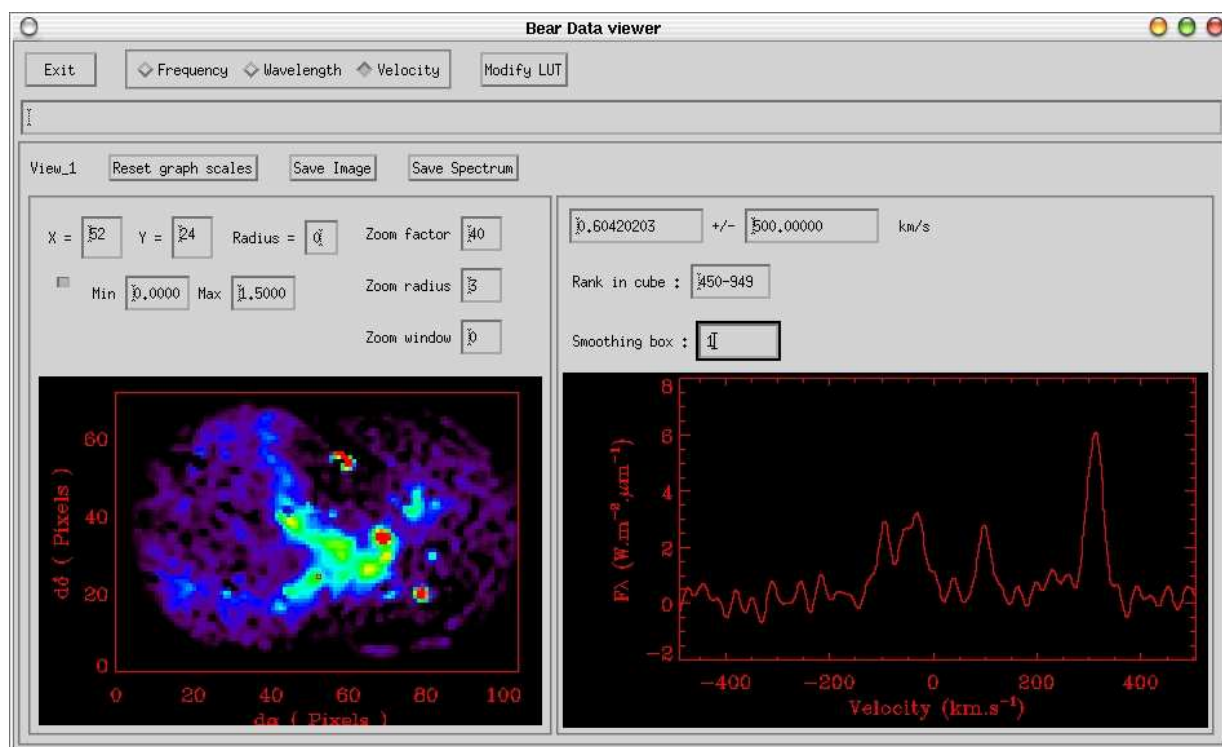


FIG. 10.1: Fenêtre de cubeview (Sect. 5.6.1). Le panneau de gauche indique l'image intégrée sur la bande sélectionnée, en l'occurrence toute la bande représentée sur le panneau de droite. Le spectre est celui du pixel encadré en rouge, de coordonnées 52–24 (en pixels), à l'extrémité du Bras Est. On voit nettement que ce spectre comporte au moins quatre raies, issues de quatre structures distinctes.

montre que la Minispirale est composée de structures distinctes, dont certaines, comme le Bras Nord, ont l'apparence de flots, et qui se superposent sur la ligne de visée. Bien entendu, on peut localement se faire une idée de la morphologie de ces structures en se servant de cubeview pour en produire des images en bande étroite. Cependant, les gradients de vitesse en leur sein sont tels qu'il n'est pas possible d'en produire des images complètes et indépendantes par cette méthode, et ce pour deux raisons :

- pour obtenir le meilleur rapport signal-sur-bruit, l'idéal est de produire des images dans des bandes de la même largeur que la raie observée, mais en raison des intenses gradients de vitesse, on est obligé pour couvrir toute la bande de vitesse d'une structure donnée de considérer des images dans des bandes beaucoup plus large que cela, ce qui réduit considérablement le rapport signal-sur-bruit ;
- d'après le point ci-dessus, l'image d'une structure ne peut être obtenue qu'à travers une bande relativement large, or une structure ne peut apparaître isolée sur une bande d'une telle largeur : il n'est donc pas possible d'isoler une structure par ce moyen.

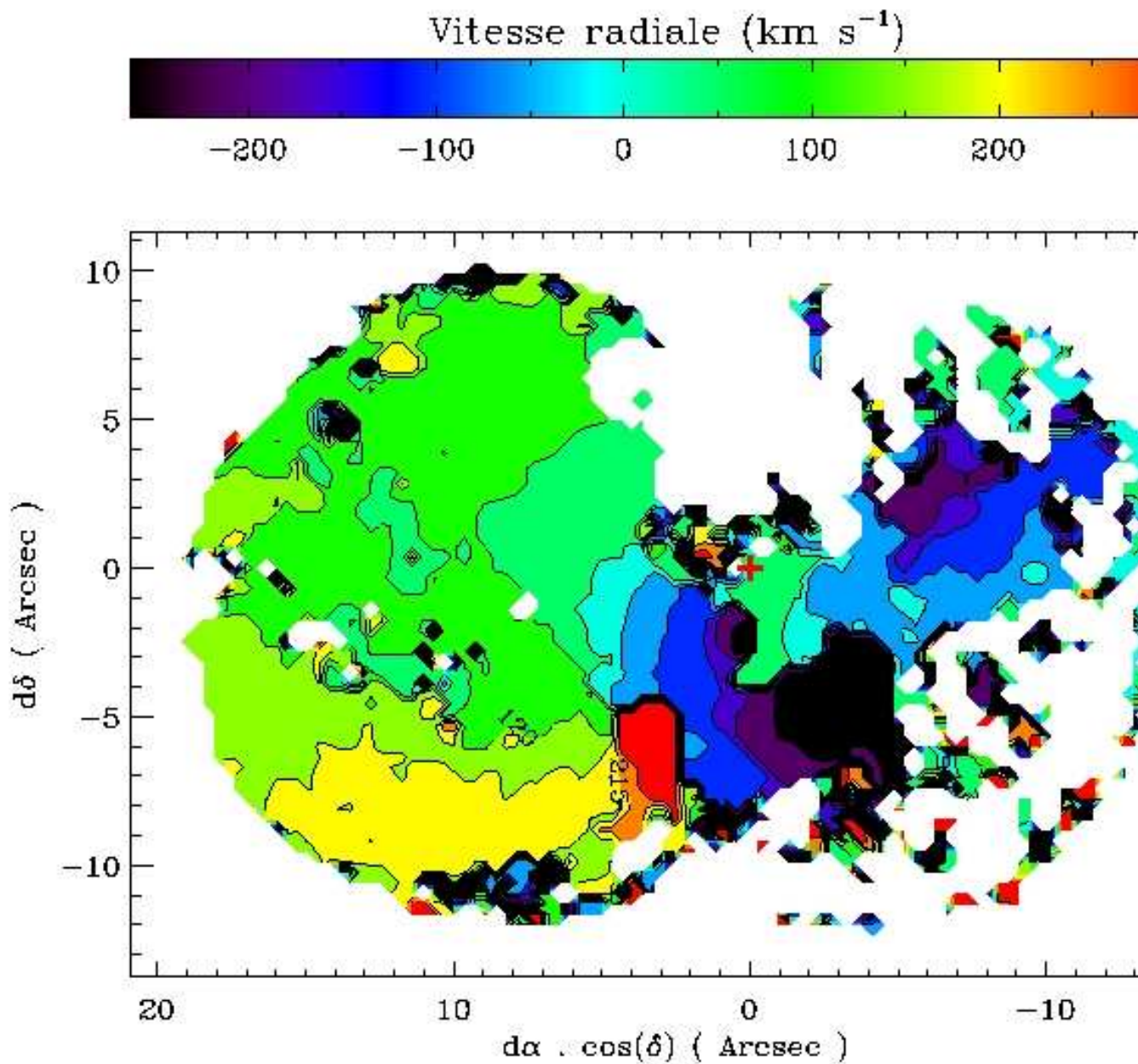


FIG. 10.2: En chaque point de cette image a été reportée la vitesse correspondant au maximum du spectre mesuré en ce point. Les régions où ce maximum était plus bas qu'une certaine valeur, ainsi que la région de IRS 7, ont été laissées en blanc. Il reste cependant quelques artefacts liés au bruit. On reconnaît aisément le Bras Est en jaune et rouge, le Bras Nord dans un dégradé de couleurs allant du vert au noir, la Barre dans un dégradé de couleurs moins important, et enfin sur la droite du champ, en bleu clair, la partie la plus interne de l'Arc Ouest. La position de Sgr A* est marquée d'une croix rouge.

Outre la séparation de la Minispirale en structures physiquement indépendantes, on souhaite obtenir les cartes de vitesses de ces structures. Une première façon de faire est d'indiquer en chaque point la position du maximum du spectre correspondant (Fig. 10.2); cela donne bien une carte de vitesse, mais seulement de la composante

la plus brillante en chaque point. De plus pour les zones où aucune raie n'est détectée à plus de 1σ , la vitesse « mesurée » correspond en fait au maximum du bruit, ce qui impose d'appliquer un masque sur la carte pour ne conserver que les régions où le rapport signal-sur-bruit est suffisant. Une seconde méthode pour visualiser la carte de vitesses est de produire une image en trois couleurs (Fig. 10.3), à partir d'images produites à travers trois filtres spectraux virtuels, sur lesquels l'opérateur a tout contrôle. Cette méthode (implémentée dans `cubeview` pour `Yorick`, Sect. 5.6.1) fonctionne assez bien car on arrive à percevoir éventuellement plusieurs composantes de vitesses superposées, et les zones les plus complexes ou recélant une étoile à raie d'émission large, ayant une émission répartie dans les trois « filtres », apparaissent en blanc. De plus, sur une telle carte, seule la couleur représente la vitesse, l'information sur le flux intégré étant quant à elle conservée. Le principal inconvénient de la méthode est que, si l'image produite est tout à fait adaptée à une visualisation, l'essentiel de l'information contenue dans le cube de départ est perdue dans l'opération, et cette façon de procéder ne donne pas une carte de vitesses directement exploitable.

Pour obtenir des images indépendantes des structures, il est donc nécessaire de procéder autrement. On se propose ici d'exposer une méthode permettant de le faire, et d'obtenir simultanément les cartes de vitesses desdites structures. L'idée fondamentale est que le profil d'émission en un point donné peut être considéré comme la somme des profils issus de chacune des structures présentes sur la ligne de visée (Fig. 10.1). Chacun de ces profils individuels doit pouvoir être considéré en première approximation comme gaussien. La largeur d'une gaussienne prendra en compte à la fois l'agitation thermique au sein de la structure, la turbulence, et également le gradient de vitesse le long de la ligne de visée. On considérera que la carte de vitesse d'une structure peut être décrite comme une fonction des deux coordonnées sur le ciel, c'est-à-dire que l'on ne s'autorise pas à considérer qu'une structure puisse soit se scinder en deux, soit, du fait de sa courbure, être présente à plusieurs vitesses différentes sur une même ligne de visée. Cette hypothèse simplifie beaucoup l'implémentation de la méthode, mais comme nous le verrons plus loin, n'est pas tout à fait respectée dans le cas du Bras Nord.

Dans un premier temps, nous ajusterons sur chaque spectre extrait du champ un profil contenant plusieurs composantes, puis nous comparerons les profils voisins pour tâcher de reconstruire les cartes en vitesse. Après analyse manuelle et interprétation des résultats, nous aurons appris des informations qui, introduites dans la chaîne de traitements, nous permettront de répéter les phases d'ajustements de profils et de reconstruction des structures, jusqu'à parvenir à des résultats stables et crédibles. Nous appliquerons ensuite la méthode à la Minispirale en $\text{Br}\gamma$ et en He I afin d'en étudier la morphologie. La première version des procédures IDL mises en jeu a été écrite par Marc Antoine Miville-Deschênes, dans le cadre de l'étude des cirrus galactiques à partir de la raie à 21 cm de l'hydrogène (cf. par exemple Miville-Deschênes *et al.* 2002). Elles ont été améliorées et augmentées au cours du présent travail, en particulier en adaptant le code à la PSF de BEAR (Sect. 10.2.1), et en ajoutant les procédures de détermination automatique des paramètres de départ pour chaque point du champ (Sect. 10.2.3). Nous avons également développé des procédures d'analyse et de traitement des résul-

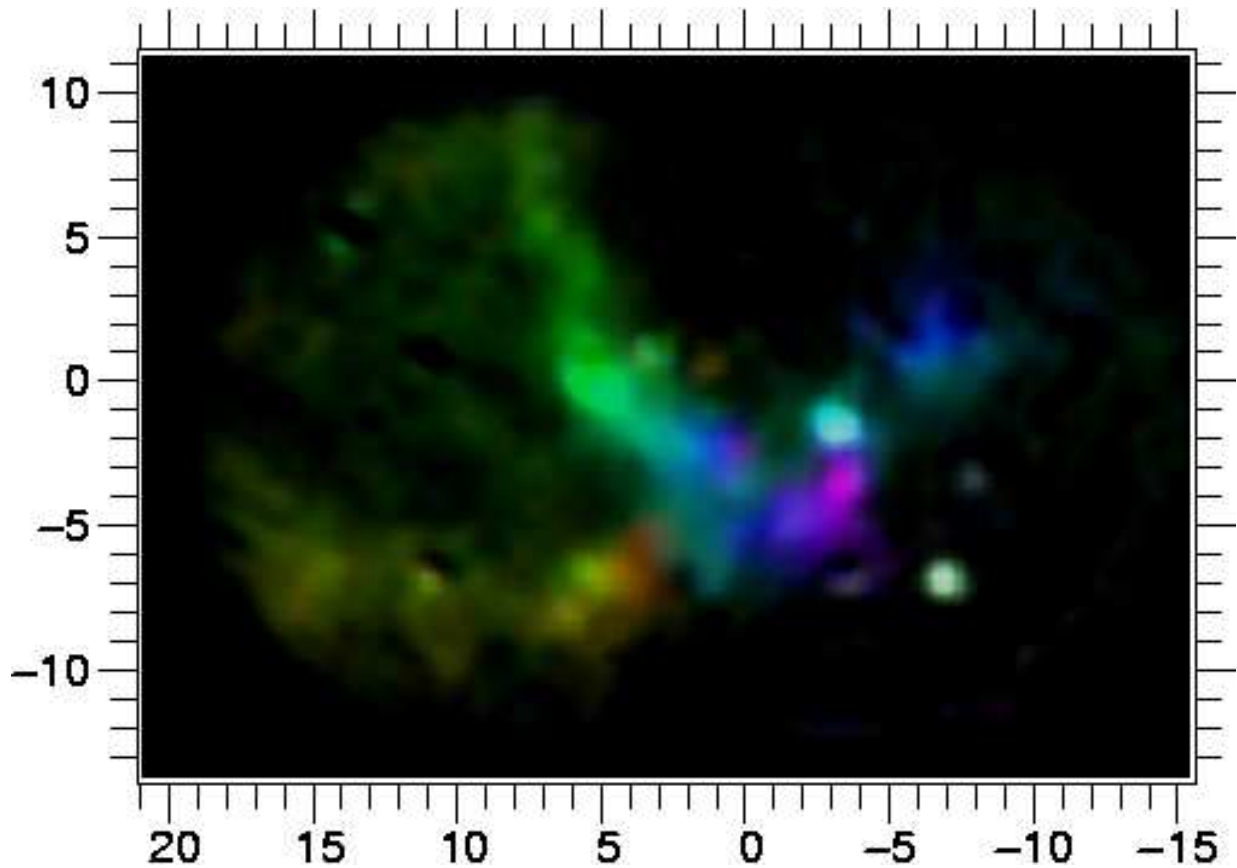


FIG. 10.3: Cette image, obtenue à l'aide de `cubeview` pour `Yorick` (Sect. 5.6.1), est composée de trois images obtenues à partir du cube de données $\text{Br}\gamma$ en simulant trois filtres bien choisis. Il s'agit d'une carte de vitesses dans la mesure où les régions s'éloignant de l'observateur apparaissent en rouge, alors que les régions qui s'en rapprochent apparaissent en bleu. Au bout du Bras Est, on voit nettement que cette structure rouge se superpose à l'autre structure, bleue à cet endroit, que constitue le Bras Nord. Cette méthode de visualisation permet donc d'appréhender la superposition de plusieurs structures. La couleur violette correspond à une vitesse de -350 km s^{-1} , la couleur rouge à une vitesse de $+350 \text{ km s}^{-1}$. La vitesse nulle se retrouve en vert, au niveau de la partie la plus brillante du Bras Nord. Quelques étoiles à raies d'émissions sont visibles comme des sources ponctuelles.

tats, nécessaires pour itérer efficacement la méthode dans le cas de la Minispirale, plus complexe que celui des cirrus galactiques (Sect. 10.2.5).

10.2 Décomposition du profil d'émission

10.2.1 Profil de raie

Chaque composante individuelle émise par une structure du MIS est supposée gaussienne :

$$I(v) = I_0 \exp\left(-\frac{(v-v_0)^2}{2\Sigma}\right)$$

où I_0 est l'amplitude de la gaussienne, exprimée en $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{pixel}^{-1}$ (1 pixel = 0,125 arcsec²), v_0 est la vitesse radiale de la composante, et Σ est la largeur de la raie, due à l'agitation thermique, la turbulence, et le gradient de vitesse le long de la ligne de visée. Le flux total par pixel est alors donné par :

$$\phi = \sqrt{2\pi} \frac{\Sigma I_0 \sigma_0}{c}$$

où c est la célérité de la lumière et σ_0 le nombre d'onde au repos de la raie considérée. La largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) est donnée par :

$$\delta v = 2\Sigma\sqrt{2 \ln 2}$$

Le profil détecté est le produit de convolution de ce profil intrinsèque par la fonction d'appareil, un sinus cardinal dans le cas du spectromètre à transformée de Fourier, rigoureusement égal à :

$$\psi(v) = \frac{\sin \pi \delta_m \frac{v\sigma_0}{c}}{\pi \delta_m \frac{v\sigma_0}{c}}$$

où δ_m est la différence de marche maximum entre les deux bras de l'interféromètre, qui définit la limite de résolution des données $\delta\sigma = 0,6/\delta_m$ (FWHM).

Finalement, le profil observé d'une raie, $S = I * \psi$ est une fonction de trois paramètres libres, I_0 , Σ , et v_0 .

10.2.2 Moteur d'ajustement

L'observation préliminaire du champ avec `cubeview` indique que chaque spectre doit pouvoir être décrit comme la somme de quatre profils individuels du type de celui décrit ci-dessus. Un tel profil composé est donc fonction de douze variables. Nous avons écrit plusieurs procédures pour ajuster ce type de profil composé sur chaque spectre d'un cube. Le moteur d'ajustement utilisé par celles-ci est le paquetage IDL `MPFIT`¹,

¹<http://cow.physics.wisc.edu/~{ }craig/idl/fitting.html>

développé à NASA/GSFC (© Craig Markwardt). Ce paquetage est une implémentation de la méthode de minimisation au sens des moindres carrés de Levenberg-Marquardt, avec une interface de programmation très souple qui permet d'imposer des contraintes sur les paramètres, en particulier concernant leur domaine de variation.

10.2.3 Première étape : ajustement d'un profil multiple par point du champ

L'ajustement se fait en fait spectre par spectre à l'aide de la procédure `MultiGauss_MPFit`, qui ajuste de un à quatre profils gaussiens (convolués ou non par le profil instrumental) sur un spectre, et peut déterminer le nombre de raies effectivement présentes de façon détectable sur le spectre. Pour un spectre donné, il est nécessaire de fournir à la procédure un ensemble de paramètres de départ suffisamment proche des paramètres réels, en particulier pour les cas difficiles, c'est-à-dire lorsqu'une ou plusieurs raies faibles sont présentes, ou lorsque plusieurs raies, trop proches, sont mélangées.

Bien entendu, il n'est pas envisageable que l'utilisateur fournisse un ensemble de paramètres de départ déterminé manuellement pour chacun des spectres du cube, qui sont des milliers. C'est pour cela que j'ai écrit au cours du présent travail la procédure `MGFC_PP_MD` (MultiGaussFit-Cube-Première Passe-Multiple Départ), qui constitue un point clef de la méthode. Il incombe à l'utilisateur de préparer manuellement des paramètres de départ pour un nombre quelconque de points choisis par lui. Ces points doivent être choisis pour être représentatifs de toutes les structures contenues dans le champ, et les meilleurs résultats sont obtenus lorsqu'ils sont choisis justement dans ou à proximité des régions les plus délicates pour le programme. Le programme `MGFC_PP_MD` se charge de parcourir tous les points du champ, en commençant par les plus proches des multiples points de départ. L'ensemble de paramètres de départ pour un profil donné est déterminé à partir des résultats trouvés pour les points voisins qui ont déjà été parcourus. Par cette méthode, la richesse apportée par la spectro-imagerie est bien utilisée grâce à l'information apportée à la procédure d'ajustement par le biais des paramètres de départ.

À l'issue de cette étape, on dispose en chaque point des douze paramètres relatifs aux quatre plus brillantes raies gaussiennes présentes, c'est-à-dire pour chacune l'amplitude I_0 , la fréquence centrale ν_0 et la largeur Σ .

10.2.4 Seconde étape : identification des structures

Cet ensemble de résultats est ensuite soumis à la procédure `Identify_Struct`, v. 2, elle aussi fondée sur un travail original de Marc Antoine Miville-Deschênes que j'ai largement remanié. Cette procédure se charge de classer chacune des composantes de chacun des points du champ dans des structures, vérifiant deux contraintes :

- le gradient de vitesse radiale au sein de chaque structure est inférieur à une valeur fournie par l'utilisateur ;
- une seule composante d'un point donné est autorisée dans une structure donnée.

D'autres contraintes non détaillées ici sont apportées par l'implémentation. Seul le gradient de vitesse est pris en compte lors de l'établissement d'une structure (une étude a été entamée pour ajouter un critère sur la dérivée seconde). L'amplitude n'intervient que pour sélectionner les points qui doivent être examinés en premier, ce qui permet de ne pas mélanger une structure dominante à une structure plus faible de vitesse similaire. Par ailleurs, on ne prend en considération que les structures qui sont spatialement étendues, c'est-à-dire plus étendues que la résolution spatiale du spectro-imageur.

À ce stade, on dispose de cartes de vitesse, d'amplitude et de largeur de raie pour chacune des structures détectées.

10.2.5 Troisième étape : exploration, interprétation et correction des résultats

Il est alors nécessaire d'examiner attentivement lesdites cartes. En effet plusieurs problèmes peuvent être survenus, en particulier aux endroits où deux structures superposées sur la ligne de visée évoluent avec des vitesses radiales très proches :

- au cours de la première étape, il est possible que le programme ait par endroit ajusté une seule raie là où deux raies mélangées étaient en fait nécessaires, ou *a contrario* qu'il ait ajusté deux raies mélangées là où il n'y en a physiquement qu'une ;
- au cours de la seconde étape, il est possible qu'une confusion ait eu lieu entre deux structures, c'est-à-dire que le programme ait par erreur connecté une partie d'une des structures avec une partie de l'autre.

Il est difficile de définir des règles fiables permettant de traiter ces cas automatiquement ; pourtant, ces erreurs sont généralement évidentes pour l'utilisateur, qui n'a alors pas de mal à les corriger en utilisant quelques routines mises au point au cours de ce travail, servant à scinder une structure en deux ou au contraire à recoller deux structures.

Après ce travail manuel d'interprétation des résultats menant à des corrections, les résultats peuvent contenir des points aberrants, c'est-à-dire des points pour lesquels l'un des trois paramètres I_0 , v_0 , ou Σ diffère de façon déraisonnable² des valeurs du même paramètre sur les points voisins au sein de la même structure. Une routine a donc été écrite pour permettre à l'utilisateur de supprimer facilement ces points aberrants.

Les cartes ainsi corrigées sont ensuite interpolées sur leur enveloppe convexe, et l'utilisateur à le choix de les extrapoler sur quelques pixels autour de cette enveloppe convexe.

²Il est à noter que ces paramètres doivent être des fonctions lisses à l'échelle de la résolution spatiale.

10.2.6 Quatrième étape : itération de l'ajustement

Les cartes corrigées et augmentées établies à l'étape précédentes ne peuvent constituer le produit final, dans la mesure où elles ne sont pas issues d'un ajustement mais ont été travaillées manuellement. En revanche, elles peuvent servir comme ensemble de paramètres de départ pour un ajustement suivant. La procédure `MultiGaussFitCube` a donc été écrite dans ce but. Elle accepte un ensemble de paramètres de départ pour chaque point du champ, et parcourant celui-ci point par point effectue un nouvel ajustement. L'utilisateur peut également choisir, point par point ou globalement, d'effectuer un ajustement avec exactement autant de composante qu'il en aura été retenu au cours des étapes précédentes, avec au moins autant ou au plus autant de composantes, ou de laisser libre le nombre de composantes. De cette manière, il est possible dans un premier temps d'ajuster complètement un certain nombre de structures, puis d'en rechercher d'autres. Il est à noter que la procédure `MultiGaussFitCube` en elle-même se contente d'effectuer un ajustement point par point à partir de critères fournis par l'utilisateur ; elle ne cherche aucunement à ajouter de l'information bidimensionnelle. Cependant de l'information bidimensionnelle est bel et bien contenue dans les cartes qui servent de paramètres de départ pour les ajustements, puisqu'elles sont issues de la procédure d'identification des structures, et que ce sont des critères de cohérence spatiale qui doivent avoir présider à leur correction par l'utilisateur.

10.2.7 Cinquième étape : itération de l'identification des structures

La seconde étape est alors répétée. L'utilisateur a cependant cette fois la possibilité de fournir à `Identify_Struct`, v. 2 les cartes corrigées établies précédemment. Les méthodes implémentées dans le programme lui permettront alors de constituer de nouvelles cartes satisfaisant aux mêmes critères en évitant de commettre les mêmes confusions que la fois précédente.

10.2.8 Critère de convergence

Les troisième, quatrième et cinquième étapes (correction des cartes, ajustement et identification des structures) sont alors répétées un certain nombre de fois, jusqu'à ce que l'étape de correction soit devenue superflue, c'est-à-dire jusqu'à ce que l'utilisateur soit convaincu par les structures déterminées automatiquement. Dans le cas qui nous intéresse, huit itérations ont été nécessaires. Il est cependant à noter que les techniques ont été mises au point au cours de ce travail, il est par conséquent probable que le même travail demanderait maintenant moins d'itérations. En revanche, plusieurs essais infructueux sont parfois nécessaires pour déterminer empiriquement certains paramètres optimaux, en particulier le gradient de vitesse autorisé au sein d'une structure.

10.2.9 Résultats et limitations de la méthode

La méthode exposée dessus-ci permet en effet de décomposer un objet complexe en structures, et d'obtenir pour chacune d'elle les cartes d'amplitude et de largeur de la raie, et de vitesse radiale. Il faut cependant être conscient que ces cartes ne sont pas parfaites. Tout d'abord, l'information qu'elles contiennent est limitée par la résolution spatiale de l'instrument. Pour une structure de brillance de surface uniforme, la carte de vitesse établie est donc la convolution de la carte réelle par le profil instrumental (spatial). Dans le cas général où cette brillance de surface n'est pas uniforme, la vitesse mesurée en un point est plus influencée par les régions voisines les plus brillantes.

De plus, si une structure est épaisse, la vitesse mesurée sera aussi moyennée dans le sens de l'épaisseur, et là encore les régions avec la plus grande brillance (apparente, c'est-à-dire pondérée par l'absorption entre ces régions et l'observateur) seront celles qui compteront le plus.

Enfin la mesure n'est pas exempte d'incertitude, et une carte des barres d'erreurs doit également être établie pour chacun des trois paramètres. Les barres d'erreurs en question sont influencées essentiellement par le bruit présent sur le spectre autour de la raie considérée. Elle sont plus grandes pour des raies faibles, ou quand le bruit de photons est plus fort en raison de la présence d'un continuum intense (c'est-à-dire typiquement dans le cas d'une étoile sur la ligne de visée), et quand une raie faible se trouve dans les ailes d'une raie intense, qui peuvent être mal décrites par le modèle gaussien.

10.2.10 Cartes complémentaires

Carte des barres d'erreur

La diversité des sources de bruit pas toujours parfaitement maîtrisées incite à utiliser des barres d'erreur mesurées plutôt qu'à tenter de les déterminer théoriquement. Pour mesurer les barres d'erreur sur la vitesse, on détermine de quelle valeur δv il faut modifier la vitesse v d'une composante pour que le χ^2 de celle-ci se retrouve augmenté d'une valeur égale à la moyenne quadratique locale des résidus (1σ). On constate que ces erreurs sont à peu près proportionnelles à l'inverse de l'amplitude de la raie, mais sont cependant plus élevées, comme on pouvait s'y attendre, lorsque deux raies sont proches (régions complexes aux environs de la Minicavité).

Il est à noter que ces barres d'erreur, ponctuelles, ne sont pas le seul critère à prendre en compte pour évaluer la confiance que l'on peut mettre dans les cartes de vitesses. En effet, plusieurs mesures compatibles sur des points voisins correspondent d'une certaine façon à reproduire la mesure plusieurs fois de façon indépendante. Cependant il n'est pas immédiat de se servir de cela pour évaluer finalement les barres d'erreur, car les différences entre deux points sont dues non seulement à l'erreur statistique, mais bien entendu également à des variations réelles. C'est grâce à l'aspect bidimensionnel des cartes que l'on peut se permettre de prendre en compte des points dont la détection n'est établie qu'avec une certitude de 1σ , et pour lesquels les barres d'erreur sont

élevées, car si ces valeurs prises individuellement ont peu de sens, ensemble elles deviennent significatives.

Fluctuations aux petites échelles

On peut s'intéresser également aux fluctuations du champ des vitesses aux petites échelles spatiales. Nous verrons tout à l'heure une façon élaborée d'évaluer le mouvement global, en modélisant celui-ci comme flot keplérien. Mais on peut d'ores et déjà utiliser un outil simple, la déviation locale de vitesse. Point par point, on reporte l'écart entre la vitesse mesurée en ce point et la moyenne des vitesses des points voisins. Cette carte prendra des valeurs plus élevées à proximité des extrema locaux, ainsi en fait qu'en tout point où la dérivée seconde de la vitesse radiale n'est pas nulle. Bien entendu, cette déviation mesurée est plus grande là où l'erreur statistique est plus élevée. Il convient donc de dresser une carte indiquant le rapport signal-sur-bruit de la mesure de déviation. Cette carte est obtenue en divisant la carte de la déviation des vitesses par la carte du bruit. Il est souhaitable de lisser cette carte par un filtre médian à l'échelle des fluctuations que l'on souhaite détecter, à savoir de l'ordre de la résolution spatiale. Cette carte étant pondérée par les barres d'erreurs, il faut garder à l'esprit qu'elle rendra évidente de petites fluctuations dans les régions à haut rapport signal-sur-bruit, alors qu'elle estompiera les fluctuations dans les zones à faible rapport signal-sur-bruit. De fait, une fois une détection de fluctuation assurée à 3σ par exemple, il conviendra de revenir à la carte non pondérée pour en évaluer l'amplitude. Pour les zones à faible rapport signal-sur-bruit, il faudra alors considérer la moyenne sur la zone sur laquelle la fluctuation est assurée.

10.3 Résultats généraux concernant la Minispirale

Cette méthode a été appliquée à la Minispirale à partir des données BEAR en $\text{Br}\gamma$ et en He I . Huit itérations ont été nécessaires en $\text{Br}\gamma$ pour converger vers des résultats fiables. En raison de la plus grande complexité du problème pour les données He I (rapport signal-sur-bruit et résolution plus faibles, présence prédominante des étoiles à hélium), nous n'avons pas appliqué la première étape de la méthode, mais avons directement fourni au programme un ensemble initial de paramètres fondé sur les résultats en $\text{Br}\gamma$. Cela est justifié par le fait que, d'après un examen avec *cubeview*, la distribution de gaz ionisé était essentiellement similaire dans les deux raies. Cette façon de procéder empêche l'analyse en He I d'être totalement indépendante. Les deuxième, troisième et quatrième étapes ont cependant été exécutées huit fois, jusqu'à l'obtention de résultats stables.

Les résultats ainsi obtenus nous amènent à une vision plus complexe du gaz ionisé dans le Centre Galactique que ce qui était appréhendé jusqu'à présent. Après un examen attentif, nous identifions neuf composantes de taille variée. Deux types de cartes de

vitesse apparaissent : certaines présentent clairement un gradient à l'échelle de la carte, d'autres non.

10.3.1 Taille des structures

La taille des structures³, ou du moins de la partie de celles-ci contenue dans le champ BEAR, varie de 17 à 300 arcsec², la plus grande d'entre elles étant le Bras Nord. On ne prend en considération que les structures dont la taille est supérieure à la résolution de l'appareil, et au sein d'une structure ne sont acceptés que les points pour lesquels la raie est présente avec un rapport signal-sur-bruit supérieur à 1σ . Par conséquent, les structures ponctuelles à la résolution spatiale de BEAR sont hors d'atteinte, de même que les régions trop ténues.

10.3.2 Gradient de vitesse

Trois des plus importantes structures de la Minispirale, la partie brillante du Bras Nord, la Barre et l'Arc Ouest, montrent clairement un gradient de vitesse, orienté dans la direction de leur axe principal, alors que certaines des petites structures ne montrent pas de gradient global. Mais comme nous le verrons, la présente étude indique que la présence d'un gradient n'est pas toujours évidente même pour les grandes structures.

10.3.3 Fluctuations aux petites échelles

Les déviations au mouvement moyen ont été évaluées en constituant pour chacune des structures la carte de signal-sur-bruit de la déviation des vitesses (Sect. 10.2.10), lissée au moyen d'un filtre médian sur une boîte de 5×5 pixels. Toutes les structures montrent des fluctuations aux petites échelles, c'est-à-dire que toutes les cartes comportent des régions au-delà de 3σ .

10.3.4 Rapport de raie [He I]/[Br γ]

Nous avons construit les cartes du rapport de raie [He I]/[Br γ] en flux (c'est-à-dire intensité multipliée par largeur de la raie). Nous avons alors calculé la moyenne de cette valeur sur l'ensemble des structures : en notant s une structure et \mathcal{S} l'ensemble de ces structures, et $[\text{He I}]_s(x,y)$ et $[\text{Br}\gamma]_s(x,y)$ les cartes de flux de la structure s , on pose

$$\frac{[\text{He I}]_0}{[\text{Br}\gamma]_0} = \frac{1}{\sum_{s \in \mathcal{S}} \text{Card } s} \sum_{s \in \mathcal{S}} \sum_{(x,y) \in s} \frac{[\text{He I}]_s(x,y)}{[\text{Br}\gamma]_s(x,y)}.$$

Désormais, nous parlerons du rapport de raie normalisé par cette valeur moyenne. Nous avons également évalué la valeur moyenne de ce rapport (normalisé) pour chaque structure (Table 10.1).

³en terme d'angle solide sur le ciel

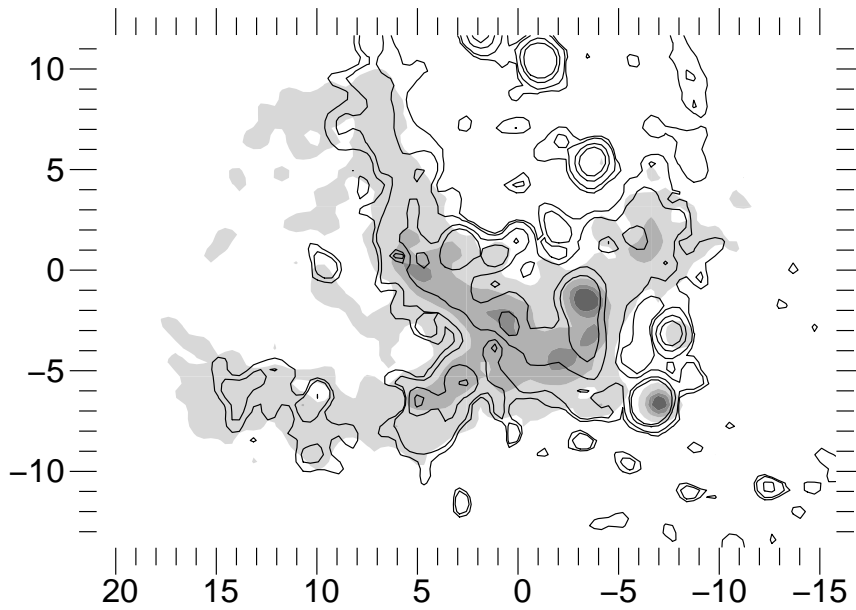


FIG. 10.4: Comparaison entre les distributions de flux intégré en $\text{Br}\gamma$ (contours pleins) et He I (contours vides). Les axes sont en arcsec depuis Sgr A*. Un certain nombre d'étoiles à hélium sont apparentes, en particulier en He I.

Le rapport de raie est variable d'une structure à une autre et au sein de chaque structure, en particulier il est notable que le rapport de raie est plus bas que la moyenne (1 pour le rapport normalisé) pour les grandes structures connues, et plus haut pour les petites structures. Il faut cependant noter que le rapport n'est calculé qu'en prenant en compte les zones de chaque structure détectées dans les deux raies, à l'exclusion des régions les moins lumineuses, et donc les moins excitées. La Fig. 10.4, sur laquelle les deux cartes de flux tracées en contours sont superposées, permet de comparer globalement la morphologie de la Minispirale dans les deux raies. On y voit notamment que le bord ouest de la Minicavité a en He I la forme d'une barre verticale très concentrée.

10.4 Morphologie du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest

Les cartes de vitesses de chacune des structures sont données en Fig. 10.5. Une version couleur en est donnée dans Paumard *et al.* (2003a, Annexe E), avec les cartes de flux. La Table 10.1 donne diverses propriétés pour chaque structure : la surface couverte sur le ciel au sein du champ BEAR (en pixels et en arcsec^2), les vitesses minimales et maximales mesurées sur la structure (km s^{-1}), le maximum de signal-sur-bruit de la déviation des vitesses, le pourcentage de la surface pour laquelle ce signal-sur-bruit est supérieur à 3σ , et le rapport de raie $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$ moyen sur chaque structure, normalisé à la valeur moyenne sur l'ensemble des structures. Tous ces paramètres (sauf le dernier bien entendu) sont estimés sur les résultats $\text{Br}\gamma$. Les différentes structures sont décrites ci-dessous telles qu'elles apparaissent en $\text{Br}\gamma$, les différences entre $\text{Br}\gamma$ et He I sont détaillées dans Paumard *et al.* (2003a, Annexe E). Les noms de deux de ces structures (h et i) sont laissés en anglais, en raison de l'impossibilité de les traduire de façon satis-

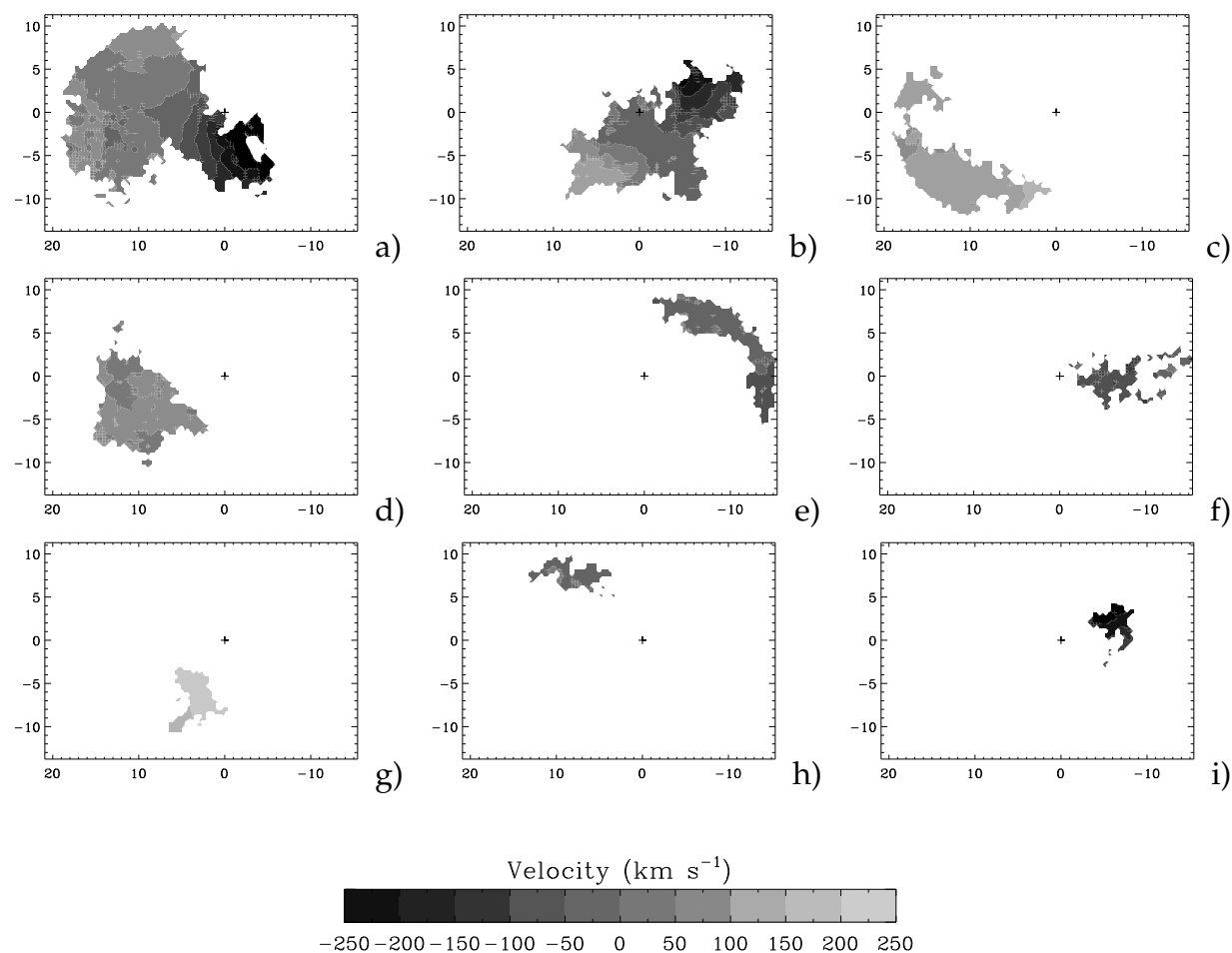


FIG. 10.5: Cartes de vitesse radiale des neuf structures détectées. Les coordonnées sont en secondes d'arc à partir de Sgr A*.

faisante. La Fig. 10.6 montre précisément la position des structures et comment elles se superposent.

a) Le Bras Nord : Contrairement à sa description standard, le Bras Nord n'apparaît pas ici comme une brillante crête nord-sud, mais comme une surface triangulaire étendue. L'un des côtés de ce triangle est la crête habituellement reconnue, mais le Bras Nord s'étend jusqu'à la moitié du Bras Est. Le troisième côté du triangle est constitué par le bord du champ, de sorte qu'une observation de cette structure sur un champ plus grand pourrait entraîner une description légèrement différente.

L'extrémité ouest du Bras Nord englobe la Minicavité. La déviation des vitesses est particulièrement significative dans cette région, et le Bras Nord se scinde en deux structures qui se superposent sur quelques pixels au nord est de la Minicavité : l'une des

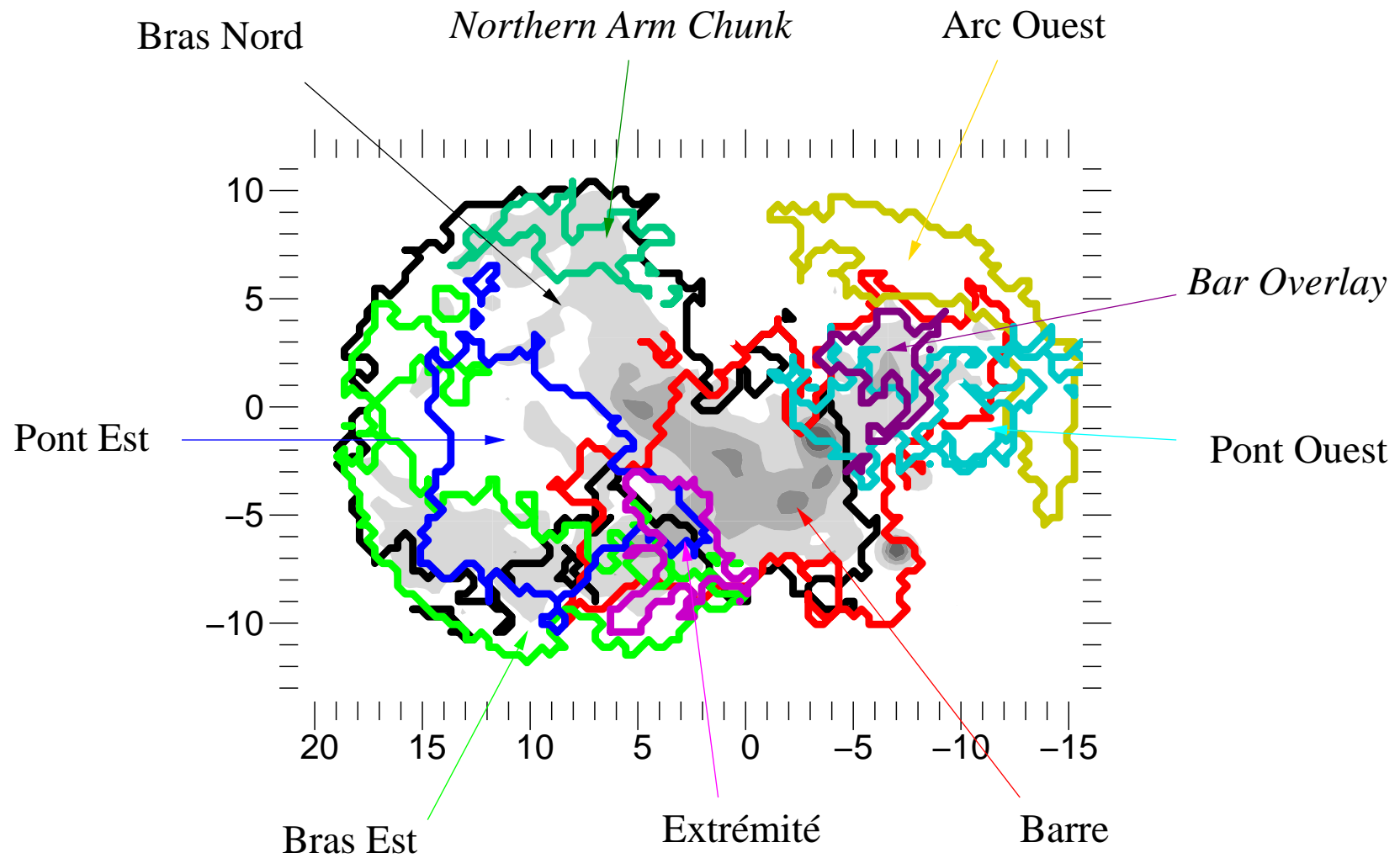


FIG. 10.6: Contour de chaque structure. L'allure de la Minispirale en $\text{Br}\gamma$ est indiquée en niveaux de gris. On voit que quasiment chaque pixel du champ contient au moins une raie.

TAB. 10.1: Identification des structures, avec pour chacune la surface couverte sur le ciel au sein du champ BEAR (en pixels et en arcsec²), les vitesses minimales et maximales (km s⁻¹), le maximum de signal-sur-bruit de la déviation des vitesses, le pourcentage de la surface pour laquelle ce signal-sur-bruit est supérieur à 3 σ , et la valeur moyenne du rapport de raies [He I]/[Br γ]. La Minicavité est séparée du reste du Bras Nord pour cette dernière valeur.

ID	Nom de la structure	S ^a	S ^b	Vmin	Vmax	Emax	S _{3σ}	$\left\langle \frac{[\text{He I}]}{[\text{Br}\gamma]} \right\rangle^c$
a	Bras Nord dont Minicavité	2414	301	-287	189	10	22 %	0,74 ^d 0,85
b	Barre	1389	173	-211	197	17	31 %	0,99
c	Ruban	833	104	133	243	11	17 %	0,78
d	Pont Est	670	84	35	183	13	20 %	1,09
e	Arc Ouest	471	59	-37	75	8	40 %	0,52
f	Pont Ouest	327	41	-121	101	15	62 %	1,73
g	Extrémité	207	26	223	339	7	14 %	2,64
h	<i>Northern Arm Chunk</i>	185	23	15	75	4	3 %	–
i	<i>Bar Overlay</i>	136	17	-267	-7	8	36 %	1,81

^apixels

^barcsec²

^cnormalisé à la valeur surfacique moyenne pour l'ensemble des structures

^dsauf Minicavité

deux composantes constitue la Minicavité, tandis que l'autre forme une petite corne d'émission entre les étoiles à hélium IRS 16SW et IRS 33SE.

L'étude de la cinématique de cette structure est le sujet des sections suivantes.

b) La Barre : Il s'agit de la région la plus complexe, où au minimum trois structures sont superposées. La plus importante d'entre elles est très étendue, du Bras Est à l'Arc Ouest, très droite, et montre un gradient de vitesse d'ensemble régulier. Vollmer & Duschl (2000) mentionnent deux composantes complémentaires, qu'ils nomment Barre 1 et Barre 2. Leur description n'est pas suffisante pour déterminer précisément leur position, mais on peut supposer qu'il s'agit des deux structures que nous proposons d'appeler le *Pont Ouest* (f) et la *Bar Overlay* (i). Des régions de la Barre se superposent également à la plupart des autres structures : le Ruban du Bras Est (c), l'Extrémité (g), le Pont Est (d), et le Bras Nord (a).

c) Le Ruban : La région habituellement nommée Bras Est est constituée de deux parties, comme noté par Vollmer & Duschl (2000) : un Ruban s'étendant d'est en ouest, et son *Extrémité* (g). Le gradient de vitesse sur la composant principale est orienté selon sa largeur, et non selon sa longueur comme on pourrait s'y attendre pour un flot.

d) Le Pont Est : Une structure de taille moyenne s'étend du Ruban au Bras Nord ; elle se superpose largement aux régions ténues du Bras Nord, ainsi qu'au Ruban et à l'Extrémité. Elle ne montre pas de gradient de vitesse d'ensemble, et sa forme ne montre pas d'axe principal qui indiquerait un flot. Cependant les cartes de la Minispirale sur un plus large champ montrent que cette structure s'étend peut-être au-delà du champ BEAR en un ruban allongé parallèle au Ruban du Bras Est (c). La carte en flux du Bras Nord (Fig. B.1 de Paumard *et al.* 2003a, Annexe E) présente une discontinuité le long d'une ligne courbe qui suit exactement le bord du Pont Est (Fig. B.4 du même article). On en déduit que le Pont Est est plus proche de l'observateur que le Bras Nord sur la ligne de visée, et contient des poussières qui absorbent de l'ordre de 50% du flux de cette structure.

e) L'Arc Ouest : Il se trouve juste au bord de notre champ, de sorte que nous n'avons accès qu'à sa partie la plus interne. Il nous offre la vision d'une structure plutôt simple, comportant un gradient de vitesse d'ensemble. Quelques pixels sont superposés au Pont Ouest (f).

f) Le Pont Ouest : Une structure tenue s'étend d'est en ouest de la Barre à l'Arc Ouest. Sa carte de vitesse de comporte pas de gradient à grande échelle, mais est caractérisée par une déviation élevée.

g) L'Extrémité : Cette structure constitue l'extrémité ouest de la région habituellement considérée dans son ensemble comme le Bras Est. C'est un relativement petit objet qui paraît en projection très concentré et brillant ; c'est aussi la composante ayant la vitesse radiale la plus rouge ($\simeq 300 \text{ km s}^{-1}$). Son gradient de vitesse est considérable, mais la déviation des vitesses au mouvement d'ensemble est très modérée. L'Extrémité a déjà été remarqué par Vollmer & Duschl (2000) sur une base morphologique, comme une partie du Bras Est ayant l'allure d'un doigt allongé sur leurs représentations du cube de données. Nous ne reprenons pas leur appellation de « Doigt » car elle nous semble dépendre d'un type de représentation. Notre méthode de décomposition en structures nous permet de voir que le Ruban (c) et l'Extrémité sont deux composantes distinctes, partiellement superposées sur la ligne de visée dans une région proche de IRS 9W particulièrement intéressante : l'observation en bande très étroite à une vitesse intermédiaire entre celles des deux composantes de la région de ce coude fait apparaître un arc de cercle d'un rayon d'environ $1''$, forme caractéristique d'une bulle, au bord relativement brillant (Fig. 10.7). La présence de cette *Microcavité* en cet endroit nous incite à émettre l'hypothèse que le Ruban et l'Extrémité sont sans doute effectivement une seule entité

physique séparée en deux régions par un phénomène dissipatif ayant lieu dans la Microcavité, peut-être une interaction avec un vent stellaire. La Fig. 10.8 montre tous ces éléments de façon synthétique.

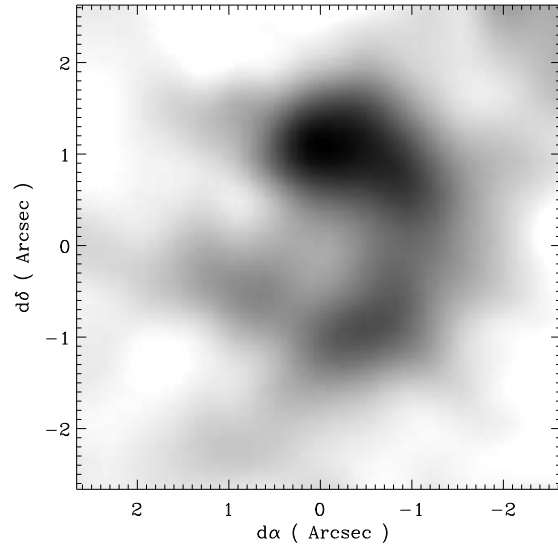


FIG. 10.7: Microcavité dans la région de IRS 9W (qui se trouverait dans le coin supérieur gauche de ce champ), au niveau du coude entre le Ruban et l'Extrémité, apparaissant en imagerie en bande très étroite à la vitesse de 250 km s^{-1} . Le centre du champ est à $5,4''$ à l'est et $8,1''$ au sud de Sgr A*.

h) Northern Arm Chunk : Une petite structure, ténue, allongée selon l'axe est-ouest, se superpose au Bras Nord au bord septentrional de notre champ, quelques secondes d'arc au nord de IRS 7. Il est possible que cette structure s'étende au delà du champ, cependant les cartes de la Minispirale montrent à cet endroit une petite barre croisant la crête du Bras Nord, et qui ne semble pas très étendue.

i) Bar Overlay : Cette petite structure est superposée à la région nord-ouest de la Barre, et son gradient de vitesse est similaire à celui de celle-ci à cet endroit, avec un décalage d'environ -40 km s^{-1} . Cela est peut-être indicatif d'une relation étroite entre les deux structures, qui pourraient être les deux faces ionisées d'un nuage neutre.

Aucune des structures décrites ci-dessus ne porte le nom de Bras Est ; en effet cette très région est très complexe, elle comprend le Ruban et l'Extrémité, ainsi que le Pont Est, ces trois structures étant d'importance comparable. Par conséquent, donner le nom historique de « Bras Est » à l'une de ces trois structures porterait à confusion. Nous préférons réserver ce nom à l'ensemble de la région. Comme nous l'avons discuté ci-dessus, le Ruban et l'Extrémité semblent être deux parties d'une seule entité physique, séparées par une cavité causée probablement par un vent stellaire. Le Pont Est fait peut-être également partie de cette entité, mais il peut également s'agir d'un autre objet physique en interaction avec le premier. L'image composite $\text{Br}\gamma\text{-He I}$ (Fig. 10.9) montre que le Pont Est est particulièrement excité à son interface avec le Ruban, ce qui pourrait suggérer un choc entre les deux structures.

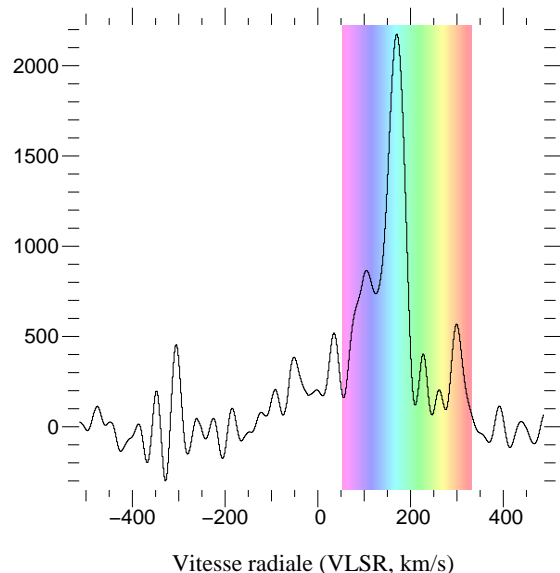
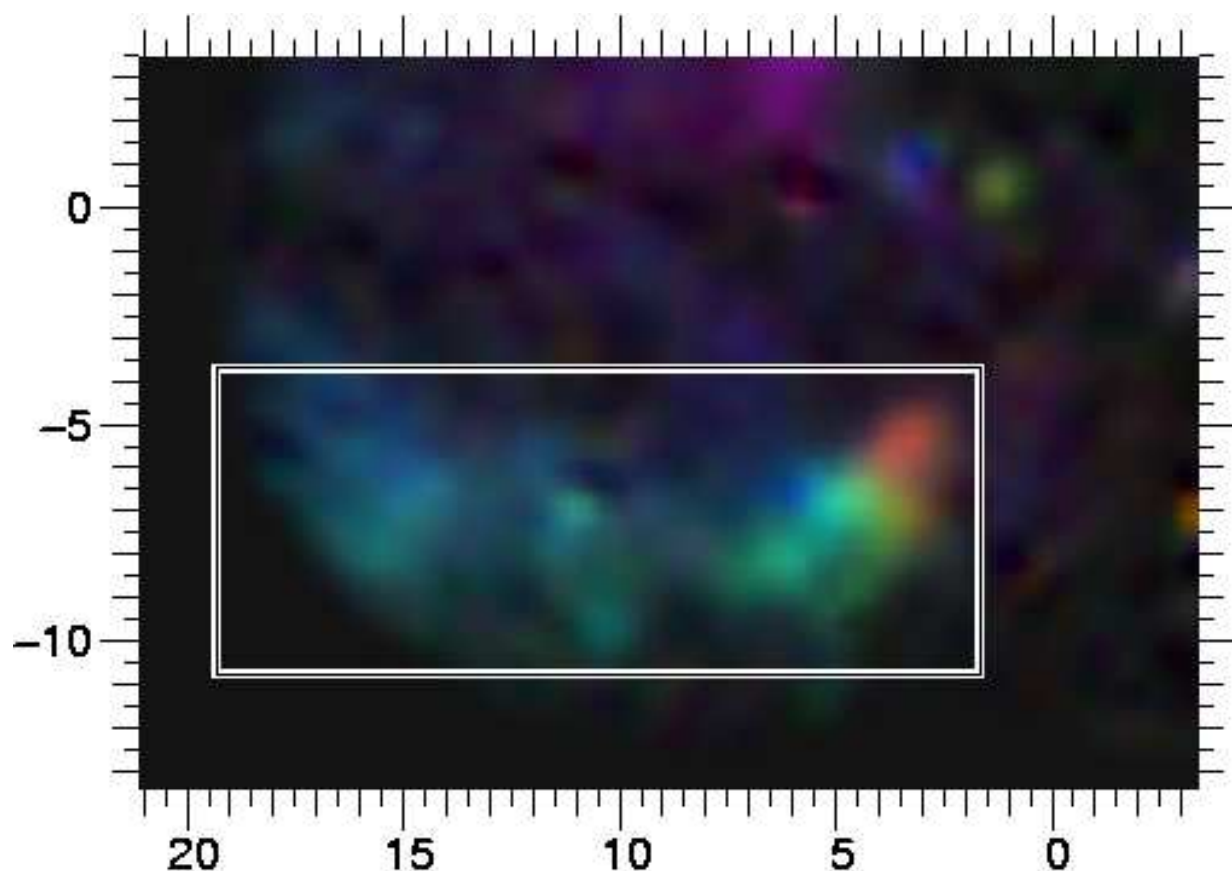


FIG. 10.8: Image trois couleurs du Ruban et de l'Extrémité du Bras Est. Le code couleur est indiqué sur le spectre ci-contre, qui correspond à la région encadrée sur l'image, et qui contient le Ruban et l'Extrémité. Deux pics sont nettement visibles sur le spectre. Le plus intense, sur fond bleu, correspond au Ruban, dont on remarque le gradient de vitesse tout à fait modéré sur l'image. Le second pic, sur fond rouge, correspond à l'Extrémité, dont le gradient est beaucoup plus élevé. La région verte, qui correspond à l'intervalle entre les deux pics sur le spectre, trace la Microcavité. On retrouve donc ici les principales caractéristiques du Bras Est : deux composantes de vitesse différente, se superposant sur la ligne de visée sur une région où apparaît une Microcavité.

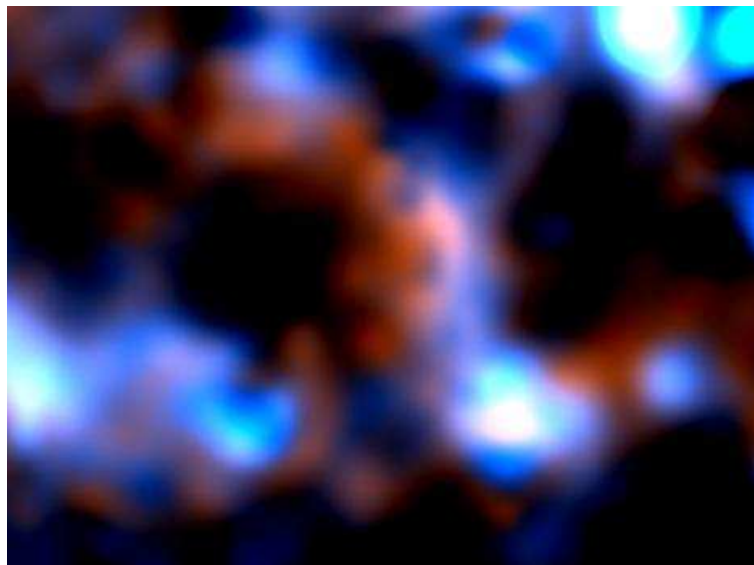


FIG. 10.9: Image composite du Pont Est, à partir de tranches des cubes $\text{Br}\gamma$ (en rouge) et He I (en bleu), entre 50 et 100 km s^{-1} . En haut à droite, on reconnaît deux étoiles à hélium : IRS 16NE (la plus brillante) et IRS 16C. Plus au sud et complètement à droite, on discerne IRS 33SE. IRS 16SW n'est pas présente, car elle est en absorption dans cette bande très étroite en raison de son profil P Cyg. Sur l'arc vertical du Pont Est, on voit que l'hélium est plus excité du côté de ces étoiles à hélium, qui sont la principale source d'ionisation. On remarque également que la partie sud du Pont Est a la forme d'une barre horizontale, qui longe le bord du Ruban (non visible sur cette image), et est particulièrement brillante en hélium.

10.5 Discussion

Nous avons mis en évidence la présence d'au moins trois petites composantes ionisées au sein de la Minispirale en plus des grands flots : le Pont Ouest, le *Northern Arm Chunk*, et le *Bar Overlay*, ainsi peut-être que le Pont Est, dont on ne peut pas dire avec certitude s'il s'étend ou non en dehors de notre champ. Le rapport de raie $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$ est significativement plus élevé pour ces composantes ténues que pour les composantes standards que sont le Bras Nord, le Bras Est et la Barre. En outre, une Microcavité (Fig. 10.7) a été mise en évidence à la limite entre le Ruban du Bras Est et son Extrémité. C'est probablement un nouvel exemple d'interaction entre le milieu interstellaire et un vent stellaire ou un jet polaire, à l'instar de la Minicavité.

Les variations locales du rapport de raie $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$, mises en évidence sur la Fig. 10.4, peuvent être mises en rapport avec la distribution des étoiles à hélium dans la région, dont un certain nombre sont apparentes sur cette figure. Deux des composantes avec le plus haut rapport de raie, le Pont Ouest et le *Bar Overlay*, sont sur la même ligne de visée que l'étoile LBV IRS 34W. La Barre, qui est la structure principale avec le plus

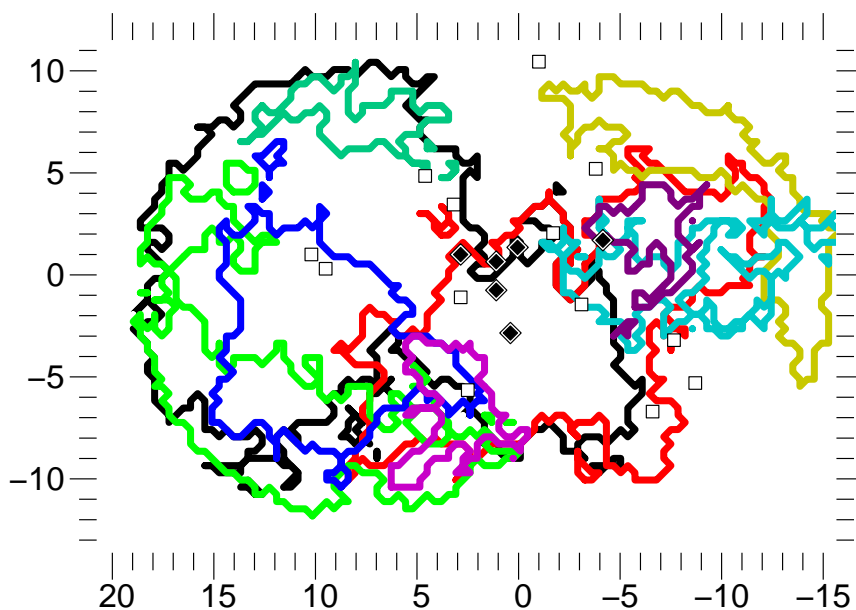


FIG. 10.10: Position relatives des étoiles à hélium (cf. Fig. 7.7) et des structures de gaz interstellaire ionisé (cf. Fig. 10.6).

haut rapport de raie réduit (0,99), est située à proximité de l'amas d'étoiles chaudes IRS 16 et contient l'amas d'étoiles massives IRS 13E, amplement discuté Chap. 8. L'Extrémité, structure avec le plus haut rapport de raie réduit, semble interagir avec une étoile via son vent stellaire, et contient l'étoile WR IRS 9W.

Dans ce contexte, on peut se demander si ces étoiles riches en hélium, à importante perte de masse, pourraient être responsable d'un enrichissement du milieu interstellaire, expliquant ainsi les valeurs élevées du rapport de raie $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$. Cependant, ces étoiles sont également très lumineuses et chaudes, et en tant que telles ce sont d'importantes sources UV ionisantes. On peut par exemple remarquer que la forme particulière de la Minicavité en He I (Fig. 10.4), dont le bord ouest est une barre verticale, s'explique assez bien en raison de la présence du flux ionisant en provenance de l'étoile AF toute proche, accompagnée de deux autres étoiles WR (AF-NW et BSD WC9), et que l'arc vertical du Pont Est est clairement plus ionisé sur sa partie exposée au flux des étoiles du complexe IRS 16.

Par conséquent, et partant de ce que les mêmes structures sont observées en hydrogène et en hélium, nos observations demeurent compatibles avec un milieu interstellaire bien mélangé. Le rapport d'abondance d'hydrogène et d'hélium est constant, mais exposé à un champ UV à la géométrie complexe dessinée par la distribution des étoiles à hélium qui en sont les sources, et sculptée par la distribution des poussières, dont on peut s'attendre à ce qu'elles projettent des cônes d'ombre. Une étude plus précise de l'homogénéité de l'abondance d'hélium dans la Minispirale nécessiterait une meilleure connaissance de la répartition tridimensionnelle du gaz interstellaire et des étoiles. C'est dans ce sens que le chapitre suivant expose une tentative de détermination de la forme tridimensionnelle du Bras Nord.

Chapitre 11

Analyse cinématique du Bras Nord

Sommaire

11.1 Introduction	162
11.2 Rappels sur les mouvements keplériens	163
11.2.1 Éléments orbitaux	163
11.2.2 Équation de la trajectoire	164
11.2.3 Équations de la vitesse	164
11.2.4 Projection de l'orbite dans le système de coordonnées observable	165
11.2.5 Unicité des éléments orbitaux	166
11.3 Ajustement d'une orbite sur une carte	168
11.3.1 Introduction	168
11.3.2 Estimateur	168
11.3.3 Importance de la fonction de pondération	169
11.3.4 Résolution de la dégénérescence	169
11.3.5 Éléments orbitaux de départ	169
11.3.6 Résultats concernant le Bras Nord	170
11.4 Ajustement d'un faisceau sur une carte	170
11.4.1 Introduction	170
11.4.2 Choix d'un ensemble de points de contraintes	172
11.4.3 Première méthode	172
11.4.4 Seconde méthode	173
11.4.5 Étude d'hypothèses simplificatrices	174
11.4.6 Application au Bras Nord	175
11.4.7 Meilleur modèle	176
11.4.8 Déviations au mouvement keplérien	178
11.5 Validité du modèle	178

11.1 Introduction

Maintenant que l'on dispose de la carte de vitesses du Bras Nord, c'est-à-dire d'une mesure en tout point de la vitesse radiale du gaz, on souhaite l'exploiter pour déterminer les trajectoires que suivent les particules du gaz. L'hypothèse qui est faite est que le gaz se meut sur une surface, éventuellement gauche. Cette hypothèse est liée au fait que l'on ne connaît qu'une valeur de la vitesse sur chaque ligne de visée. Nous ne sommes pas capable de remonter à une distribution de vitesses en trois dimensions. Nous avons pu séparer des composantes de vitesses nettement résolues dans le domaine spectral, et nous avons pu résoudre des mélanges de raies locaux en s'aidant de décompositions certaines sur les points voisins, mais des gradients de vitesses sur une même ligne de visée au sein d'une structure se traduisent non pas par un dédoublement ni un mélange de raies, mais par un élargissement de la raie, la vitesse mesurée étant donc une moyenne de la vitesse le long d'une ligne de visée. On fait donc en fait l'hypothèse que la structure est mince.

Par ailleurs, dans un premier temps, il convient d'étudier le mouvement comme mouvement keplérien, c'est-à-dire que le gaz n'est soumis qu'à la seule force de gravité due au potentiel du trou noir. Il s'agit bien évidemment d'une hypothèse simplificatrice, dans la mesure où l'on s'attend à ce que d'autres forces interviennent, notamment la force de gravité dues aux étoiles environnantes, les forces électromagnétiques, les forces hydrodynamiques externes dues aux interactions du gaz avec les vents stellaires, et les forces hydrodynamiques internes au gaz, responsables notamment de sa viscosité. L'un des buts de cette étude est justement de tenter de mettre en évidence des écarts au mouvement keplérien dus à ces forces non gravitationnelles.

Ici, on ne se servira nullement d'arguments morphologiques pour déterminer les trajectoires, les ajustements se feront uniquement au vu de la carte des vitesses. On ne supposera pas par exemple que la crête d'émission du Bras Nord trace une orbite. En effet s'il n'est pas déraisonnable de penser que cette crête correspond à une région de plus haute densité, rien ne prouve que cette région doit nécessairement s'étendre le long d'une orbite, puisqu'il pourrait s'agir d'une onde de densité, indépendante du mouvement réel du gaz. En outre je montrerai dans la suite que cette crête peut très bien ne pas être liée à une région de plus haute densité, mais que la densité de colonne peut en fait être localement augmentée pour des raisons géométriques. Enfin une autre raison pour laquelle la géométrie apparente du Bras Nord ne trace pas sa densité est que le champ ionisant n'est pas uniforme.

Je tâcherai donc de modéliser le Bras Nord comme un ensemble d'orbites keplériennes juxtaposées. Après quelques rappels sur les mouvements keplériens, au cours desquels je définirai les éléments orbitaux auxquels nous nous intéressons, je présenterai une méthode d'ajustement d'une orbite keplérienne sur une carte de vitesse radiale, que je généraliserai à N orbites, avant d'appliquer cette méthode à la carte de vitesse radiale du Bras Nord.

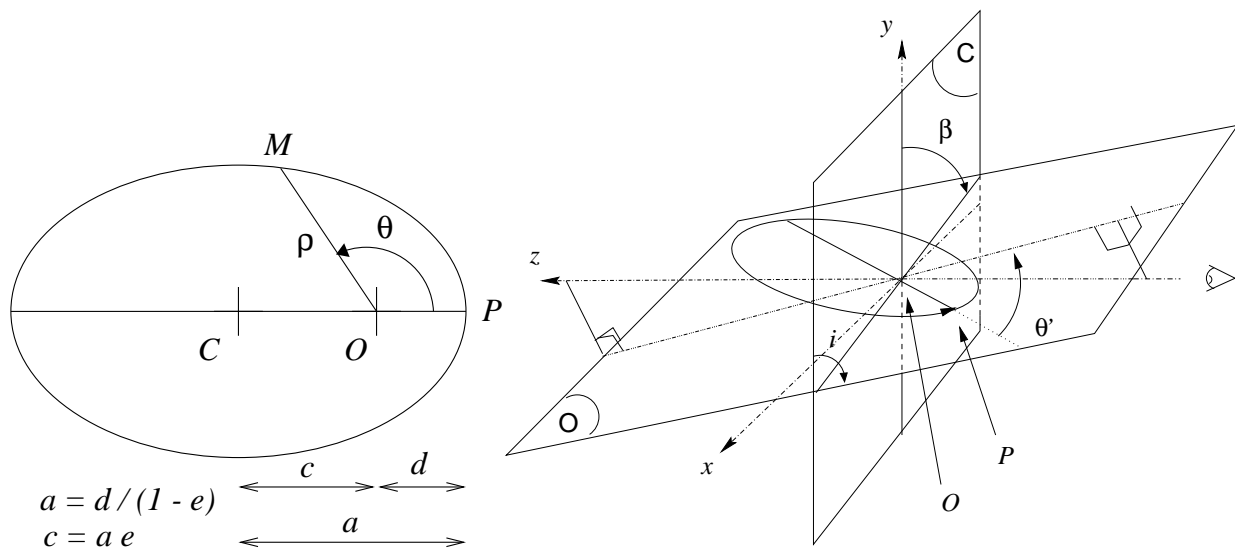


FIG. 11.1: Définition des éléments orbitaux dans le cas d'une orbite elliptique. Le panneau de gauche montre les paramètres d et e , celui de droite des trois angles i , β , et θ' (voir texte). C est le centre de l'orbite, O le foyer. Une ellipse est représentée ici, mais les définitions sont les mêmes pour les autres coniques. À droite, les deux plans représentés sont C , le plan du ciel, et O , le plan de l'orbite. Leur intersection est la ligne des nœuds.

11.2 Rappels sur les mouvements keplériens

11.2.1 Éléments orbitaux

Une orbite keplérienne dans l'espace, considérée dans son ensemble comme lieu géométrique, est définie entièrement par un quintuplet de paramètres (Fig. 11.1) appelés *éléments orbitaux*, $\mathcal{E} = (d_{\min}, e, i, \beta, \theta') \in \mathbb{R}^5$, avec :

d_{\min} le périapse (ou *péribothron* dans le cas d'un trou noir, du grec « bothros » signifiant fosse, Frank & Rees 1976), distance minimale de l'orbite au centre du mouvement ;

e l'excentricité ;

i l'inclinaison, définie conventionnellement égale à 0 pour une orbite vue de face ;

β l'angle de position de la *ligne des nœuds*, angle entre la « verticale », c'est-à-dire l'axe sud-nord, et le vecteur unitaire de la ligne des nœuds, intersection entre le plan du ciel et le plan de l'orbite ; c'est ce vecteur unitaire qui oriente i ;

θ' l'angle sur le plan de l'orbite entre le grand axe et la projection de la ligne de visée.

Le sixième élément orbital classique, θ_0 , est l'angle de position du mobile à l'instant initial. Ici l'orbite étant considérée dans son ensemble, il n'y a ni mobile ni instant initial, par conséquent ce sixième élément orbital n'est pas pertinent pour notre étude.

Les deux premiers éléments, e et d_{\min} , sont intrinsèques à l'orbite, alors que les trois autres dépendent de la position de l'observateur. Par ailleurs, i et β suffisent à définir le plan de l'orbite et son orientation.

À noter que par convention, i est un angle positif, c'est-à-dire compris entre 0 et π . Dans ce cas, β est l'angle entre la verticale sud-nord et la direction du nœud ascendant, c'est-à-dire du point où l'orbite franchit le plan du ciel en s'éloignant de l'observateur. Comme nous le verrons Sect. 11.2.5, il pourra être nécessaire dans certains cas d'autoriser des valeurs de i négatives ; β sera alors l'angle de position du nœud descendant. Enfin d_{\min} et e sont par définition positifs, toutefois je discuterai également de la signification que l'on peut donner à des valeurs négatives pour ces deux paramètres.

11.2.2 Équation de la trajectoire

La position d'un point M de l'orbite sur le plan de celle-ci, orienté positivement dans le sens du mouvement, est donnée en polaire par sa distance ρ au foyer (O) et l'angle $\theta = \widehat{POM}$ entre le grand axe et le vecteur \overrightarrow{OM} . On a la relation :

$$\rho = \frac{p}{1 + e \cos(\theta)} \quad (11.1)$$

où $p = d_{\min}(1 + e)$ est le *paramètre* de la conique. Bien entendu cette relation n'est valable que pour $1 + e \cos(\theta) \neq 0$, et même $1 + e \cos(\theta) > 0$. En effet dans le cas hyperbolique ($e > 1$), les valeurs de θ telles que $1 + e \cos(\theta) < 0$ correspondent à la seconde branche de l'hyperbole, pour laquelle F est certes un foyer mais qui ne peut correspondre à une trajectoire de foyer F que pour une force répulsive (F n'est pas dans l'enveloppe convexe de cette branche).

En conclusion :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{si } e \in]0, 1[, & \text{alors } \theta \in]-\pi, \pi]; \\ \text{si } e = 1, & \text{alors } \theta \in]-\pi, \pi[; \\ \text{si } e \in]1, +\infty[, & \text{alors } \theta \in]-\arccos(-1/e), \arccos(-1/e)[. \end{array} \right.$$

11.2.3 Équations de la vitesse

On a également des formules analytiques simples concernant la vitesse d'un mobile sur l'orbite. On pose par soucis de lisibilité :

$$h = \rho^2 \dot{\theta} = \sqrt{\mathcal{G}M_0 p}$$

où \mathcal{G} est la constante de gravitation et M_0 la masse centrale. On remarque que $h = 2\mathcal{A}$, où \mathcal{A} est la vitesse aréolaire du mobile. Par conséquent, cette relation est une expression de la seconde loi de Kepler, selon laquelle la vitesse aréolaire est une constante du mouvement.

On connaît ces deux relations concernant la vitesse :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_\rho = \frac{h}{p} e \sin \theta \\ v_\theta = \frac{h}{\rho} \end{array} \right.$$

où $v_\rho = \dot{\rho}$ est la vitesse radiale¹, et $v_\theta = r\dot{\theta}$ la vitesse orthoradiale². On en déduit l'expression du vecteur vitesse en coordonnées polaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_v = v = \sqrt{v_\rho^2 + v_\theta^2} = h \sqrt{\left(\frac{e \sin \theta}{p}\right)^2 + \left(\frac{1}{\rho}\right)^2} \\ \theta_v = \theta + \arctan(v_r, v_\theta) \end{array} \right. \quad (11.2)$$

$$(11.3)$$

où

- v est le module de la vitesse ;
- θ_v est l'angle entre la direction du péribothron et celle du vecteur vitesse ;
- $\arctan(a, b)$ est l'angle, unique à 2π près, dont le cosinus est a et dont le sinus est b .

11.2.4 Projection de l'orbite dans le système de coordonnées observable

Le système de coordonnées auquel on s'intéresse est le système (α, δ, d) où α est l'ascension droite, δ la déclinaison et d la distance à l'observateur. Notons tout de suite que seuls α et δ sont immédiatement accessibles : la mesure de d en tout point de l'objet observé (la Minispirale en l'occurrence) constitue justement l'un des buts de la méthode présentée ici. En revanche, la direction de d est la seule utilisée ici pour les mesures de vitesses : on n'utilise que les vitesses radiales, accessibles par spectroscopie. En effet, des mesures de mouvements propres sur le ciel commencent tout juste à être accessibles (Yusef-Zadeh *et al.* 1998), et elle ne concernent pas le mouvement d'ensemble, mais seulement les mouvements de quelques détails brillants.

Plus précisément, on s'intéresse au système de coordonnées cartésien (x, y, z) où $x = \cos(\delta) \cdot \delta\alpha$, $y = \delta\delta$, et $z = \delta d$ par rapport au centre du mouvement, que l'on estime être coïncident avec la source radio ponctuelle Sgr A*. On prend donc le repère centré sur $O = \text{Sgr A}^*$, l'axe Ox pointant à l'est, l'axe Oy , au nord, et l'axe Oz , à l'opposé de l'observateur. Selon les cas, les unités pourront être la seconde d'arc, l'unité astronomique, ou le pixel par exemple.

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \rho (\sin(\theta - \theta') \sin(\beta) + \cos(i) \cos(\theta - \theta') \cos(\beta)) \\ y = \rho (\sin(\theta - \theta') \cos(\beta) - \cos(i) \cos(\theta - \theta') \sin(\beta)) \\ z = -\rho \sin(i) \cos(\theta - \theta') \end{array} \right.$$

Ces formules sont également applicables aux vitesses, pour peu qu'on les exprime en coordonnées polaires (cf. Eqn. 11.2 et Eqn. 11.3).

¹Attention : ici il s'agit de la vitesse radiale par rapport au foyer O , pas de la vitesse radiale par rapport à l'observateur, que nous calculerons plus loin.

²Là encore, il s'agit d'une composante de la vitesse dans le plan de l'orbite, et non de la projection de la vitesse sur le plan du ciel.

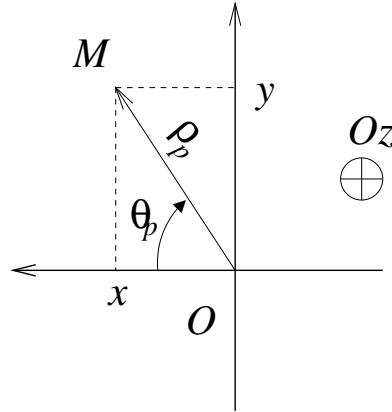


FIG. 11.2: Définition des coordonnées sur le plan du ciel

Enfin on peut souhaiter utiliser les coordonnées polaires apparentes, ou *projetée*, à savoir

$$\begin{cases} \rho_p = \sqrt{x^2 + y^2} \\ \theta_p = \arctan(x, y) \end{cases}$$

où ρ_p est la distance apparente au centre du mouvement et θ_p l'angle apparent entre l'axe Ox (ouest-est) et le vecteur (x, y) , orienté par l'axe Oz , c'est-à-dire compté positivement de l'est vers le nord. (Fig. 11.2).

11.2.5 Unicité des éléments orbitaux

D'une manière générale, il est mathématiquement possible de définir une conique dans l'espace pour tout $\mathcal{E} \in \mathbb{R}^5$. En revanche, il n'y a pas unicité de ces paramètres. La fonction de \mathbb{R}^5 dans l'ensemble des orbites orientées qui à \mathcal{E} associe une orbite comme on l'a défini plus haut est invariante par ces transformations :

- ajout de 2π à l'un des angles :

$$(d_{\min}, e, i, \beta, \theta') \mapsto (d_{\min}, e, i + 2k_0\pi, \beta + 2k_1\pi, \theta' + 2k_2\pi) ;$$

- changement du signe de i , en ajoutant π à β et θ' :

$$(d_{\min}, e, i, \beta, \theta') \mapsto (d_{\min}, e, -i, \beta + \pi, \theta' + \pi) ;$$

- changement du signe de e , en ajoutant π à θ' et en changeant d_{\min} :

$$(d_{\min}, e, i, \beta, \theta') \mapsto (d_{\min}(1+e)/(1-e), -e, i, \beta, \theta' + \pi) ;$$

- changement du signe de d_{\min} , en ajoutant π à θ' :

$$(d_{\min}, e, i, \beta, \theta') \mapsto (-d_{\min}, e, i, \beta, \theta' + \pi).$$

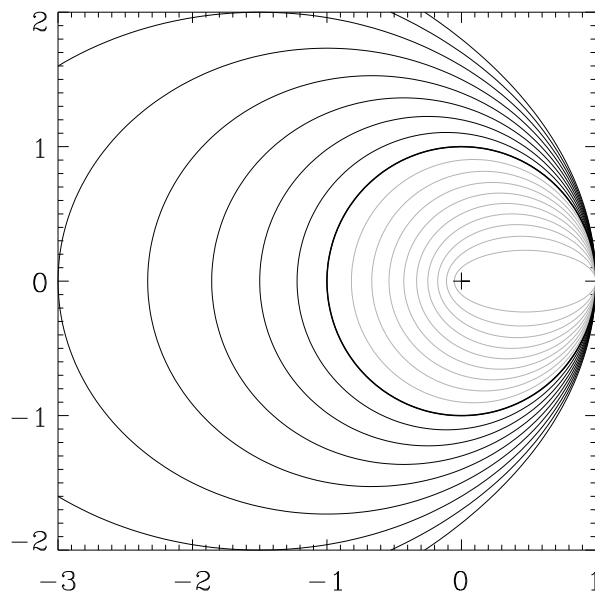


FIG. 11.3: Faisceau d'orbite tracé à l'aide de la formule habituelle (Eqn. 11.1), avec $d_{\min} = 1$, et e variant de $-0,9$ à $0,9$. Les orbites en gris ont donc ici des excentricités « négatives », et pour celles-ci d_{\min} est en fait l'apoapse. Pour chacune d'entre elles, il est possible de trouver un ensemble d'éléments orbitaux tel que e soit positif, mais alors θ' subirait une discontinuité de π entre les orbites en gris et les orbites en noir, or on voit que rien ne justifie physiquement une telle discontinuité.

On remarquera que dans les circonstances où \mathcal{E} n'est pas canonique, c'est-à-dire par exemple $e < 0$, il est possible que d_{\min} ne soit pas le périapse, mais l'apoapse, et que β ne soit pas l'angle de position du nœud ascendant, mais du nœud descendant.

Pour garantir l'unicité des éléments orbitaux d'une conique orientée, et pour garantir que d_{\min} est le périapse, et β l'angle de position du nœud ascendant, il faut donc se limiter à choisir

$$\mathcal{E} \in [0, +\infty[\times [0, +\infty[\times [0, \pi[\times]-\pi, \pi[\times]-\pi, \pi[\times]-\pi, \pi[.$$

Il peut sembler vain de citer ici ces transformations pour lesquelles on considère des excentricités négatives ou des périapses qui n'en sont pas, et on aurait pu poser ces limitations sur les paramètres dans leur définition. Cependant, si pour une orbite isolée on a tout loisir de choisir les paramètres dans cet espace qui a notre préférence, le faire sans discernement lorsque l'on considère un ensemble d'orbites comme nous le ferons plus tard n'est pas sans conséquences. En effet, on pourra être amené pour s'assurer de la continuité des lois à choisir que θ' par exemple varie non pas dans $] -\pi, \pi[$ mais dans $]a, a + 2\pi[$ (a quelconque), ou même à renoncer à son unicité. De même, dans certaines circonstances, obtenir des variations continues de e pourrait nécessiter de l'autoriser à prendre des valeurs négatives (Fig. 11.3), il ne s'agirait que d'un artifice formel. Tout algorithme d'ajustement nécessite des fonctions continues, par conséquent, il n'est pas toujours possible d'implémenter les limitations décrites plus haut dans un programme devant ajuster un ensemble d'orbites, comme nous le verrons plus loin.

11.3 Ajustement d'une orbite sur une carte

11.3.1 Introduction

La carte de vitesses radiales établie au Chap. 10 donne $v_{z,\text{obs}} = f(x, y)$, aux limitations liées à la confusion et l'échantillonnage près, abordées dans la section 10.2.9. Ce qui précède montre comment l'on peut, une fois choisi $\mathcal{E} = (d_{\text{min}}, e, i, \beta, \theta')$ un système de cinq éléments orbitaux, ainsi que la masse centrale M_0 et la distance à l'observateur, connaître $(v_{z,\text{cal}}, x, y) = g_{\mathcal{E}}(\theta)$.

On voit donc que les dimensions des observations et du modèle ne coïncident pas : ce qui est accessible par l'observation, c'est une fonction de \mathbb{R}^2 dans \mathbb{R} , alors que le modèle fourni des fonctions de \mathbb{R} dans \mathbb{R}^n (n quelconque : on a accès aux trois coordonnées spatiales ainsi qu'à toutes les dérivées souhaitées). La section suivante montrera comment construire un modèle de \mathbb{R}^2 dans \mathbb{R} directement comparable à la carte de vitesses radiales, mais pour l'heure, nous allons au contraire réduire le problème à une fonction d'une variable, et étudier ce que l'on peut en déduire.

11.3.2 Estimateur

On va en fait s'intéresser au diagramme $\theta \mapsto v_z$. En effet la fonction $M_{\mathcal{E}} : \theta \mapsto (x, y)$, c'est-à-dire la courbe paramétrée décrivant l'orbite de paramètres orbitaux \mathcal{E} , est injective (sauf dans le cas d'une orbite vue parfaitement de champ). C'est une fonction de \mathbb{R} dans \mathbb{R}^2 , ce qui signifie que, si l'on renonce temporairement à exploiter une partie de l'information contenue dans la carte de vitesses, on adapte la vision que l'on a des données au modèle (qui comme on l'a dit donne des fonctions de $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$). On va ajuster un modèle dépendant de \mathcal{E} , $h_{\mathcal{E}} : \theta \mapsto v_{z,\text{cal}}$, sur la fonction observée $\theta \mapsto v_{z,\text{obs}}(x, y) = f(M_{\mathcal{E}}(\theta))$, en faisant varier \mathcal{E} dans cinq dimensions.

La tâche consiste donc tout d'abord à trouver un estimateur N qui soit tel que $N((\mu \circ M_{\mathcal{E}}) \cdot (h_{\mathcal{E}} - f \circ M_{\mathcal{E}}))$ (où $\mu(x, y)$ est un coefficient de pondération lié à l'erreur commise sur $f(x, y)$) soit minimal lorsque \mathcal{E} est effectivement un ensemble d'éléments orbitaux décrivant une orbite empruntée par le gaz. On peut être tenté d'employer une norme classique du type

$$N : \psi \mapsto \sqrt{\int_{\mathcal{D}} \psi(\theta_p)^2 d\theta_p}$$

pour toute fonction ψ à valeurs dans \mathbb{R} intégrable sur le domaine \mathcal{D} sur lequel elle est définie. Ce n'est pas ici une possibilité, puisque la fonction « observée » elle-même, $f \circ M_{\mathcal{E}}$, dépend de \mathcal{E} , et que donc \mathcal{D} n'est pas fixe. La seule solution est donc de prendre un estimateur moyen, du type

$$N(\psi) = \sqrt{\frac{\int_{\mathcal{D}_{\psi}} \psi(\theta_p)^2 d\theta_p}{\int_{\mathcal{D}_{\psi}} 1 d\theta_p}}.$$

11.3.3 Importance de la fonction de pondération

Notons également que le choix de la fonction de pondération μ n'est pas anodin, et doit refléter le mieux possible les variations de l'erreur statistique sur le champ. En effet, contrairement à ce qui se passe dans le cas classique où la fonction observée ne dépend pas des paramètres de l'ajustement, ici le modèle à la possibilité en quelque sorte de choisir les points qui seront pris en considération. Si de façon accidentelle (par exemple en raison d'un bruit de photons plus élevé localement) pour un point (x, y) qui appartient à l'orbite que l'on cherche à ajuster, l'erreur commise lors de l'établissement de la carte de vitesses est élevé, et que cette erreur n'est pas compensée par un faible coefficient μ , alors le programme d'ajustement aura simplement tendance à modifier les paramètres pour « éviter » ce point. Si au contraire le coefficient μ est très faible dans une région où l'erreur statistique n'est pas très élevée, le programme aura tendance à converger vers une orbite qui passe par cette région, indépendamment des trajectoires réelles du gaz.

11.3.4 Résolution de la dégénérescence

Enfin dernier problème, on s'attend à la présence de plusieurs orbites juxtaposées sur le ciel, donc il n'y a pas unicité de la solution : toutes les orbites sont des solutions valables dans la recherche d'une orbite particulière. Afin de ne pas être gêné par cette dégénérescence, on peut fixer un point sur la carte, et donc ne plus chercher une orbite quelconque, mais l'orbite passant par un point donné, appelé *point de contrainte*. Pour ce faire, il suffit de ne faire varier librement que quatre paramètres, et de déterminer par exemple le péribothron à partir de ceux-ci, de sorte que l'orbite passe par le point de contrainte. Ceci est aisé dans la mesure où à θ_p fixé, ρ_p dépend linéairement de d_{\min} .

Une fois un point de contrainte fixé, le problème n'a plus que quatre degrés de liberté, la variable se réduit à $\bar{\mathcal{E}} = (e, i, \beta, \theta')$, variant dans l'espace $[0, +\infty[\times[0, \pi[\times] - \pi, \pi[\times] - \pi, \pi]$.

11.3.5 Éléments orbitaux de départ

Afin de démarrer l'ajustement, il est nécessaire de se donner au départ un point de contrainte M_0 et ensemble $\bar{\mathcal{E}}$ d'éléments orbitaux pour lequel l'ajustement est déjà raisonnablement bon. En l'absence d'une méthode heuristique pour déterminer automatiquement un tel ensemble de paramètres, il faut procéder à une recherche manuelle. J'ai implémenté une interface graphique, `GuiMapOverlay`, pour faciliter cette recherche (Fig. 11.4). L'utilisateur peut choisir de fixer ou non un point de contrainte, cliquer sur la carte pour sélectionner ledit point, choisir les éléments orbitaux —au nombre de quatre ou de cinq selon le cas—, et lancer directement l'ajustement en cliquant sur le bouton idoine. La procédure affiche dans le panneau de droite le lieu de l'orbite sur la carte de vitesses (ou la carte en intensité, au choix de l'utilisateur), et dans le panneau de

gauche les diagrammes v_R/θ observé et théorique. La valeur de l'estimateur (χ^2 réduit) est également indiquée.

11.3.6 Résultats concernant le Bras Nord

En utilisant `GuiMapOverlay` pour tester un certain nombre d'ensembles de paramètres, on constate que l'on peut tirer quelques conclusions générales :

- il est assez facile d'obtenir un accord assez bon entre le modèle et les données ;
- l'assertion ci-dessus n'est pas vraie pour la région de la Minicavité, où l'ajustement est toujours loin d'être satisfaisant ;
- ce modèle simple n'est pas suffisant pour décider si les orbites sont liées ou non, c'est-à-dire elliptiques, paraboliques, ou hyperboliques ;
- pour les meilleurs ajustements, les orbites sortent de la carte de vitesses vers l'ouest aux alentours du nord du champ.

11.4 Ajustement d'un faisceau sur une carte

11.4.1 Introduction

Une fois déterminée une trajectoire particulière, on souhaite aller plus loin, et en ajuster suffisamment pour couvrir la portion de la carte de vitesses considérée la plus large possible.

Une première méthode, que je développerai ci-dessous, consiste à choisir un ensemble de points de contrainte, puis d'ajuster pour chacun d'eux une orbite, de façon indépendante, et enfin de reconstituer *a posteriori* une carte de vitesses « calculée ». Cette approche présente l'avantage de ne mettre en jeu que des techniques déjà connues, puisqu'il s'agit de répéter n fois ce qui a été décrit dans la section précédente. En revanche, elle présente également deux inconvénients, qu'il faudra résoudre l'un et l'autre. Premièrement, le nombre de paramètres libres devient considérable : quatre fois le nombre d'orbites. Mais surtout, on ne profite alors pas complètement de la bidimensionnalité de la carte, les orbites s'ignorent les unes les autres, et on perd donc de l'information.

Pour prendre en compte l'aspect bidimensionnel du problème, il faut procéder d'une autre manière, qui sera détaillée plus loin, et ajuster directement une carte de vitesses calculée, issue d'un modèle, sur la carte de vitesses observée. Contrairement à ce qui était fait dans le cas d'une seule orbite, où les points calculés étaient maîtres et où l'on extrayait une courbe observée unidimensionnelle à partir des données, ici on adapte aux observations notre regard sur le modèle. Cependant le modèle utilisé dans la section précédente ne nous donne $v_{z,\text{cal}}$ que sur une sous-variété du plan du ciel de dimension 1. Il faut donc considérer un ensemble, ou *faisceau*, d'orbites juxtaposées.

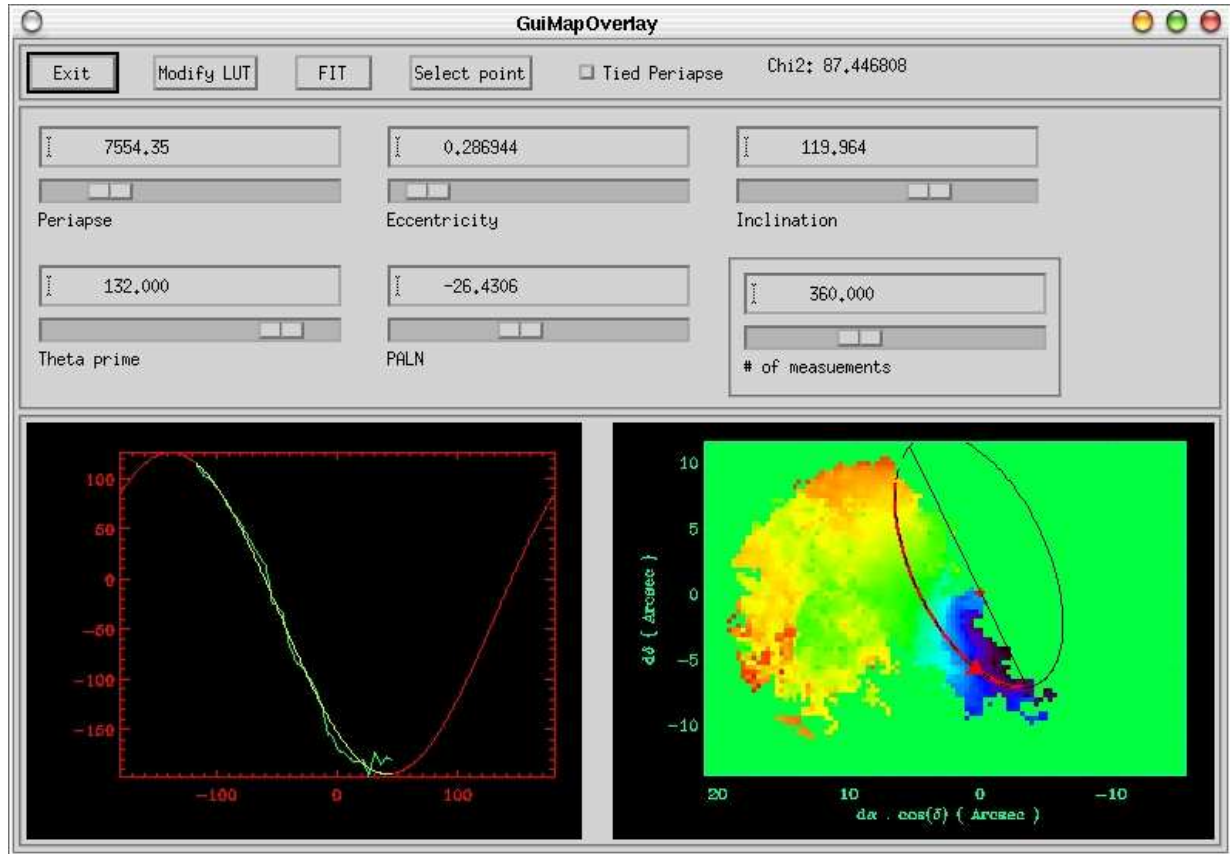


FIG. 11.4: Fenêtre de la procédure IDL `GuiMapOverlay`. L'utilisateur entre les paramètres (périapse, excentricité, inclinaison, θ' , et β , l'angle de position de la ligne des nœuds) dans les champs prévus à cet effet ou à l'aide de glissières ; il peut également choisir le nombre de points de mesure sur l'orbite (par défaut 360, c'est-à-dire un point pour chaque degré dans le plan de l'orbite), et choisir ou non d'utiliser un point de contrainte. La procédure affiche alors le lieu de l'orbite sur la carte de vitesse (ou d'intensité) dans le panneau de droite : en trait plein noir, la partie de l'orbite qui est plus près de l'observateur que le centre du mouvement, et en trait noir discontinu, la partie de l'orbite qui en est plus éloignée. Une ligne noire figure la ligne des nœuds. La ligne rouge indique la partie de l'orbite pour laquelle des points de mesure observés sont disponibles. Une flèche située au périapse indique le sens de rotation. Dans le panneau de gauche, le graphe en rouge indique la vitesse radiale calculée en fonction de l'angle de position réel θ . Le graphe vert est celui des vitesses radiales observées, et le graphe jaune indique les points du graphe rouge correspondants.

11.4.2 Choix d'un ensemble de points de contraintes

Afin de contraindre ces lignes du champ des vitesses à être distinctes, on impose un point de contrainte pour chacune d'elle. Il faut seulement être certain que deux points de contraintes n'appartiennent pas à la même orbite, or deux points de contrainte alignés avec le centre du mouvement ne sont sur la même orbite que dans des conditions rares : cela suppose tout d'abord que l'orbite en question soit vue de champ, ce qui n'est visiblement pas le cas pour l'objet qui nous intéresse, le Bras Nord. Par ailleurs si les points sont sur une même orbite, on s'attend à un gradient de vitesse radiale de l'un à l'autre. Donc si l'on prend un ensemble de points alignés entre eux et avec le centre du mouvement, et de tel sorte qu'ils soient autant que possible disposés sur une ligne iso-vitesse radiale, on maximise les chances qu'ils soient effectivement sur des orbites distinctes. Cependant, si on s'apercevait *a posteriori* que le faisceau obtenu converge vers une orbite unique, ou soit trop étroit pour couvrir une fraction conséquente de la carte de vitesses, il conviendrait de répéter l'opération avec un autre ensemble de points de contrainte.

On choisira donc les points de contrainte régulièrement espacés sur une *ligne* de contrainte, passant par le centre du mouvement, et coïncidant approximativement avec une ligne iso-vitesse radiale. Ces points seront notés $\{M_k = (x_k, y_k)\}_{k \in \mathbb{K}}$.

11.4.3 Première méthode

La première méthode pour ajuster le faisceau d'orbites sur la carte de vitesses est d'ajuster indépendamment chacune des orbites. On doit donc tout d'abord choisir un vecteur paramètre $\bar{\mathcal{E}}_k$ pour chacun des M_k . Puisque les ajustements seront finalement indépendants, on peut procéder séquentiellement : on choisit tout d'abord l'un des M_k , relativement central. Pour celui-ci on détermine manuellement $\bar{\mathcal{E}}_k$ à l'aide de `GuiMapOverlay`. Puis on effectue l'ajustement pour ce point, et on se sert du résultat obtenu comme vecteur de départ pour les orbites voisines ; ainsi de proche en proche on peut obtenir un vecteur initial raisonnable pour chacun des M_k en ayant recours qu'une seule fois à une recherche manuelle.

Une fois toutes les orbites ajustées, on dispose d'un modèle, nous donnant les positions et vecteurs vitesse en trois dimensions pour un certain nombre des points de l'espace, répartis sur l'ensemble de nos orbites. On peut, *a posteriori*, construire une carte de vitesses radiales observée par interpolation. Cette méthode a été appliquée sur le Bras Nord (Fig. 11.5). Les points de contrainte utilisés sont indiqués sur la carte de vitesse du Bras Nord, Fig. A.1 de Paumard *et al.* (2003a, Annexe E). Le problème principal tient à ce que lorsque les éléments orbitaux varient trop peu d'une orbite à la suivante, le programme d'ajustement tend à ne pas les modifier du tout. Dans ce cas, l'évolution de $\bar{\mathcal{E}}_k$ en fonction de k se fait par paliers, c'est-à-dire que les éléments restent quasiment fixes d'un k au suivant, puis sont modifiés drastiquement lorsque la différence entre $\bar{\mathcal{E}}_{k,\text{mesuré}}$ et $\bar{\mathcal{E}}_{k,\text{réel}}$ devient trop importante. Ce problème est lié à un autre, plus fondamental : en effectuant des ajustements indépendants, on ne tient pas totalement compte de l'aspect

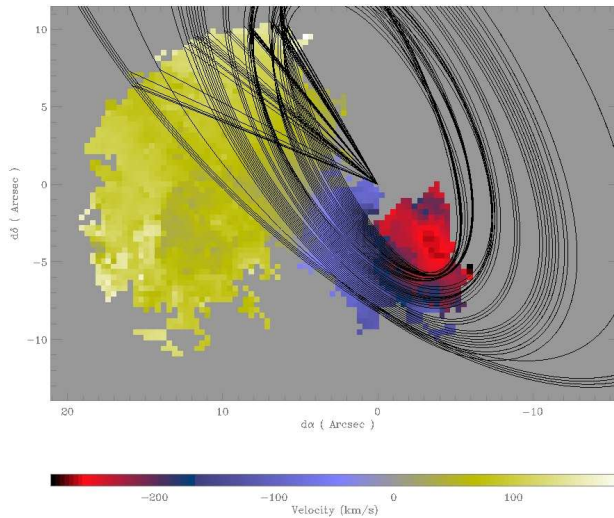


FIG. 11.5: Les orbites de ce faisceau sont ajustées indépendamment les unes des autres, en prenant déduisant simplement l'ensemble initial de paramètres pour chaque orbite de l'ajustement obtenu pour une orbite voisine. Les paramètres initiaux ont été déterminés manuellement pour l'une des orbites à l'aide de GuiMapOverlay.

bidimensionnel de la carte de vitesses observée. Lors du calcul de l'estimateur pour une valeur de M_k et de $\bar{\mathcal{E}}_k$, seuls les points de la carte placés à proximité du lieu en projection de l'orbite qui s'en déduit sont pris en compte, on exploite donc à chaque fois qu'une infime partie des données accessibles.

Afin de se rapprocher d'une méthode bidimensionnelle, on peut recommencer ce qui a été fait ci-dessus, mais cette fois l'ensemble initial de paramètres est établi d'une façon globale, dès le départ, par lissage des lois $e(k)$, $i(k)$, $d_{\min}(k)$ et $\theta'(k)$ obtenues par la première méthode. On tient donc alors compte de l'aspect bidimensionnel des données lors de l'établissement du vecteur de paramètres initiaux. Cependant, même si le faisceau initial ainsi lissé peut paraître très bon, le résultat de l'ajustement n'est guère meilleur que dans le paragraphe précédent. Pour réellement passer à l'étape suivante, il faut tenir compte de la dimension de la carte pendant la totalité du traitement, comme je le montrerai ci-dessous.

11.4.4 Seconde méthode

La première méthode nous a amené à deux observations de fond :

- il faudrait travailler complètement en deux dimensions, c'est-à-dire que le modèle produise une carte de vitesse directement comparable à la carte observée ;
- le modèle ne doit pas avoir une résolution trop élevée, tout d'abord parce qu'on ne peut pas réellement mettre en évidence des variations des paramètres sur une échelle spatiale inférieure à la résolution des observations, ensuite parce que l'on cherche de toutes façons à déterminer le mouvement moyen plutôt que les variations locales du mouvement.

Le modèle nous donne facilement un ensemble de points (x, y) et de vitesses radiales $v_{z, \text{cal}}$, on peut alors de façon assez standard procéder à l'interpolation de $v_{z, \text{cal}}$ sur la trame des données. Des problèmes surviennent lorsque la nappe s'intersecte elle-même en projection. L'idée d'interpolation n'est alors plus valable. Plusieurs idées plus

ou moins compatibles entre elles pourraient être mises en œuvre pour résoudre ce problème, selon le cas précis (élargissement ou dédoublement de la raie). Ce cas ne s'étant pas présenté de façon rédhibitoire pour le Bras Nord, aucun traitement particulier n'a été implémenté. L'estimateur de minimisation est là encore un χ^2 réduit dans lequel il faut absolument tenir compte de l'erreur sur v_R . La solution ultime est la plus simple et la plus coûteuse à la fois : il faudrait que le modèle donne directement un cube que l'on pourrait comparer au cube de données, c'est-à-dire que l'idéal serait d'intégrer dans le modèle la description de l'intensité et de la largeur des raies, ce qui fait plus de paramètres, mais permettrait de travailler en trois dimensions, ce qui n'est envisageable que sur des ordinateurs puissants.

On souhaite comparer une carte de vitesses calculées à la carte de vitesses observées. On va générer cette carte calculée en interpolant les vitesses obtenues sur un certain nombre d'orbites, ces orbites étant définies par leurs points de contrainte M_k et leurs vecteurs d'éléments orbitaux réduits $\bar{\mathcal{E}}_k = (e_k, i_k, \beta_k, \theta'_k)$. Mais cette fois on veut que les lois, c'est-à-dire les fonctions $k \mapsto e_k$, $k \mapsto i_k$, $k \mapsto \beta_k$, et $k \mapsto \theta'_k$, soient des fonctions lisses, c'est-à-dire que ces fonctions et leurs dérivées ne doivent pas avoir de variations rapides. Autre contrainte, on souhaite limiter au maximum le nombre de paramètres libres dans le modèle. Une façon de satisfaire à ces deux conditions est de choisir à l'avance la forme des lois. On peut par exemple choisir que les lois seront des fonctions spline, définies par leur valeur en n points régulièrement espacés. Les fonctions spline ont les propriétés de régularité voulues, et si chaque loi est définie par n valeurs, l'ensemble du modèle dépendra de $4n$ paramètres.

Le nombre n dépend de l'échelle des variations que l'on souhaite autoriser. Un ajustement sur les lois trouvées par la première méthode montre qu'elles peuvent être décrites correctement, compte tenu des incertitudes et de l'échelle que l'on souhaite sonder, avec $4 \leq n \leq 6$ dans le cas du Bras Nord.

Le nombre d'orbites effectivement calculées, ainsi que le nombre de point calculé sur chaque orbite, dépend essentiellement de l'échantillonnage. Afin qu'une interpolation linéaire permette de reconstruire la carte de vitesses radiales en introduisant le moins d'erreurs et d'artefacts possible, il est souhaitable d'avoir au moins un point calculé dans chaque pixel de la trame. Il est en revanche inutile d'en calculer plus. Sur le Bras Nord, on a choisi de calculer 50 orbites, avec 360 points par orbite.

L'estimateur est de nouveau un χ^2 réduit, pour les mêmes raisons que dans le cas d'une seule orbite : le nombre de points sur lesquels on peut effectivement comparer le modèle aux données dépend des paramètres.

11.4.5 Étude d'hypothèses simplificatrices

Dans un premier temps, il convient d'étudier le problème sous certaines hypothèses simplificatrices, qui d'une part permettent d'avoir une première approche rapide en limitant le nombre de paramètres libres, mais surtout permettent d'étudier des propriétés géométriques de l'objet.

La première, et la plus contraignante de ces hypothèses, est l'hypothèse homothétique : elle suppose que toutes les orbites sont homothétiques les unes des autres, c'est-à-dire que les quatre paramètres orbitaux sont uniformes³. Ensuite viennent des hypothèses moins restrictives, mais toujours intéressantes d'un point de vue physique. Ces hypothèses se formulent en forçant un ou plusieurs paramètres à être uniformes :

- i et β uniformes : toutes les orbites sont coplanaires ;
- e uniforme.

L'hypothèse homothétique est un petit peu plus restrictive que les hypothèses coplanaires et d'excentricité uniforme réunies, puisque dans ce cas θ' est uniforme également. L'hypothèse coplanaire est intéressante dans la mesure où c'est elle qui traduit réellement l'idée de disque. L'excentricité quand à elle contient, à d_{\min} fixé, l'information sur l'énergie mécanique massique du gaz, il est intéressant de savoir comment cette énergie est répartie dans la structure. Enfin pour pouvoir infirmer l'une de ces hypothèses, il convient de chercher les minima locaux de l'estimateur lorsqu'on les impose, et de vérifier si ce sont toujours des minima lorsque l'on les relâche.

Par ailleurs, considérer des orbites homothétiques permet de réduire le problème à seulement quatre variables. C'est ce qui a rendu envisageable le développement de `GuiBundleOverlay`, une procédure IDL tout à fait similaire à `GuiMapOverlay` permettant d'ajuster un faisceau d'orbites homothétiques sur une carte de vitesses radiales. Là encore, l'utilisateur peut choisir de fixer un ou plusieurs paramètres, c'est-à-dire par exemple d'ajouter l'hypothèse circulaire à l'hypothèse homothétique.

11.4.6 Application au Bras Nord

Lors de l'application au Bras Nord, on a pris soin tout d'abord de supprimer sur la carte des vitesses les régions ayant un mouvement visiblement différent du mouvement d'ensemble, c'est-à-dire d'une part les régions pour laquelle la carte des écarts au mouvement moyen réduite (Cf. 10.2.10) dépassait 3σ , et d'autre part la Minicavité ainsi que la petite zone où le Bras Nord se scinde en deux pour contourner celle-ci. La cinématique particulière de ces deux régions a d'abord été mise en évidence lors de l'ajustement d'une seule orbite, et également par les résultats les plus fiables des premiers ajustements par faisceau. La suppression de ces régions à la cinématique particulière permet d'assurer que l'on s'intéresse bien au mouvement global et non local.

De plus, on a commencé par étudier à l'aide de ce modèle simple les différents cas de liaison, c'est-à-dire que l'on a fixé l'excentricité pour être certain de trouver les meilleures orbites possibles dans le cas d'orbites circulaires, elliptiques ($e = 0,5$), paraboliques, et hyperboliques ($e = 1,5$). Suite à quoi la contrainte concernant e a été relâchée, en prenant comme paramètres initiaux les résultats trouvés dans chacun des cinq cas. Il est à noter qu'en procédant de la sorte, l'ajustement démarre dans une vallée, c'est-à-dire que dans un premier temps seul e est susceptible de varier. Cela n'est pas très favorable en général puisque la procédure d'ajustement a de fortes chances de

³Un paramètre est dit « uniforme » si sa valeur est la même pour chacune des orbites.

converger vers un minimum local voisin. Cependant en l'occurrence, on cherche justement à savoir s'il existe des minima locaux raisonnables compatibles avec chaque cas. Le premier résultat positif a alors été obtenu : même s'il n'était toujours pas possible de donner une estimation définitive de e , on a constaté que tous les ajustements, y compris ceux partant de paramètres hyperboliques, convergeaient vers des solutions elliptiques, même si dans certains cas l'excentricité restait proche du cas parabolique (0,98). Cependant l'accord entre modèle et observations reste toujours médiocre dans l'hypothèse homothétique : $\langle \chi^2 \rangle^{1/2} \simeq 70$.

J'ai ensuite étudié des contraintes moins restrictives en prenant comme paramètres de départ plusieurs des meilleurs résultats obtenus avec l'hypothèse homothétique. L'accord obtenu entre le modèle et la carte de vitesses observée est bien meilleur lorsque le plan orbital ou l'excentricité sont libres ($\langle \chi^2 \rangle^{1/2} \simeq 26$). En fin de compte, il n'est toujours pas possible d'obtenir un modèle définitif, ni même d'affirmer si toutes les orbites sont liées ou non, d'extrapoler le modèle en dehors du champs, ou d'estimer avec précision la direction du mouvement propre sur le ciel. En revanche, tous les modèles présentent un certain nombre de propriétés, qui sont présentées ci-dessous.

11.4.7 Meilleur modèle

Tous les modèles décrits ci-dessus ont été faits en supposant une masse centrale de $3 \times 10^6 M_\odot$. À l'issue de cette étude, nous avons sélectionné le modèle ayant le meilleur $\langle \chi^2 \rangle$ parmi les modèles raisonnables, c'est-à-dire couvrant une partie non négligeable du Bras Nord, sur laquelle le calcul du $\langle \chi^2 \rangle$ a un sens. Suite à la dernière estimation de la masse centrale par Ghez *et al.* (2003), un dernier ajustement a été effectué avec une masse de $4 \times 10^6 M_\odot$ à partir de ce meilleur modèle (cette valeur élevée n'est pas consensuelle). Il n'y a pas de différence fondamentale entre les deux résultats (les rares différences seront abordées en conclusion), nous présentons ici le meilleur modèle avec une masse de $3 \times 10^6 M_\odot$. La carte tridimensionnelle des vitesses de ce modèle est donnée Fig. 11.6, par un champ de vecteurs pour la composante tangentielle de la vitesse, et des contours pleins colorés pour la composante radiale. Bien qu'ayant choisi de présenter un modèle particulier, je ne parlerai, sauf mention expresse, que des propriétés se retrouvant largement dans nos autres modèles. En particulier, pour tous les modèles raisonnables :

- les plans orbitaux sont proches de celui du CND ;
- les orbites ne sont pas tout à fait coplanaires : les deux angles qui définissent le plan de rotation, i et β , varient dans une fourchette d'environ 10° autour de leurs valeurs moyennes ;
- l'excentricité n'est pas constante, elle décroît du bord interne du faisceau vers son bord externe, passant de presque parabolique ou plus à presque circulaire ($e \lesssim 0,5$).

Les variations des paramètres orbitaux induisent une géométrie très particulière pour le Bras Nord (Fig. 11.7) : sur tous les modèles non-coplanaires, le Bras Nord a l'ap-

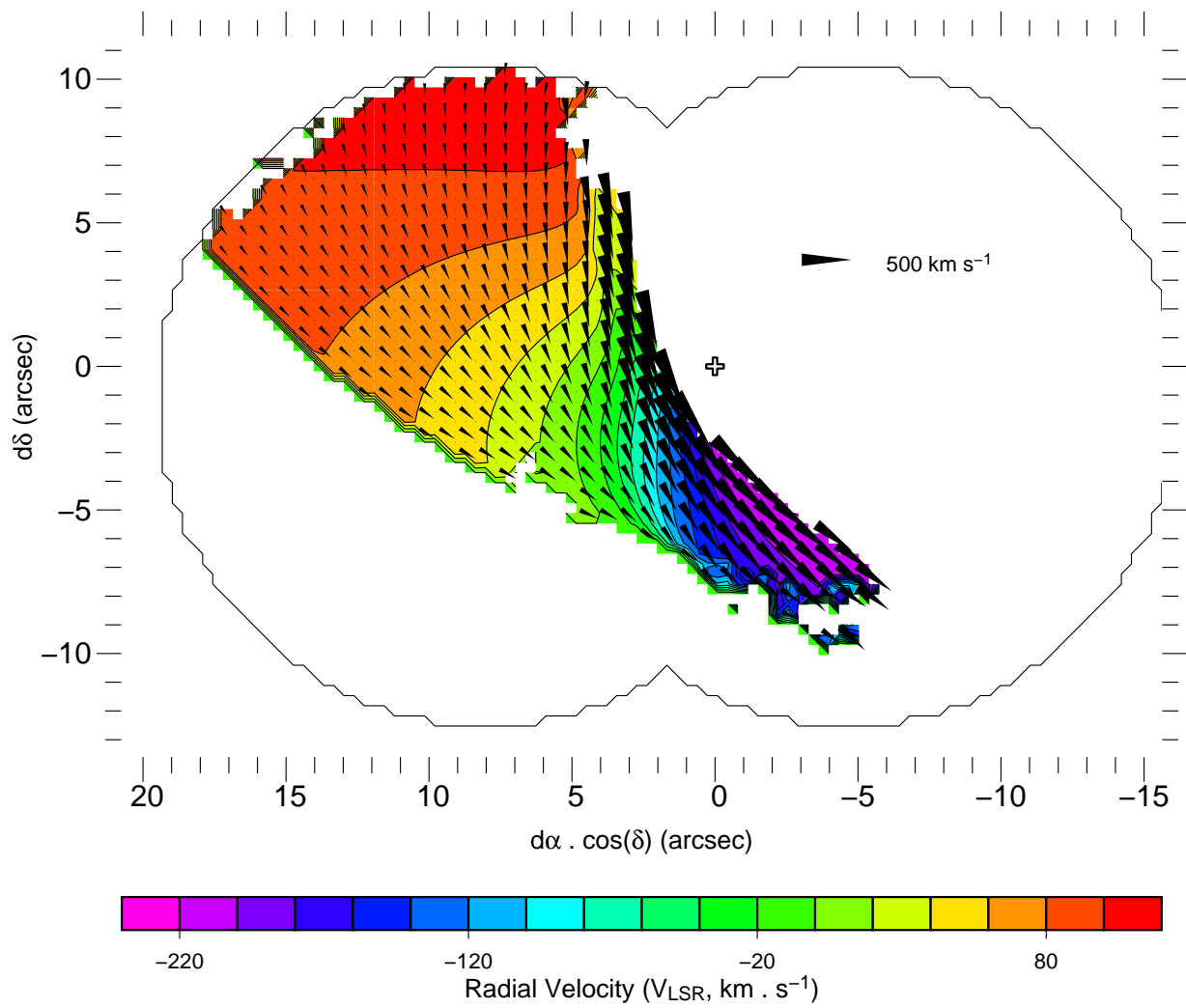


FIG. 11.6: Carte tridimensionnelle des vitesse du Bras Nord issue de notre meilleur modèle. Les couleurs indiquent la vitesse radiale, les vecteurs la vitesse tangentielle.

parence d'une surface gauche, ce gauchissement induisant un resserrement des orbites en projection le long de la crête brillante. Cette forme en trois dimensions suggère que le Bras Nord est soit un disque gauche, soit une portion de surface en selle de cheval, similaire à l'intérieur d'un tore. La crête elle-même apparaît naturellement comme une augmentation locale de la densité de colonne due au gauchissement. Un point intéressant est que sur certains modèles, aucune orbite ne suit la crête, alors que ce resserrement est bien présent : cela démontre à quel point il est important d'étudier la cinématique du Bras Nord indépendamment d'*a priori* issus de sa morphologie apparente. En revanche, l'apparition de caractéristiques morphologiques à l'issue de l'ajustement accrédite notre modèle. Enfin, le modèle donne les périodes des orbites liées, qui vont de $\simeq 10^4$ ans pour les orbites internes à $\simeq 10^5$ ans pour les orbites externes.

11.4.8 Déviations au mouvement keplérien

La Fig. 11.8 montre la carte en intensité du Bras Nord, avec en surimpression le contour des régions sur lesquelles $(v_{z,\text{obs}} - v_{z,\text{cal}})/\delta v_{z,\text{obs}}$ est le plus grand, c'est-à-dire les régions pour lesquelles le mouvement local s'éloigne notablement du mouvement d'ensemble. On voit que c'est le cas principalement dans quatre régions (contours oranges) :

- A) la zone au sud-ouest de l'étoile IRS 1W, c'est-à-dire juste après dans le sens du mouvement. Cette perturbation pourrait être due à l'interaction avec le vent de cette étoile, qui est une Wolf-Rayet poussiéreuse[¶](Tanner *et al.* 2003) ;
- B) l'entrée de la Minicavité ;
- C) l'endroit où la crête brillante du Bras Nord tourne subitement, juste à l'est de l'étoile à hélium IRS 7E2 ;
- D) enfin, une région allongée partant de IRS 1W en direction du nord-est, coïncidente avec une structure allongée sur la carte $\text{Pa}\alpha$.

11.5 Validité du modèle

Nous avons développé une méthode d'analyse de la carte de vitesse radiale du Bras Nord fondée sur trois hypothèses :

- les points matériels suivent des orbites keplériennes ;
- ces orbites sont confinées dans une surface mince ;
- tous les points matériels situés à un instant donné sur l'orbite d'un point particulier suivent cette orbite, c'est à dire que si l'on note $\mathcal{O}(M)$ l'orbite d'un point matériel M , et si deux points P et Q sont tels que $P \in \mathcal{O}(Q)$, alors $\mathcal{O}(P) = \mathcal{O}(Q)$.

Nous avons étudié plusieurs hypothèses complémentaires, dont nous avons montré qu'elles n'étaient pas valides : les orbites qui composent le Bras Nord ne sont pas homothétiques, ni coplanaires.

Dans le cadre des hypothèses mentionnées ci-dessus, nous avons déduit la morphologie tridimensionnelle du Bras Nord, et montré que celui-ci n'est pas plan, mais qu'il a

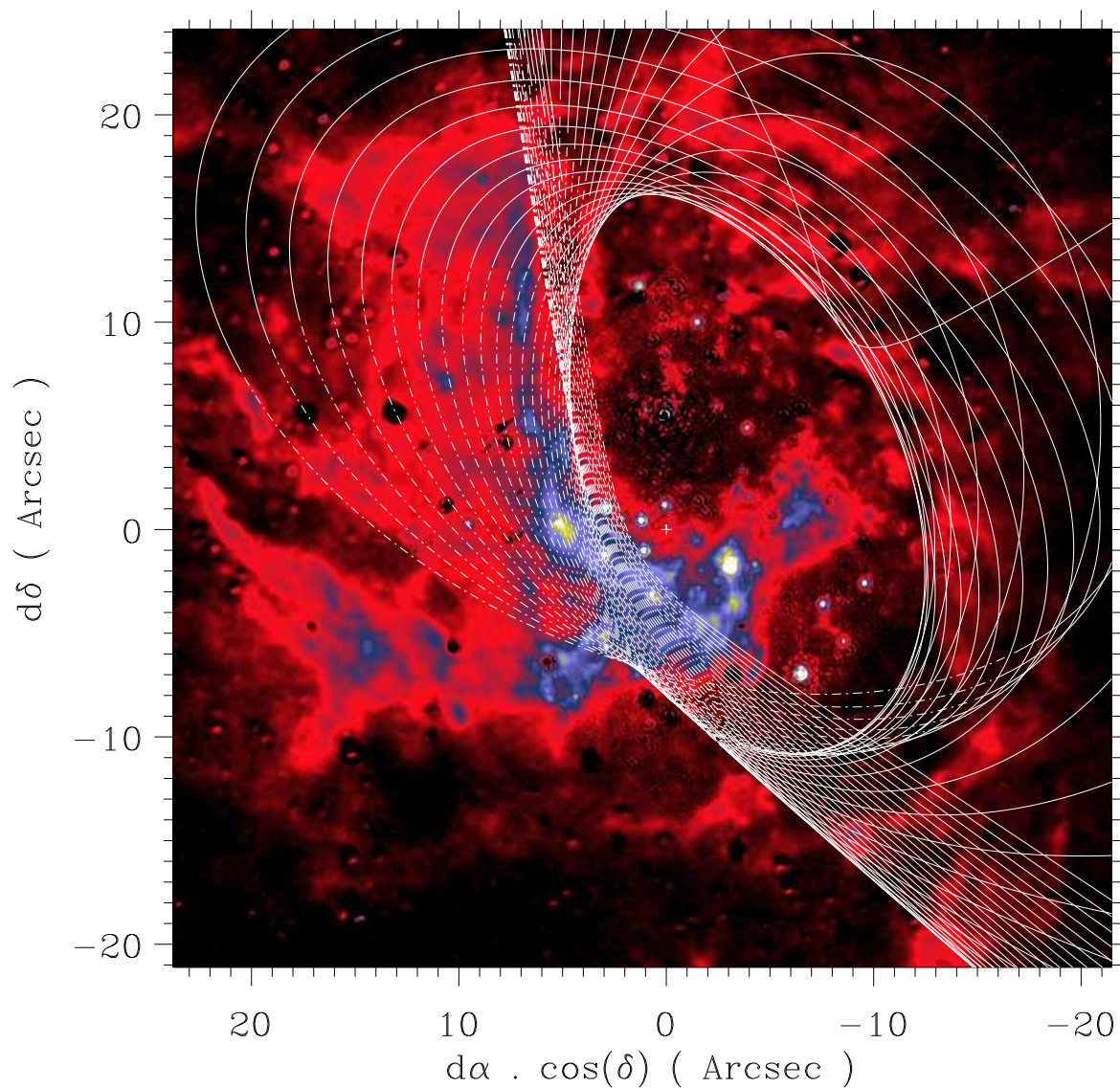


FIG. 11.7: Sur cette carte $\text{Pa}\alpha$ l'un des modèles de faisceau keplérien est tracé. Ce modèle-ci est tout à fait compatible avec la possibilité que le Bras Nord et l'Arc Ouest soient physiquement liés.

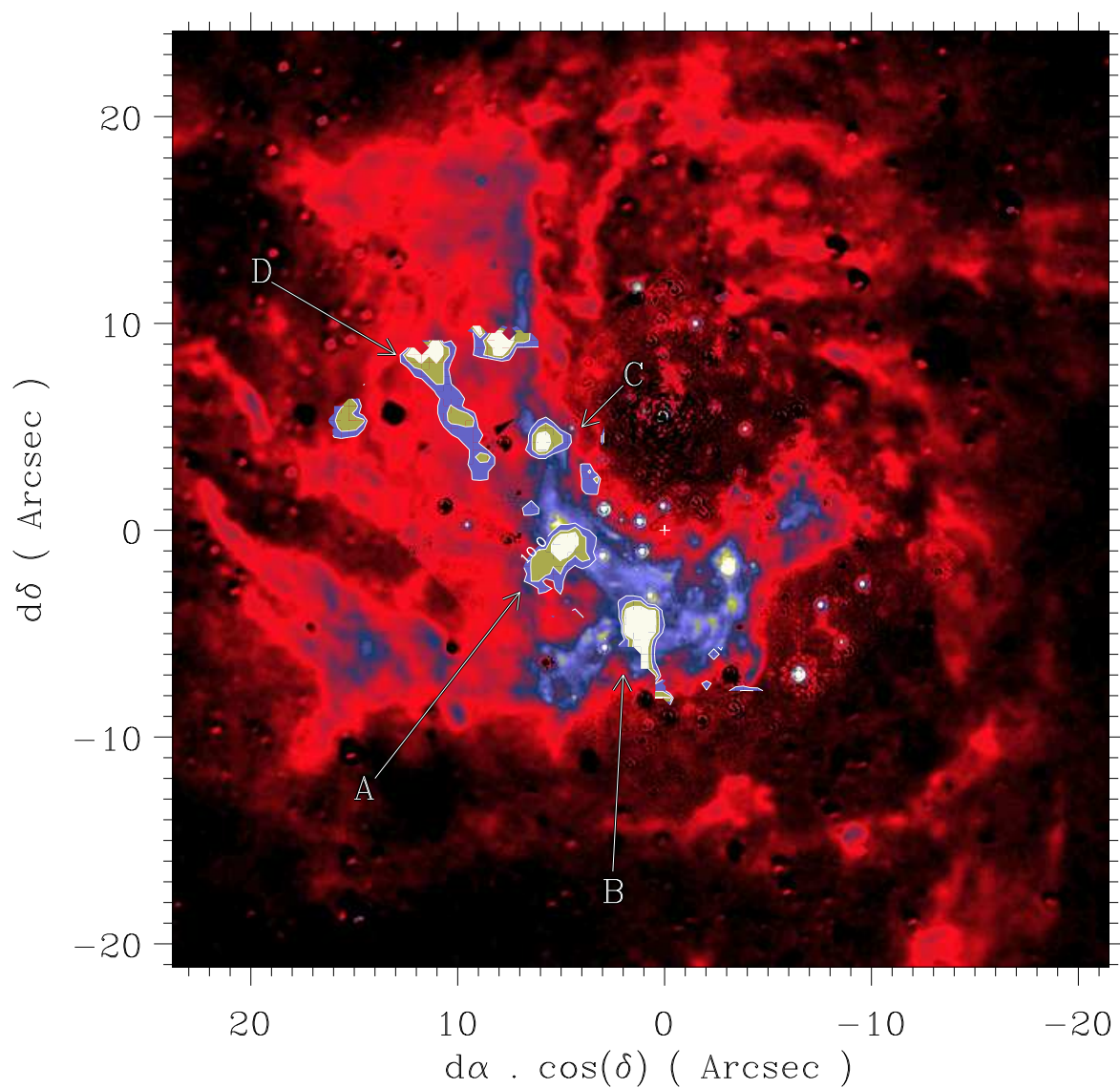


FIG. 11.8: Les lieux des écarts au mouvement keplérien les plus significatifs ont été représentés en contours pleins sur la carte $P\alpha\alpha$. Ces points, numérotés A à D, sont discutés Sect. 11.4.8.

une géométrie en selle de cheval. Cette géométrie est compatible avec l'idée que le Bras Nord est la surface ionisée d'un vaste nuage neutre, comme déjà avancé par Davidson *et al.* (1992); Telesco *et al.* (1996). Si le Bras Nord est en effet la surface ionisée d'un volume, on est en droit de se demander si les trajectoires des particules sont effectivement confinées dans cette surface. Si ce n'était pas le cas, notre méthode serait essentiellement invalidée.

Cependant, la similitude entre le champ tridimensionnel des vitesses que nous dérivons à partir de l'ajustement (Fig. 11.6) et le champ magnétique déduit par Aitken *et al.* (1998) suggère que la dynamique du Bras Nord est telle que les lignes de champ magnétique se sont alignées avec le champ des vitesses, comme le signalent ces auteurs. Cela signifie que la structure du Bras Nord, en volume, a été étirée par les forces de marée. Dans ces conditions, les vecteurs vitesse des points matériels à la surface du nuage sont quasiment tangents à cette surface, et dans ce cas notre analyse demeure valide.

Chapitre 12

Nature et échelle de temps de la Minispirale

Notre étude structurale a montré que l'étude de Sgr A Ouest à partir des cartes d'intensité de cet objet ne sont pas suffisantes pour déduire sa géométrie exacte :

- les cartes en Br γ et He I sont globalement similaires, mais le rapport d'intensité entre ces deux raies varie d'un facteur 3 sur le champ (Fig. 10.4, Table 10.1) ;
- le Bras Nord est beaucoup plus étendu que sa partie brillante généralement considérée ;
- la forme tridimensionnelle du Bras Nord que nous dérivons de la modélisation tend à confirmer la vision selon laquelle cette région ionisée n'est que la surface d'un nuage neutre beaucoup plus vaste (Jackson *et al.* 1993; Telesco *et al.* 1996).

Notre décomposition en structures tente d'utiliser au maximum l'information contenue dans les cubes de données, afin de prendre en compte des régions sur lesquelles la raie n'est détectée qu'à 1σ par pixel, en séparant les composantes superposées sur la même ligne de visée à des vitesses différentes.

Nous avons montré la présence de petites régions présentant une émission intense en He I au sein de la Minispirale, distinctes des grandes structures standards. Cependant, il n'est pas assuré que ces petites structures soient indépendantes des grandes structures. En effet, dans l'hypothèse où les structures ionisées sont des fronts d'ionisation de nuages neutres, il est possible que certaines d'entre elles soient des régions appartenant aux mêmes nuages neutres que les structures standards, ionisées par des sources secondaires, étant entendu que la principale source d'ionisation est le complexe IRS 16. Par exemple, la dynamique du *Bar Overlay*, très similaire à celle de la Barre, suggère que ces deux fronts d'ionisation sont physiquement liés : cette petite structure pourrait être une zone ionisée par IRS 34W du nuage contenant la Barre.

Par ailleurs, plusieurs interactions du milieu interstellaire avec les étoiles ont été mises en évidence, en plus de l'interaction avec le vent du complexe IRS 16 suggérée par Yusef-Zadeh & Wardle (1993), et la Minicavité dont il est largement admis qu'elle est creusée au sein du Bras Nord par le vent très rapide d'une étoile relativement faible sise en son centre. Ceci est compatible avec les déviations au mouvement global et au

mouvement keplérien que nous mesurons. En effet, le champ des vitesses du Bras Nord est également perturbé en aval de l'étoile IRS 1W, qui, selon Tanner *et al.* (2003), est une Wolf-Rayet poussiéreuse. On peut supposer que la Microcavité qui sépare l'Extrémité du Ruban, au sein du Bras Est, est également creusée par un vent stellaire. En outre, les collisions entre les nuages de gaz qui peuplent le parsec central sont assez probables, et il est possible que l'ionisation particulièrement intense du sud du Pont Est (Fig. 10.9) soit due à la collision de celui-ci avec le Bras Est.

L'ensemble de ces éléments supporte la vision selon laquelle la Minispirale est constituée par la juxtaposition des fronts d'ionisation par les étoiles à hélium à la surface de vaste nuages neutres en chute libre sur le trou noir. Le temps caractéristique nécessaire pour que les différents processus dissipatifs entraînent ce matériau plus à l'intérieur encore est probablement de l'ordre de la plus courte période des orbites liées du Bras Nord, à savoir de l'ordre de 10^4 ans.

Conclusion

Chapitre 13

Origine de la population d'étoiles jeunes et des flots de gaz de Sgr A Ouest

Sommaire

13.1 Rappel des résultats	188
13.1.1 Nature des étoiles chaudes du parsec central	188
13.1.2 Nature du gaz ionisé de Sgr A Ouest	189
13.2 Origine des étoiles à hélium	189
13.3 Origine et devenir de la Minispirale	191
13.4 Lien entre population stellaire et milieu interstellaire	192
13.5 Perspectives	193
13.5.1 Détermination de la fonction de masse initiale de l'amas central d'étoiles massives	193
13.5.2 Poursuite de l'analyse de la Minispirale	193
13.5.3 Structure et cinématique du CND	194
13.5.4 L'instrumentation idoine	195

Cette thèse a apporté un certain nombre d'éléments nouveaux en ce qui concerne la nature aussi bien de la population d'étoiles chaudes du parsec central que des flots de gaz ionisé qui constituent la Minispirale. Après avoir succinctement rappelé ces éléments (Sect. 13.1), je me pencherai sur la question de l'origine de ces étoiles d'une part (Sect. 13.2) et de la Minispirale d'autre part (Sect. 13.3), puis j'aborderai les interactions qui existent entre ces deux éléments (Sect. 13.4). Enfin, je proposerai quelques idées d'études pour poursuivre ce travail (Sect. 13.5).

13.1 Rappel des résultats

13.1.1 Nature des étoiles chaudes du parsec central

En ce qui concerne la population stellaire, cette étude a permis tout d'abord de mettre en évidence l'existence de deux classes d'étoiles à hélium, d'une part un groupe serré de six étoiles lumineuses à raie étroite, très probablement de type LBV, et d'autre part plus d'une douzaine d'étoiles moins lumineuses à raie très large, sans doute des étoiles très massives au stade de Wolf-Rayet (WR). À ces deux classes d'étoiles à hélium, il faut ajouter la détection d'au moins une dizaine d'étoiles présentant une émission en $\text{Pa}\alpha$ mais pas en He I , dont IRS 13E4 est un exemple avéré.

Selon Tanner *et al.* (2003), six sources brillantes à $10\ \mu\text{m}$ alignées le long du Bras Nord, dont le prototype est IRS 21, s'interprètent comme des WR poussiéreuses. Nous ajoutons trois étoiles de ce type concentrées dans l'amas IRS 13E.

Nous mettons en évidence d'autres sources à raies d'émission : la vingtaine d'étoiles à émission en $\text{Pa}\alpha$, qui pourraient être des étoiles à hélium trop faibles pour avoir été détectées jusqu'à présent, ou bien des étoiles avec des raies d'hydrogène mais sans hélium. Certaines d'entre elles pourraient être des étoiles Mira appartenant alors la vieille population d'étoiles, mais d'autres, si elles sont des étoiles Be, pourraient appartenir à la population d'étoiles chaudes. Seule une étude spectroscopique détaillée de chacune de ces sources peut permettre de conclure.

Enfin, nous mettons en évidence une population d'étoiles chaudes sans raies d'émission grâce à notre étude poussée du petit champ autour de IRS 13E : d'une part IRS 13E1 ($m_K = 10,98$), et d'autre part quatre étoiles de type O plus faibles ($m_K = 12,18-14,56$). Ces étoiles, y compris IRS 13E1 bien qu'elle soit relativement brillante, peuvent facilement échapper à la détection, car leur spectre doit être caractérisé par des raies d'absorption très larges plus difficiles à mettre en évidence que les raies d'émission. Seule une spectroscopie à intégrale de champ en bandes J et H derrière une optique adaptative peut permettre de les identifier. Il faut rapprocher les étoiles O faibles des étoiles du complexe Sgr A* (IR), qui sont du même type spectral et ont une luminosité semblable (Eckart *et al.* 1999; Figer *et al.* 2000a; Gezari *et al.* 2002).

Un autre résultat très intéressant concernant ces étoiles est leur répartition spatiale (Fig. 7.7, Sects 7.6 et 7.7.2). Les WR sont à peu près uniformément réparties dans le parsec central et les LBV sont regroupées dans le complexe IRS 16. Par ailleurs, nous avons montré qu'IRS 13E constitue un amas très serré d'étoiles initialement très massives (Sect. 8.6). De plus plus, il semble que la densité d'étoiles O peu lumineuses soit particulièrement piquée autour de Sgr A* (dans le complexe Sgr A*(IR)), mais leur répartition exacte devrait être déterminée par un comptage exhaustif dans tout le parsec central, puisque l'on trouve aussi de ces étoiles à proximité de IRS 13.

Il reste que le nombre de ces étoiles très évoluées dans un rayon aussi réduit est tout à fait exceptionnel, puisque en dehors de ces étoiles, on ne connaît qu'environ 200 Wolf-

Rayet et une dizaine de LBV dans toute la galaxie. SIMBAD¹ recense à l'heure actuelle 653 WR connues, y compris dans les autres galaxies. Une telle concentration d'étoiles massives rares dans un rayon de un parsec implique nécessairement des conditions de formation exceptionnelles.

13.1.2 Nature du gaz ionisé de Sgr A Ouest

En ce qui concerne la structure et la dynamique du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest, notre étude a dans un premier temps permis de séparer et de détecter les structures connues sur une extension bien plus vaste que celle habituellement considérée, ainsi que de nouvelles structures, peu étendues et ténues. Nous avons également pu procéder à une analyse képlerienne du Bras Nord. Nous avons ainsi recueilli plusieurs éléments en faveur de l'idée selon laquelle ces structures sont les fronts d'ionisation de nuages neutres plus vastes, étirés par force de marée en spiralant vers le centre de la Galaxie :

- la forme tridimensionnelle du Bras Nord, approximativement une portion de l'intérieur d'un tore ;
- les décalages spatiaux constatés entre l'émission en He I et en Br γ , compatibles avec une épaisseur de la couche ionisée moindre en hélium qu'en hydrogène ;
- l'absorption de $\simeq 50\%$ du flux du Bras Nord par le Pont Est, montrant que cette structure contient des poussières avec une densité de colonne non négligeable ;
- enfin la détection de la *Bar Overlay*, qui pourrait être la face lointaine d'un nuage épais dont la face proche constituerait la Barre, particulièrement excitée par IRS 34W.

Cette vision est cohérente avec la nature de l'Arc Ouest, qui est le bord interne du CND, ionisé par le flux des étoiles de l'amas central (Fig. 2.12).

13.2 Origine des étoiles à hélium

Les Wolf-Rayet étant plus évoluées que les LBV, on est en droit de se demander si la présence d'étoiles des deux types dans le parsec central correspond à une séquence évolutive. L'absence d'étoiles de type intermédiaire, ainsi que la ségrégation spatiale des deux groupes d'étoiles tendent à faire penser le contraire. Selon Meynet *et al.* (1994), les étoiles de masse initiale $\geq 120 M_{\odot}$ passent directement du type O ou Of au type WN, puis WC, avant de finir en supernovae, sans passer par le stade LBV. Ainsi la séparation nette en deux groupes peut s'expliquer par la masse initiale des étoiles, qui pourraient avoir toutes le même âge : les LBV seraient issues d'étoiles O massives, de masse initiale entre 40 et $120 M_{\odot}$, et les Wolf-Rayet d'étoiles de masse initiale $\geq 120 M_{\odot}$.

La ségrégation spatiale entre les deux types d'étoiles demande encore à être expliquée. Comme on l'a vu Sect. 7.7.2, si l'on considère également le complexe Sgr A* (IR), on est en fait en présence de trois groupes d'étoiles chaudes, ayant pu être formées

¹<http://simbad.u-strasbg.fr/>

simultanément, les étoiles ayant les masses initiales les plus faibles se retrouvant à l'intérieur. Une telle structure en anneaux concentriques peut-elle trouver son origine dans les effets de marée sur un amas d'étoiles jeunes formées à distance et tombant vers le trou noir ?

Gerhard (2001) a suggéré que les étoiles à hélium pourraient provenir de la dissipation d'un amas d'étoiles massives, formé à quelque distance du Centre Galactique, à l'instar des deux autres amas de la région que sont les Arches et le Quintuplet, à moins de $\simeq 30$ pc de Sgr A* en projection. Afin de répondre à Morris (1993), selon qui le temps nécessaire à un amas d'étoiles pour perdre son moment cinétique et se retrouver dans le parsec central serait incompatible avec la durée de vie d'une étoile massive, Gerhard (2001) remarque que cet argument peut être dépassé, pour peu que la masse initiale de l'amas soit suffisante ($\simeq 2 \times 10^6 M_{\odot}$). Il en conclut qu'il n'est pas impossible pour un amas significativement plus massif que les Arches d'atteindre le Centre Galactique en un temps suffisamment court pour que la plupart des étoiles massives aient survécu au trajet.

Cette assertion a été vérifiée par McMillian & Portegies Zwart (2003) sur la base du modèle analytique d'un amas d'étoiles spiralant vers une masse ponctuelle en tenant compte de la perte de masse de ces amas par la perte de masse des étoiles elles-mêmes, par évaporation, et par dépouillement en raison des forces de marées. Ils en concluent qu'effectivement il est possible pour un amas suffisamment massif ($\gtrsim 10^5 M_{\odot}$) partant d'une distance galactocentrique de moins de 30 pc (distance galactocentrique des deux amas connus, les Arches et le Quintuplet) de parvenir jusqu'à proximité immédiate de Sgr A* en quelques millions d'années, âge des étoiles à hélium. Ils considèrent que selon leur calculs, le complexe IRS 16 peut être issu d'un amas de masse $\lesssim 10^5 M_{\odot}$ formée à une distance galactocentrique d'environ 20 pc. Cet amas aurait déposé de l'ordre de $10^3 M_{\odot}$ dans les trois parsec centraux, et ses étoiles les plus massives auraient eu le temps de se réunir au cœur de l'amas, de sorte que le matériau déposé doit être riche en étoiles massives.

Le nombre d'étoiles à hélium effectivement détectées (19 selon notre plus récent recensement, voir Paumard *et al.* 2003b, Annexe B) doit représenter une masse de quelques centaines de masses solaires, ce qui est moindre que la masse proposée par les auteurs ($10^3 M_{\odot}$). Cependant, si le compte des membres avec les raies les plus brillantes est correct, il en va autrement des étoiles plus faibles, présentant des raies parfois extrêmement larges, donc difficiles à détecter. De plus, le nombre d'étoiles Wolf-Rayet poussiéreuses est plus difficile à donner, dans la mesure où ces étoiles, très obscurcies, ne présentent pas de raies d'émission, et peuvent être confondues avec des étoiles froides de la vieille population. Ainsi, IRS 13E elle-même, qui ne comptait jusqu'à présent que comme une seule étoile Wolf-Rayet, compte désormais comme quatre, avec l'adjonction de trois Wolf-Rayet poussiéreuses. Il y a au moins six de ces étoiles (Tanner *et al.* 2002) dans le Centre Galactique, qui n'étaient pas non plus comptées comme étoiles massives jusqu'à présent en raison de leur spectre sans raies, mais qui sont en fait vraisemblablement des étoiles à hélium obscurcies dont on ne voit que l'enveloppe. À cela il faut ajouter les étoiles à émission d'hydrogène seul, détectées en Pa α (chapitre précédent), dont

IRS 13E4 est un exemple, et les étoiles chaudes sans raies d'émission dont nous avons déjà parlé, au nombre de quatre dans le petit champ de $2,5'' \times 2,5''$ autour de IRS 13E. Ce bilan n'est pas complet sans prendre en compte les étoiles de l'amas S d'étoiles de type O détecté directement autour de Sgr A* et comptant au moins une trentaine de membres (Genzel *et al.* 1997; Ghez *et al.* 1998). En prenant en considération toutes ces étoiles, le nombre d'étoiles massives dans le parsec central augmente énormément, et devient tout à fait compatible avec les scénarii de formation en amas massif.

En outre, McMillian & Portegies Zwart (2003) signale que les amas susceptibles d'atteindre le parsec central dans le temps de vie des étoiles massives subiraient un effondrement de leur cœur dans le même temps. On peut donc s'attendre à ce que ce cœur extrêmement dense soit toujours lié après le dépouillement de l'amas par les forces de marée du trou noir. Nous proposons que IRS 13E, amas extrêmement dense d'étoiles massives, unique dans cet environnement et siège d'une émission X intense, soit justement le cœur résiduel effondré de l'amas originel. L'ensemble de nos observations fournit donc une vision globale cohérente avec ce scénario de formation des étoiles massives en amas à distance du Centre Galactique.

13.3 Origine et devenir de la Minispirale

Selon Christopher & Scoville (2003), les nuages moléculaires qui constituent le CND (Sect. 2.2.1) ne sont pas suffisamment denses pour en prévenir le déchirement par les forces de marée. De plus, les raies larges ($\gtrsim 40 \text{ km s}^{-1}$) des raies le long du bord interne du CND indique de grandes différences de vitesse entre les nuages. Par conséquent les forces de marée aussi bien que les collisions entre nuages devraient sporadiquement faire choir des nuages vers l'intérieur de la cavité centrale. La Minispirale semble être formée de nuages de poussière et de gaz, étirés par effets de marée, dont la surface est ionisée par les étoiles chaudes de l'amas. De plus, la rotation du Bras Nord est très similaire à celle du CND : elle se fait dans le même plan à $\simeq 10^\circ$ près, et dans le même sens. Il est donc tout à fait possible que ce flots de gaz proviennent du CND, et qu'il s'agisse de nuages qui ont autrefois fait partie du CND avant qu'un événement dissipatif les en arrache.

Cependant, les mesures de mouvements propres de nodules de gaz au sein de la Minispirale (Yusef-Zadeh *et al.* 1998) indiquent que certains d'entre eux pourraient être sur des orbites hyperboliques, non liées au CND. Nos modèles cinématiques du Bras Nord faits en supposant une masse centrale de $3 \times 10^6 M_\odot$ (compatible avec Ott *et al.* 2003b) indiquent qu'effectivement les orbites les plus internes pourraient être hyperboliques, quoique les barres d'erreur ne nous permettent pas de conclure avec certitude. En revanche, avec une masse centrale de $4 \times 10^6 M_\odot$ (Ghez *et al.* 2003), les barres d'erreur à 3σ sont plus petites, et cessent tout juste d'être compatibles avec des orbites elliptiques : la connaissance précise de la masse centrale obscure est donc capitale pour pouvoir conclure.

On voit mal comment du gaz simplement arraché au CND par les forces de marée, ou même le quittant à cause d'une dissipation d'énergie, pourrait obtenir assez d'énergie pour se retrouver sur des orbites hyperboliques. Il est donc possible que le Bras Nord ne provienne pas du CND. La coïncidence entre les plans du CND et du Bras Nord et leur sens de rotation peut dans ce cas simplement s'expliquer par le fait qu'ils sont tous les deux proches du plan galactique. Cependant une autre explication, qui explique également pourquoi les trois flots principaux (les Bras Nord et Est, et le Pont Est) proviennent tous les trois de l'est de la cavité centrale : il est possible que ces trois nuages proviennent effectivement du CND, mais qu'ils en aient été chassés par le passage de l'onde de choc associée à l'expansion de Sgr A Est. À l'heure actuelle, il n'est pas possible de dire avec certitude si Sgr A Est est entièrement derrière Sgr A Ouest, ou si cette bulle contient la région H II.

En tout état de cause, il semble d'après nos modèles qu'une partie du matériau du Bras Nord soit lié gravitationnellement à Sgr A*. Ce matériau ne pourra probablement pas s'échapper, et devrait finir par être accrété par le trou noir, à moins qu'il ne soit chassé par un événement énergétique, tel que l'explosion en supernova de l'une des étoiles évoluées du Centre Galactique. Le matériau sur les orbites hyperboliques quant à lui devrait pouvoir s'échapper de la cavité centrale. Cependant, si l'inclinaison des orbites par rapport au plan du CND est trop faible, il est possible qu'une partie de ce matériau entre en collision avec le bord interne de l'anneau, ce qui aurait probablement pour effet de déstabiliser celui-ci d'avantage.

13.4 Lien entre population stellaire et milieu interstellaire

Il ne semble pas y avoir de lien direct de parenté entre les étoiles et le milieu interstellaire du parsec central. La durée de vie de la Minispirale semble être de l'ordre de 10^4 ans, ce qui est bien inférieur à l'âge des étoiles. Par ailleurs, le milieu interstellaire se répartit en plusieurs nuages étendus, apparemment bien mélangés. Cela ne semble pas combatible avec la possibilité que ce gaz soit créé ou enrichi de façon conséquente par la perte de masse des étoiles à hélium, mais plutôt avec une origine des nuages qui composent la Minispirale extérieure à la région où celle-ci est observée. En revanche, il a été démontré que le gaz interstellaire interagit avec les étoiles. Tout d'abord, c'est le flux UV des étoiles chaudes qui ionise la région. Par ailleurs, plusieurs preuves ont été apportées de l'influence des vents stellaires sur la dynamique du gaz : la déviation du Bras Nord autour de IRS 1W, la Minicavité, et la Microcavité, qui semble à l'origine d'une discontinuité dans l'écoulement du Bras Est.

13.5 Perspectives

Toute l'étude qui précède a soulevé le problème de l'origine des étoiles à hélium et celui du gaz interstellaire dans lequel elles baignent. Les hypothèses avancées pourraient être confortées par les études complémentaires suggérées ci-dessous.

13.5.1 Détermination de la fonction de masse initiale de l'amas central d'étoiles massives

Une meilleure compréhension de l'origine des étoiles jeunes du parsec central supposerait l'établissement de la fonction de masse de l'amas central par une étude profonde de sa population stellaire. Cette analyse de la population stellaire est rendue plus difficile dans l'amas central que dans les Arches et le Quintuplet par une extinction plus importante ($A_V \simeq 31$ dans le Centre Galactique contre $\simeq 24$ dans les Arches, Stolte *et al.* 2002), et par le mélange avec une surdensité de la population d'étoiles vieilles, très concentrée autour du centre gravitationnel de la Galaxie. La détermination de la distribution d'étoiles jeunes de masse moyenne en périphérie de l'amas central pourrait aider à contraindre les modèles d'apport d'étoiles jeunes par évaporation d'un amas d'étoiles massives formé à distance. Une telle étude a déjà été menée pour l'amas des Arches par Stolte *et al.* (2002); Stolte *et al.* (2003).

13.5.2 Poursuite de l'analyse de la Minispirale

Établissement des cartes de vitesse complètes des structures

L'analyse du gaz ionisé de Sgr A Ouest devrait être complétée par l'acquisition de données de spectro-imagerie sur tout le champ de Sgr A Ouest ($\simeq 40'' \times 40''$) à la même résolution spectrale (20 km s^{-1} , les données de He I n'ayant qu'une résolution de 50 km s^{-1} étaient insuffisantes pour une décomposition du complexe en structures indépendante de celle effectuée dans la raie Br γ de l'hydrogène), et une résolution spatiale au moins équivalente, sur l'ensemble de la région. Une telle analyse permettrait de décider de façon définitive si les flots de gaz, le Bras Nord en particulier, sont issus du CND, et si le Bras Nord et l'Arc Ouest forment une structure continue. Cette analyse sur un grand champ permettrait aussi de voir la forme à grande échelle du Pont Est, et de décider si les Bras Nord et Est et le Pont Est sont physiquement reliés.

Analyse de la cinématique du Bras Nord à grande échelle

À partir des cartes de vitesse complètes ainsi obtenues, l'analyse cinématique du Bras Nord devrait être reprise, afin de mieux contraindre ses paramètres orbitaux, en particulier de déterminer si il est entièrement lié au potentiel du trou noir, et de tâcher de mesurer l'effet des forces non gravitationnelles. Une analyse cinématique similaire devrait être envisagée sur d'autres structures, notamment le Bras Est et la Barre.

Analyse en profondeur de chaque structure

Si les données sont suffisamment profondes, et si les structures ionisées sont effectivement à la surface de nuages plus étendus, il devrait devenir possible de détecter les faces lointaines de ces structures, si elles sont également ionisées (rappelons que le coefficient d'absorption du Pont Est est de l'ordre de 50%). Avec une résolution spectrale suffisante pour résoudre les raies interstellaires (résolution de l'ordre de 5–10 km s⁻¹), il pourrait devenir possible de mettre en évidence la dissymétrie des raies introduite par le gradient de vitesse le long de la ligne de visée et l'absorption différente affectant les raies en fonction de la profondeur au sein du nuage, et ainsi de caractériser l'épaisseur de la couche ionisée.

13.5.3 Structure et cinématique du CND

On voit que l'origine de Sgr A Ouest n'est pas séparable de celle du CND : si ces deux objets sont dans un état physique différent —l'un est moléculaire, l'autre atomique et ionisé—, et si leur morphologie est différente, leur nature est fondamentalement la même : il s'agit d'associations de nuages interstellaires. Il est possible que le CND soit à l'origine de la Minispirale comme discuté Sect. 13.3, ou bien que les deux objets aient une origine commune : il se peut qu'ils soient composés de nuages capturés par le potentiel du trou noir, qui selon leur moment initial se retrouvent soit en orbite circulaire dans le CND, soit en orbite plus excentrique dans la Minispirale. De plus le CND, fait de nuages moléculaires, pourrait être un lieu de formation stellaire privilégié dans l'environnement du Centre Galactique. Cependant, plusieurs arguments indiquent qu'ils n'est sans doute pas stable (Sect. 2.2.1). La question qui se pose est donc de savoir si il est permanent, ce qui supposerait qu'il soit alimenté continuellement. Il faut donc comprendre comment il pourrait être alimenté.

Par conséquent, le CND devrait être étudié avec des méthodes similaires à celles développées au cours de cette thèse pour l'étude de la Minispirale. Une telle étude nécessite des données de spectro-imagerie dans des raies spectrales, haute résolution spectrale et bonne résolution spatiale. Cela faisait à l'origine partie des projets de cette thèse, avec des cubes BEAR en H₂ couvrant quelques portions du CND, qu'il ne fut pas possible d'analyser en raison des développements imprévus, notamment concernant IRS 13.

À l'heure actuelle, des données existent en millimétrique dans des raies moléculaires (HCN), avec une haute résolution spatiale (4 km s⁻¹, Güsten *et al.* 1987), mais la résolution spatiale n'est pas encore suffisante, au mieux 3,3'' × 2,4'' pour OVRO (Christopher & Scoville 2003). Une bien plus haute résolution spatiale sera possible avec ALMA, qui devrait voir sa première lumière en 2010. D'ici là, il faut porter son regard vers les raies infrarouge. L'étude proposée pourrait se faire à partir de spectro-imagerie haute résolution spectrale en H₂, mais si possible sur l'ensemble du champ de $\simeq 1' \times 2'$.

13.5.4 L'instrumentation idoine

L'étude spectroscopique d'un grand nombre d'étoiles faibles (jusqu'à $m_K \simeq 18$) sur un champ de $\simeq 40'' \times 40''$ pourrait être menée à l'aide d'un spectro-imageur en bande large, moyenne résolution spectrale ($\simeq 2\,500$), mais haute résolution spatiale et grand champ. Les données d'imagerie en bande étroite, par exemple celles obtenues avec NICMOS, sont à prendre avec circonspection pour les raisons évoquées Sect. 7.2.3. De plus, une meilleure résolution spatiale à $1\ \mu\text{m}$, longueur d'onde intéressante pour la détection des étoiles les plus chaudes, pourrait être obtenue avec une optique adaptative ayant un bon rapport de Strehl à cette longueur d'onde (c'est l'objet du projet PUEO-NUI²). Enfin, les étoiles considérées pouvant avoir un excès infrarouge (c'est le cas de quasiment tous les membres de IRS 13E), il serait important de mener cette étude jusqu'en bande L, voir M, surtout si l'on cherche d'autres étoiles Wolf-Rayet poussiéreuses. Les études proposées concernant le milieu interstellaire quant-à elles nécessitent un spectro-imageur à intégrale de champ, alliant haute résolution spatiale et spectrale ($R > 14\,000$), en plus d'un grand champ.

Un certain nombre d'instruments existants répondent partiellement à ces besoins. SPIFFI³ est un spectro-imageur à intégrale de champ qui sera disponible à partir de juin 2004 sur le VLT. Il a un champ de vue de 32×32 éléments à la résolution de l'optique adaptative (donc un petit champ de vue), et permet d'acquérir des spectres de 1 024 pixels à moyenne résolution ($R \in [1\,000, 3\,300]$), entre 1,1 et $2,45\ \mu\text{m}$.

GriF⁴ est un instrument fonctionnant dans plusieurs modes, dont deux modes de spectro-imagerie fondés sur un interféromètre de Fabry-Perot permettant seulement de couvrir des bandes très étroites dans le domaine H et K à la résolution spectrale modeste de $R = 2\,000$. Le premier de ces deux modes permet de couvrir un champ de $36'' \times 36''$. Le second mode, ou « mode GriF », permet de couvrir un septième de ce champ ($5'' \times 36''$), en couvrant simultanément cinq ordres de l'interféromètre, imagés côte à côte sur le détecteur.

NAOS-CONICA⁵, qui vient d'être mis en service sur le VLT, est également un instrument possédant plusieurs modes, dont un mode de spectro-imagerie en bande K à moyenne résolution spectrale ($R \simeq 1\,800$). L'instrument possède plusieurs caméras de $1\,024 \times 1\,024$ pixels, pour différents échantillonnages, permettant de couvrir un champ allant de $14'' \times 14''$ à $73'' \times 73''$.

Aucun de ses instruments n'a la résolution spectrale nécessaire pour séparer les structures individuelles qui composent la Minispirale et étudier leur dynamique. En ce qui concerne la population stellaire, GriF et NAOS-CONICA pourraient être utilisés pour caractériser la population stellaire dans quelques raies sur un champ assez grand, et SPIFFI pourrait servir à l'étude spectroscopique en bande large sur de petits champs.

²<http://cdsweb.u-strasbg.fr:2001/Instruments/Imaging/AOB/Workshop/>

³<http://www.mpe.mpg.de/SPIFFI/overview.htm>

⁴<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/GriF/>

⁵<http://www.stecf.org/instruments/nicmos/sardinia/node7.html>

La conception d'un spectro-imageur à transformée de Fourier (IFTS) similaire à BEAR, avec une haute résolution spatiale grâce à une optique adaptative et un grand champ grâce à des CCD de $1\,024 \times 1\,024$ pixels pourrait répondre à tous les besoins, en raison de la flexibilité au niveau du compromis résolution spectrale/bande passante inhérente à l'interféromètre de Michelson (Maillard & Bacon 2002). Il est tout à fait envisageable qu'un tel instrument ait un champ similaire à celui de BEAR à la résolution de l'optique adaptative ($14'' \times 14''$ à $2\ \mu\text{m}$), et un champ plus grand à une résolution spatiale inférieure, limitée par l'échantillonnage ou la turbulence (3×3 arcmin).

Il pourrait posséder un mode de spectro-imagerie haute résolution spectrale (jusqu'à $R = 50\,000$ à $2\ \mu\text{m}$), qui à l'heure actuelle n'existe pour aucun instrument, pour l'étude du milieu interstellaire, ainsi que des raies stellaires les plus étroites. Il pourrait également posséder un mode basse ou moyenne résolution spectrale pour l'étude de la population stellaire. Il n'existe aucun spectro-imageur large bande, haute résolution spatiale, grand champ. Ce qui à l'heure actuelle s'en rapproche le plus est SPIFFI, qui a un petit champ lorsqu'il est utilisé à haute résolution spatiale. La principale limitation d'un IFTS est qu'il est limité par le bruit de photons de toute la bande observée, et n'est donc pas directement adapté à l'étude de bandes larges. Cependant, un instrument cryogénique permettrait de diminuer ce bruit de photons, qui est pour une large part dû à l'émission de l'instrument. En outre, le domaine H-K pourrait être découpé en un certain nombre de sous-bandes, acquises individuellement, ce qui aurait pour conséquence d'allonger quelque peu le temps de pose dans le cadre d'une observation de ce domaine en entier. Cependant, en optimisant le choix de ces sous-bandes, un compromis satisfaisant peut-être atteint entre bruit de photons et temps de pose. Par conséquent, un IFTS pourrait apporter aux grands instruments deux modes de spectro-imagerie haute résolution spatiale n'existant pas actuellement : la haute résolution spectrale (sur un grand champ), et la large bande sur un grand champ également.

Glossaire

d. WR : voir « *dusty Wolf-Rayet* ».

Dusty Wolf-Rayet : étoile de Wolf-Rayet dite poussiéreuse parce qu'obscurcie par un cocon de poussière optiquement épais. Voir « Wolf-Rayet ».

Fourier Transform Spectrometer : Spectromètre à transformée de Fourier, cf. Sect. 5.2.

FWHM : largeur à mi-hauteur, en anglais *Full Width at Half Maximum*.

FWZI : largeur totale à intensité nulle, en anglais *Full Width at Zero Intensity*

Imaging Fourier Transform Spectrometer : Spectro-imageur à transformée de Fourier, cf. Chap. 5.

LBV : voir « *Luminous Blue Variable* »

Luminous Blue Variable : étoile très massive (masse initiale comprise entre 40 et 120 M_{\odot}) subissant une forte perte de masse. Pendant cette courte étape entre le stade d'étoile O et celui de Wolf-Rayet, l'étoile subit des événements de perte de masse tels qu'elle devient parfois obscurcie par de la poussière de façon irrégulière, ce qui est la cause de sa variabilité. Prototype : P Cyg. Voir Sect. 7.7.1

PSF : voir réponse impulsionnelle.

SED : voir « distribution spectrale d'énergie ».

Courbure de phase : effet affectant les cubes spectraux, dû au fait que la différence de marche pour un rayon donné dépend de son inclinaison par rapport à l'axe optique, et qui se traduit par le fait qu'en l'absence de traitement spécifique les surfaces isofréquences ne coïncident pas avec les plans du cube spectral, mais sont au troisième ordre des paraboloides de révolution. Cet effet est relativement bien corrigé, voir Sect. 7.3.1.

Cube : tableau de données tridimensionnel. Les deux premières dimensions sont spatiales, la troisième est spectrale ou interférométrique ; voir « cube spectral » et « cube interférométrique ».

Cube spectral : cube de données qui contient le spectre de chaque point du champ.

Cube des raies : cube spectral de données auquel le continuum de chaque point du champ a été soustrait par interpolation linéaire.

Cube interférométrique : cube de données qui contient non pas le spectre, mais l'interférogramme —c'est-à-dire la transformée de Fourier du spectre— de chaque point du champ.

Distribution spectrale d'énergie : répartition calibrée de l'énergie lumineuse émise par une source en fonction du domaine spectral. S'apparente au spectre à basse résolution, mais avec la possibilité d'une couverture spectrale incomplète, redondante et non uniforme. En anglais *Spectral energy distribution, SED*.

Fonction de masse initiale fonction donnant le nombre d'étoiles en fonction de leur masse à l'époque de leur formation, la masse des étoiles pouvant changer au cours de leur évolution. En anglais *Initial Mass Function, IMF*.

FTS : *Fourier Transform Spectrometer*, cf. Sect. 5.2.

IFTS : *Imaging Fourier Transform Spectrometer*, cf. Chap. 5.

MIS : milieu interstellaire

Périapse : point d'une orbite le plus proche du centre de masse.

Photométrie Astrométrique : extraction simultanée de l'astrométrie et de la photométrie des sources d'une image. Les procédures modernes qui fonctionnent par ajustement de PSF sur les sources ponctuelles donnent naturellement à la fois la position et l'intensité des sources, tout en résolvant au moins partiellement les sources proches mélangées. Cf. Sect. 6.3.3

Plan d'un cube : en l'absence de précisions, on appelle « plans » d'un cube spectral ou interférométrique uniquement les sous-tableaux de dimension 2 extraits du cube en fixant la troisième dimension, c'est-à-dire la dimension spectrale (ou interférométrique). Les deux dimensions d'un plan d'un cube sont donc spatiales.

Polar intermédiaire : polar où le matériau de la compagne forme un disque d'accrétion avant d'être focalisé par le champ magnétique.

Polar : naine blanche possédant un fort champ magnétique et accompagnée d'une compagne. Du matériau est transféré de l'étoile vers la naine blanche, mais est focalisé par le champ magnétique de celle-ci vers ses pôles, où se fait l'accrétion, accompagnée d'une intense émission X. (Cf. <http://www.star.le.ac.uk/~julio/research.html>)

Profil P Cyg : forme des raies spectrales de certaines étoiles, ou la raie est présente à la fois en émission et en absorption. Ce profil est dû à la présence de matière autour de l'étoile à cause de sa perte de masse, une partie de l'enveloppe étant émettrice, et les parties les plus externes situées entre l'étoile et l'observateur réabsorbant une partie du rayonnement. L'enveloppe étant normalement en expansion, la partie en absorption se trouve du côté bleu de la raie. Le profil peut devenir complexe si l'enveloppe est en rotation. Voir Sect. 7.5

Réponse impulsionnelle : en anglais *Point Spread Function, PSF*. Image obtenue sur un détecteur pour une source ponctuelle (en imagerie) ou une raie infiniment fine (spectroscopie). Cette PSF dépend à la fois de l'instrument et des conditions d'observations, en particulier de l'étalement dû à l'atmosphère, et peut varier sur le champ, surtout pour les images en optique adaptative. La largeur à mi-hauteur de la PSF donne la résolution des données.

Support compact : une fonction est dite à support compact lorsque le domaine sur lequel elle prend des valeurs non nulles n'est pas borné.

Vignettage : effet affectant le champ total des instruments d'optique, se manifestant par un assombrissement de l'image vers le bord, dû au fait que le faisceau incident n'est pas conservé sur l'ensemble du parcours pour les rayons les plus inclinés ; il peut être dû à un dimensionnement trop petit des optiques, mais est quasiment inévitable ; il est généralement corrigé par le champ plat.

Vitesse terminale : vitesse limite acquise par la matière quittant une étoile lors de mécanismes de perte de masse.

WC : Wolf-Rayet carbonée, voir « Wolf-Rayet ».

WN : Wolf-Rayet azotée, voir « Wolf-Rayet ».

Wolf-Rayet : étoile évoluée présentant des raies intenses et larges et subissant une importante perte de masse. Voir Sect. 7.7.1. Une présentation détaillée des sous-types (WNL, WNE, WC) est donnée sur cette page de l'Institut d'astrophysique et de géophysique de l'Université de Liège : http://vela.astro.ulg.ac.be/themes/stellar/massive/o-wr/wr_f.html.

WR : voir « Wolf-Rayet ».

Bibliographie

- Abbott D.C. & Conti P.S., 1987. Wolf-Rayet stars. *ARA&A*, 25 : 113.
- Aitken D.K., Briggs G.P., Roche P.F., Bailey J.A., & Hough J.H., 1986. Infrared spectropolarimetry of the Galactic Centre - Magnetic alignment in the discrete sources. *MNRAS*, 218 : 363.
- Aitken D.K., Smith C.H., Gezari D., McCaughrean M., & Roche P.F., 1991. Polarimetric imaging of the Galactic center at 12.4 microns - The detailed magnetic field structure in the northern arm and the east-west bar. *ApJ*, 380 : 419.
- Aitken D.K., Smith C.H., Moore T.J.T., & Roche P.F., 1998. Mid-infrared polarization studies of SgrA : a three-dimensional study of the central parsec. *MNRAS*, 299 : 743.
- Allen D.A. & Sanders R.H., 1986. Is the galactic centre black hole a dwarf? *Nature*, 319 : 191.
- Backer D.C. & Sramek R.A., 1999. Proper Motion of the Compact, Nonthermal Radio Source in the Galactic Center, Sagittarius A*. *ApJ*, 524 : 805.
- Baganoff F.K., Bautz M.W., Brandt W.N., Chartas G., Feigelson E.D., Garmire G.P., Maeda Y., Morris M., Ricker G.R., Townsley L.K., & Walter F., 2001. Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre. *Nature*, 413 : 45.
- Baganoff F.K., Maeda Y., Morris M., Bautz M.W., Brandt W.N., Cui W., Doty J.P., Feigelson E.D., Garmire G.P., Pravdo S.H., Ricker G.R., & Townsley L.K., 2003. Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy. *ApJ*, 591 : 891.
- Balick B. & Brown R.L., 1974. Intense sub-arcsecond structure in the galactic center. *ApJ*, 194 : 265.
- Bally J., 1996. Molecular Clouds near the Galactic Center. Dans *The Galactic Center, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, held March 10-15, 1996 in La Serena, Chile*, édité par R. Gredel, volume 102, p. 8.

- Becklin E.E., Gatley I., & Werner M.W., 1982. Far-infrared observations of Sagittarius A - The luminosity and dust density in the central parsec of the Galaxy. *ApJ*, 258 : 135.
- Becklin E.E. & Neugebauer G., 1975. High-resolution maps of the galactic center at 2.2 and 10 microns. *ApJ*, 200 : L71.
- Binney J., Gerhard O., & Spergel D., 1997. The photometric structure of the inner Galaxy. *MNRAS*, 288 : 365.
- Binney J., Gerhard O.E., Stark A.A., Bally J., & Uchida K.I., 1991. Understanding the kinematics of Galactic centre gas. *MNRAS*, 252 : 210.
- Bissantz N., Englmaier P., & Gerhard O., 2003. Gas dynamics in the Milky Way : second pattern speed and large-scale morphology. *MNRAS*, 340 : 949.
- Blum R.D., Depoy D.L., & Sellgren K., 1995. A comparison of near-infrared spectra of the galactic center compact He I emission-line sources and early-type mass-losing stars. *ApJ*, 441 : 603.
- Blum R.D., Sellgren K., & Depoy D.L., 1996. JHKL Photometry and the K-Band Luminosity Function at the Galactic Center. *ApJ*, 470 : 864.
- Burton W.B. & Liszt H.S., 1978. The gas distribution in the central region of the Galaxy. I - Atomic hydrogen. *ApJ*, 225 : 815.
- Christopher M.H. & Scoville N.Z., 2003. OVRO High Resolution Imaging of Dense Molecular Clouds in the Central Three Parsecs of the Galaxy. Dans *Active Galactic Nuclei : from Central Engine to Host Galaxy, meeting held in Meudon, France, July 23-27, 2002*, Eds. : S. Collin, F. Combes and I. Shlosman. ASP (Astronomical Society of the Pacific), Conference Series, Vol. 290, p. 389., p. 389.
- Clénet Y., Rouan D., Gendron E., Montri J., Rigaut F., Léna P., & Lacombe F., 2001. Adaptive optics L-band observations of the Galactic Center region. *A&A*, 376 : 124.
- Clénet Y., Rouan D., Lacombe F., Gendron E., & Gratadour D., 2003. Near-infrared adaptive optics observations of the Galactic Center with NAOS/CONICA (ESO) and GriF (CFHT). Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Coker R.F., Pittard J.M., & Kastner J.H., 2002a. The Galactic Centre source IRS 13E : A post-LBV Wolf-Rayet colliding wind binary ? *A&A*, 383 : 568.
- Coker R.F., Stolovy S.R., Christopher M.H., & Scoville N.Z., 2002b. Hydrodynamical Simulations of the Formation of the Circumnuclear Disk. *American Astronomical Society Meeting*, 200.

- Cotera A., Morris M., Ghez A.M., Becklin E.E., Tanner A.M., Werner M.W., & Stolovy S.R., 1999. Mid-Infrared Imaging of the Central Parsec with Keck. Dans *The Central Parsecs of the Galaxy*. ASP Conf. Ser., volume 186, p. 240.
- Davidson J.A., Werner M.W., Wu X., Lester D.F., Harvey P.M., Joy M., & Morris M., 1992. The luminosity of the Galactic center. *ApJ*, 387 : 189.
- Dent W.R.F., Matthews H.E., Wade R., & Duncan W.D., 1993. Sub-millimeter continuum emission from the Galactic center region. *ApJ*, 410 : 650.
- Diolaiti E., Bendinelli O., Bonaccini D., Close L., Currie D., & Parmeggiani G., 2000. Analysis of isoplanatic high resolution stellar fields by the StarFinder code. *A&AS*, 147 : 335.
- Doyon R., Nadeau D., Vallee P., Starr B.M., Cuillandre J.C., Beuzit J., Beigbeder F., & Brau-Nogue S., 1998. KIR : the high-spatial-resolution 1024x1024 near-infrared camera of the Canada-France-Hawaii Telescope. Dans *Infrared Astronomical Instrumentation*, édité par A. Fowler. Proc. SPIE, volume 3354, p. 760–768.
- Eckart A. & Genzel R., 1996. Observations of stellar proper motions near the Galactic Centre. *Nature*, 383 : 415.
- Eckart A. & Genzel R., 1997. Stellar proper motions in the central 0.1 PC of the Galaxy. *MNRAS*, 284 : 576.
- Eckart A., Genzel R., Hofmann R., Sams B.J., & Tacconi-Garman L.E., 1995. High angular resolution spectroscopic and polarimetric imaging of the galactic center in the near-infrared. *ApJ*, 445 : L23.
- Eckart A., Genzel R., Ott T., & Schödel R., 2002. Stellar orbits near Sagittarius A*. *MNRAS*, 331 : 917.
- Eckart A., Moultaqa J., Viehmann T., Straubmeier C., Mouawad N., Genzel R., Ott T., & Schödel R., 2003. New MIR excess sources north of the IRS 13 complex. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Eckart A., Ott T., & Genzel R., 1999. The Sgr A* stellar cluster : New NIR imaging and spectroscopy. *A&A*, 352 : L22.
- Falcke H., Goss W.M., Matsuo H., Teuben P., Zhao J., & Zylka R., 1998. The Simultaneous Spectrum of Sagittarius A * from 20 Centimeters to 1 Millimeter and the Nature of the Millimeter Excess. *ApJ*, 499 : 731.
- Falcke H. & Markoff S., 2000. The jet model for Sgr A* : Radio and X-ray spectrum. *A&A*, 362 : 113.

- Figer D.F., Becklin E.E., McLean I.S., Gilbert A.M., Graham J.R., Larkin J.E., Levenson N.A., Teplitz H.I., Wilcox M.K., & Morris M., 2000a. 2 Micron Spectroscopy within 0.3" of Sagittarius A*. *ApJ*, 533 : L49.
- Figer D.F., McLean I.S., Becklin E.E., Graham J.R., Larkin J.E., Levenson N.A., & Teplitz H.I., 2000b. NIRSPEC observations of the galactic center. Dans *Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes*, édité par J. Bergeron. Proc. SPIE, volume 4005, p. 104–112.
- Figer D.F., McLean I.S., & Najarro F., 1997. A K-Band Spectral Atlas of Wolf-Rayet Stars. *ApJ*, 486 : 420.
- Frank A., Balick B., & Davidson K., 1995. The homunculus of Eta Carinae : an interacting stellar winds paradigm. *ApJ*, 441 : L77.
- Frank J. & Rees M.J., 1976. Effects of massive central black holes on dense stellar systems. *MNRAS*, 176 : 633.
- Fusco T., 2003. *Correction partielle et anisoplanétisme en Optique Adaptative : traitement a posteriori et Optique Adaptative multiconjuguée*. Thèse de doctorat, ONERA – Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.
- Güsten R., 1989. Gas and Dust in the Inner Few Degrees of the Galaxy (review). Dans *IAU Symp. 136 : The Center of the Galaxy*, p. 89.
- Geballe T.R., Krisciunas K., Bailey J.A., & Wade R., 1991. Mapping of infrared helium and hydrogen line profiles in the central few arcseconds of the Galaxy. *ApJ*, 370 : L73.
- Genzel R., Eckart A., Ott T., & Eisenhauer F., 1997. On the nature of the dark mass in the centre of the Milky Way. *MNRAS*, 291 : 219.
- Genzel R., Pichon C., Eckart A., Gerhard O.E., & Ott T., 2000. Stellar dynamics in the Galactic Centre : proper motions and anisotropy. *MNRAS*, 317 : 348.
- Genzel R., Thatte N., Krabbe A., Kroker H., & Tacconi-Garman L.E., 1996. The Dark Mass Concentration in the Central Parsec of the Milky Way. *ApJ*, 472 : 153.
- Gerhard O., 2001. The Galactic Center HE I Stars : Remains of a Dissolved Young Cluster? *ApJ*, 546 : L39.
- Gezari D., 1992. Mid-Infrared Emission From the Galactic Center. Dans *ASSL Vol. 180 : The center, bulge, and disk of the Milky Way*, p. 23–46.
- Gezari D., Ozernoy L., Varosi F., McCreight C., & Joyce R., 1994. a New 20 μm Upper Limit for SGR A*. Dans *NATO ASIC Proc. 445 : The Nuclei of Normal Galaxies : Lessons from the Galactic Center*, p. 427–430.

- Gezari S., Ghez A.M., Becklin E.E., Larkin J., McLean I.S., & Morris M., 2002. Adaptive Optics Near-Infrared Spectroscopy of the Sagittarius A* Cluster. *ApJ*, 576 : 790.
- Ghez A., Salim S., Hornstein S., Tanner A., Morris M., Becklin E., & Duchene G., 2003. Stellar orbits around the Galactic Center black hole. *ApJ*, soumis, astro-ph/0306130.
- Ghez A.M., Duchene G., Morris M., Becklin E.E., Hornstein S.D., Tanner A., Kremenek T., Matthews K., Thompson D., Soifer B.T., Larkin J., & McLean I., 2002. Full 3-D Orbital Solutions for Stars Making a Close Approach to the Supermassive Black Hole at the Center of the Galaxy. American Astronomical Society Meeting, 201.
- Ghez A.M., Klein B.L., Morris M., & Becklin E.E., 1998. High Proper-Motion Stars in the Vicinity of Sagittarius A* : Evidence for a Supermassive Black Hole at the Center of Our Galaxy. *ApJ*, 509 : 678.
- Ghez A.M., Morris M., Becklin E.E., Tanner A., & Kremenek T., 2000. The accelerations of stars orbiting the Milky Way's central black hole . *Nature*, 407 : 349.
- Graves J.E., Northcott M.J., Roddier F.J., Roddier C.A., & Close L.M., 1998. First light for Hokupa'a : 36-element curvature AO system at UH. Dans *Adaptive Optical System Technologies*, édité par D. Bonaccini & R. Tyson. Proc. SPIE, volume 3353, p. 34–43.
- Gray A.D., 1994. The Most Galactic Center Survey - Part One - Survey Images and Results on Sagittarius-A. *MNRAS*, 270 : 822.
- Güsten R., Genzel R., Wright M.C.H., Jaffe D.T., Stutzki J., & Harris A.I., 1987. Aperture synthesis observations of the circumnuclear ring in the Galactic center. *ApJ*, 318 : 124.
- Hall D.N.B., Kleinmann S.G., & Scoville N.Z., 1982. Broad helium emission in the galactic center. *ApJ*, 260 : L53.
- Hanson M.M. & Conti P.S., 1994. K-Band Spectroscopy of OB Stars : A Preliminary Classification. *ApJ*, 423 : L139.
- Hanson M.M., Conti P.S., & Rieke M.J., 1996. A Spectral Atlas of Hot, Luminous Stars at 2 Microns. *ApJS*, 107 : 281.
- Herbst T.M., Beckwith S.V.W., & Shure M., 1993. Infrared imaging of the Galactic center and the search for Sagittarius A*. *ApJ*, 411 : L21.
- Jackson J.M., Geis N., Genzel R., Harris A.I., Madden S., Poglitsch A., Stacey G.J., & Townes C.H., 1993. Neutral gas in the central 2 parsecs of the Galaxy. *ApJ*, 402 : 173.
- Kassim N.E., Larosa T.N., Lazio T.J.W., & Hyman S.D., 1999. Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center. Dans *The Central Parsecs of the Galaxy*. ASP Conf. Ser., volume 186, p. 403.

- Kim S., Figer D., & Morris M., 2003. Dynamical friction near the Galactic Center. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Kormendy J. & Ho L., 2003. Supermassive black holes in inactive galaxies. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics* (Institute of Physics Publishing).
- Koyama K., Maeda Y., Sonobe T., Takeshima T., Tanaka Y., & Yamauchi S., 1996. ASCA View of Our Galactic Center : Remains of Past Activities in X-Rays? *PASJ*, 48 : 249.
- Krabbe A., Genzel R., Drapatz S., & Rotaciuc V., 1991. A cluster of He I emission-line stars in the Galactic center. *ApJ*, 382 : L19.
- Krabbe A., Genzel R., Eckart A., Najarro F., Lutz D., Cameron M., Kroker H., Tacconi-Garman L.E., Thatte N., Weitzel L., Drapatz S., Geballe T., Sternberg A., & Kudritzki R., 1995. The Nuclear Cluster of the Milky Way : Star Formation and Velocity Dispersion in the Central 0.5 Parsec. *ApJ*, 447 : L95.
- Lacy J.H., Achtermann J.M., & Serabyn E., 1991. Galactic center gasdynamics - A one-armed spiral in a Keplerian disk. *ApJ*, 380 : L71.
- Lai O., Veran J., Rigaut F.J., Rouan D., Gigan P., Lacombe F., Lena P.J., Arsenault R., Salmon D.A., Thomas J., Crampton D., Fletcher J.M., Stilburn J.R., Boyer C., & Jagourel P., 1997. CFHT adaptive optics : first results at the telescope. Dans *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, édité par A.L. Ardeberg. *Proc. SPIE.*, volume 2871, p. 859-870.
- Lang C., 2002. Chandra surveys the Central 300 parsec of the Galaxy. *GCNEWS*, 14 : 5. URL <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/gcnews/gcnews/Vol.14/article.shtml>
- Lang C., Goss W., Rodríguez L., & Johnson L., 2003. VLA Observations of Massive Stars in the Galactic Center. *NRAO Newsletter*, 95 : 16.
- Launhardt R., Zylka R., & Mezger P.G., 2002. The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter. *A&A*, 384 : 112.
- Libonate S., Pipher J.L., Forrest W.J., & Ashby M.L.N., 1995. Near-infrared spectra of compact stellar wind sources at the Galactic center. *ApJ*, 439 : 202.
- Liszt H.S., 1983. H I clouds, H I spin temperatures. *ApJ*, 275 : 163.
- Liu S. & Melia F., 2002. An Accretion-induced X-Ray Flare in Sagittarius A*. *ApJ*, 566 : L77.
- Lo K.Y. & Claussen M.J., 1983. High-resolution observations of ionized gas in central 3 parsecs of the Galaxy - Possible evidence for infall. *Nature*, 306 : 647.

- Lutz D., 1998. ISO Spectroscopy of the Galactic Center. Dans *The Universe as seen by ISO*, édité par P. Cox & M.F. Kessler. ESA Pub. SP-427, p. 623.
- Lutz D., Krabbe A., & Genzel R., 1993. Excitation of the [Fe III] Bubble Surrounding the Galactic Center "Mini-Cavity". *ApJ*, 418 : 244.
- Lynden-Bell D. & Rees M.J., 1971. On quasars, dust and the galactic centre. *MNRAS*, 152 : 461.
- Maeda Y., Baganoff F.K., Feigelson E.D., Morris M., Bautz M.W., Brandt W.N., Burrows D.N., Doty J.P., Garmire G.P., Pravdo S.H., Ricker G.R., & Townsley L.K., 2002. A Chandra Study of Sagittarius A East : A Supernova Remnant Regulating the Activity of Our Galactic Center ? *ApJ*, 570 : 671.
- Magain P., Courbin F., & Sohy S., 1998. Deconvolution with Correct Sampling. *ApJ*, 494 : 472.
- Maillard J. & Bacon R., 2002. A Super-Imaging Fourier Transform Spectrometer for the VLT. Dans *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation Proceedings of the ESO Workshop held in Garching, Germany, 11-15 June, 2001*. p. 193., p. 193.
- Maillard J.P., 1995. 3D-Spectroscopy with a Fourier Transform Spectrometer. Dans *IAU Colloq. 149 : Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*. ASP Conf. Ser., volume 71, p. 316.
- Maillard J.P. & Michel G., 1982. A high resolution Fourier transform spectrometer for the Cassegrain focus at the CFH telescope. Dans *ASSL Vol. 92 : IAU Colloq. 67 : Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes*, p. 213–222.
- Maillard J.P., Paumard T., Stolovy S.R., & Rigaut F., 2003. The nature of the Galactic Center source IRS 13 revealed by high spatial resolution in the infrared. *A&A*, soumis.
- Mariñas N., Telesco C.M., Piña R.K., Fisher R.S., & Wyatt M.C., 2003. Local Heating in the Galactic Center Western Arc. *AJ*, 125 : 1345.
- McMillian S. & Portegies Zwart S., 2003. The fate of star clusters near the Galactic center I : Analytic considerations. *ApJ*, soumis, astro-ph/0304022.
- Melia F. & Coker R., 1999. Stellar Gas Flows into a Dark Cluster Potential at the Galactic Center. *ApJ*, 511 : 750.
- Melia F. & Falcke H., 2001. The Supermassive Black Hole at the Galactic Center. *ARA&A*, 39 : 309.
- Menten K.M., Reid M.J., Eckart A., & Genzel R., 1997. The Position of SGR A star : Accurate Alignment of the Radio and Infrared Reference Frames at the Galactic Center. *ApJ*, 475 : L111.

- Meynet G., Maeder A., Schaller G., Schaerer D., & Charbonnel C., 1994. Grids of massive stars with high mass loss rates. V. From 12 to 120 M_{\odot} at $Z=0.001, 0.004, 0.008, 0.020$ and 0.040 . *A&AS*, 103 : 97.
- Mezger P.G., Duschl W.J., & Zylka R., 1996. The Galactic Center : a laboratory for AGN? *A&A Rev.*, 7 : 289.
- Miville-Deschênes M.A., Boulanger F., Joncas G., & Falgarone E., 2002. ISOCAM observations of the Ursa Major cirrus : Evidence for large abundance variations of small dust grains. *A&A*, 381 : 209.
- Moneti A., Cernicharo J., & Pardo J.R., 2001. Cold H_2O and CO Ice and Gas toward the Galactic Center. *ApJ*, 549 : L203.
- Morris M., 1985. Dans *Mass Loss from Red Giants*, édité par M. Morris & B. Zuckerman, p. 124. Reidel, Dordrecht.
- Morris M., 1993. Massive star formation near the Galactic center and the fate of the stellar remnants. *ApJ*, 408 : 496.
- Morris M. & Maillard J.P., 2000. Kinematics of Ionized Gas in the Central Parsec of the Galaxy from High-Resolution Spectroscopy of the Brackett- γ Line (Poster). Dans *Imaging the Universe in Three Dimensions*. ASP Conf. Ser., volume 195, p. 196.
- Morris M. & Serabyn E., 1996. The Galactic Center Environment. *ARA&A*, 34 : 645.
- Morris P.W., Eenens P.R.J., Hanson M.M., Conti P.S., & Blum R.D., 1996. Infrared Spectra of Massive Stars in Transition : WNL, Of, Of/WN, Be, B[e], and Luminous Blue Variable Stars. *ApJ*, 470 : 597.
- Muno M.P., Baganoff F.K., Bautz M.W., Brandt W.N., Broos P.S., Feigelson E.D., Garmire G.P., Morris M.R., Ricker G.R., & Townsley L.K., 2003. A Deep Chandra Catalog of X-Ray Point Sources toward the Galactic Center. *ApJ*, 589 : 225.
- Najarro F., Hillier D.J., Kudritzki R.P., Krabbe A., Genzel R., Lutz D., Drapatz S., & Geballe T.R., 1994. The nature of the brightest galactic center HeI emission line star. *A&A*, 285 : 573.
- Najarro F., Krabbe A., Genzel R., Lutz D., Kudritzki R.P., & Hillier D.J., 1997a. Quantitative spectroscopy of the HeI cluster in the Galactic center. *A&A*, 325 : 700.
- Najarro F., Kudritzki R.P., Hillier D.J., Lamers H.J.G.L.M., Voors R.H.M., Morris P.W., & Waters L.B.F.M., 1997b. The ISO-SWS Spectrum of P Cygni. Dans *Luminous Blue Variables : Massive Stars in Transition*. ASP Conf. Ser., volume 120, p. 105.
- Noel B., Joblin C., Maillard J., & Paumard T., 2003. The star-forming region S106 revealed by BEAR spectro-imagery. *A&A*, soumis.

- Ott T., Eckart A., & Genzel R., 1999. Variable and Embedded Stars in the Galactic Center. *ApJ*, 523 : 248.
- Ott T., Genzel R., Eckart A., & Schödel R., 2003a. Stellar dynamics in the Galactic Center : 1000 stars in 100 nights. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Ott T., Schödel R., Genzel R., Eckart A., Lacombe F., Rouan D., Hofmann R., Lehnert M., Alexander T., Sternberg A., Reid M., Brandner W., Lenzen R., Hartung M., Gendron E., Clénet Y., Léna P., Rousset G., Lagrange A.M., Ageorges N., Hubin N., Lidman C., Moorwood A.F.M., Renzini A., Spyromilio J., Tacconi-Garman L.E., Menten K.M., & Mouawad N., 2003b. Inward bound : studying the Galactic Centre with NAOS/CONICA. *The Messenger*, 111 : 1.
- Paumard T., Maillard J.P., & Morris M., 2003a. Kinematic and structural analysis of the Minispiral in the Galactic Center from BEAR spectro-imagery. *A&A*, soumis.
- Paumard T., Maillard J.P., Morris M., & Rigaut F., 2001. New results on the helium stars in the galactic center using BEAR spectro-imagery. *A&A*, 366 : 466.
- Paumard T., Maillard J.P., & Stolovy S.R., 2003b. New results on the Galactic Center Helium stars. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Plante R.L., Lo K.Y., & Crutcher R.M., 1995. The magnetic fields in the galactic center : Detection of H1 Zeeman splitting. *ApJ*, 445 : L113.
- Pogge R.W. & Martini P., 2002. Hubble Space Telescope Imaging of the Circumnuclear Environments of the CfA Seyfert Galaxies : Nuclear Spirals and Fueling. *ApJ*, 569 : 624.
- Portegies Zwart S.F., Makino J., McMillan S.L.W., & Hut P., 2001. How Many Young Star Clusters Exist in the Galactic Center ? *ApJ*, 546 : L101.
- Quataert E., 2002. A Thermal Bremsstrahlung Model for the Quiescent X-Ray Emission from Sagittarius A*. *ApJ*, 575 : 855.
- Reid M., Menten K., Genzel R., Ott T., Schödel R., & Brunthaler A., 2003. The Position, motion, and mas of Sgr A*. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Reid M.J., Readhead A.C.S., Vermeulen R.C., & Treuhaft R.N., 1999. The Proper Motion of Sagittarius A*. I. First VLBA Results. *ApJ*, 524 : 816.
- Rieke G.H. & Low F.J., 1973. Infrared maps of the Galactic Nucleus. *ApJ*, 184 : 415.

- Rieke G.H., Rieke M.J., & Paul A.E., 1989. Origin of the excitation of the galactic center. *ApJ*, 336 : 752.
- Rieke M.J., 1999. NICMOS Search for the Tip of the Main Sequence. Dans *The Central Parsecs of the Galaxy*. ASP Conf. Ser., volume 186, p. 32.
- Roberts D.A. & Goss W.M., 1993. Multiconfiguration VLA H92-alpha observations of Sagittarius A West at 1 arcsecond resolution. *ApJS*, 86 : 133.
- Schödel R., Ott T., Genzel R., Hofmann R., Lehnert M., Eckart A., Mouawad N., Alexander T., Reid M.J., Lenzen R., Hartung M., Lacombe F., Rouan D., Gendron E., Rousset G., Lagrange A.M., Brandner W., Ageorges N., Lidman C., Moorwood A.F.M., Spyromilio J., Hubin N., & Menten K.M., 2002. A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way. *Nature*, 419 : 694.
- Scoville N.Z., Stolovy S.R., Rieke M.J., Christopher M., & Yusef-Zadeh F., 2003. HST $P\alpha$ and $1.9\mu\text{m}$ imaging of Sgr A West. *ApJ*, soumis.
- Serabyn E., Carlstrom J., Lay O., Lis D.C., Hunter T.R., & Lacy J.H., 1997. High Frequency Measurements of the Spectrum of SGR A*. *ApJ*, 490 : L77.
- Simon M., Chen W.P., Forrest W.J., Garnett J.D., Longmore A.J., Gauer T., & Dixon R.I., 1990. Subarcsecond resolution observations of the central parsec of the Galaxy at 2.2 microns. *ApJ*, 360 : 95.
- Simons D.A., Clark C.C., Smith S.S., Kerr J.M., Massey S., & Maillard J., 1994. CFHT's imaging Fourier transform spectrometer. Dans *Instrumentation in Astronomy VIII*, édité par D.L. Crawford & E.R. Craine. Proc. SPIE, volume 2198, p. 185–193.
- Sobolev V., 1975. *Cours d'astrophysique théorique*, chapitre 6, § 28, p. 365–391. Éditions Mir, Moscou. ISBN 5-03-001630-9. Traduit du Russe par V. Polonski, 1990.
- Sofue Y., 1995. Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. II. Expanding Molecular Shell. *PASJ*, 47 : 551.
- Stolovy S., Melia F., McCarthy D., & Yusef-Zadeh F., 2003. Near-infrared flux limits for Sgr A* based on NICMOS data. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Stolovy S.R., Hayward T.L., & Herter T., 1996. The First Mid-Infrared Detection of a Source Coincident with Sagittarius A *. *ApJ*, 470 : L45.
- Stolovy S.R., McCarthy D.W., Melia F., Rieke G.H., Rieke M.J., & Yusef-Zadeh F., 1999. NICMOS Observations of the Central Parsec : Deep Imaging at 1.6 microns, Short-Term Variability, and Ionized Emission. Dans *The Central Parsecs of the Galaxy*. ASP Conf. Ser., volume 186, p. 39.

- Stolte A., Brandner W., Grebel E., Figer D., Eisenhauer F., Lenzen R., & Harayama Y., 2003. NAOS-CONICA performance in a crowded field – the Arches Cluster. *The Messenger*, 111 : 9.
- Stolte A., Grebel E.K., Brandner W., & Figer D.F., 2002. The mass function of the Arches cluster from Gemini adaptive optics data. *A&A*, 394 : 459.
- Tamblyn P., Rieke G.H., Hanson M.M., Close L.M., McCarthy D.W., & Rieke M.J., 1996. The Peculiar Population of Hot Stars at the Galactic Center. *ApJ*, 456 : 206.
- Tanner A., Ghez A., Morris M., & Becklin E., 2003. Resolving the Northern Arm sources at the Galactic Center. Dans *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*. *Astronomische Nachrichten Suppl.*, sous presse.
- Tanner A., Ghez A.M., Morris M., Becklin E.E., Cotera A., Ressler M., Werner M., & Wizinowich P., 2002. Spatially Resolved Observations of the Galactic Center Source IRS 21. *ApJ*, 575 : 860.
- Telesco C.M., Davidson J.A., & Werner M.W., 1996. 10–30 Micron Maps of the Central 5 Parsecs of the Galaxy : Heating of the Cavity and Neutral Gas Disk. *ApJ*, 456 : 541.
- Vollmer B. & Duschl W.J., 2000. The Minispiral in the Galactic Center revisited. *New Astronomy*, 4 : 581.
- Wright G.S., McLean I.S., & Bland J., 1989. An infrared imaging Fabry-Perot study of the galactic centre. Dans *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, p. 425–428.
- Yuan F., Markoff S., & Falcke H., 2002. A Jet-ADAF model for Sgr A*. *A&A*, 383 : 854.
- Yusef-Zadeh F., Morris M., & Chance D., 1984. Large, highly organized radio structures near the galactic centre. *Nature*, 310 : 557.
- Yusef-Zadeh F., Roberts D.A., & Biretta J., 1998. Proper Motions of Ionized Gas at the Galactic Center : Evidence for Unbound Orbiting Gas. *ApJ*, 499 : L159.
- Yusef-Zadeh F., Stolovy S.R., Burton M., Wardle M., & Ashley M.C.B., 2001. High Spectral and Spatial Resolution Observations of Shocked Molecular Hydrogen at the Galactic Center. *ApJ*, 560 : 749.
- Yusef-Zadeh F. & Wardle M., 1993. Evidence for the interaction of the IRS 16 wind with the ionized and molecular gas at the Galactic center. *ApJ*, 405 : 584.
- Zhao J., Ekers R.D., Goss W.M., Lo K.Y., & Narayan R., 1989. Long-Term Variations of the Compact Radio Source SGR a at the Galactic Center. Dans *IAU Symp. 136 : The Center of the Galaxy*, p. 535.
- Zhao J. & Goss W.M., 1998. Radio Continuum Structure of IRS 13 and Proper Motions of Compact HII Components at the Galactic Center. *ApJ*, 499 : L163.

- Zhao J., Goss W.M., Lo K.Y., & Ekers R.D., 1992. Evidence for Intrinsic Activity of SGR A at the Galactic Center. Dans *Relationships Between Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies*. ASP Conf. Ser., volume 31, p. 295.
- Zylka R., Mezger P.G., & Lesch H., 1992. Anatomy of the Sagittarius A complex. II - 1300 micron and 870 micron continuum observations of SGR A* and its submm/IR spectrum. *A&A*, 261 : 119.
- Zylka R., Mezger P.G., Ward-Thompson D., Duschl W.J., & Lesch H., 1995. Anatomy of the Sagittarius A complex. 4 : SGR A* and the Central Cavity revisited. *A&A*, 297 : 83.

Étude de la cinématique et de la population stellaire du Centre Galactique

Résumé : Le parsec central de la Galaxie a été observé à l'aide de spectro-imagerie BEAR haute résolution spectrale (jusqu'à 21 km s^{-1}) et moyenne résolution spatiale ($0,5''$), dans les raies $\text{Br}\gamma$ ($2,16 \mu\text{m}$) et He I à $2,06 \mu\text{m}$, et d'imagerie haute résolution. Ces données ont servi à étudier la population d'étoiles jeunes et massives, la structure et la dynamique des flots de gaz ionisé de Sgr A Ouest. Les résultats obtenus, notamment la séparation des étoiles en un groupe de 6 LBV d'une part (le complexe IRS 16) et plus de 20 Wolf-Rayet d'autre part, ainsi que la résolution de IRS 13E en un amas d'au moins 6 étoiles massives, soutiennent l'idée d'une formation des étoiles jeunes en un amas massif à distance du Centre Galactique. La vision très détaillée de Sgr A Ouest et le modèle cinématique proposé du Bras Nord soutiennent l'idée que ce gaz ionisé est constitué par les fronts d'ionisation de plus vastes nuages neutres étirés par les forces de marée, provenant du Disque circumnucléaire.

Mots clefs : Centre Galactique – étoiles : Wolf-Rayet – formation d'étoiles massives – objet : Sgr A Ouest – milieu interstellaire : dynamique – source X ponctuelle – instrumentation : optique adaptative – instrumentation : spectro-imagerie infrarouge

Dynamics and stellar population of the Galactic Center

Abstract: The central parsec of the Galaxy has been observed using BEAR spectro-imagery at high spectral resolution (up to 21 km s^{-1}) and medium spatial resolution ($0.5''$), in $\text{Br}\gamma$ ($2.16 \mu\text{m}$) and He I ($2.06 \mu\text{m}$), and high resolution imaging. These data were used to study the young, massive stars of the central parsec, and the structure and dynamics of ionized gas in Sgr A West. The stellar population has been separated into two groups: the IRS 16 complex of 6 LBVs, and at least 20 Wolf-Rayets. The IRS 13E complex has been identified as a cluster of at least 6 massive stars. All this is consistent with the young stars being born in a massive cluster a few tens of parsecs from the Galactic Centre. Providing a deep insight into the morphology of Sgr A West, our data allowed us to derive a kinematic model for the Northern Arm. Our results are in agreement with the idea that the Minispiral is made of ionisation fronts of wider neutral clouds, gravitationally stretched, coming from the CND.

Key words: Galactic Center – stars: Wolf-Rayet – massive star formation – object: Sgr A West – interstellar medium: dynamics – point-like X source – instrumentation: adaptive optics – instrumentation: infrared spectro-imaging