

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 :

<b>Pierre Encrenaz,</b>	président ;
<b>Thierry Montmerle,</b>	rapporteur ;
<b>Daniel Rouan,</b>	rapporteur ;
<b>Jean-Pierre Maillard,</b>	directeur de thèse ;
<b>Jérôme Bouvier,</b>	examineur ;
<b>Mark Morris,</b>	examineur ;
<b>Alain Omont,</b>	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 inexpliquée. 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  $\text{Br}\gamma$  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  $\sim 1500$  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

<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>1 Intérêt de l'étude du Centre Galactique</b>	<b>17</b>
<b>2 Constituants et échelles du Centre Galactique</b>	<b>19</b>
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
<b>3 Problématique</b>	<b>43</b>
3.1 Situation observationnelle . . . . .	43
3.2 Formation stellaire . . . . .	44
3.3 Mécanismes d'accrétion . . . . .	44
3.4 Objectifs . . . . .	45
<b>I Méthodes observationnelles</b>	<b>47</b>
<b>4 Introduction</b>	<b>49</b>
<b>5 L'instrument BEAR</b>	<b>51</b>
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
<b>6</b>	<b>Problématique de l'imagerie haute résolution</b>	<b>65</b>
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
<b>II</b>	<b>Nature de l'amas central</b>	<b>83</b>
<b>7</b>	<b>Étude de la population d'étoiles à hélium</b>	<b>85</b>
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 $\alpha$ . . . . .	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
<b>8</b>	<b>Un objet exceptionnel : IRS 13E</b>	<b>111</b>
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
<b>III</b>	<b>Cinématique du milieu interstellaire du parsec central</b>	<b>135</b>
<b>9</b>	<b>Introduction</b>	<b>137</b>
<b>10</b>	<b>Analyse structurelle de Sgr A Ouest</b>	<b>139</b>
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 $\gamma$ ] . . . . .	150
10.4	Morphologie du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest . . . . .	151
10.5	Discussion . . . . .	158
<b>11</b>	<b>Analyse cinématique du Bras Nord</b>	<b>161</b>
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
<b>12</b>	<b>Nature et échelle de temps de la Minispirale</b>	<b>183</b>

<b>Conclusion</b>	<b>185</b>
<b>13 Origine de Sgr A Ouest</b>	<b>187</b>
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
<b>Glossaire</b>	<b>197</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>201</b>
<b>Annexes</b>	<b>213</b>
<b>A Article « <i>New results on the helium stars</i> »</b>	<b>215</b>
<b>B Article « <i>New results on the Helium stars, updated</i> »</b>	<b>233</b>
<b>C Article « <i>The nature of IRS 13</i> »</b>	<b>241</b>
<b>D Article « <i>The Galactic Center source IRS 13</i> »</b>	<b>259</b>
<b>E Article « <i>Kinematic analysis of the Minispiral</i> »</b>	<b>269</b>
<b>F Article « <i>Structural analysis of the Minispiral</i> »</b>	<b>289</b>
<b>G Article « <i>The star-forming region S106</i> »</b>	<b>299</b>



# 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

---

<b>2.1</b>	<b>Autour de l'échelle de cent parsecs</b>	<b>20</b>
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
<b>2.2</b>	<b>En dessous de quelques dizaines de parsecs</b>	<b>28</b>
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,

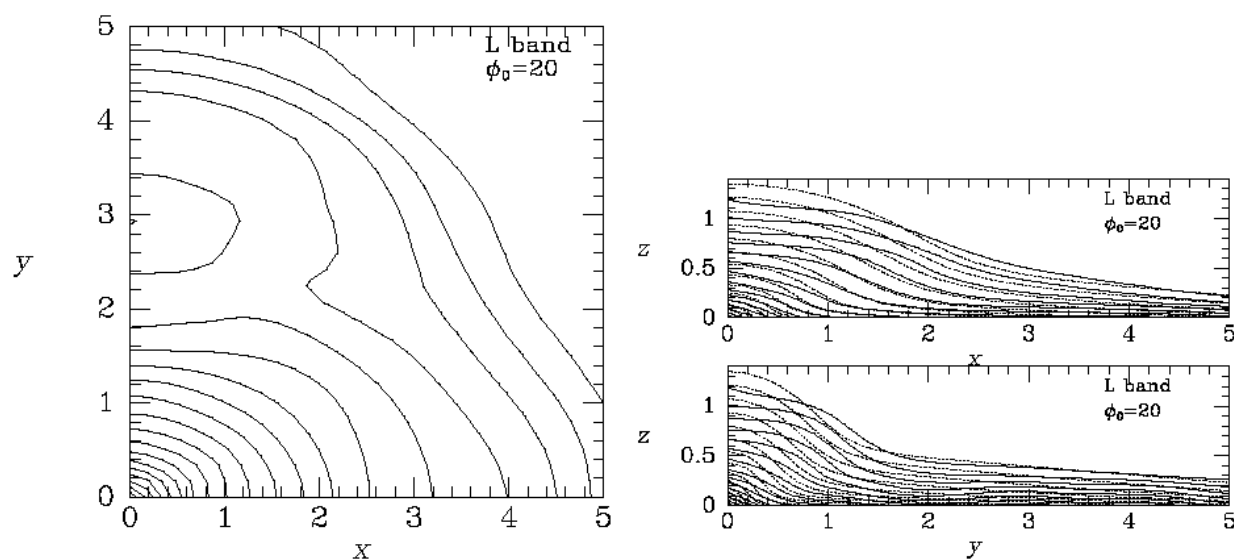


FIG. 2.1: Modèle de luminosité des régions internes de la Galaxies. À gauche : densité projetée selon l'axe  $z$ . À droite : surfaces isodensité dans les plans  $xz$  et  $yz$ . Les axes sont en kpc. (Tiré de Binney *et al.* 1997)

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  $22^{\circ}$  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*).

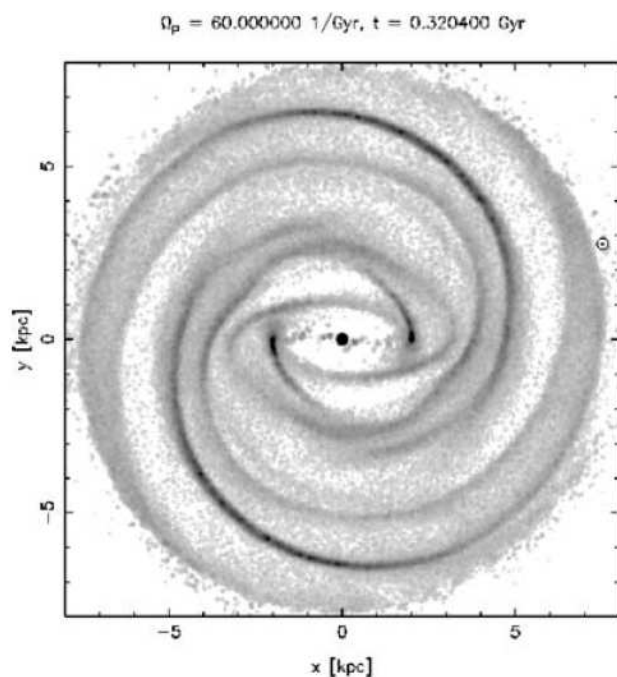


FIG. 2.2: Distribution du gaz dans le modèle standard de Bissantz *et al.* (2003), dont cette figure est issue, à un âge de 0,32 Gyr. Le modèle ne prend en compte que les 8 kpc centraux, ce qui explique les artefacts à la périphérie. La position du soleil est indiquée par le symbole  $\odot$ .

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).

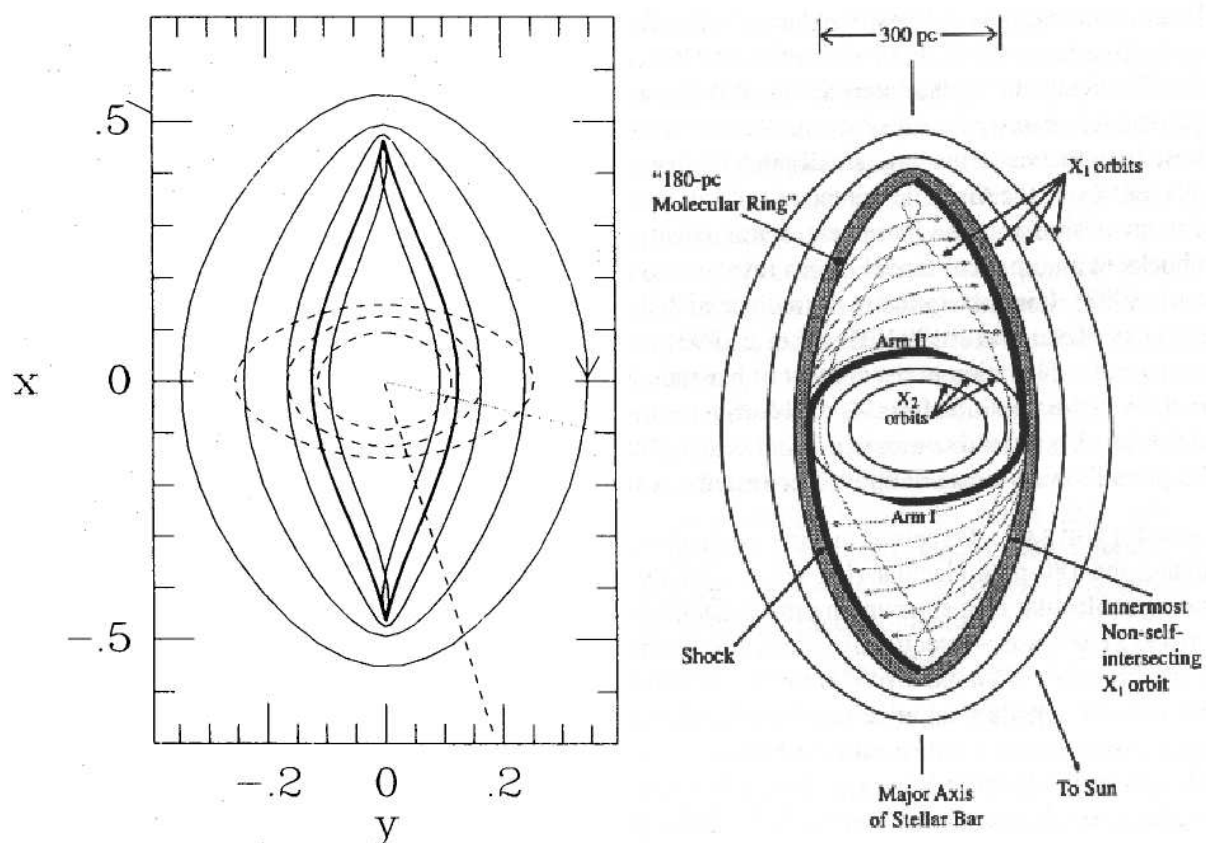


FIG. 2.3: À gauche : orbites  $X_1$  (trait plein) et  $X_2$  (trait discontinu) dans un potentiel barré (issu de Binney *et al.* 1991). À droite : interprétation de la topographie du Centre Galactique selon des orbites  $X_1$  et  $X_2$  (issu de Morris & Serabyn 1996).

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  $30 \text{ km s}^{-1}$  et une densité supérieure à  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  (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-Rayet<sup>1</sup>, 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  $35 \text{ pc}$  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

---

<sup>1</sup>Ce symbole (  ) renvoie au glossaire, p. 197.

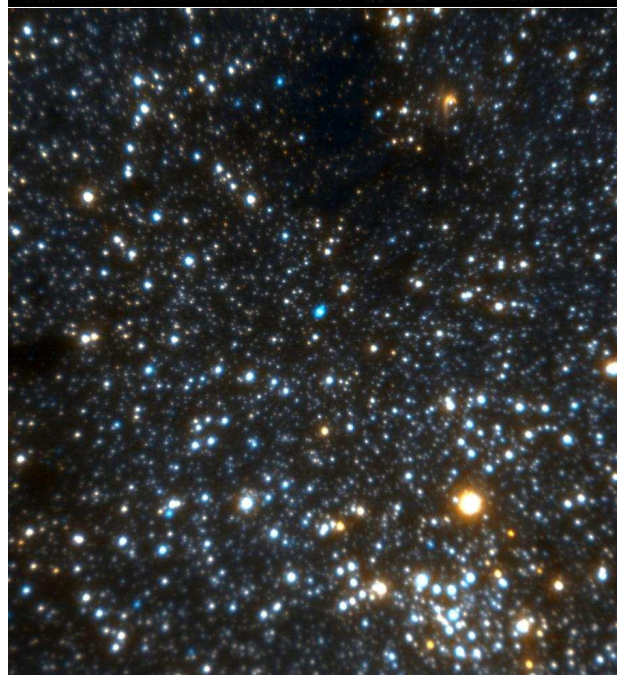
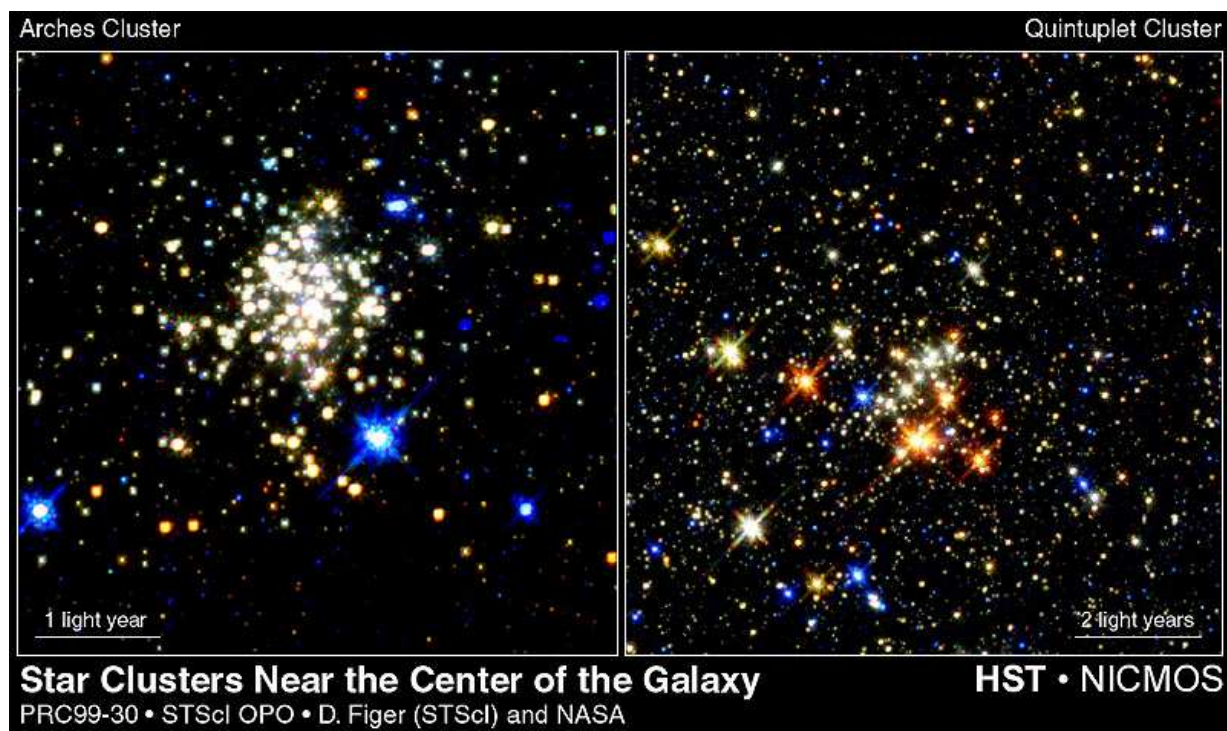


FIG. 2.4: Les trois principaux amas d'étoiles jeunes et massives du Centre Galactique (images composites en infra-rouge proche). L'image de l'amas central, en bas à gauche, n'est pas centrée sur celui-ci. Le complexe d'étoiles très bleues et lumineuses IRS 16 est visible en bas à droite de l'image, au 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.



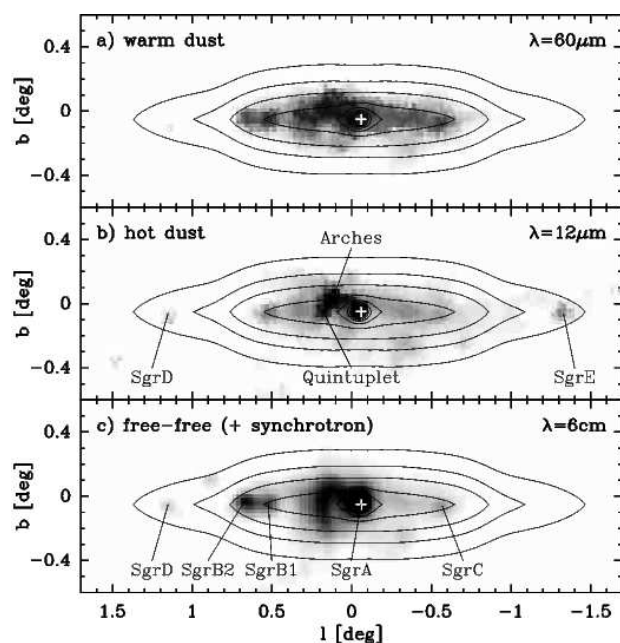


FIG. 2.5: Distribution des étoiles massives dans le Centre Galactique d'après plusieurs signatures (poussière tiède, poussière chaude et émission *free-free* et synchrotron), d'après Launhardt *et al.* (2002). Les contours figurent le modèle de profil de densité du Bulbe nucléaire fait d'étoiles froides,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

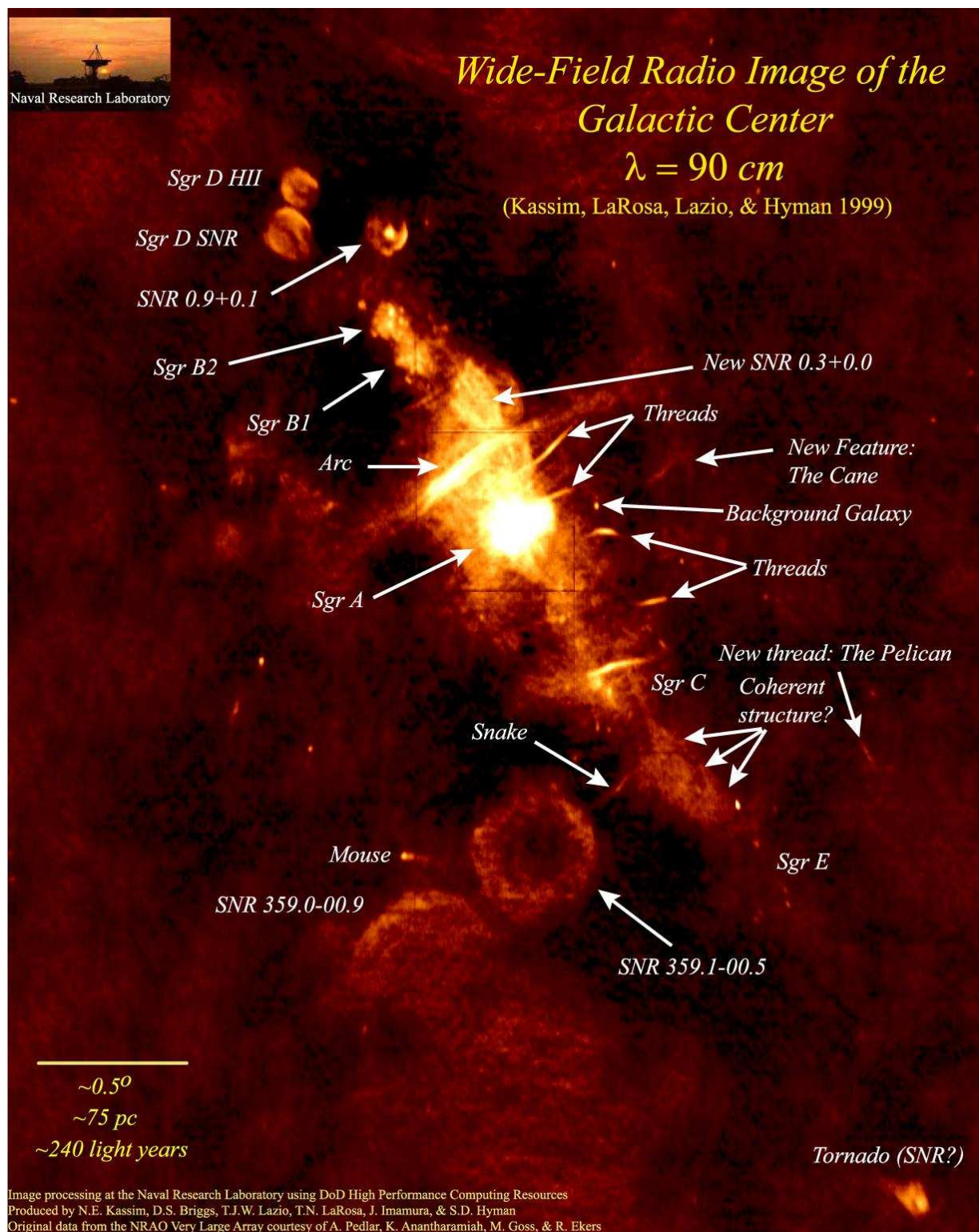


FIG. 2.6: Carte à 90 cm du Centre Galactique. Le plan Galactique est clairement matérialisé par l'émission étendue en diagonale de l'image. Les filaments radio, plusieurs résidus de supernovae, ainsi que plusieurs régions HII compactes sont évidents. (issu de Kassim *et al.* 1999)

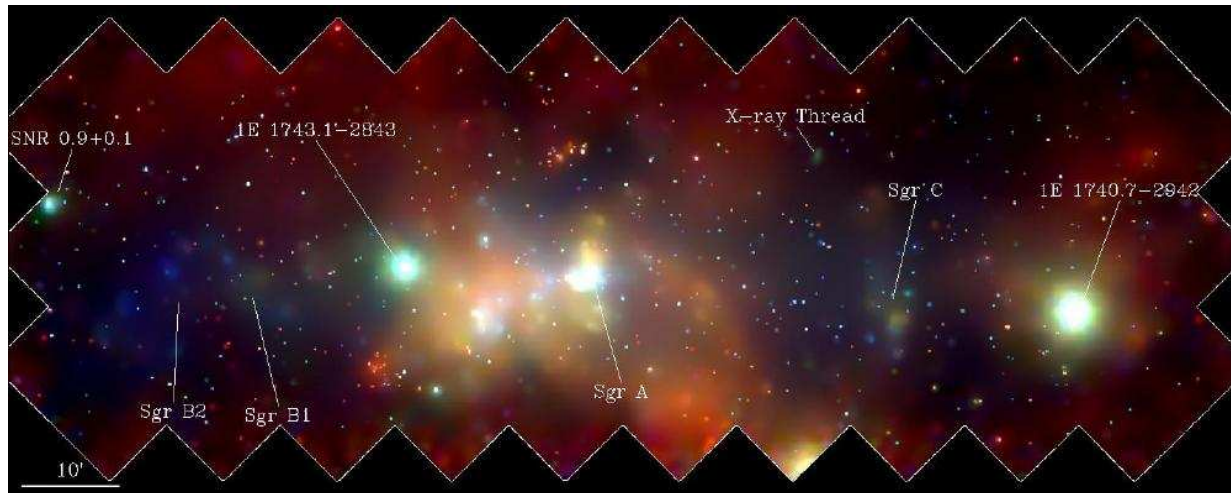


FIG. 2.7: Cette mosaïque couvre  $\simeq 400 \times 900$  années lumières. On y voit l'émission de centaines d'objets compacts (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs), baignant dans un gaz chaud à plusieurs millions de degrés Kelvin. Les trois couleurs correspondent aux bandes 1–3 keV (rouge),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

à moins de  $20^\circ$  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<sup>♠</sup> 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  $7 \times 9$  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-

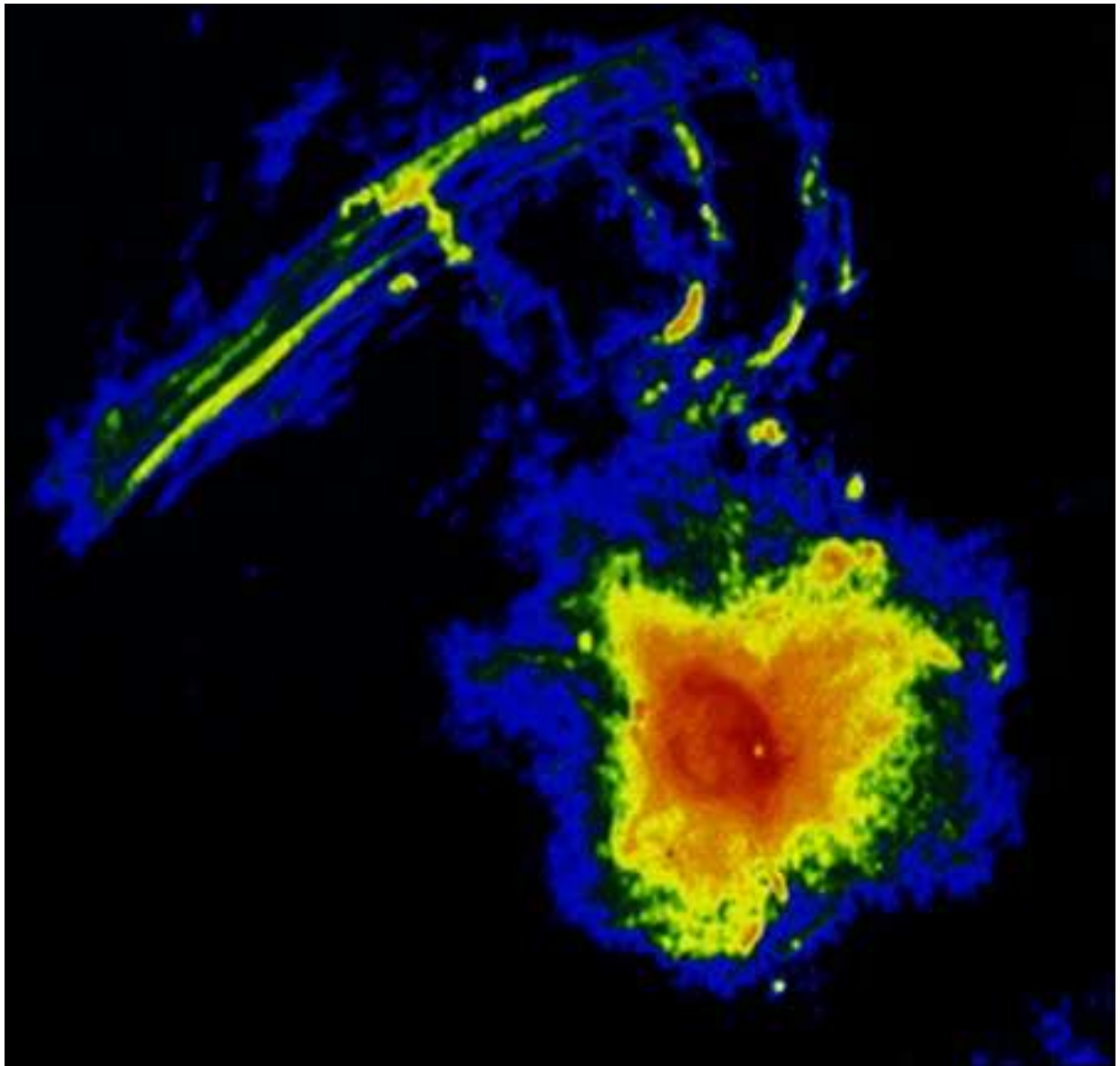


FIG. 2.8: Cette image en radio (20 cm) en provenance du VLA couvre  $\simeq 50 \times 50$  pc. On y voit tout d'abord l'Arc radio, dominé par une émission synchrotron, qui est un faisceau de filaments radios non-thermiques (Sect. 2.1.4). Cet Arc est relié au complexe Sgr A (en projection, du moins) par 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>)

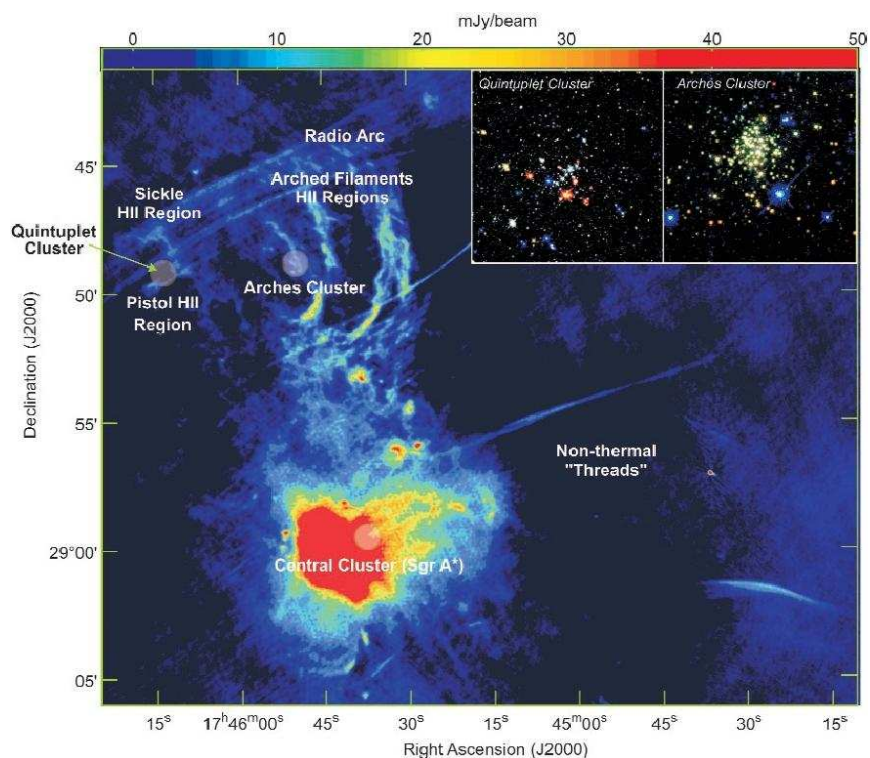


FIG. 2.9: Image VLA à 20 cm des 50 pc centraux de la Galaxie, avec indication des trois amas d'étoiles massives. (Montage issu de Lang *et al.* 2003)

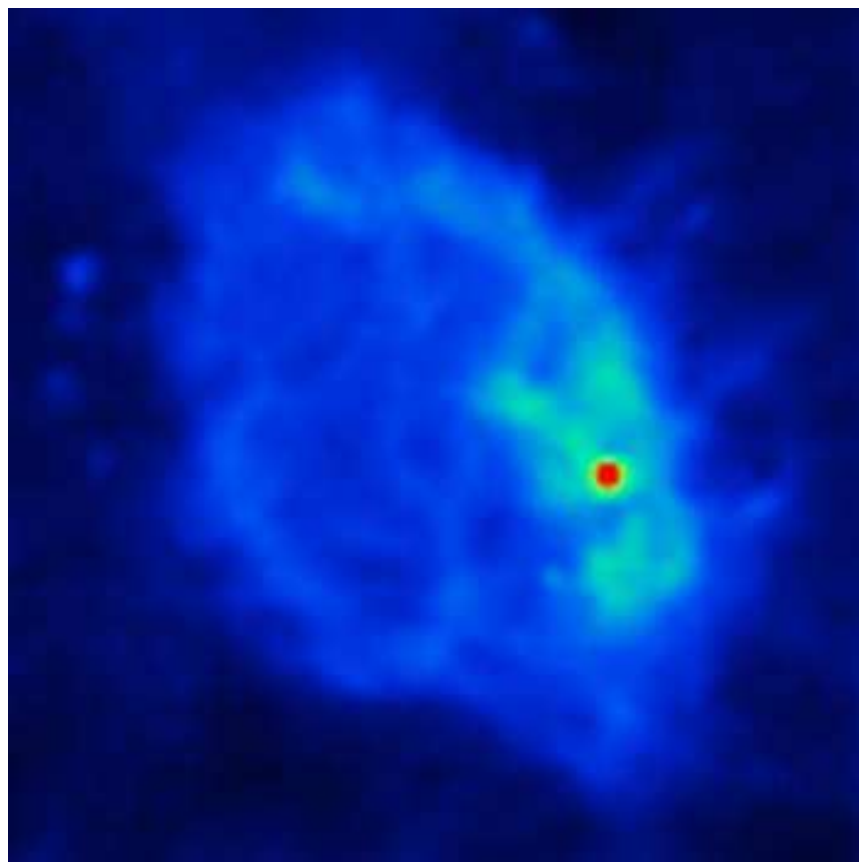


FIG. 2.10: Image à 20 cm de Sgr A Est. (Plante *et al.* 1995, , <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>)

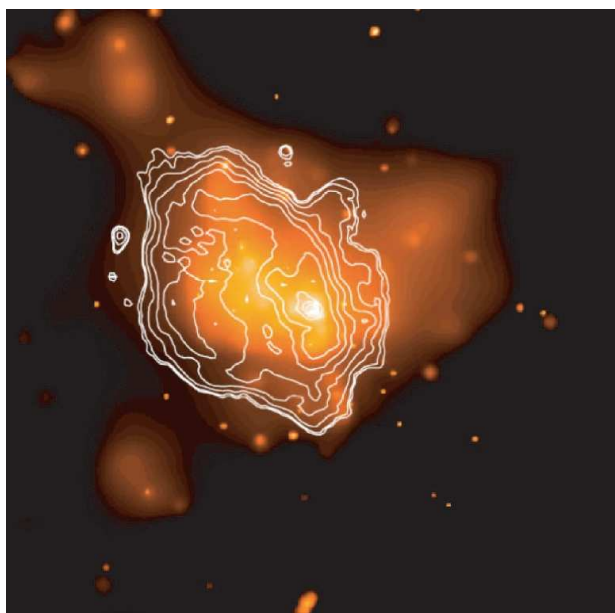


FIG. 2.11: Comparaison de l'émission X (1,5–7 keV, Maeda *et al.*) et radio à 20 cm (contours, Yusef-Zadeh *et al.*) du complexe Sgr A, notamment Sgr A Est. (issu de Maeda *et al.* 2002)

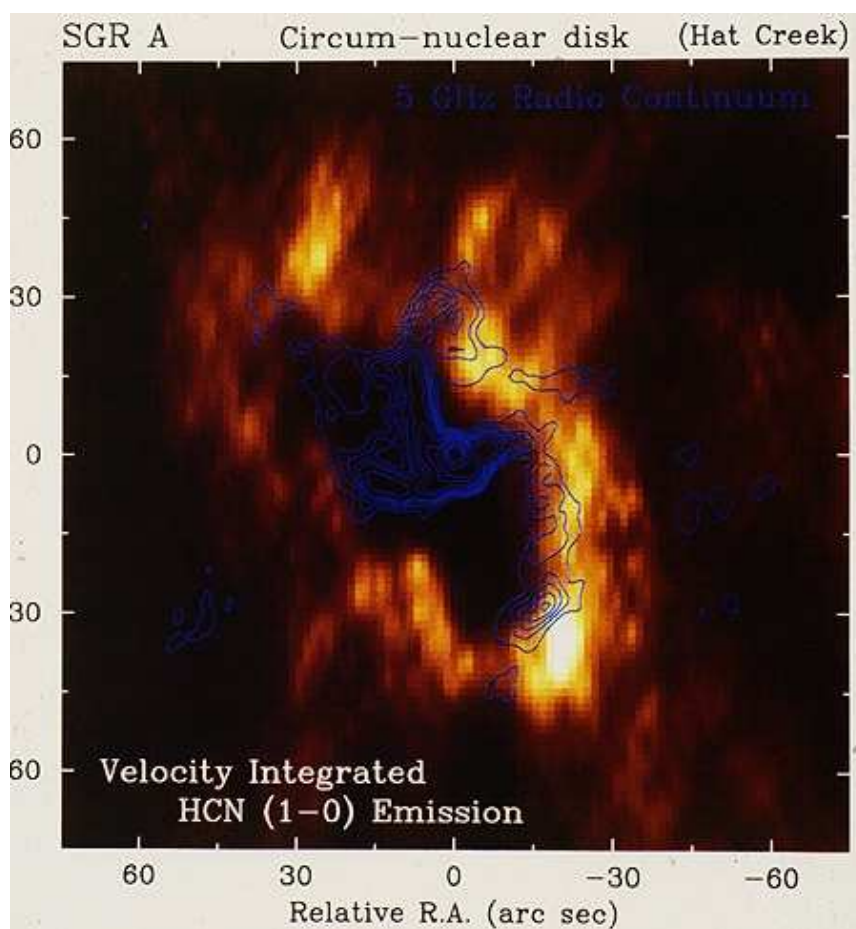
ce qui est fortement renforcée par l'imagerie haute résolution de l'émission X associée et la mesure des abondances des éléments lourds par Chandra (Maeda *et al.* 2002).

### 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 H<sub>2</sub> (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 « Cavity 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<sup>-1</sup>) 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 Cavity 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<sup>-1</sup> à 50 km s<sup>-1</sup>. 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.



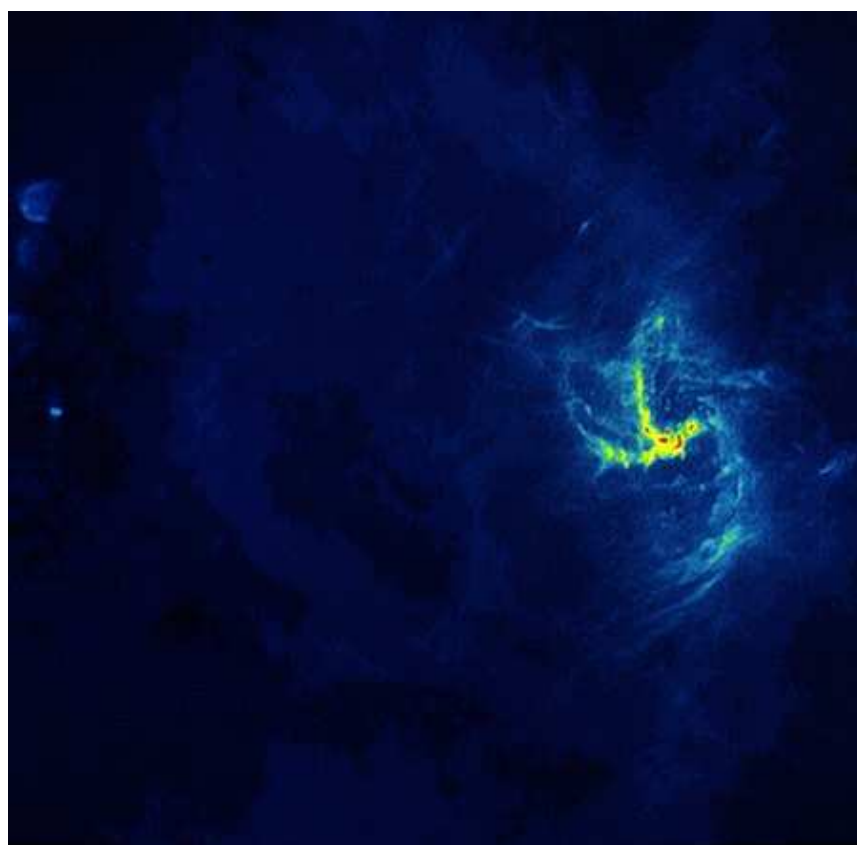


FIG. 2.13: Sgr A Ouest à 6 cm. L'émission de Sgr A Est est également visible. Au centre de cette région HII, on devine l'émission de la source ponctuelle Sgr A\*. (Observateur : K.Y. Lo, <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>)

### 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  $30 \text{ km s}^{-1}$  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).

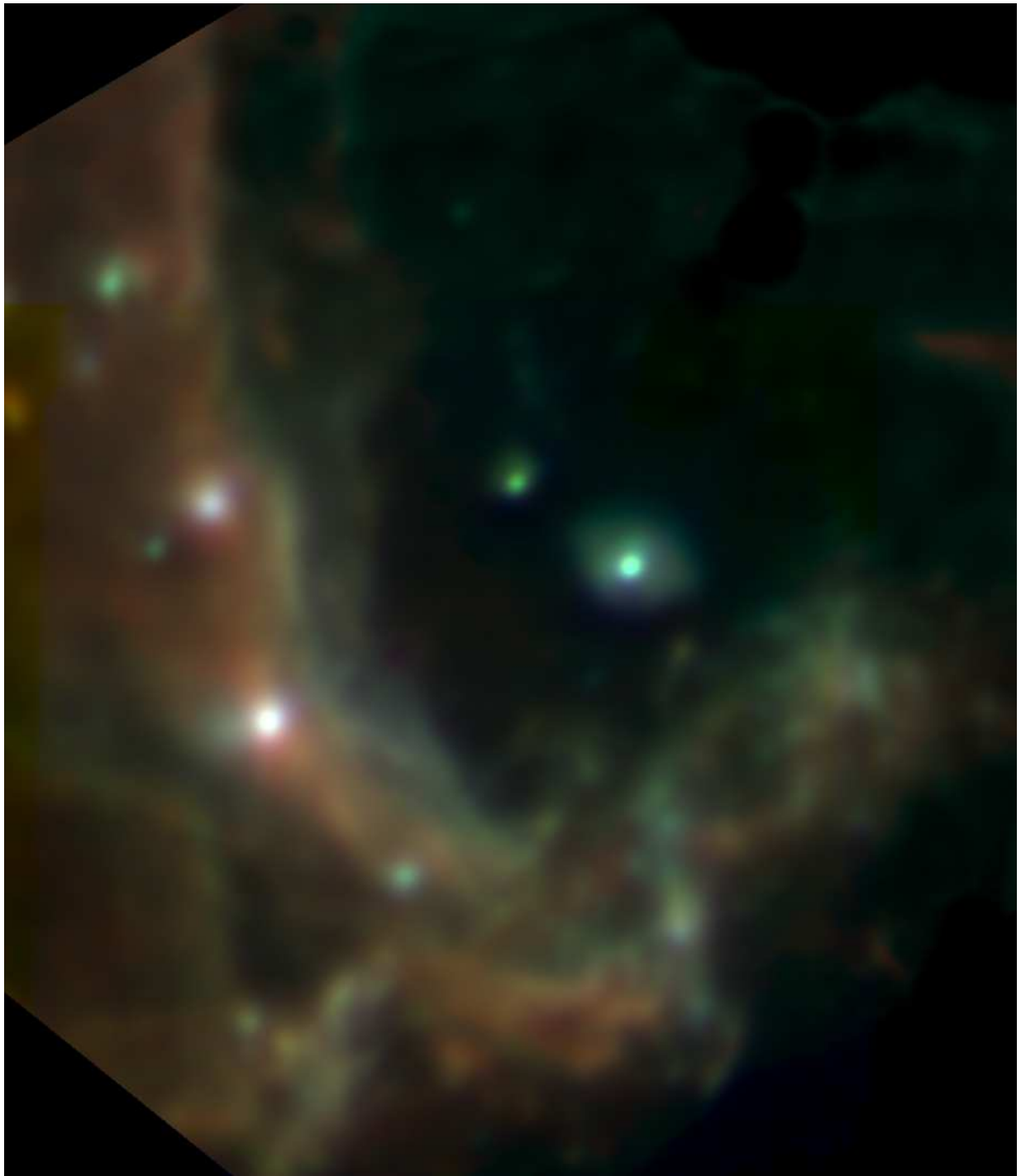


FIG. 2.14: Image composite du parsec central en infrarouge moyen (9, 13, et 21  $\mu\text{m}$  respectivement pour les canaux bleu, vert et rouge). La morphologie est essentiellement la même que celle observée pour le gaz ionisé. (Image Keck/MIRLIN, observateur : M. Morris, <http://irastro.jpl.nasa.gov/GalCen/galcen.html>)

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  $90 \text{ km s}^{-1}$ . 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

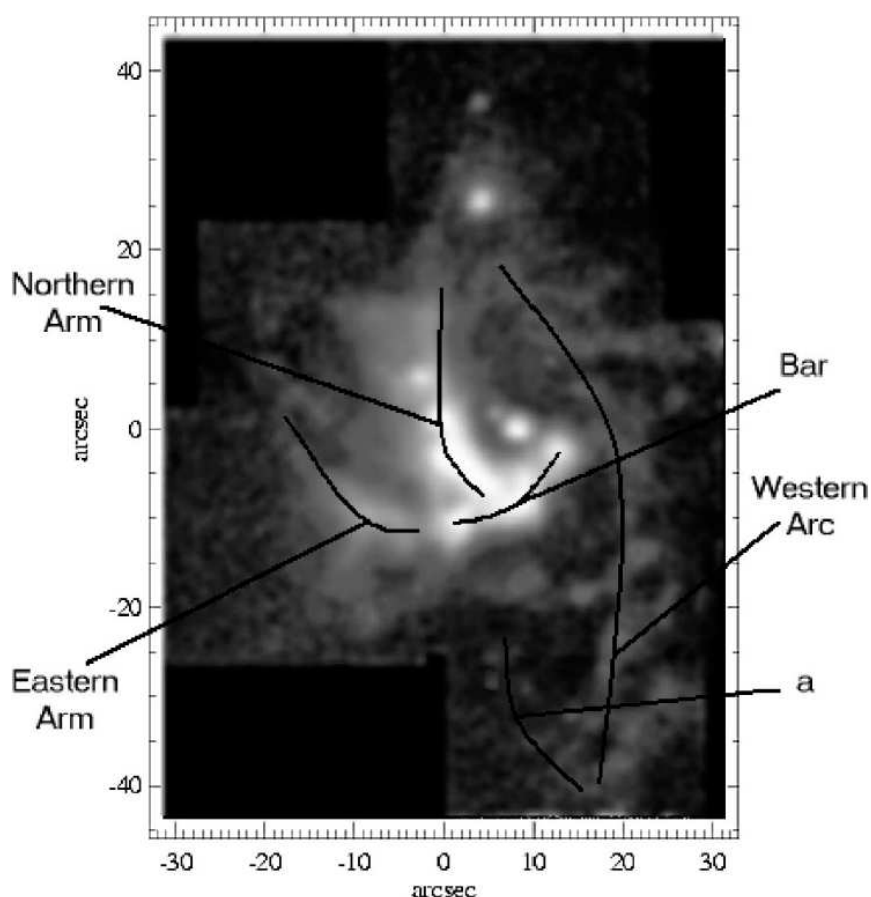


FIG. 2.15: Image à  $10,8 \mu\text{m}$  de la Minispirale, avec la nomenclature usuelle. L'origine des axes correspond à la source IRS 1. La région marquée « a » correspond au bord sud du CND. (issu de Mariñas *et al.* 2003)

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<sup>□</sup>, 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-

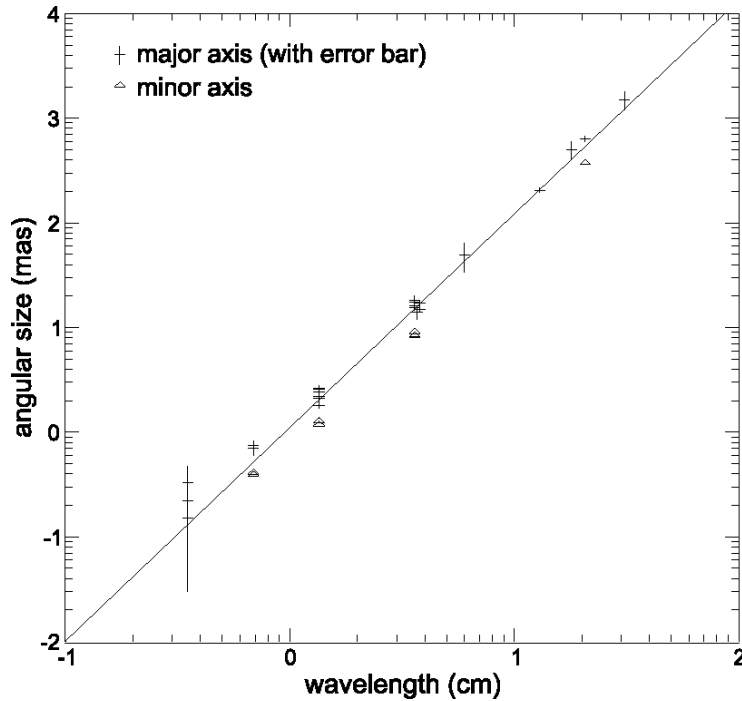


FIG. 2.16: Taille observée de la source Sgr A\* en fonction de la longueur d'onde : grand (croix avec barres d'erreur) et petit (triangles) axes. Le meilleur ajustement en loi de puissance est  $\propto \lambda^{2,04 \pm 0,01}$ . Pour  $\lambda < 7$  mm, les tailles mesurées pourraient être au-dessus 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 ( $1\sigma$ ). 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  $20 \text{ km s}^{-1}$  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

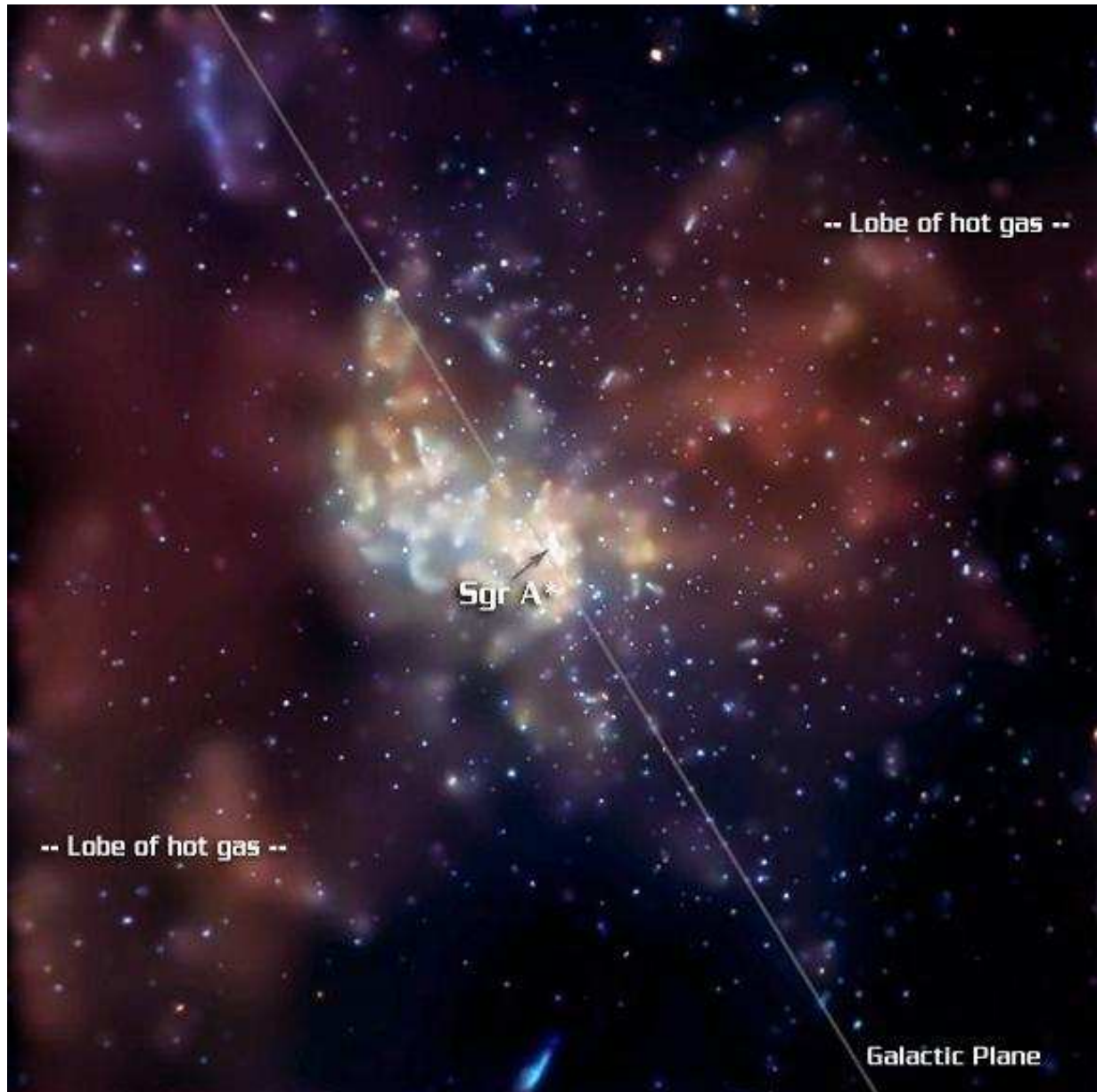


FIG. 2.17: Champ du complexe Sgr A ( $8,4'$  de côté), obtenue par Chandra. On y voit un grand nombre de sources ponctuelles, y compris Sgr A\*, et deux lobes de gaz chaud ( $20 \times 10^6$  K). Énergie : rouge : 2–3,3 keV, vert : 3,3–4,7 keV, bleu : 4,7–8 keV. (NASA/CXC/MIT/F.K. Baganoff et al.)



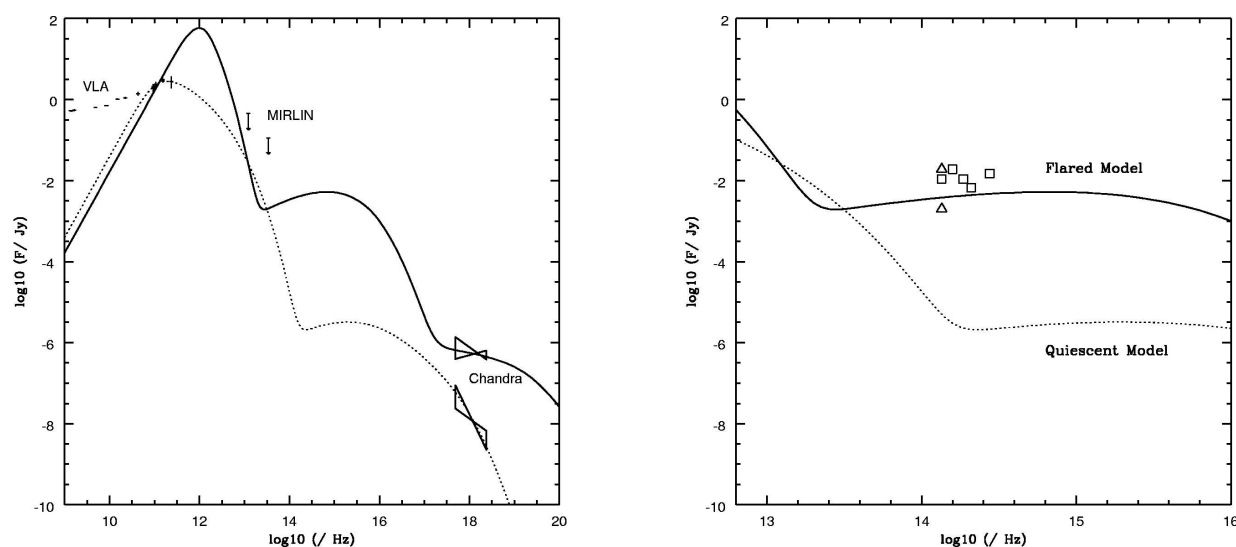


FIG. 2.18: À gauche : modèles de l'émission de Sgr A\* lors des *flares* dus à l'accrétion (ligne continue) et pendant son état bas (ligne discontinue), adaptés de Liu & Melia (2002). Les détections radio VLA (Falcke *et al.* 1998) et X Chandra (Baganoff *et al.* 2001). Les limites en infrarouges moyen (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  $\mu\text{G}$ ), 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<sup>¶</sup> (*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 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 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

---

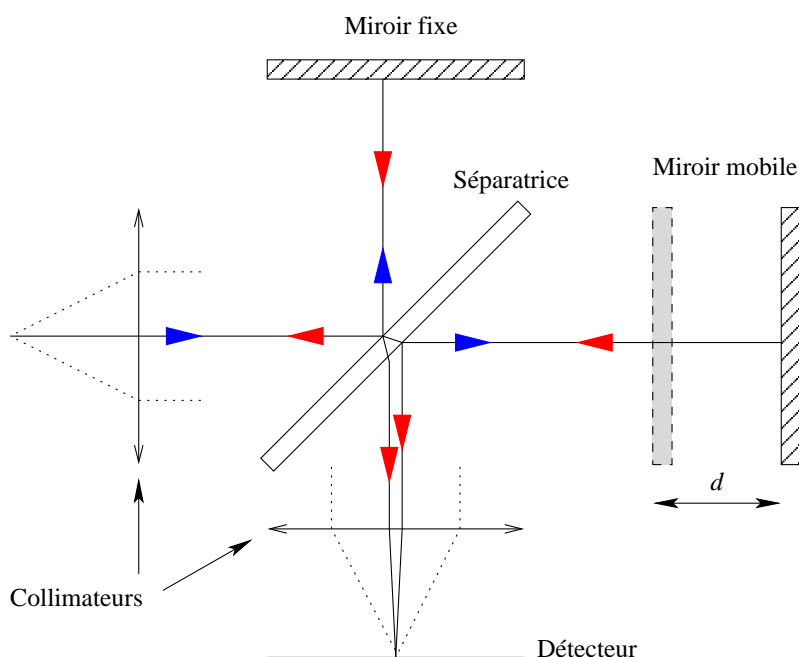
<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>51</b>
<b>5.2</b>	<b>Le spectromètre à transformée de Fourier</b>	<b>52</b>
5.2.1	Un interféromètre de Michelson	52
5.2.2	Montage à deux entrées et deux sorties	53
<b>5.3</b>	<b>Le mode imageur BEAR</b>	<b>54</b>
<b>5.4</b>	<b>Les données</b>	<b>56</b>
<b>5.5</b>	<b>Les caractéristiques de BEAR</b>	<b>58</b>
<b>5.6</b>	<b>Logiciels standards de réduction des données</b>	<b>58</b>
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 recombinés 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  $\pi$ , 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  $\delta$  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

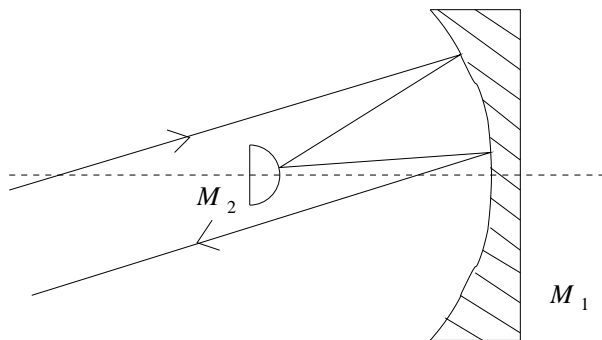


FIG. 5.2: Œil-de-chat. Cette configuration optique permet à tout rayon entrant de ressortir parallèlement à lui-même, mais non confondu avec lui-même.

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  $\delta$  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  $\mu\text{m}$  (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  $256 \times 256$  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.

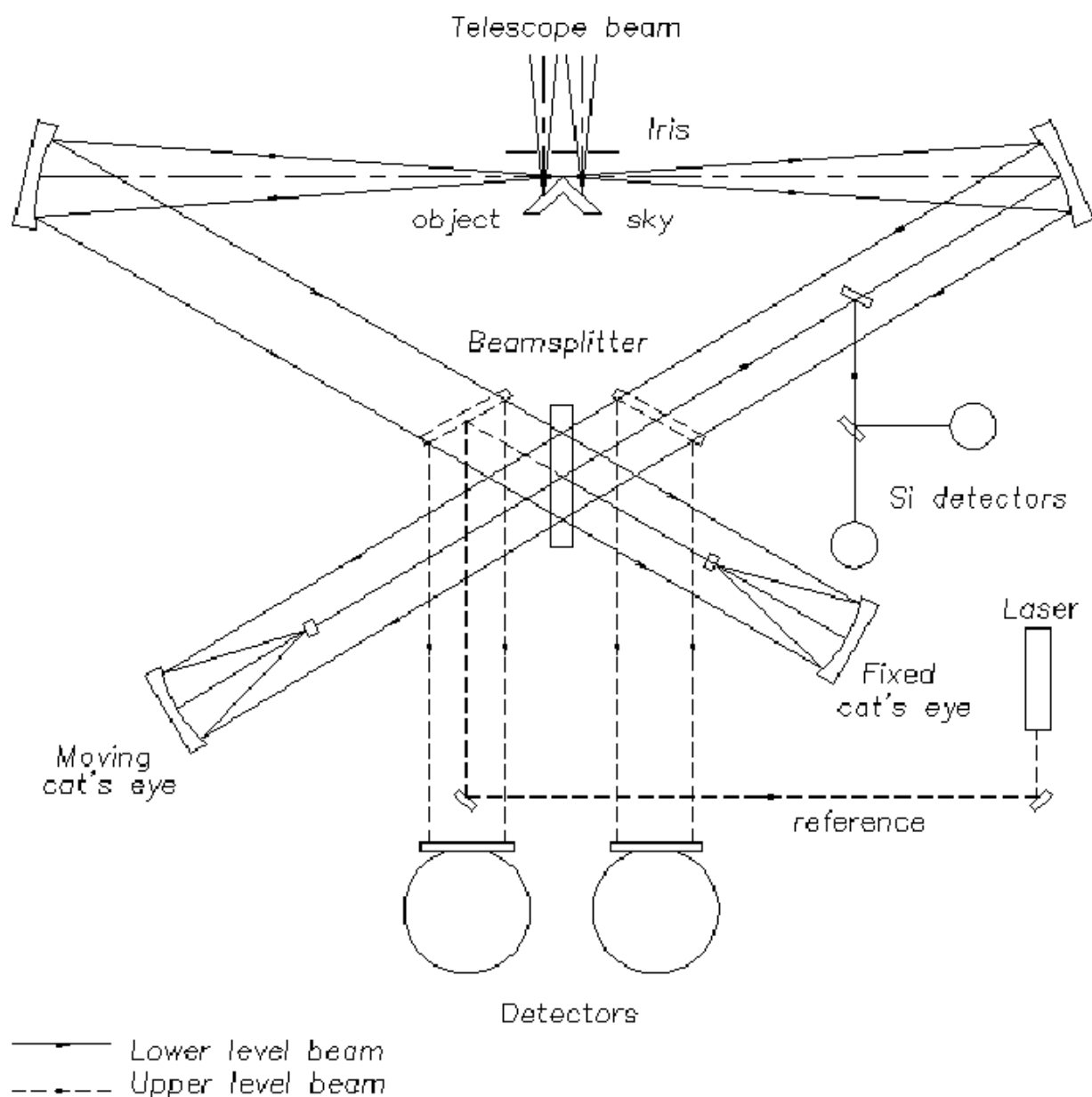


FIG. 5.3: Schéma de principe du FTS à deux entrées et deux sorties du CFHT.

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-

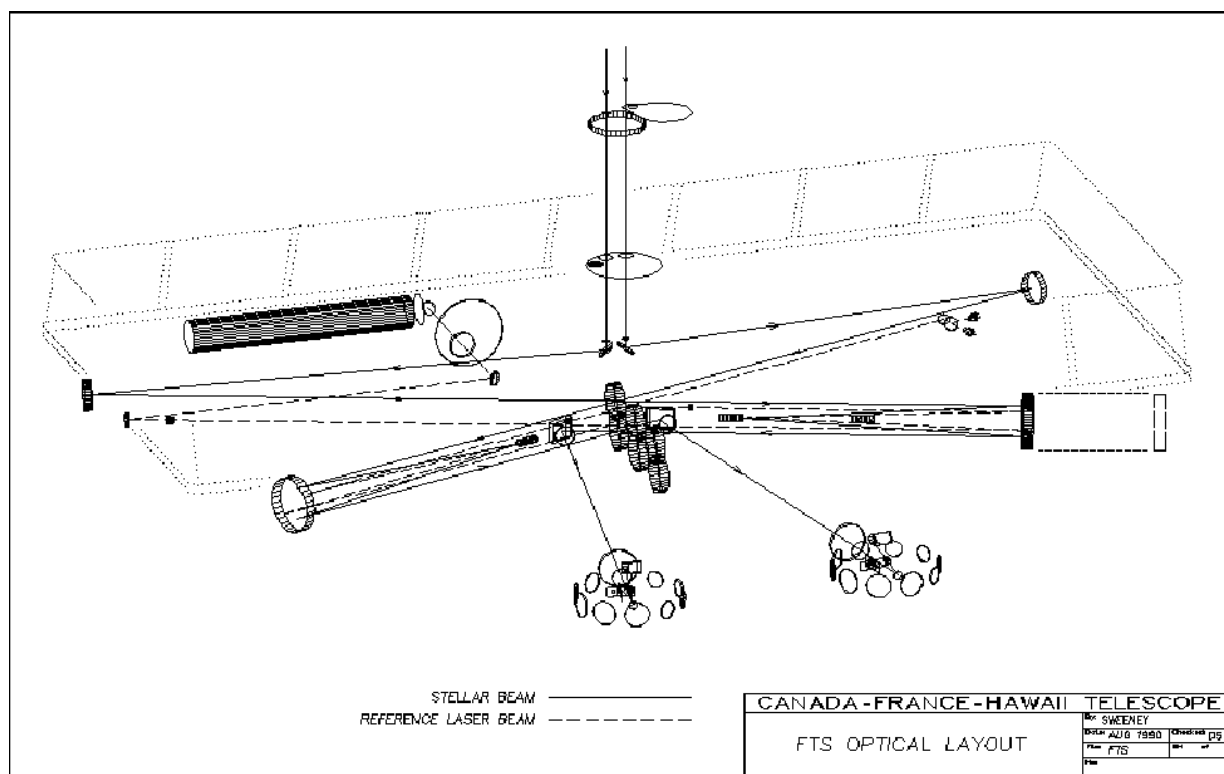


FIG. 5.4: Plan du FTS du CFHT.

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



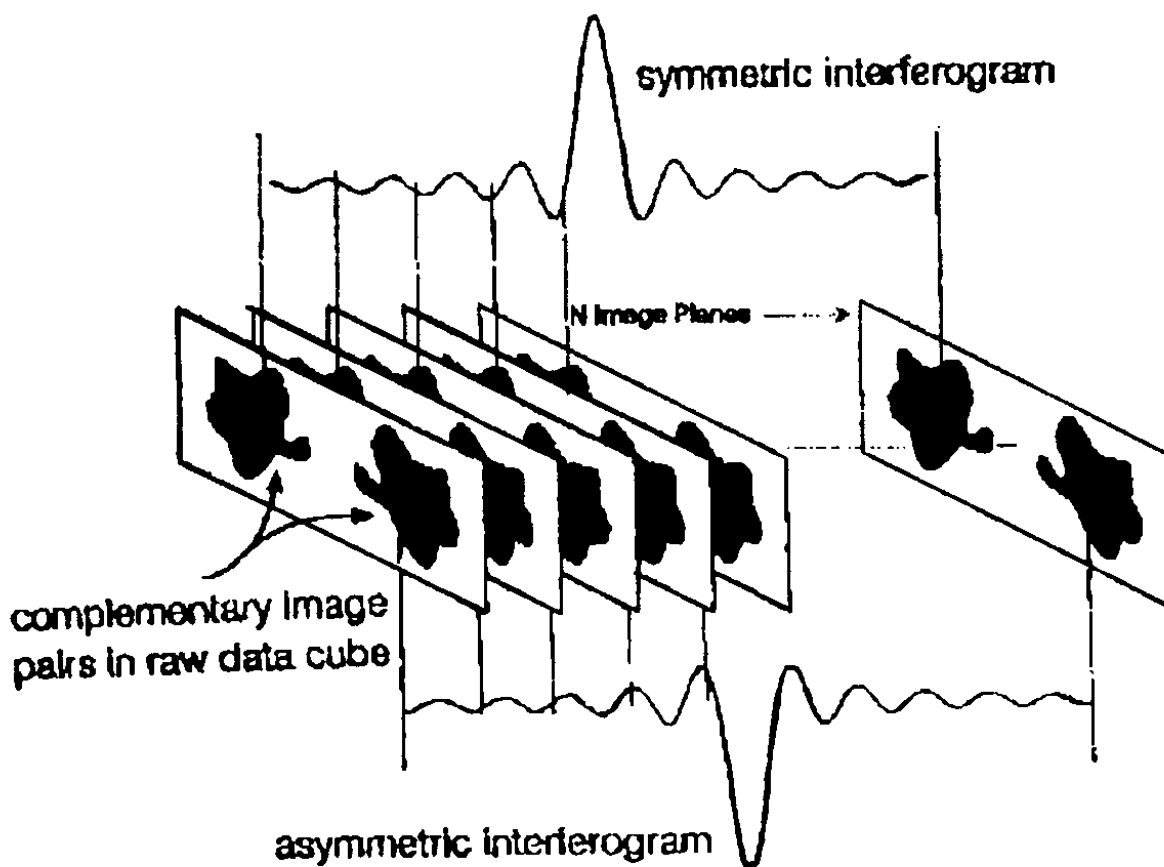


FIG. 5.5: Représentation d'un cube de données brutes

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 Å.

## 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

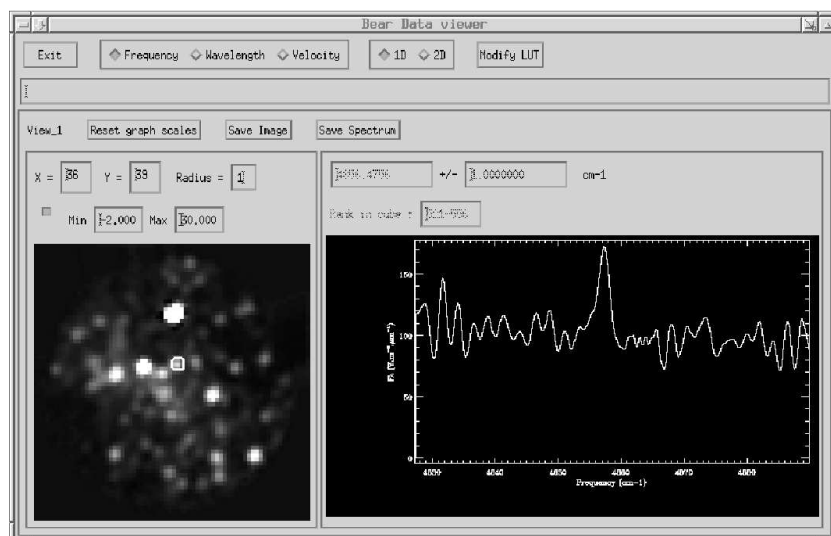


FIG. 5.6: Exemple d'affichage de cubeview, le « BEAR Data Viewer ». L'image est la somme de 35 plans, centrés à peu près sur la raie que l'on voit dans le spectre. Ce spectre est la somme des pixels compris dans le cadre blanc, au centre de l'image. L'étoile sélectionnée est IRS 16NW.

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).

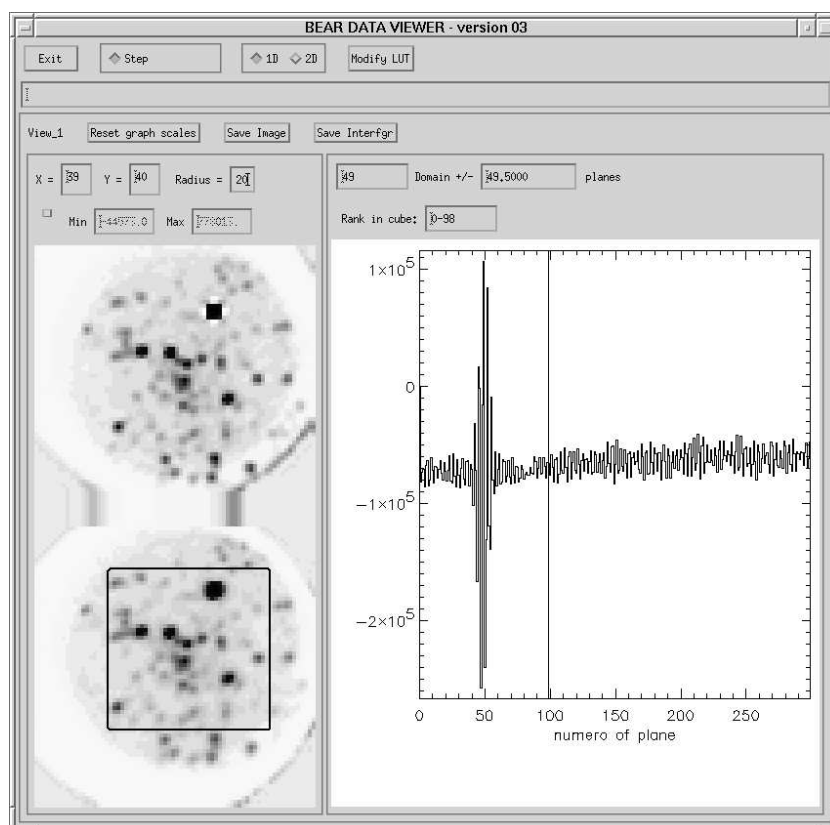
On peut afficher dans la vue de droite le spectre de n'importe quelle portion de l'image, en choisissant une ouverture d'intégration carrée dont le côté est un nombre impair de pixels. Ainsi on peut placer le pixel central de la boîte d'intégration sur le centre d'une étoile, et afficher soit le spectre associé à ce pixel, soit la somme des spectres contenus dans une boîte carrée de  $3 \times 3$  pixels ou  $5 \times 5$  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-

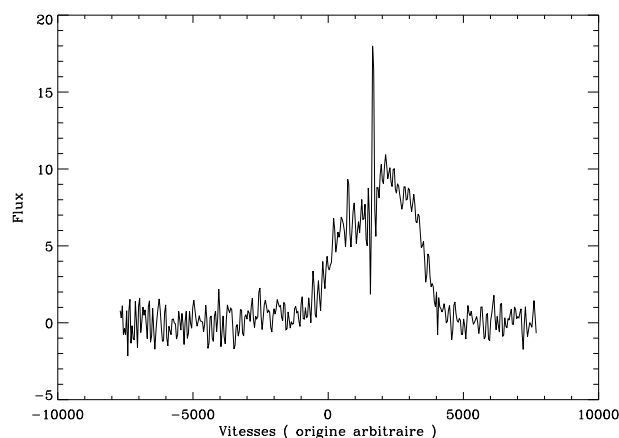


FIG. 5.8: Spectre typique d'une étoile du champ avant calibration montrant la bande passante du filtre étroit centré à  $2,058 \mu\text{m}$ . Les deux raies fines et intenses sont des émissions atmosphériques de OH. Ce qui ressemble à une « raie » plus large à droite est en fait dû à ce qui passe au centre d'une bande tellurique de  $\text{CO}_2$  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.

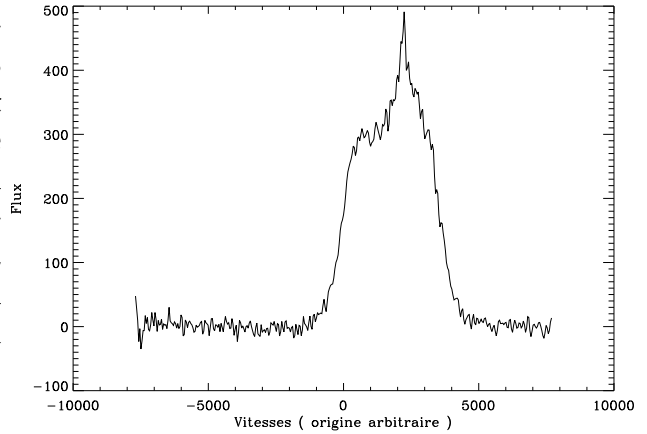
### 5.6.3 BEAR\_calib : calibration relative et absolue

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  $\text{CO}_2$ . 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  $\text{CO}_2$  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  $\text{CO}_2$  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  $\text{CO}_2$ , 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  $\alpha$  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  $\alpha$ , le nombre d'onde réel  $\sigma$  contenu dans l'image correspondant à  $\sigma_0$  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 »<sup>¶</sup>. 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

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>65</b>
<b>6.2</b>	<b>Méthodes instrumentales</b> . . . . .	<b>66</b>
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
<b>6.3</b>	<b>Méthodes logicielles</b> . . . . .	<b>70</b>
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
<b>6.4</b>	<b>Deux logiciels d'analyse de champs stellaires</b> . . . . .	<b>78</b>
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, 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  $\simeq 3\%$ <sup>1</sup> en bande Kp (2,12  $\mu\text{m}$ ), 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%<sup>2</sup>.

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

---

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

<sup>2</sup><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 avantageés. 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-NUI<sup>3</sup>, 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

---

<sup>3</sup><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.

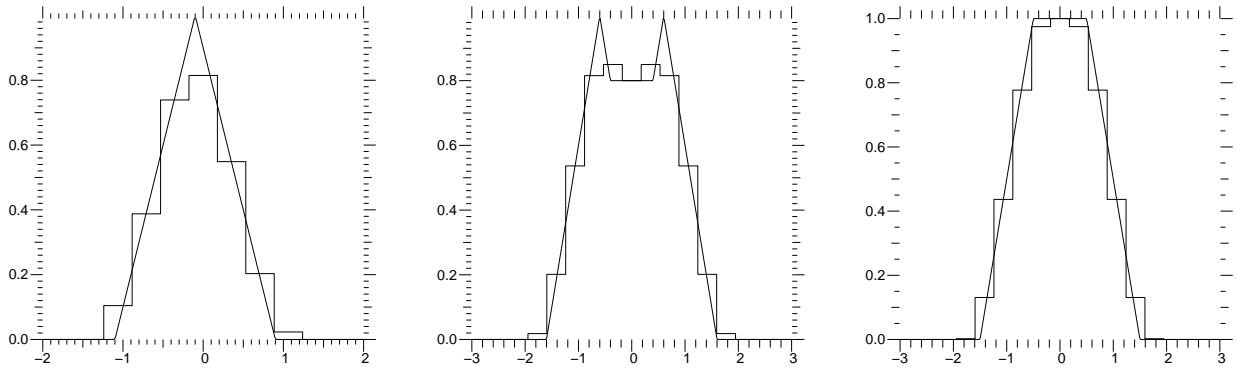


FIG. 6.1: À gauche : représentation de l'image d'une source ponctuelle avec une PSF triangulaire (FWHM = 1), et le même profil échantillonné. Au milieu : deux sources de même intensité, séparées de  $1,2 \times \text{FWHM}$ . À droite : deux sources de même intensité séparées de  $1 \times \text{FWHM}$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

### 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  $\sigma$ , 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  $\sigma$  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  $3\sigma$ .

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 Bézier<sup>4</sup> 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

---

<sup>4</sup>Les 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, ponctuelles<sup>5</sup> (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

---

<sup>5</sup>L'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 PSF<sup>6</sup> 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

---

<sup>6</sup>Il 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  $\chi^2$  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 utilisé<sup>7</sup> modélise la PSF  $P$  comme étant un profil de Moffat, s'écrivant

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

---

<sup>7</sup>téléchargeable 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 ( $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\beta$ , 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

---

<b>7.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>7.2</b>	<b>Observations</b> . . . . .	<b>86</b>
7.2.1	Spectro-imagerie BEAR . . . . .	86
7.2.2	Imagerie au sol avec optique adaptative CFHT . . . . .	87
7.2.3	Imagerie NICMOS Pa $\alpha$ . . . . .	87
<b>7.3</b>	<b>Correction des raies d'émission telluriques</b> . . . . .	<b>89</b>
7.3.1	Étude des raies telluriques . . . . .	91
7.3.2	Correction des raies telluriques . . . . .	93
<b>7.4</b>	<b>Recherche des étoiles à raies d'émission</b> . . . . .	<b>94</b>
7.4.1	Recherche de candidates étoiles à hélium . . . . .	94
7.4.2	Extraction et réduction des spectres des candidates . . . . .	97
<b>7.5</b>	<b>Ajustement de profils stellaires</b> . . . . .	<b>100</b>
7.5.1	Profils P Cyg . . . . .	100
7.5.2	Modèle simple de profil P Cyg . . . . .	102
<b>7.6</b>	<b>Résultats</b> . . . . .	<b>103</b>
<b>7.7</b>	<b>Discussion</b> . . . . .	<b>105</b>
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  $4906 \text{ cm}^{-1}$ , 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  $74 \text{ km s}^{-1}$  ( $R \simeq 4000$ ).

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  $52 \text{ km s}^{-1}$  ( $R \simeq 5800$ ). 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  $1024 \times 1024$  (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 $\alpha$

Nous avons pu profiter de l'existence de données Pa $\alpha$ , intense raie de recombinaison de l'hydrogène située à  $1,87 \mu\text{m}$  (environ cinq fois plus intense que Br $\gamma$ , 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 $\alpha$  consistent en deux mosaïques d'images, l'une acquise à travers le filtre F187N, filtre à 1% qui contient la raie Pa $\alpha$ , 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  $\varepsilon$  proche de 1 dans la définition de l'image différence (Pa $\alpha$ ), qui devient

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

$\varepsilon$  étant choisit de sorte que le moins possible d'étoiles apparaissent sur l'image Pa $\alpha$ . 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 $\alpha$  à l'aide du logiciel StarFinder (Sect. 6.4.1 et Diolaiti *et al.* 2000), afin de détecter les sources possédant la raie Pa $\alpha$  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  $\varepsilon$  devrait varier également sur le champ, mais seule une détermination globale est possible, il n'est pas possible de déterminer  $\varepsilon$  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 $\alpha$ , 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 $\alpha$ , 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.

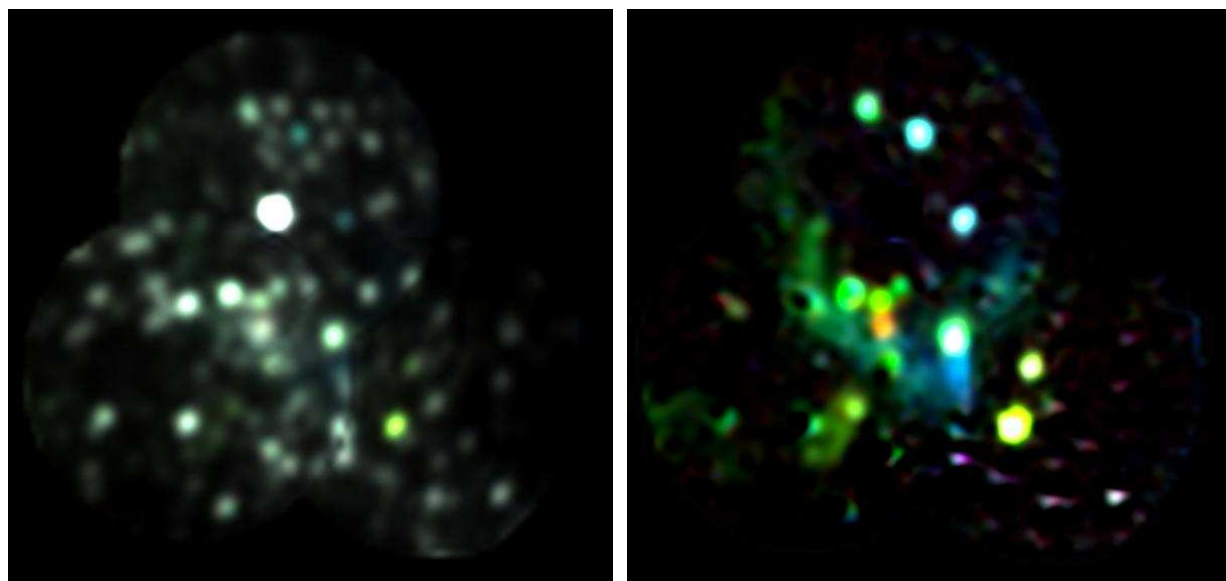


FIG. 7.1: Champ de vue avant (à gauche) et après (à droite) soustraction du continuum des étoiles. (Images composites intégrées de  $-800 \text{ km s}^{-1}$  à  $800 \text{ km s}^{-1}$ . Les couleurs de certaines étoiles sont dues à la présence de raies.) Après soustraction, seule reste l'émission du 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 ( $\text{CO}_2$ ) 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 parabolioïde 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 parabolioïde sur le champ, sur plusieurs cubes de données. Cette position semble stable à quelques jours d'intervalle, mais changer 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 parabolioïde vrai et celui utilisé pour la correction. Cet effet a été utilisé pour une mesure précise de la position de l'axe du parabolioïde 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 parabolioïde. 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.

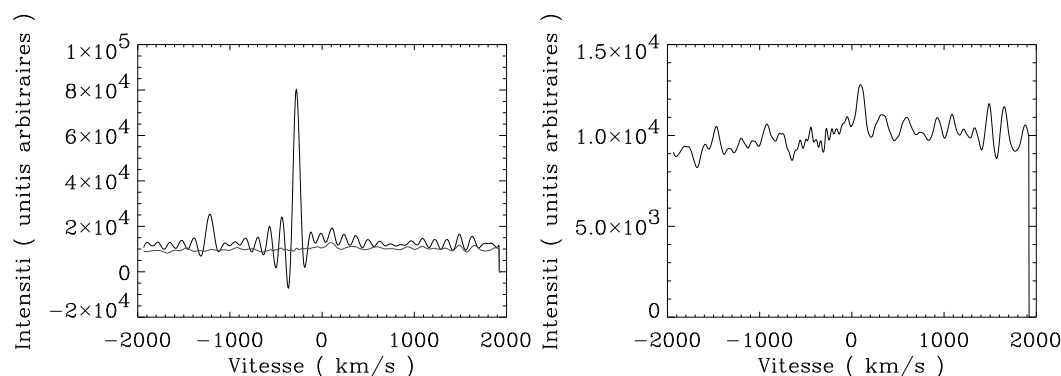


FIG. 7.2: Spectre intégré sur le champ de vue. A gauche, on voit superposés les spectres avant et après traitement, à droite, le spectre après traitement. On voit sur le spectre de gauche que OH domine et qu'il y a en fait deux raies de OH atmosphérique. La raie de He I observée est centrée sur  $\simeq 100 \text{ km s}^{-1}$ , 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<sup>§</sup> 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  $\chi^2$  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  $\chi^2$  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  $\chi^2$ , 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  $\chi^2$ . 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-

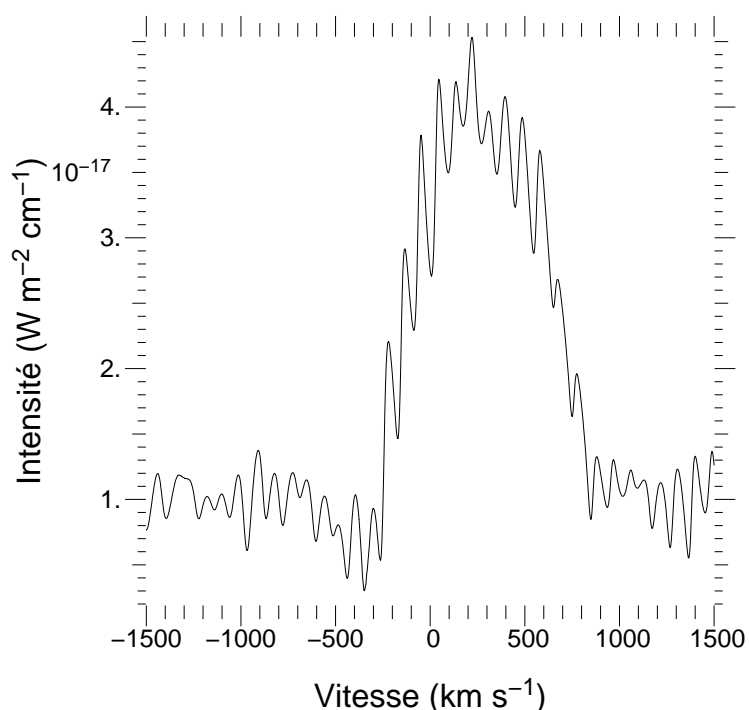


FIG. 7.3: Spectre avant lissage de la raie HeI à  $2,06 \mu\text{m}$  de l'étoile AF, qui est l'étoile à la raie très intense, au sud-ouest de la Fig. 7.1. La résolution est trop élevée pour ces raies stellaires très larges (on peut diminuer le bruit apparent sur ce spectre en le lissant). La raie d'hélium est présente en émission, mais également en absorption entre de  $-200$  et  $-600 \text{ km s}^{-1}$ , 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<sup>¶</sup>, 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 $\alpha$  (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<sup>-1</sup> environ), et pour chaque décalage Doppler possible, à savoir environ de -500 à +500 km s<sup>-1</sup>.

### 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 $\alpha$ , étoiles possédant une raie dans le filtre NICMOS à 1,87  $\mu\text{m}$ , 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.

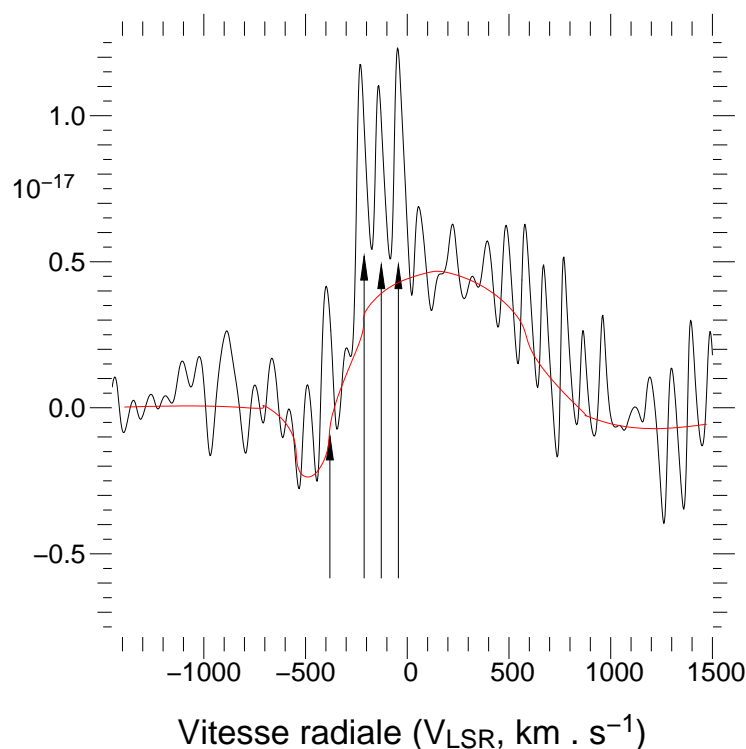


FIG. 7.4: Ce spectre non lissé de IRS 13E montre une raie très large affectée d'un profil P Cyg (Sect. 7.5), ajusté manuellement par la courbe en rouge, avec une composante large en émission centrée sur environ  $200 \text{ km s}^{-1}$ , et une composante en absorption centrée sur environ  $-500 \text{ km s}^{-1}$ . 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  $3 \times 3$  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

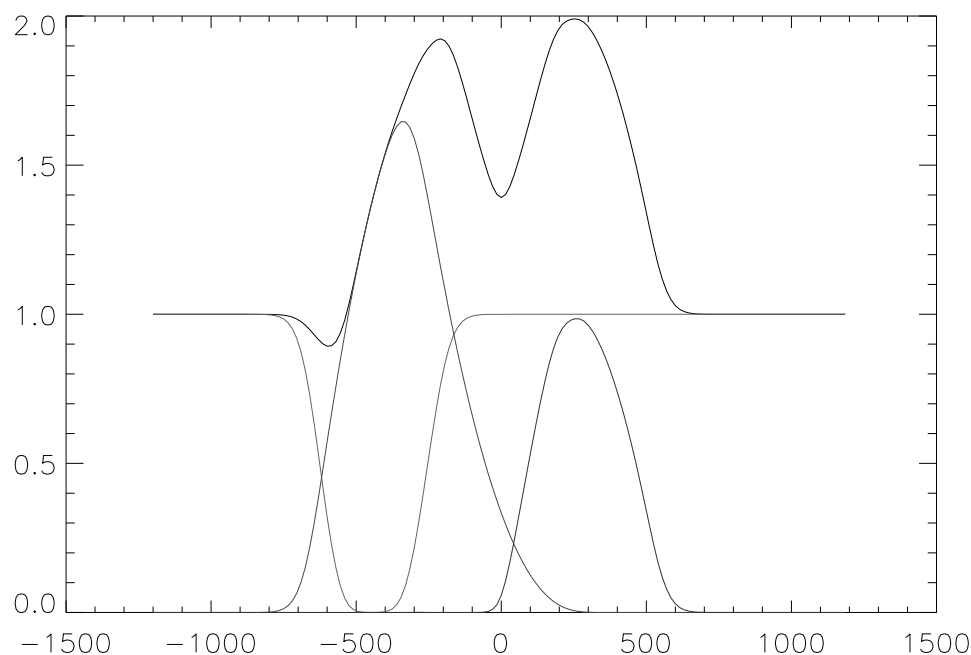


FIG. 7.5: Exemple de profil P Cygni théorique. On voit ici superposés trois effets : absorption du continuum de l'étoile par l'enveloppe (graphe à valeurs inférieures à 1 avec continuum non nul), émission de l'hémisphère de l'enveloppe proche de l'observateur (continuum nul, vitesses négatives), et émission 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,  $\Sigma$  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  $\text{km s}^{-1}$ , 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<sup>¶</sup>.

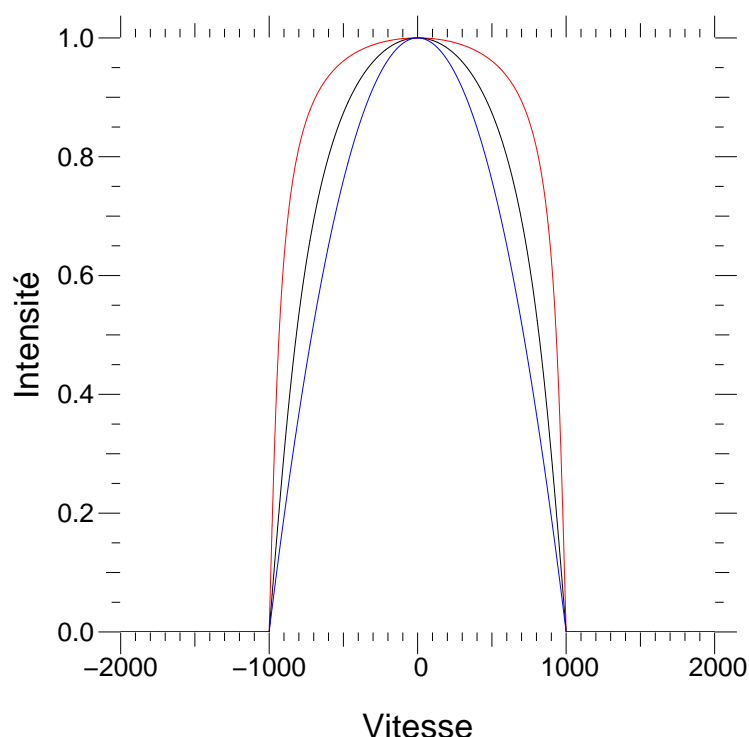


FIG. 7.6: Trois profils de raies larges pour  $v_0 = 0$ ,  $I_0 = 1$ ,  $\Sigma = 1000$ , et  $a$  prenant les valeurs 0,25 (en rouge), 1 (en noir) et 4 (en bleu). Le profil change très peu pour  $a > 4$ , et tend vers une fonction porte quand  $a$  tend vers zéro.

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  $500 \text{ km s}^{-1}$  pour toutes les étoiles du premier groupe (sauf IRS 16NE, pour laquelle cette largeur est de  $210 \text{ km s}^{-1}$ ), alors qu'elle vaut plus de  $940 \text{ km s}^{-1}$  pour les étoiles du second groupe. Les valeurs FWHM des largeurs montrent également cette nette séparation, valant moins de  $320 \text{ km s}^{-1}$  pour les étoiles du premier groupe et plus de  $820 \text{ km s}^{-1}$  pour celles du second (sauf He I N3, dont le rapport signal-sur-bruit est médiocre, avec  $574 \text{ km s}^{-1}$ ). 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 $\alpha$  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 $\alpha$  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).



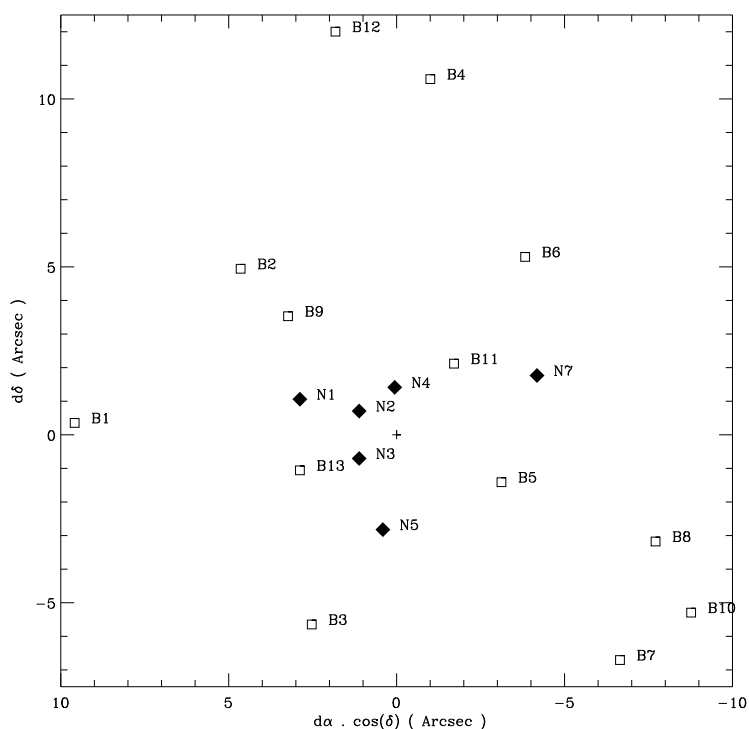


FIG. 7.7: Sur cette carte du champ, les étoiles à raies étroites sont représentées par des losanges pleins, et les étoiles à raies larges par des carrés vides. On voit que les étoiles à raies étroites sont essentiellement regroupées dans l'amas IRS 16. Les coordonnées sont par rapport à Sgr A\* (représenté 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 solaires. 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

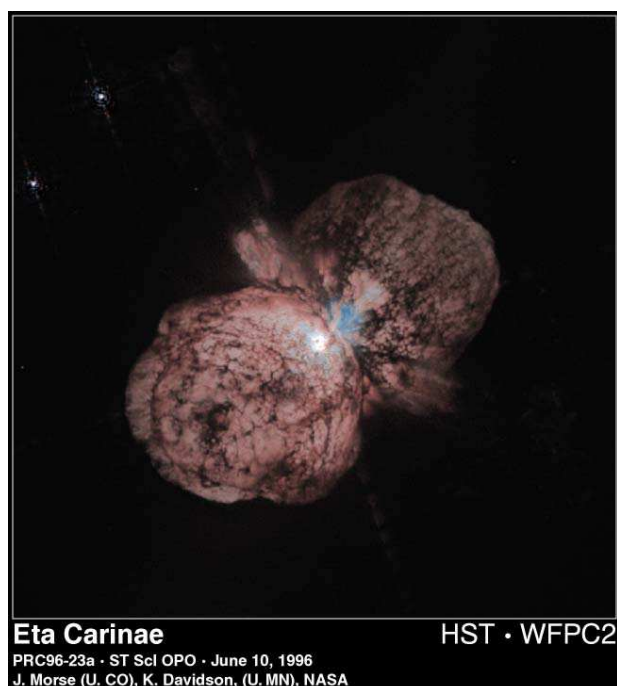


FIG. 7.8: L'étoiles LBV  $\eta$  Carinae. La nébuleuse circumstellaire s'explique par une éruption qui a fait de  $\eta$  Car la seconde étoile du ciel par ordre de luminosité apparente pendant la période 1840–1860 (Frank *et al.* 1995).

ce type d'étoiles. Une autre LBV célèbre est  $\eta$  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  $\text{km s}^{-1}$  (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

---

<b>8.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>111</b>
<b>8.2</b>	<b>Images à haute résolution de IRS 13, et leur réduction</b> . . . . .	<b>113</b>
8.2.1	Données d'optique adaptative . . . . .	114
8.2.2	Images NICMOS . . . . .	115
<b>8.3</b>	<b>Analyse haute résolution des images</b> . . . . .	<b>115</b>
8.3.1	Critère de sélection . . . . .	117
8.3.2	Comparaison de StarFinder et de MCS sur les données L . . .	118
<b>8.4</b>	<b>Résultats</b> . . . . .	<b>122</b>
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
<b>8.5</b>	<b>Nature des sources</b> . . . . .	<b>130</b>
8.5.1	Composantes stellaires de IRS 13E . . . . .	130
8.5.2	Les autres étoiles du champ . . . . .	131
<b>8.6</b>	<b>IRS 13E, un amas compact d'étoiles massives</b> . . . . .	<b>133</b>

---

### 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  $\mu\text{m}$  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  $\mu\text{m}$ , et l'un d'entre eux couvre une partie de la bande H (1,57–1,75  $\mu\text{m}$ , 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  $\mu\text{m}$  (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  $\mu\text{m}$ , raie de Br $\gamma$  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  $\mu\text{m}$  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  $\mu\text{m}$  de IRS 13E et de AF les font ressembler d'avantage à des WR<sup>¶</sup> qu'à des LBV<sup>¶</sup>.

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	$\lambda$ / FWHM ( $\mu\text{m}$ )
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 $\alpha$	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

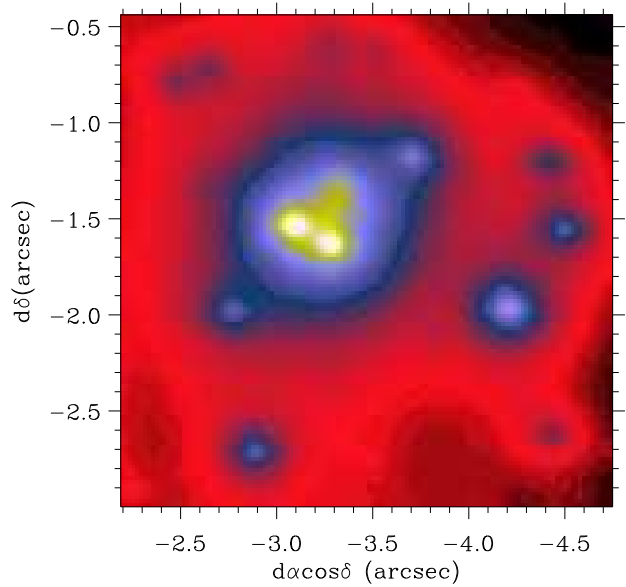
le premier spectre X Chandra de IRS 13, et annoncé qu'il était compatible avec un système binaire X subissant une forte absorption. En conclusion, il proposaient l'hypothèse selon laquelle IRS 13E2 serait une binaire post-LBV compacte, dont la collision des vents serait à l'origine de l'émission X.

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  $\mu\text{m}$ .

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 $\alpha$  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<sup>¶</sup>, 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

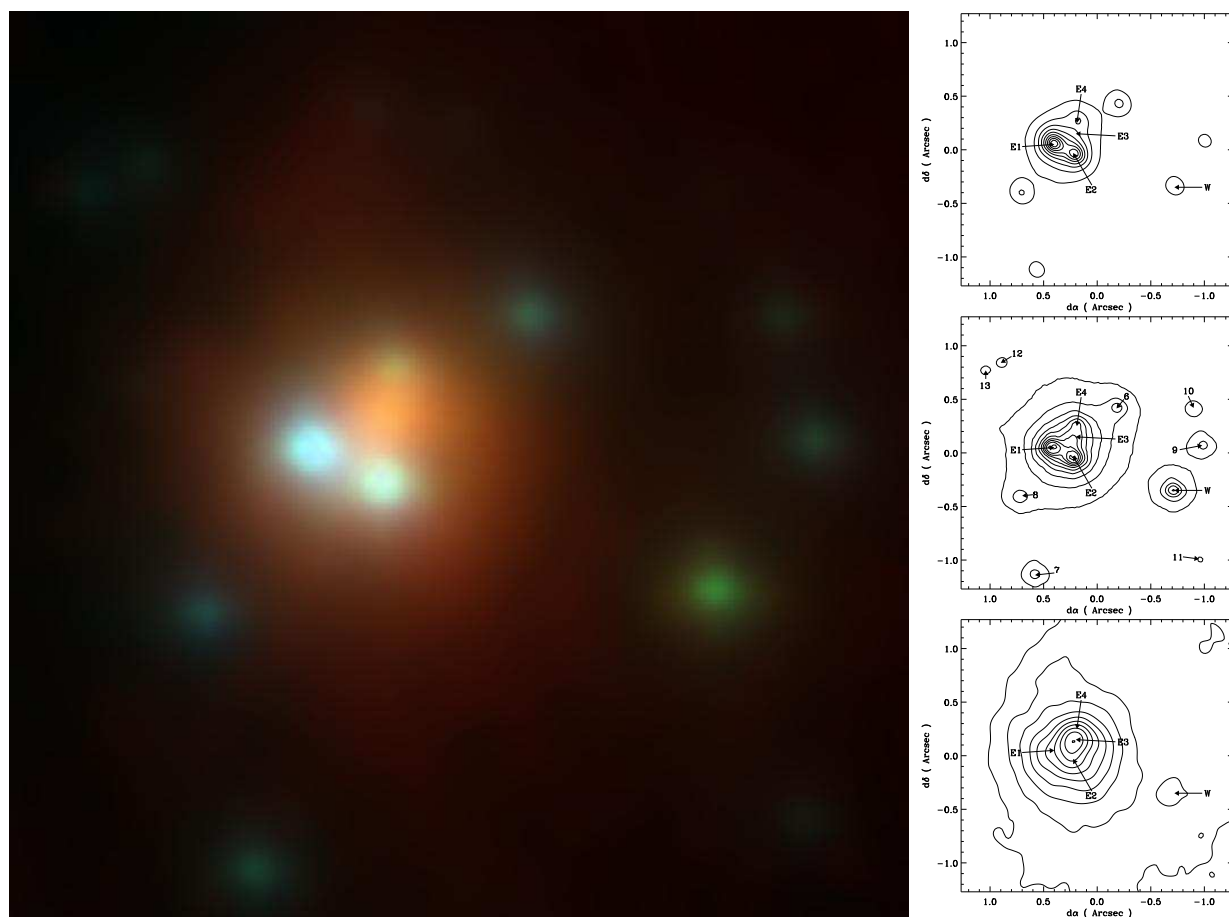


FIG. 8.2: Image composite trois couleurs. Les canaux rouge, vert et bleu correspondent respectivement aux filtres L, Kp et H (La balance des couleurs est approximative). Les trois images sont également tracées en contours (de haut en bas : H, Kp, L). Ces deux représentations montrent de façon évidente 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  $\chi^2$ . 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-

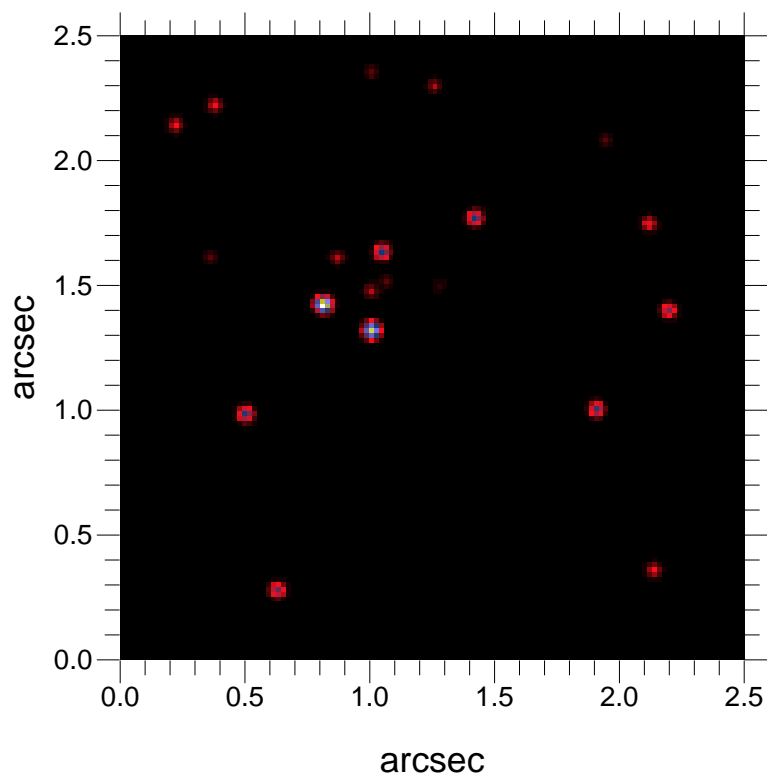


FIG. 8.3: Résultat de la déconvolution de l'image en bande H.

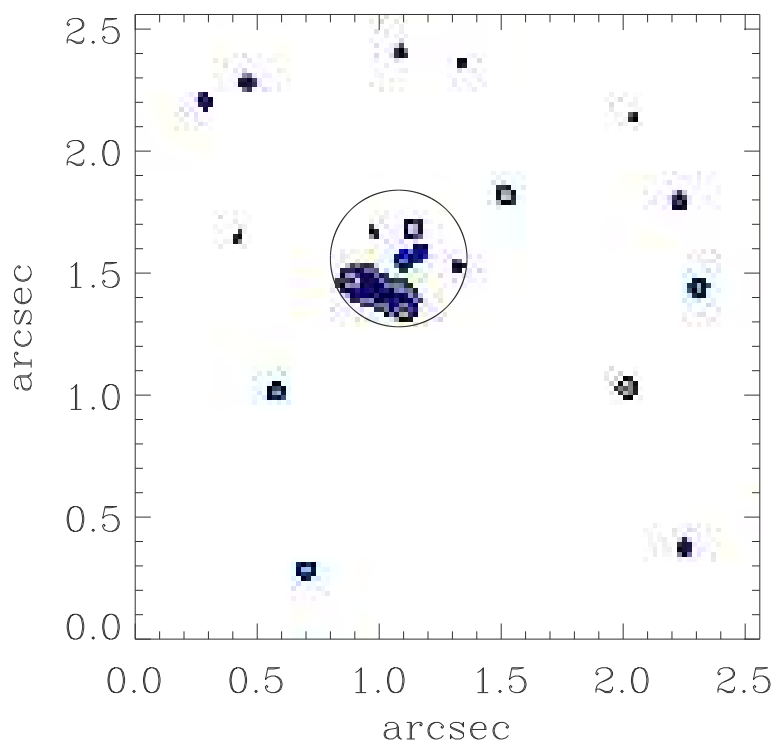


FIG. 8.4: Résultat de la déconvolution de l'image en bande Kp présentée Fig. 8.1. Le cercle, d'un diamètre de  $0,5''$ , représente la région historiquement nommée IRS 13E. Une composante diffuse est présente, entourant les deux sources les plus brillantes. Le même halo est également détectable en bande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

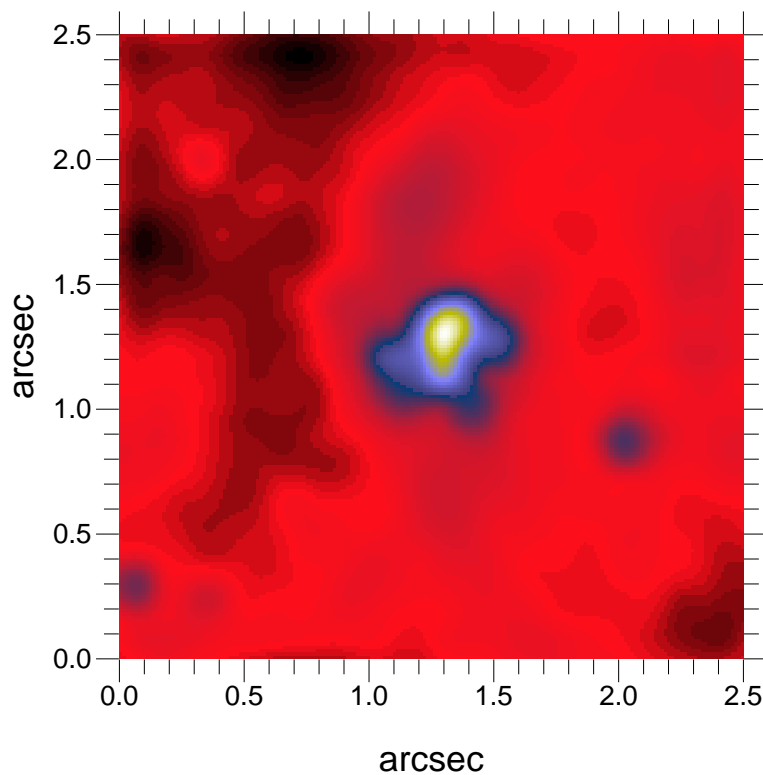


FIG. 8.5: Résultat de la déconvolution de l'image en bande L.

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  $P_{\alpha\alpha}$ .

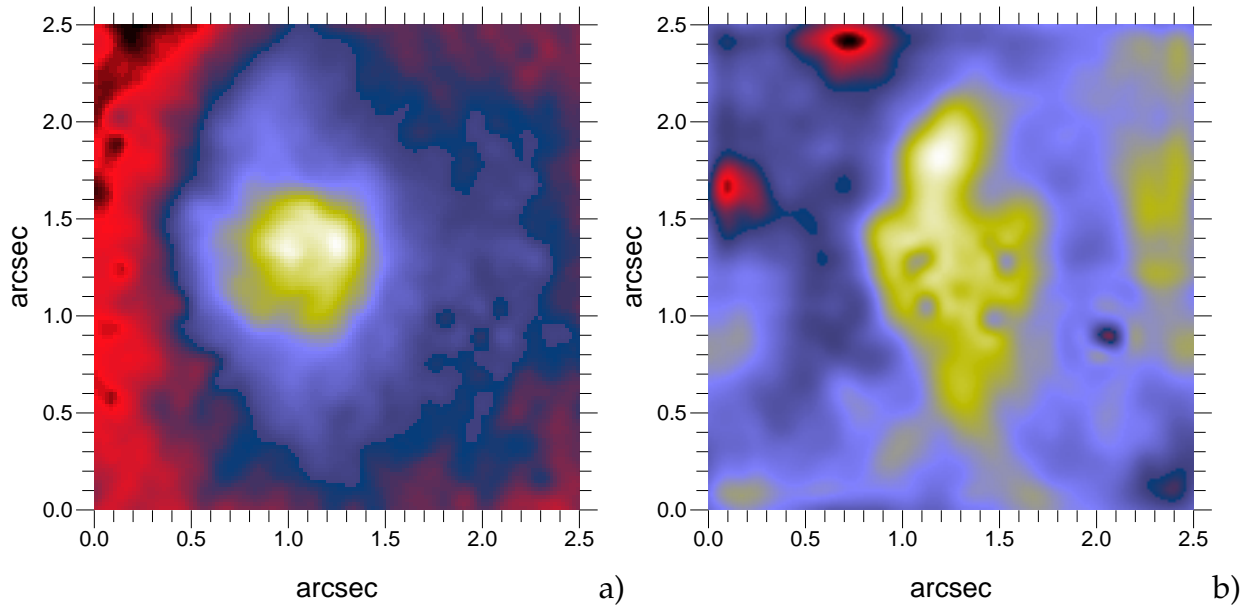


FIG. 8.6: a) Fond diffus non déconvolué du champ de IRS 13, issu de l'analyse avec StarFinder. b) Fond diffus déconvolué estimé par MCS.

## 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.

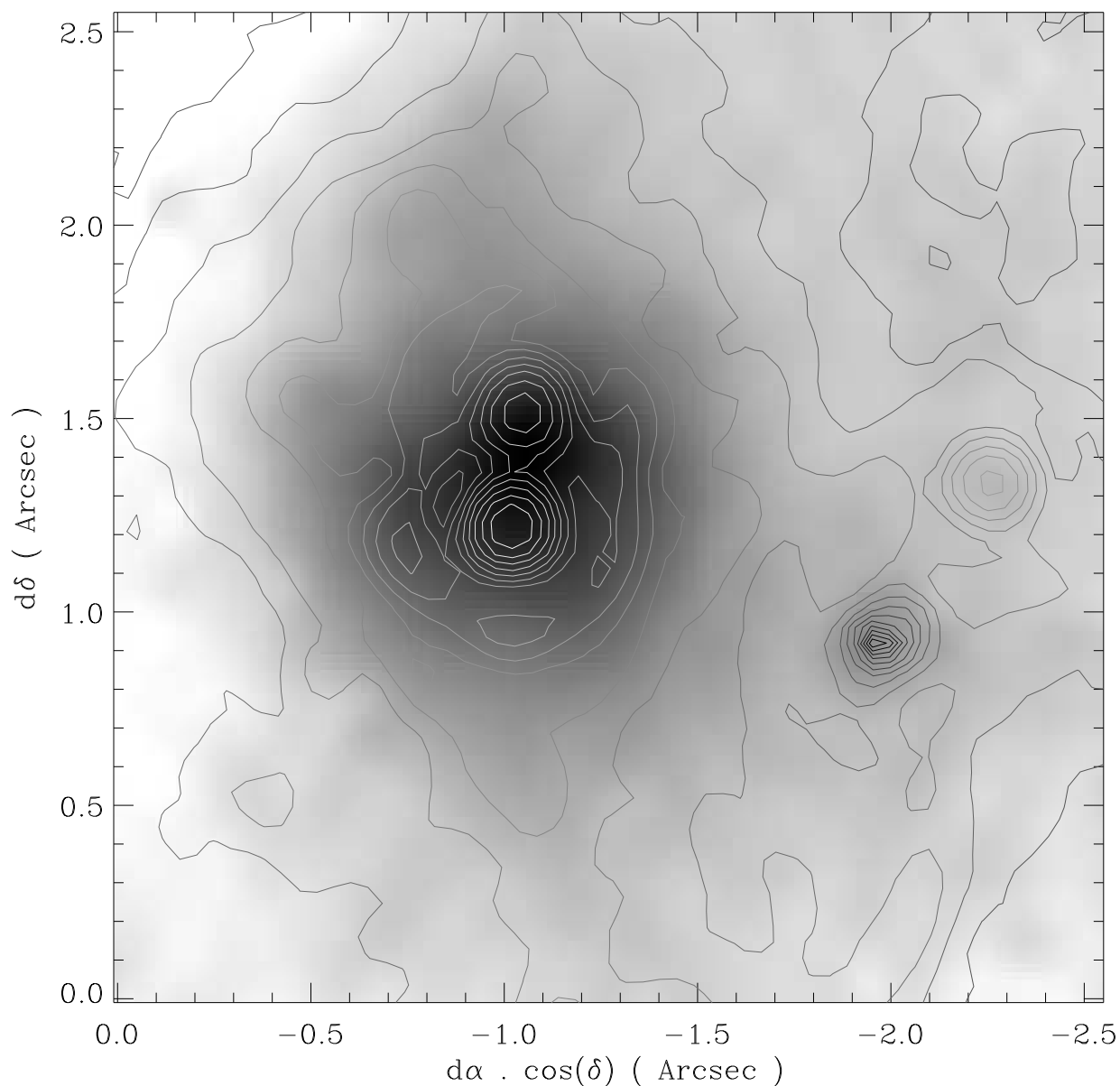


FIG. 8.7: En niveaux de gris : composante diffuse de l'émission en bande L, obtenue par soustraction des sources ponctuelles. Est superposée en contour l'image NICMOS Pa $\alpha$ . Les contours clairs correspondent à des niveaux élevés d'émission (trois étoiles à raie d'émission, dont IRS 13E2 et 13E4), 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' <sup>a</sup>	$\Delta x^b$	$\Delta y^c$	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	

<sup>a</sup>Identification dans Ott *et al.* (2003a)

<sup>b</sup> $\Delta x = \Delta\alpha \cos \delta$ , en secondes d'arc

<sup>c</sup> $\Delta y = \Delta\delta$ , en secondes d'arc

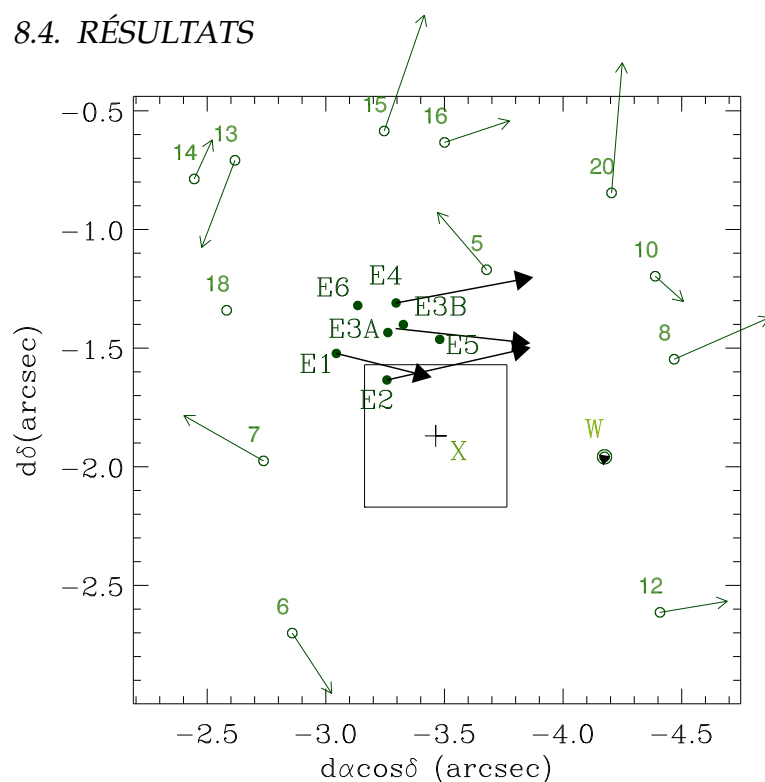


FIG. 8.8: Identification des étoiles du champ des Fig. 8.1 et Fig. 8.4. Les flèches représentent les directions et amplitudes des vitesses propres mesurées par Ott *et al.* (2003a) d'après des données SHARP. En ce qui concerne IRS 13E3A et E3B, seule la vitesse barycentrique est donnée, car ces deux 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.

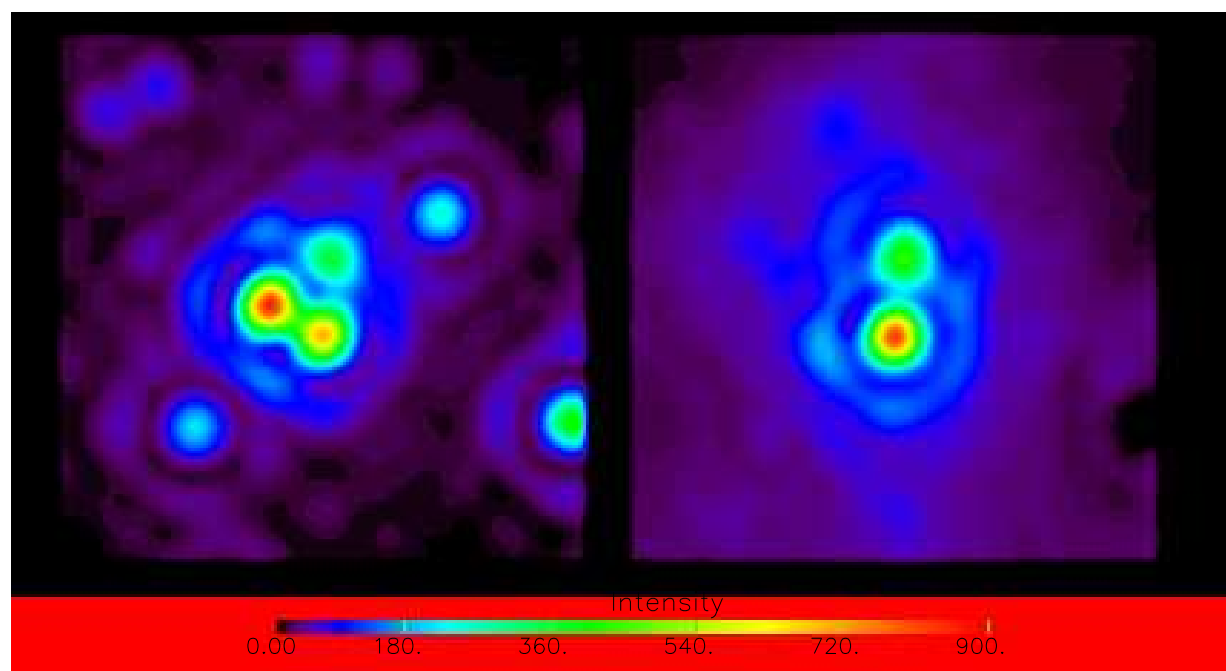


FIG. 8.9: À gauche, l'image NICMOS de IRS 13E dans le filtre Pa $\alpha$  à 1,87  $\mu\text{m}$ , et à droite la différence entre cette image et celle dans le continuum à 1,90  $\mu\text{m}$ . IRS 13E2 et IRS 13E4 montrent toutes deux une raie d'émission dans le filtre Pa $\alpha$ .

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	$\geq 25000$	1.2e+03	550	O5I
3	E2	7.2e-02	$\geq 25000$	4.0e+03	550	WC9
4	E4	1.4e-02	$\geq 25000$	4.5e+00	1550	LBV
9	E3A	4.6e-02	3800	3.3e+03	610	d. WR <sup>a</sup>
11	E3B	3.7e-02	3800	2.9e+03	580	d. WR <sup>a</sup>
17	E5	7.0e-03	6000	9.8e+02	630	d. WR <sup>a</sup>
19	E6	3.2e-03	$\geq 25000$			O5V

<sup>a</sup>Étoile 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  $\mu\text{m}$ . 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

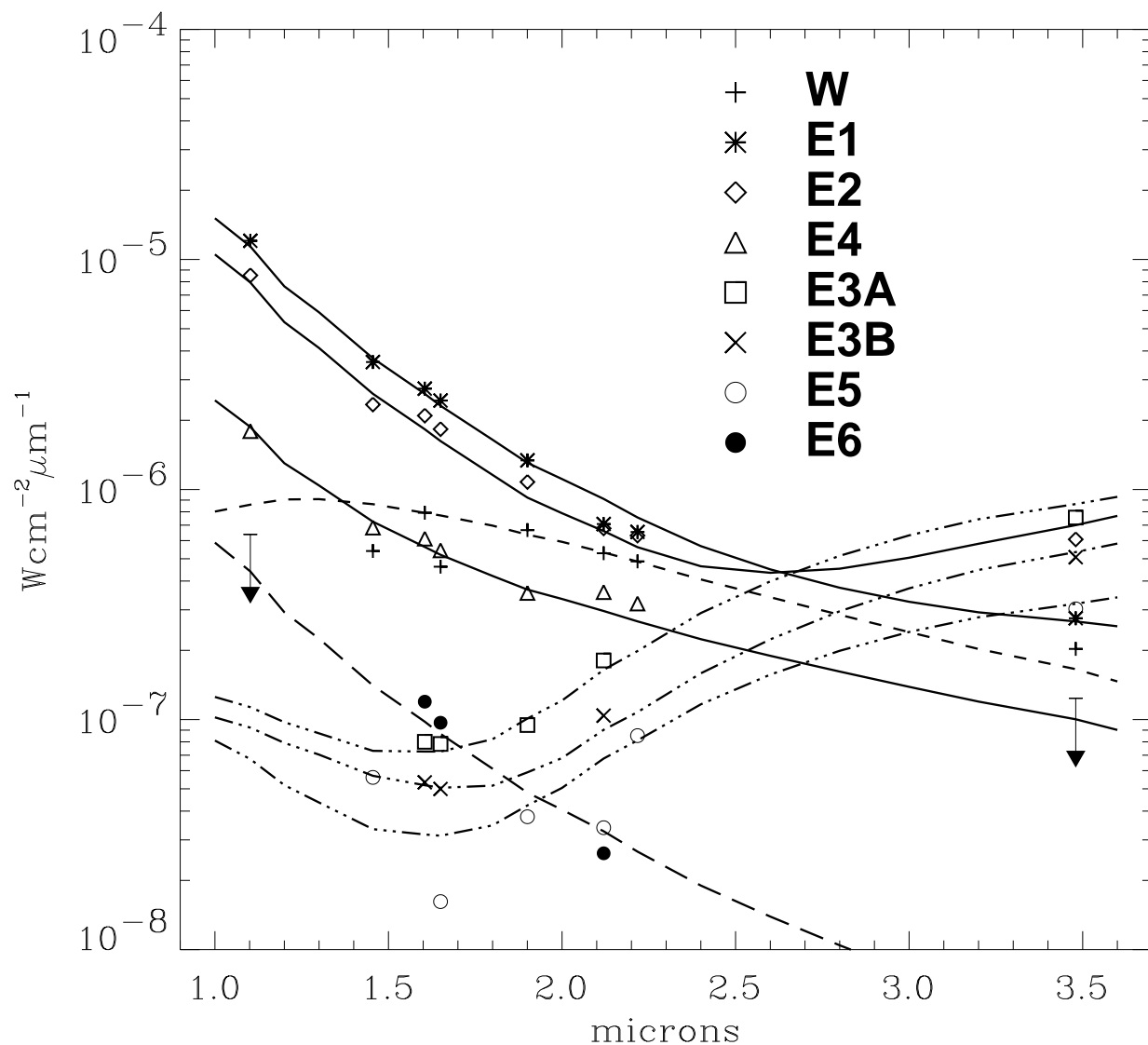


FIG. 8.10: Distribution spectrale d'énergie, d'après la Table 8.3. Les flux sont exprimés en  $W\text{ cm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$ ,  $A_v$  a été estimé à 35. Les pieds des flèches figurent les limites de détection à  $1,1\ \mu\text{m}$  et en bande L. Les graphes représentent les meilleurs ajustements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



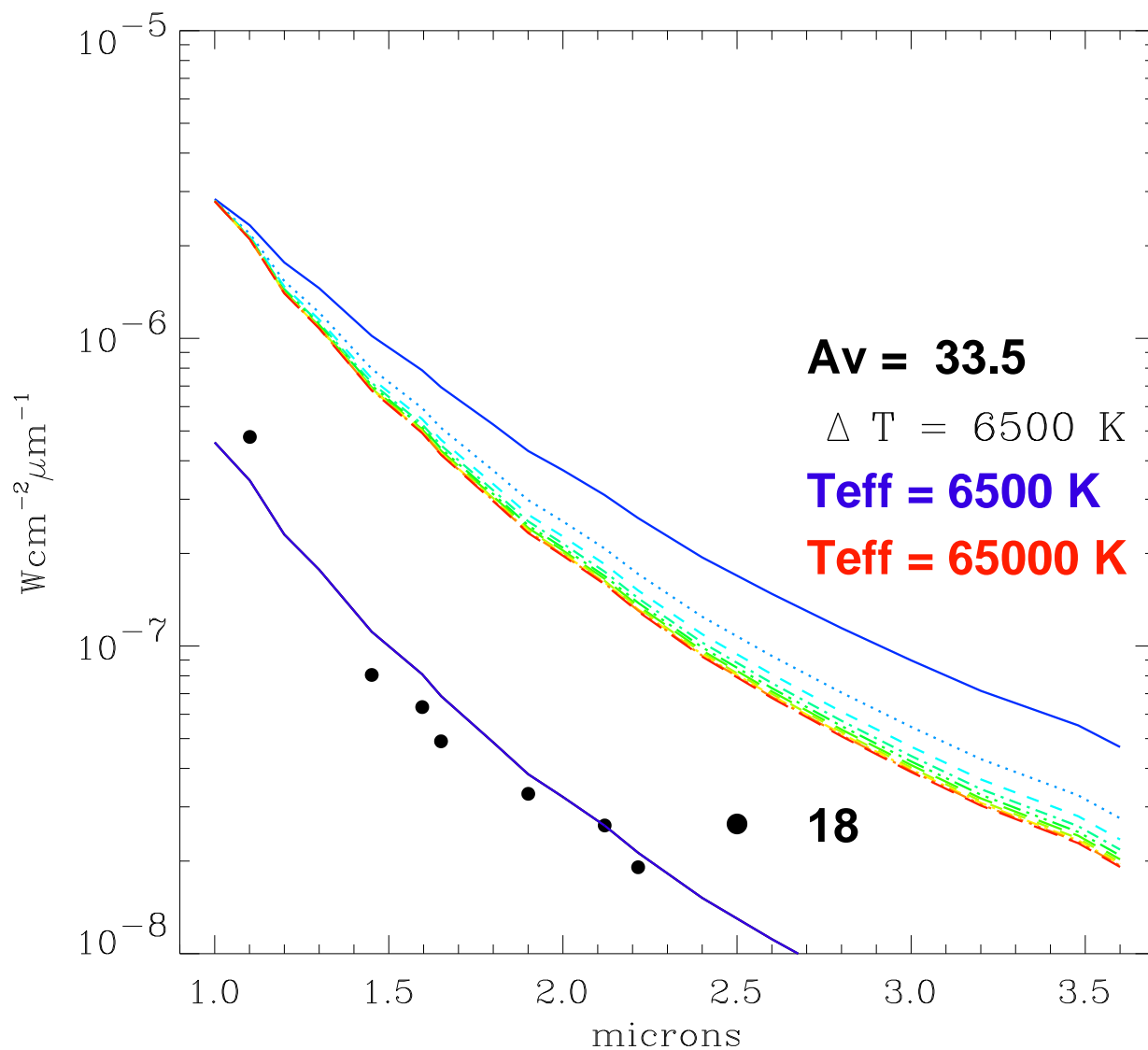


FIG. 8.11: Différentes courbes de corps noir à des températures allant de 6 500 K à 65 000 K par pas de 6 500 K, normalisées pour avoir un point commun à  $1 \mu\text{m}$ . La SED de l'étoile 18, ainsi que le meilleur ajustement monotherme aux points de données, sont également représentés. Dans cette 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  $T_{\text{eff}}$  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

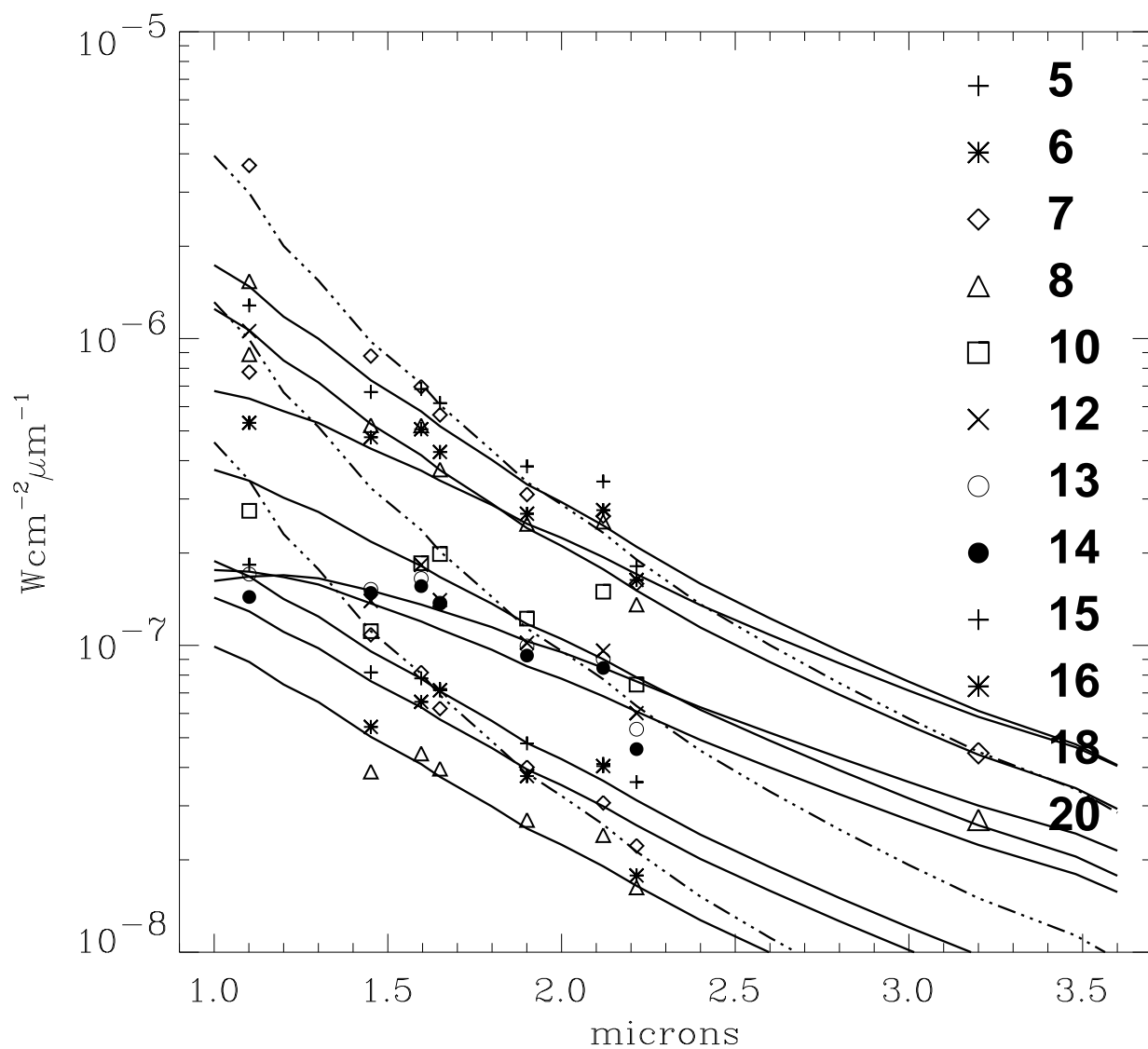


FIG. 8.12: SED des treize étoiles du champ n'appartenant pas à IRS 13. Trois de ces étoiles, en traits discontinus, sont chaudes ( $T_{\text{eff}} > 25\,000$  K), les autres, en traits pleins, sont froides ( $T_{\text{eff}} < 6\,000$  K).

ID	Nom	$C_{coef}$	$T_{eff}$
1	W	2.3e+00	2600
5		2.5e-01	5000
6		5.1e-01	3200
7		2.4e-02	$\geq 25000$
8		1.8e-01	5000
10		1.9e-01	3500
12		8.0e-03	$\geq 25000$
13		2.5e-01	2800
14		4.2e-01	2500
15		5.7e-02	4000
16		5.2e-02	3800
18		2.6e-03	$\geq 25000$
19	E6	3.2e-03	$\geq 25000$
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' $\text{He I}$  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  $\text{He I}$  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-

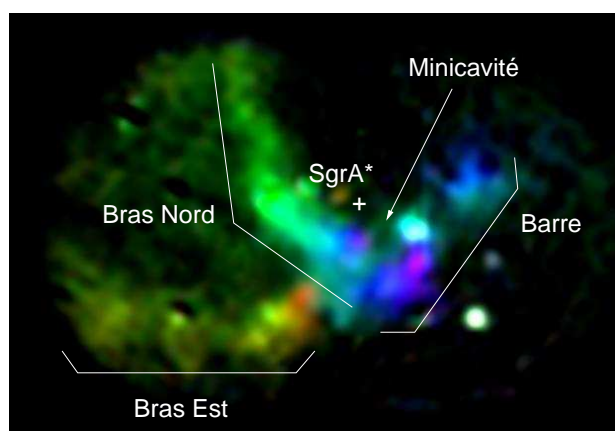


FIG. 9.1: Image composite RVB de la Minispirale (Sgr A Ouest) obtenue à l'aide de cubeview pour Yorick (Sect. 5.6.1) à partir du cube BEAR en  $\text{Br}\gamma$ , entre  $-350 \text{ km s}^{-1}$  (bleu) et  $+350 \text{ km s}^{-1}$  (rouge). Les détails standards sont indiqués : les Bras Nord et Est,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

---

<b>10.1 Introduction</b> . . . . .	<b>139</b>
<b>10.2 Décomposition du profil d'émission</b> . . . . .	<b>144</b>
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
<b>10.3 Résultats généraux concernant la Minispirale</b> . . . . .	<b>149</b>
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 $\gamma$ ] . . . . .	150
<b>10.4 Morphologie du gaz ionisé au sein de Sgr A Ouest</b> . . . . .	<b>151</b>
<b>10.5 Discussion</b> . . . . .	<b>158</b>

---

### 10.1 Introduction

En tout point du champ, le profil d'émission Br $\gamma$  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 $^{-1}$ )

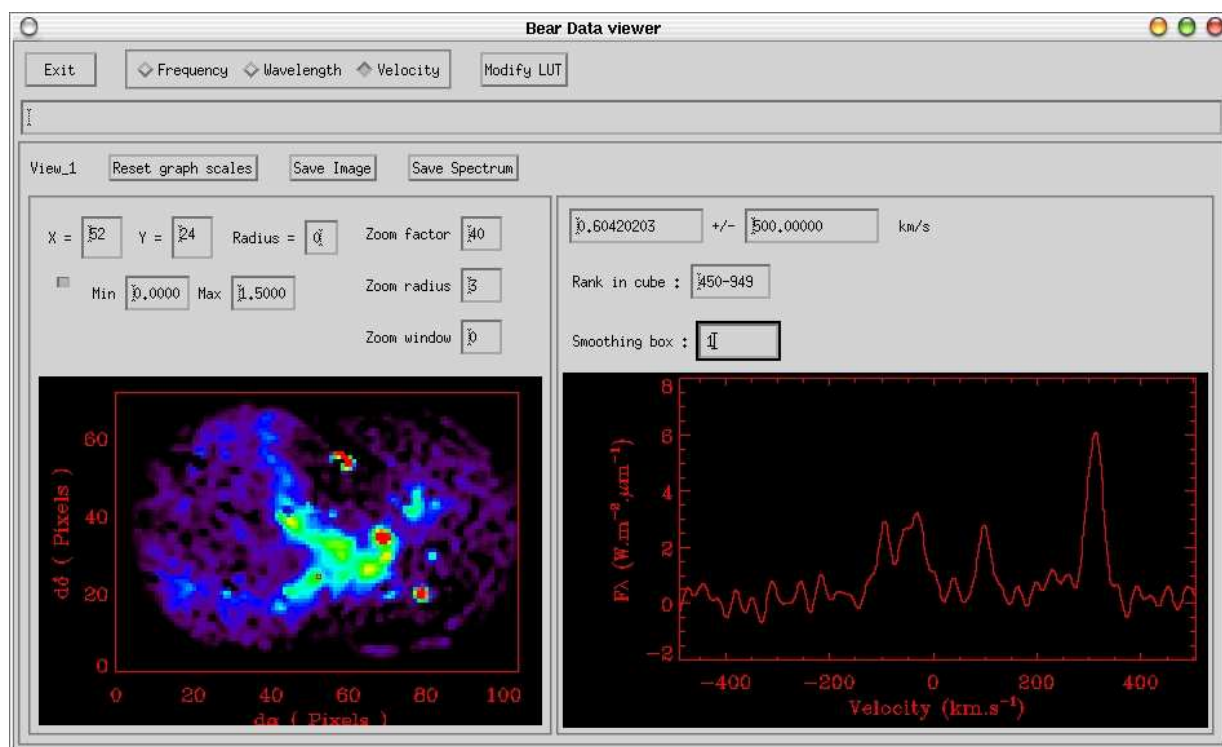


FIG. 10.1: Fenêtre de cubeview (Sect. 5.6.1). Le panneau de gauche indique l'image intégrée sur la bande sélectionnée, en l'occurrence toute la bande représentée sur le panneau de droite. Le spectre est celui du pixel encadré en rouge, de coordonnées 52–24 (en pixels), à l'extrémité du Bras Est. On voit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

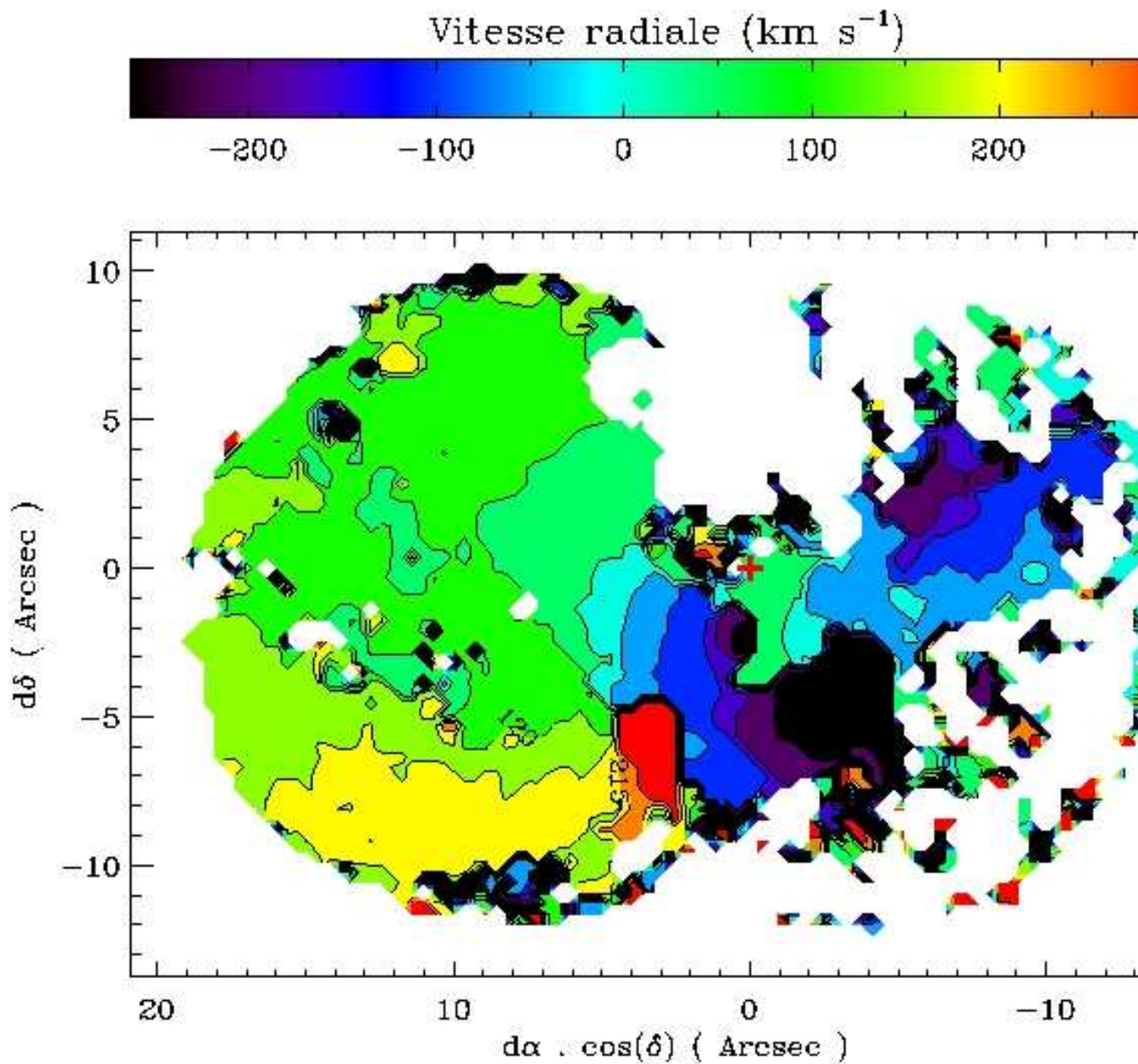


FIG. 10.2: En chaque point de cette image a été reportée la vitesse correspondant au maximum du spectre mesuré en ce point. Les régions où ce maximum était plus bas qu'une certaine valeur, ainsi que la région de IRS 7, ont été laissées en blanc. Il reste cependant quelques artefacts liés au bruit. On 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  $1\sigma$ , 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  $\text{He I}$  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-

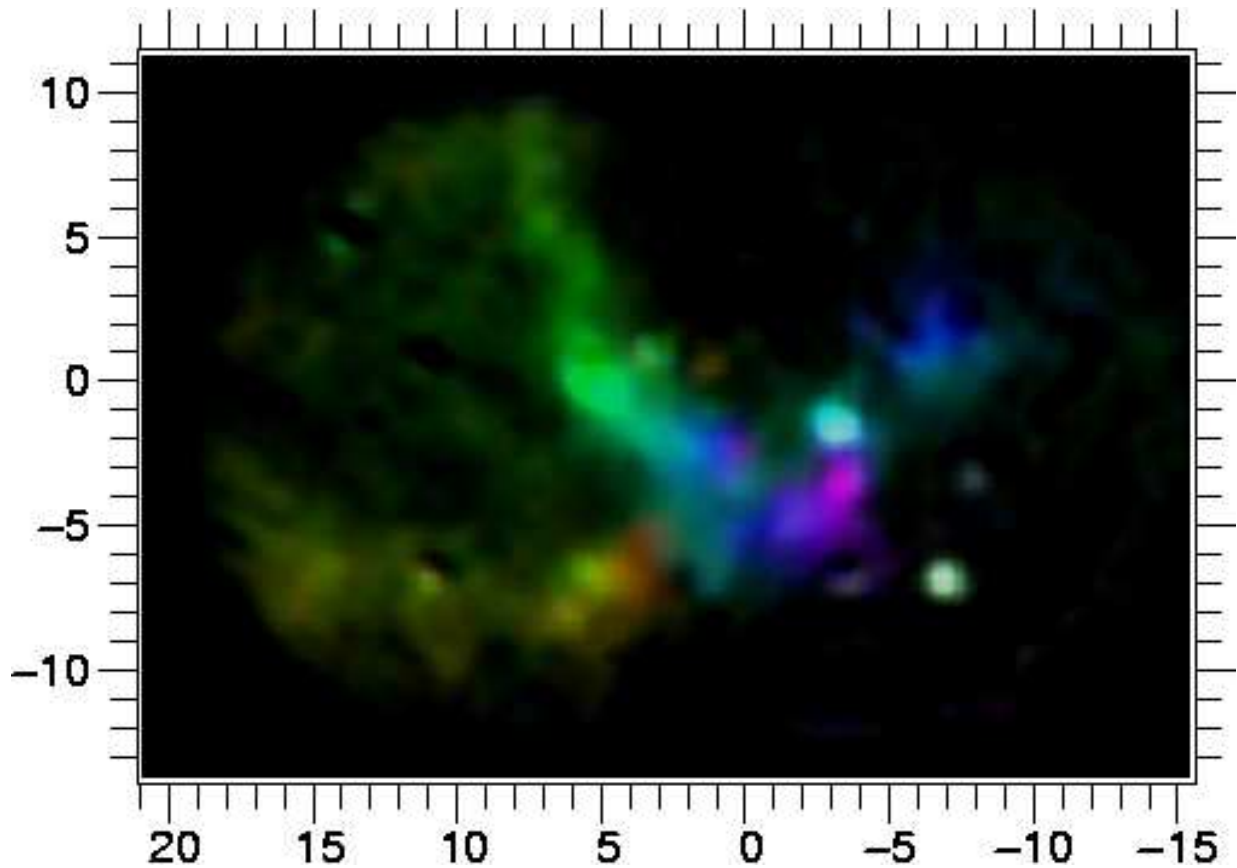


FIG. 10.3: Cette image, obtenue à l'aide de `cubeview` pour `Yorick` (Sect. 5.6.1), est composée de trois images obtenues à partir du cube de données  $\text{Br}\gamma$  en simulant trois filtres bien choisis. Il s'agit d'une carte de vitesses dans la mesure où les régions s'éloignant de l'observateur 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  $-350 \text{ km s}^{-1}$ , 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 arcsec<sup>2</sup>),  $v_0$  est la vitesse radiale de la composante, et  $\Sigma$  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  $\sigma_0$  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  $\delta_m$  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,  $I_0$ ,  $\Sigma$ , 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`<sup>1</sup>,

<sup>1</sup><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  $\nu_0$  et la largeur  $\Sigma$ .

### 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  $\Sigma$  diffère de façon déraisonnable<sup>2</sup> 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.

---

<sup>2</sup>Il 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  $\delta v$  il faut modifier la vitesse  $v$  d'une composante pour que le  $\chi^2$  de celle-ci se retrouve augmenté d'une valeur égale à la moyenne quadratique locale des résidus ( $1\sigma$ ). 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  $1\sigma$ , 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  $3\sigma$  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  $\text{He I}$ . 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  $\text{He I}$  (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  $\text{He I}$  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 structures<sup>3</sup>, ou du moins de la partie de celles-ci contenue dans le champ BEAR, varie de 17 à 300 arcsec<sup>2</sup>, 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  $1\sigma$ . 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  $5 \times 5$  pixels. Toutes les structures montrent des fluctuations aux petites échelles, c'est-à-dire que toutes les cartes comportent des régions au-delà de  $3\sigma$ .

### 10.3.4 Rapport de raie [He I]/[Br $\gamma$ ]

Nous avons construit les cartes du rapport de raie [He I]/[Br $\gamma$ ] 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).

---

<sup>3</sup>en terme d'angle solide sur le ciel

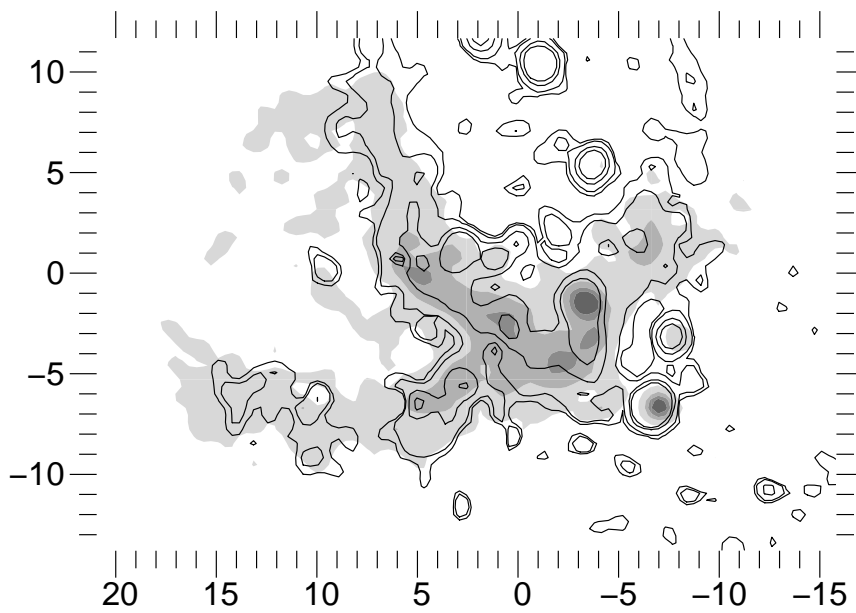


FIG. 10.4: Comparaison entre les distributions de flux intégré en  $\text{Br}\gamma$  (contours pleins) et He I (contours vides). Les axes sont en arcsec depuis Sgr A\*. Un certain nombre d'étoiles à hélium sont apparentes, en particulier en He I.

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<sup>2</sup>), les vitesses minimales et maximales mesurées sur la structure ( $\text{km s}^{-1}$ ), 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  $3\sigma$ , 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-

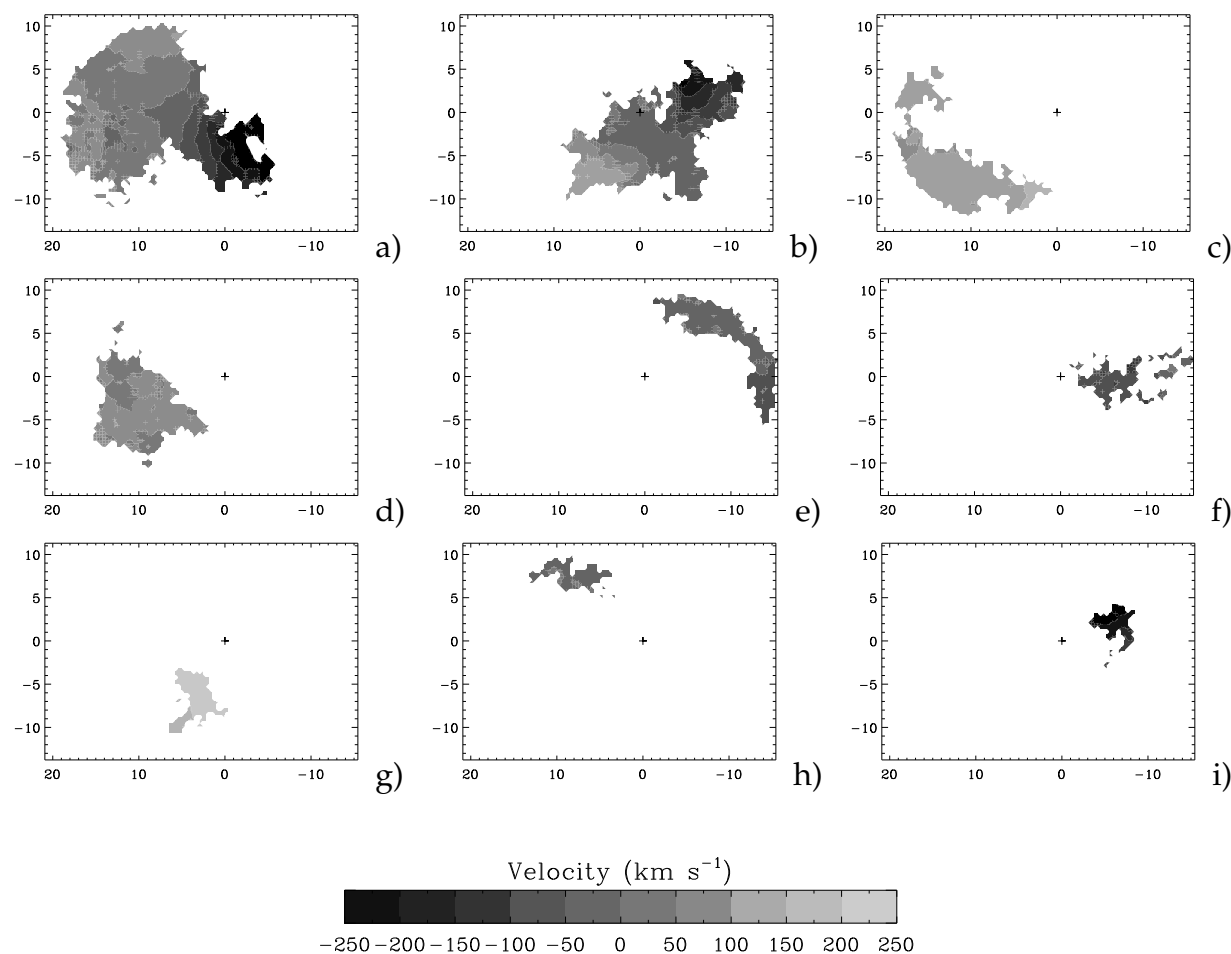


FIG. 10.5: Cartes de vitesse radiale des neuf structures détectées. Les coordonnées sont en secondes d'arc à partir de Sgr A\*.

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



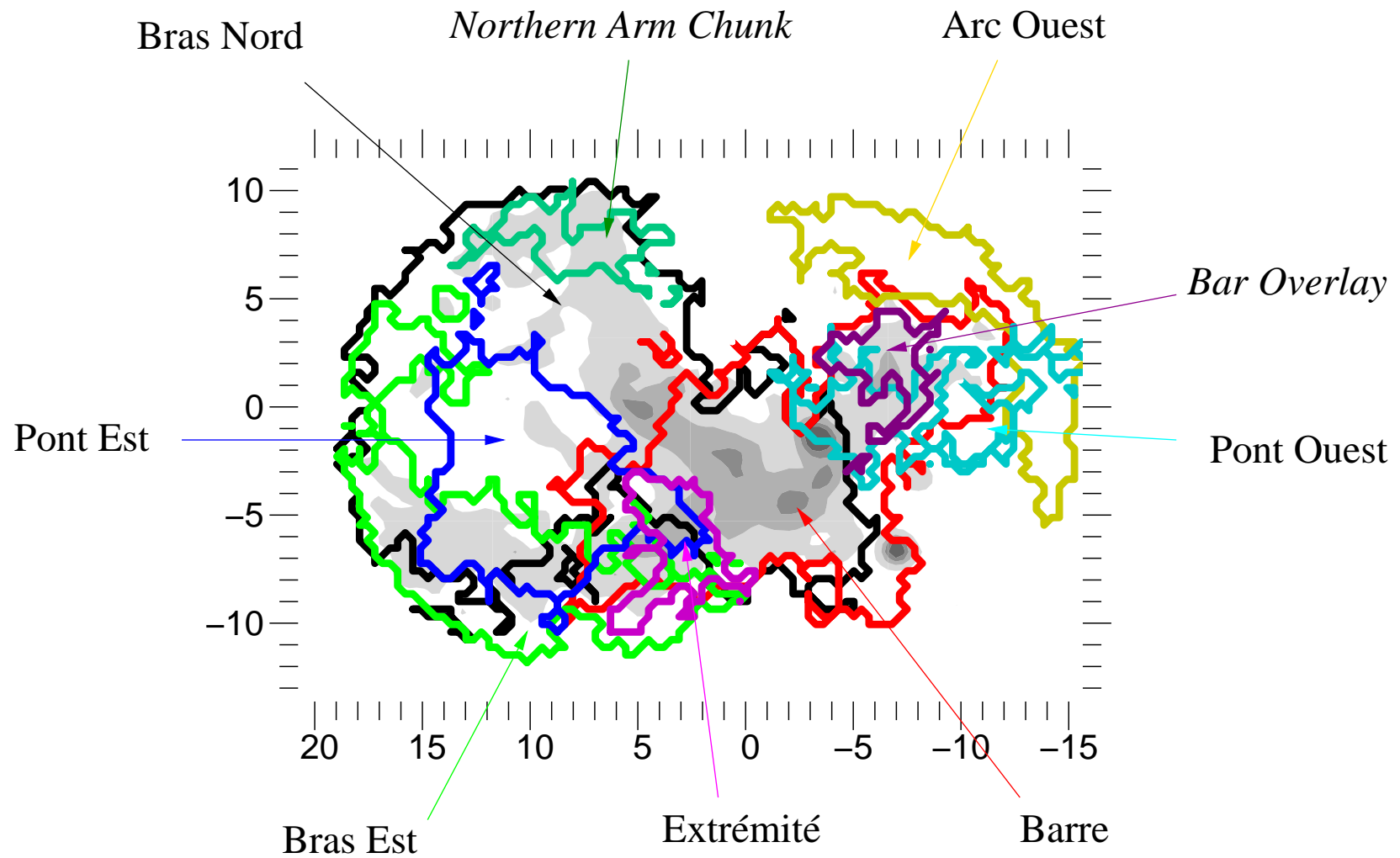


FIG. 10.6: Contour de chaque structure. L'allure de la Minispirale en  $\text{Br}\gamma$  est indiquée en niveaux de gris. On voit que quasiment chaque pixel du champ contient au moins une raie.

TAB. 10.1: Identification des structures, avec pour chacune la surface couverte sur le ciel au sein du champ BEAR (en pixels et en arcsec<sup>2</sup>), les vitesses minimales et maximales (km s<sup>-1</sup>), 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 $\sigma$ , et la valeur moyenne du rapport de raies [He I]/[Br $\gamma$ ]. La Minicavité est séparée du reste du Bras Nord pour cette dernière valeur.

ID	Nom de la structure	S <sup>a</sup>	S <sup>b</sup>	Vmin	Vmax	Emax	S <sub>3<math>\sigma</math></sub>	$\left\langle \frac{[\text{He I}]}{[\text{Br}\gamma]} \right\rangle^c$
a	Bras Nord dont Minicavité	2414	301	-287	189	10	22 %	0,74 <sup>d</sup> 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

<sup>a</sup>pixels

<sup>b</sup>arcsec<sup>2</sup>

<sup>c</sup>normalisé à la valeur surfacique moyenne pour l'ensemble des structures

<sup>d</sup>sauf 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.

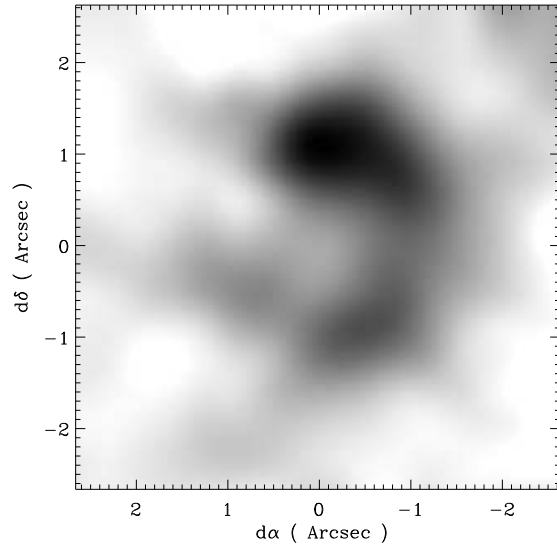


FIG. 10.7: Microcavité dans la région de IRS 9W (qui se trouverait dans le coin supérieur gauche de ce champ), au niveau du coude entre le Ruban et l'Extrémité, apparaissant en imagerie en bande très étroite à la vitesse de  $250 \text{ km s}^{-1}$ . Le centre du champ est à  $5,4''$  à l'est et  $8,1''$  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  $-40 \text{ km s}^{-1}$ . 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.

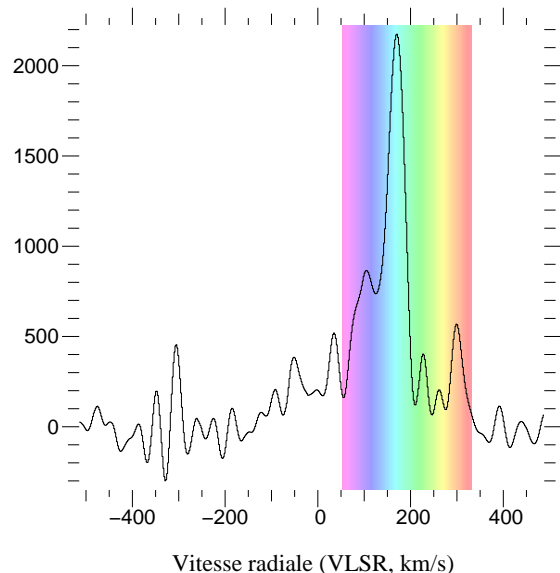
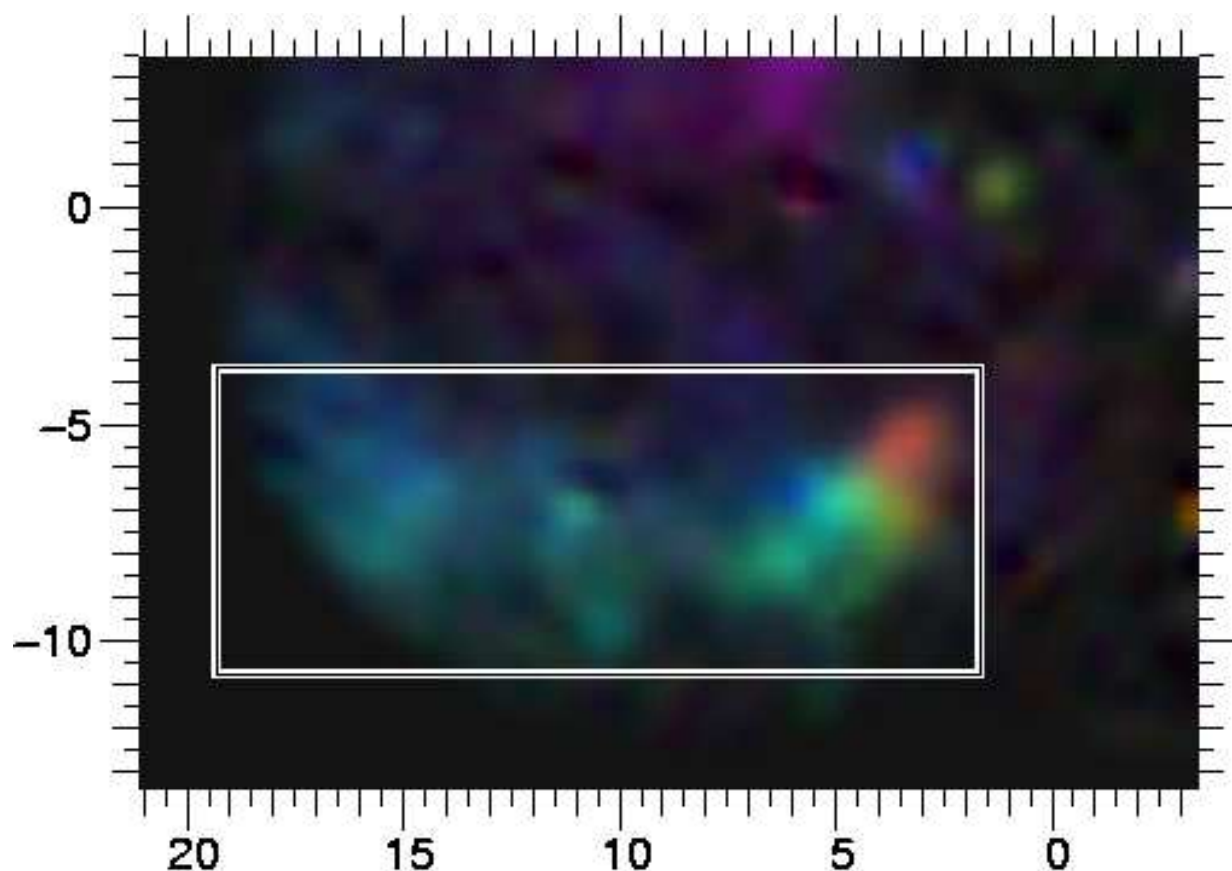


FIG. 10.8: Image trois couleurs du Ruban et de l'Extrémité du Bras Est. Le code couleur est indiqué sur le spectre ci-contre, qui correspond à la région encadrée sur l'image, et qui contient le Ruban et l'Extrémité. Deux pics sont nettement visibles sur le spectre. Le plus intense, sur fond bleu, correspond 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.

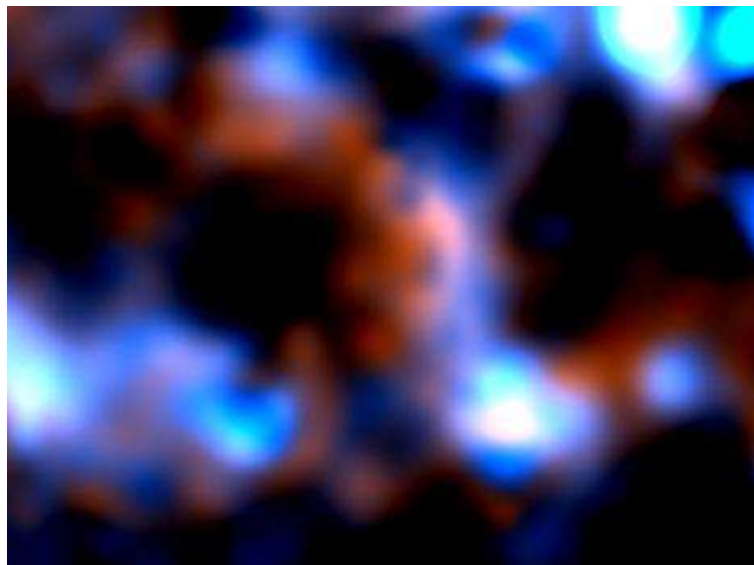


FIG. 10.9: Image composite du Pont Est, à partir de tranches des cubes  $\text{Br}\gamma$  (en rouge) et  $\text{He I}$  (en bleu), entre  $50$  et  $100 \text{ km s}^{-1}$ . En haut à droite, on reconnaît deux étoiles à hélium : IRS 16NE (la plus brillante) et IRS 16C. Plus au sud et complètement à 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

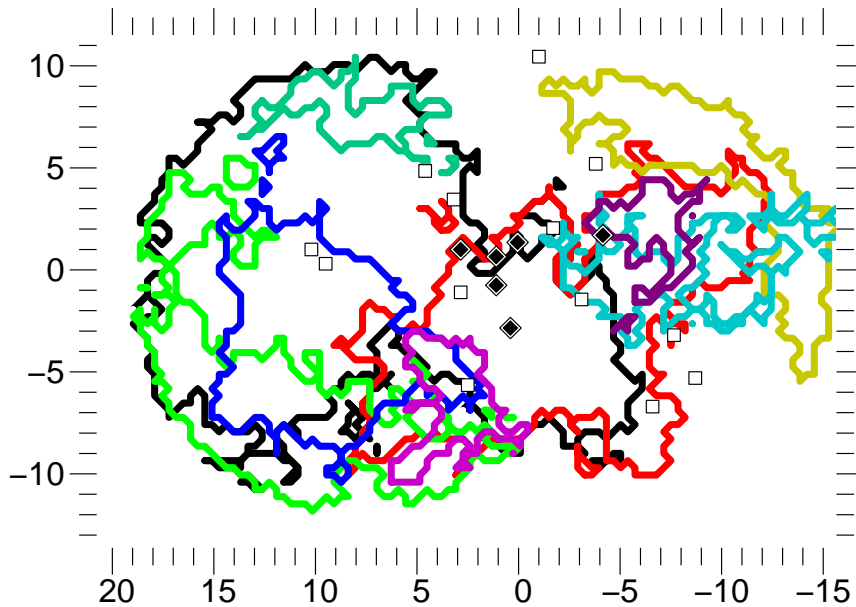


FIG. 10.10: Position relatives des étoiles à hélium (cf. Fig. 7.7) et des structures de gaz interstellaire ionisé (cf. Fig. 10.6).

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

---

<b>11.1 Introduction</b> . . . . .	<b>162</b>
<b>11.2 Rappels sur les mouvements keplériens</b> . . . . .	<b>163</b>
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
<b>11.3 Ajustement d'une orbite sur une carte</b> . . . . .	<b>168</b>
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
<b>11.4 Ajustement d'un faisceau sur une carte</b> . . . . .	<b>170</b>
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
<b>11.5 Validité du modèle</b> . . . . .	<b>178</b>

---

## 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.

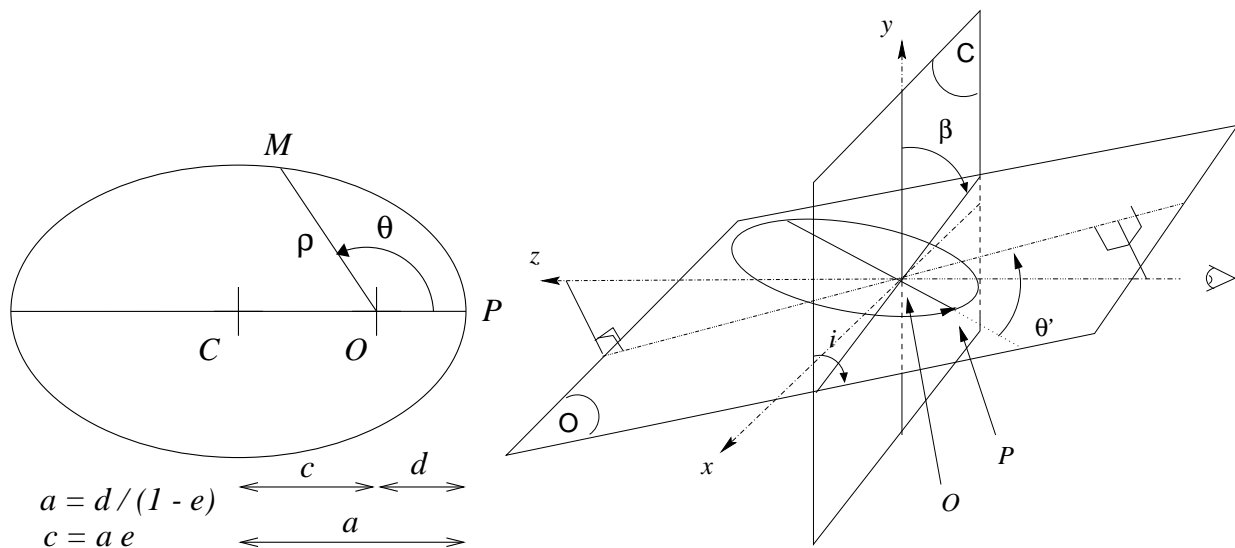


FIG. 11.1: Définition des éléments orbitaux dans le cas d'une orbite elliptique. Le panneau de gauche montre les paramètres  $d$  et  $e$ , celui de droite des trois angles  $i$ ,  $\beta$ , et  $\theta'$  (voir texte).  $C$  est le centre de l'orbite,  $O$  le foyer. Une ellipse est représentée ici, 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 ;

$\beta$  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  $i$  ;

$\theta'$  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,  $\theta_0$ , 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  $\beta$  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  $\pi$ . Dans ce cas,  $\beta$  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 ;  $\beta$  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  $\rho$  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  $\theta$  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 :

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

### 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 :

$$\begin{cases} v_\rho = \frac{h}{p} e \sin \theta \\ v_\theta = \frac{h}{\rho} \end{cases}$$

où  $v_\rho = \dot{\rho}$  est la vitesse radiale<sup>1</sup>, et  $v_\theta = r\dot{\theta}$  la vitesse orthoradiale<sup>2</sup>. 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 ;
- $\theta_v$  est l'angle entre la direction du péribothron et celle du vecteur vitesse ;
- $\arctan(a, b)$  est l'angle, unique à  $2\pi$  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  $(\alpha, \delta, d)$  où  $\alpha$  est l'ascension droite,  $\delta$  la déclinaison et  $d$  la distance à l'observateur. Notons tout de suite que seuls  $\alpha$  et  $\delta$  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).

<sup>1</sup>Attention : 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.

<sup>2</sup>Là 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.

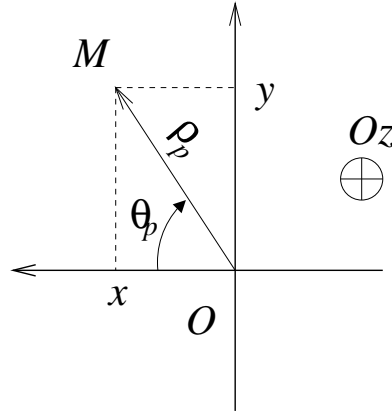


FIG. 11.2: Définition des coordonnées sur le plan du ciel

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  $\rho_p$  est la distance apparente au centre du mouvement et  $\theta_p$  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  $2\pi$  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  $\pi$  à  $\beta$  et  $\theta'$  :

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

- changement du signe de  $e$ , en ajoutant  $\pi$  à  $\theta'$  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  $\pi$  à  $\theta'$  :

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

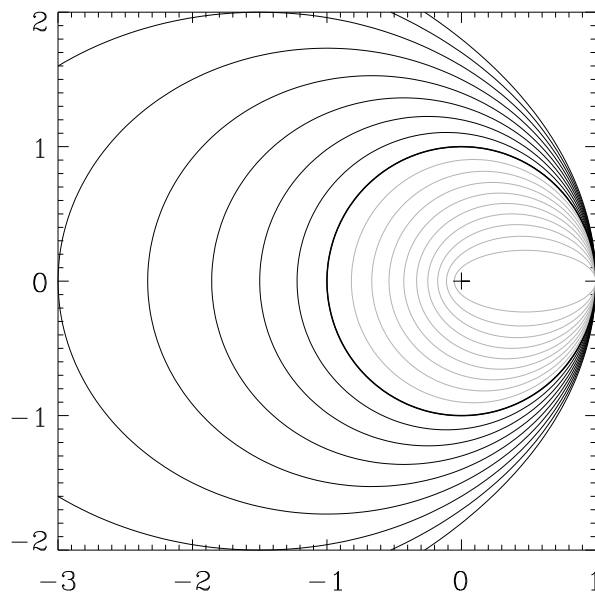


FIG. 11.3: Faisceau d'orbite tracé à l'aide de la formule habituelle (Eqn. 11.1), avec  $d_{\min} = 1$ , et  $e$  variant de  $-0,9$  à  $0,9$ . Les orbites en gris ont donc ici des excentricités « négatives », et pour celles-ci  $d_{\min}$  est en fait l'apoapse. Pour chacune d'entre elles, il est possible de trouver un ensemble d'éléments orbitaux tel que  $e$  soit positif, mais alors  $\theta'$  subirait une discontinuité de  $\pi$  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  $\beta$  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  $\beta$  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  $\theta'$  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  $\psi$  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  $\mu$  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  $\mu$ , alors le programme d'ajustement aura simplement tendance à modifier les paramètres pour « éviter » ce point. Si au contraire le coefficient  $\mu$  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  $\theta_p$  fixé,  $\rho_p$  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  $v_R/\theta$  observé et théorique. La valeur de l'estimateur ( $\chi^2$  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.

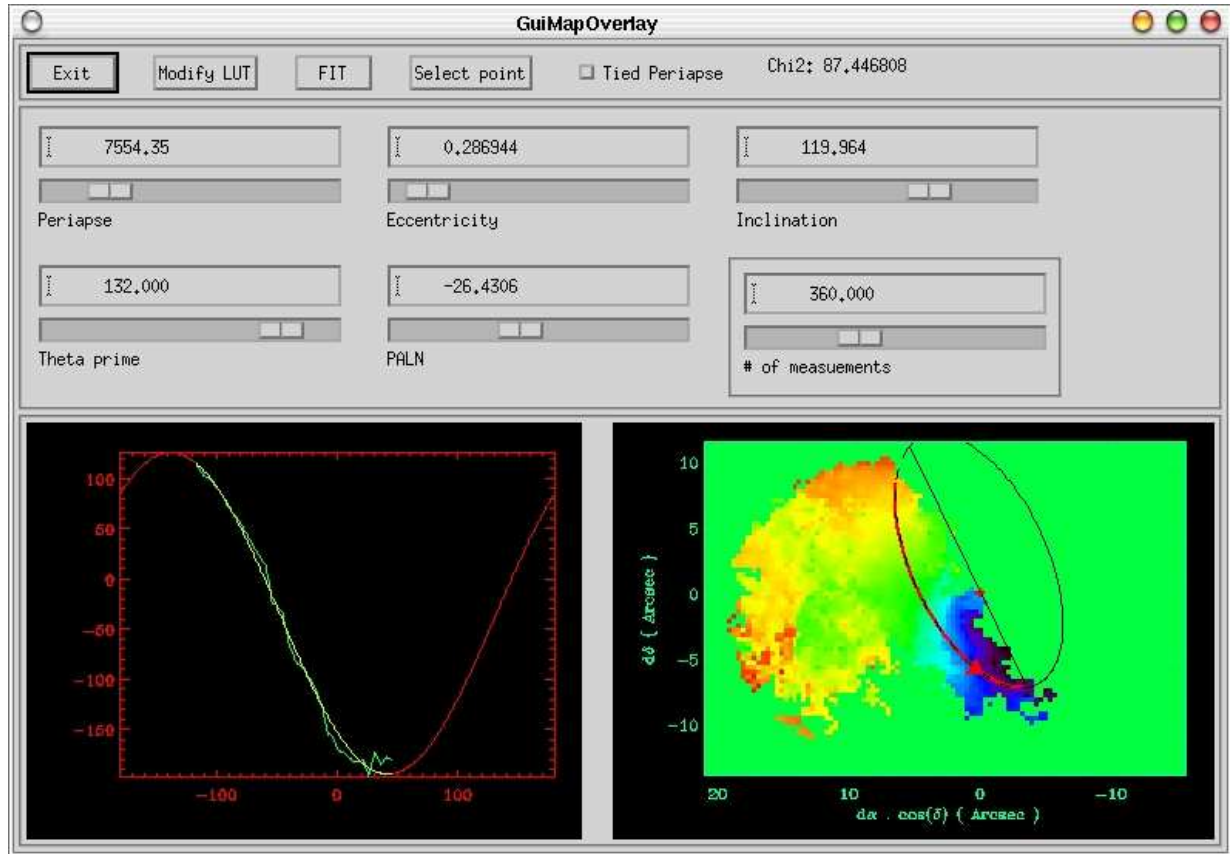


FIG. 11.4: Fenêtre de la procédure IDL `GuiMapOverlay`. L'utilisateur entre les paramètres (périapse, excentricité, inclinaison,  $\theta'$ , et  $\beta$ , l'angle de position de la ligne des nœuds) dans les champs prévus à cet effet ou à l'aide de glissières ; il peut également choisir le nombre de 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  $\theta$ . 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

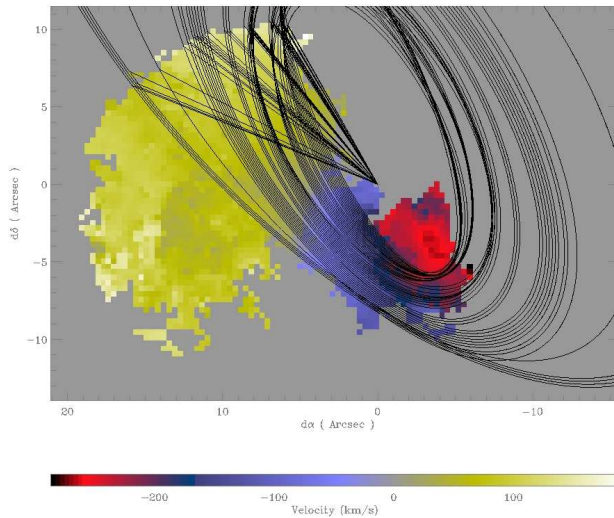


FIG. 11.5: Les orbites de ce faisceau sont ajustées indépendamment les unes des autres, en prenant déduisant simplement l'ensemble initial de paramètres pour chaque orbite de l'ajustement obtenu pour une orbite voisine. Les paramètres initiaux ont été déterminés manuellement pour l'une des orbites à 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 paramètre 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  $\chi^2$  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  $\chi^2$  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 uniformes<sup>3</sup>. 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  $\beta$  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  $\theta'$  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  $3\sigma$ , 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

---

<sup>3</sup>Un 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  $\beta$ , varient dans une fourchette d'environ  $10^\circ$  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-



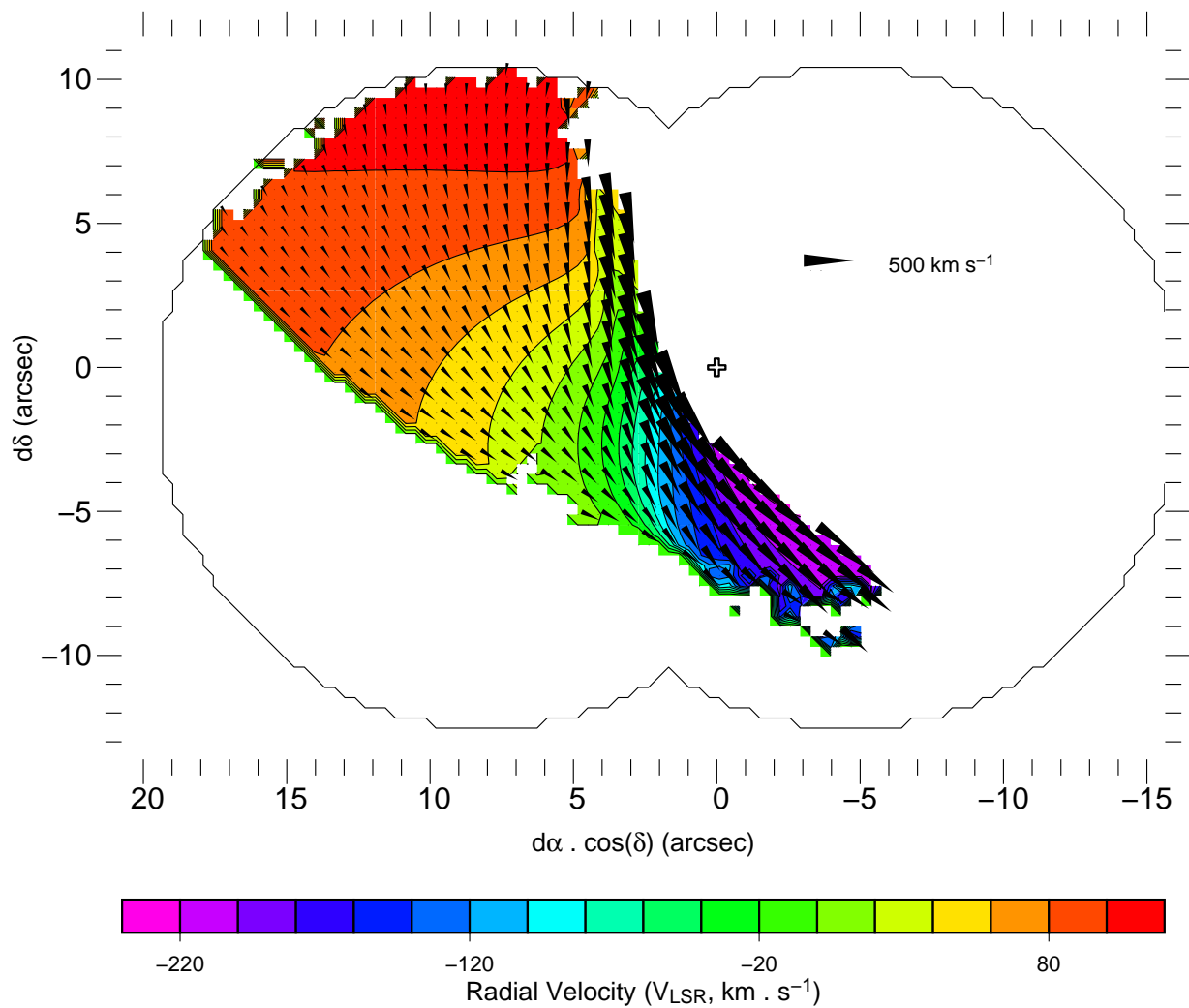


FIG. 11.6: Carte tridimensionnelle des vitesse du Bras Nord issue de notre meilleur modèle. Les couleurs indiquent la vitesse radiale, les vecteurs la vitesse tangentielle.

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<sup>¶</sup>(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

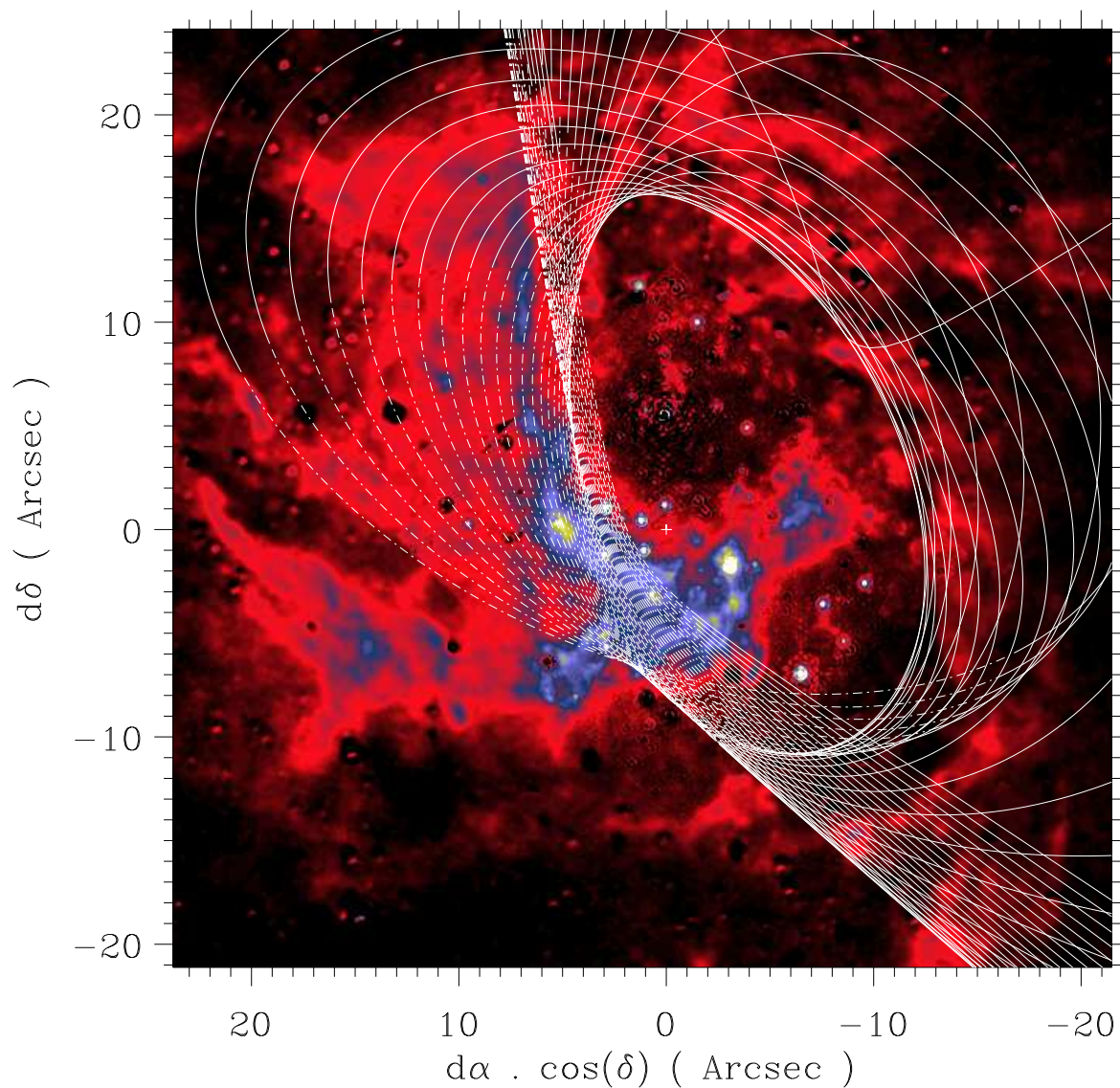


FIG. 11.7: Sur cette carte  $\text{Pa}\alpha$  l'un des modèles de faisceau keplérien est tracé. Ce modèle-ci est tout à fait compatible avec la possibilité que le Bras Nord et l'Arc Ouest soient physiquement liés.

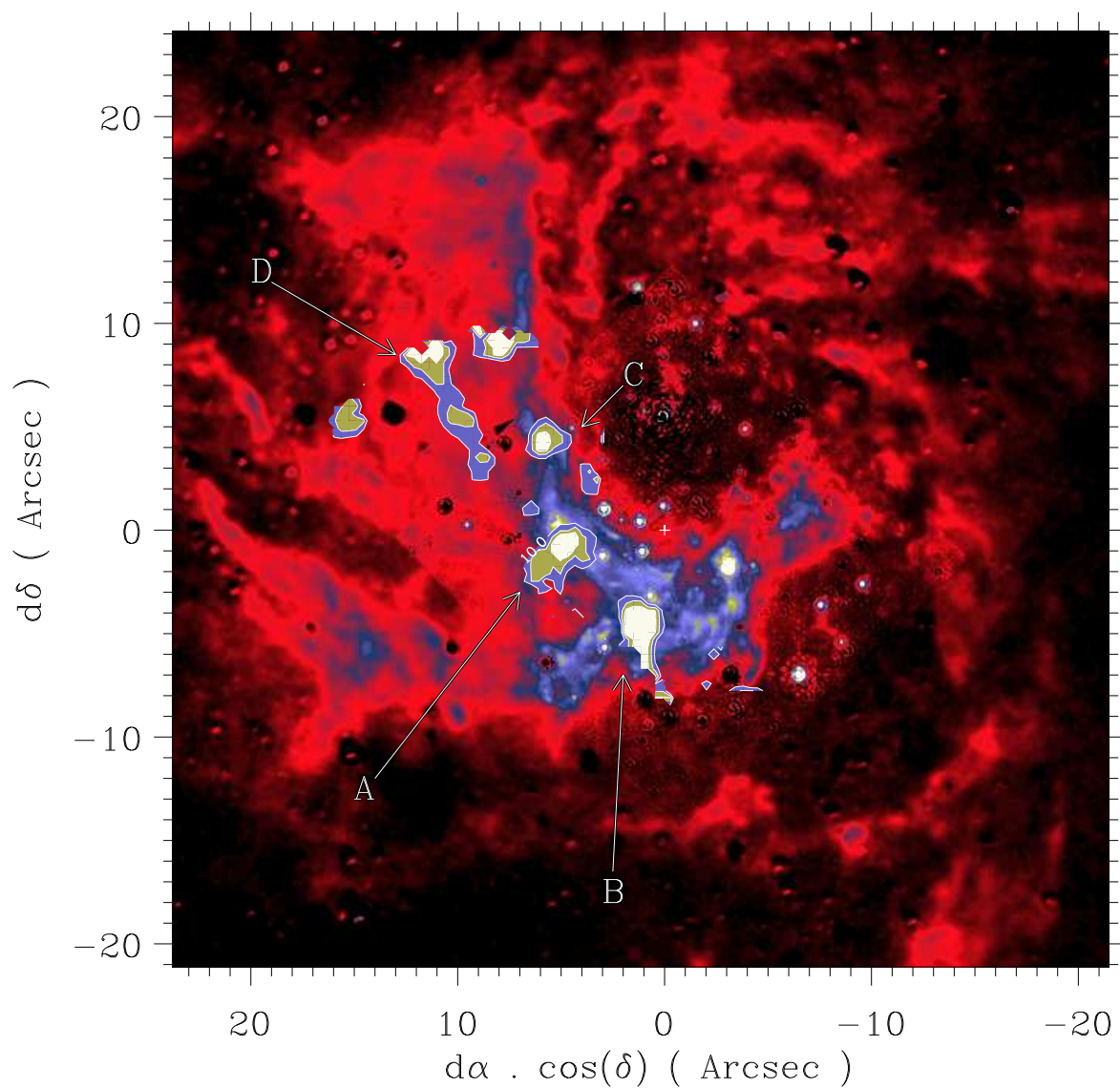


FIG. 11.8: Les lieux des écarts au mouvement keplérien les plus significatifs ont été représentés en contours pleins sur la carte  $P\alpha\alpha$ . Ces points, numérotés A à D, sont discutés Sect. 11.4.8.

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 $\gamma$  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  $1\sigma$  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

---

<b>13.1 Rappel des résultats</b> . . . . .	<b>188</b>
13.1.1 Nature des étoiles chaudes du parsec central . . . . .	188
13.1.2 Nature du gaz ionisé de Sgr A Ouest . . . . .	189
<b>13.2 Origine des étoiles à hélium</b> . . . . .	<b>189</b>
<b>13.3 Origine et devenir de la Minispirale</b> . . . . .	<b>191</b>
<b>13.4 Lien entre population stellaire et milieu interstellaire</b> . . . . .	<b>192</b>
<b>13.5 Perspectives</b> . . . . .	<b>193</b>
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  $\text{He I}$ , 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. SIMBAD<sup>1</sup> 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 $\gamma$ , 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

<sup>1</sup><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 $\alpha$  (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  $3\sigma$  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 ( $20 \text{ km s}^{-1}$ , les données de He I n'ayant qu'une résolution de  $50 \text{ km s}^{-1}$  étaient insuffisantes pour une décomposition du complexe en structures indépendante de celle effectuée dans la raie Br $\gamma$  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  $5\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$ ), 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  $\text{H}_2$  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 ( $4 \text{ km s}^{-1}$ , Güsten *et al.* 1987), mais la résolution spatiale n'est pas encore suffisante, au mieux  $3,3'' \times 2,4''$  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  $\text{H}_2$ , 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-NUI<sup>2</sup>). 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. SPIFFI<sup>3</sup> 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  $32 \times 32$  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  $2,45\ \mu\text{m}$ .

GriF<sup>4</sup> 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-CONICA<sup>5</sup>, 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.

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

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

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

<sup>5</sup><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 ( $3 \times 3$  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](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  $\mu\text{m}$  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- $\gamma$  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.

# Annexes



## **Annexe A**

***Article « New results on the helium stars  
in the galactic center using BEAR  
spectro-imagery »***





## New results on the helium stars in the galactic center using BEAR spectro-imagery

T. Paumard<sup>1</sup>, J. P. Maillard<sup>1,\*</sup>, M. Morris<sup>2</sup>, and F. Rigaut<sup>3,\*</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique de Paris (CNRS), 98b Bd. Arago, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> University of California, Los Angeles, Div. of Astronomy, Dept. of Physics and Astronomy, Los Angeles, CA 90095-1562, USA

<sup>3</sup> Gemini North Headquarter, Hilo, HI 96720, USA

Received 22 June 2000 / Accepted 17 October 2000

**Abstract.** Integral field spectroscopy of the central parsec of the Galactic Center was obtained at 2.06  $\mu\text{m}$  using BEAR, an imaging Fourier Transform Spectrometer, at a spectral resolution of 74  $\text{km s}^{-1}$ . Sixteen stars were confirmed as “helium stars” by detecting the He I 2.058  $\mu\text{m}$  line in emission, providing a homogeneous set of fully resolved line profiles. These observations allow us to discard some of the earlier detections of such stars in the central cluster and to add three new stars. The sources detected in the BEAR data were compared with adaptive optics images in the  $K$  band to determine whether the emission was due to single stars. Two sub-classes of almost equal number are clearly identified from the width of their line profiles, and from the brightness of their continuum. The first class is characterized by very broad line profiles ( $FWHM \simeq 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) and by their relative faintness. The other, brighter in  $K$  by an average factor of  $\sim 9$ , has a much narrower emission component of width  $\simeq 200 \text{ km s}^{-1}$ . Most of the emission lines show a P Cygni profile. From these results, we propose that the latter group is formed of stars in or near the LBV phase, and the other one of stars at the WR stage. The division into two groups is also shown by their spatial distribution, with the narrow-line stars in a compact central cluster (IRS 16) and the other group distributed at the periphery of the central cluster of hot stars. In the same data cube, streamers of interstellar helium gas are also detected. The helium emission traces the densest parts of the SgrA West Mini-Spiral. Several helium stars have a radial velocity comparable to the velocity of the interstellar gas in which they are embedded. In the final discussion, all these findings are examined to present a possible scenario for the formation of very massive stars in the exceptional conditions of the vicinity of the central Black Hole.

**Key words.** instrumentation: spectrograph – techniques: radial velocities – infrared: stars – galaxy: center – stars: early-type – stars: wolf-rayet

### 1. Introduction

The very inner region of the Galactic Center (GC) is the focus of many studies as it offers the unique opportunity to study star formation and the extreme gas kinematics peculiar to the vicinity of a  $2.5 \cdot 10^6 M_{\odot}$  black hole (Genzel et al. 1997; Ghez et al. 1998). The presence of an unusually broad 2.058  $\mu\text{m}$  neutral helium line in emission was among the early known peculiarities of the central infrared source, originally called IRS 16 (Hall et al. 1982). Continuously improved spatial resolution has made it possible to tie this emission to individual stars and to suggest that this

emission is explained by the presence of massive, young, hot stars (Najarro et al. 1997a). However, even if the formation of high mass stars was favored in the GC (Morris 1993), the prediction of evolving starbursts cannot fully explain the large abundance of massive, emission-line stars which are normally very rare and short-lived (Lutz 1998). Therefore, more spectroscopic observations are warranted to better understand the unique conditions in the central parsec of the Milky Way which can lead to the formation of numerous helium emission-line stars. An exact census and a precise determination of the physical properties of these stars is also important since they should significantly contribute to the ionization of the central parsec.

In this paper, we present new data obtained with an original type of integral field spectrometer, an imaging Fourier Transform Spectrometer called BEAR, on the 3.6-m Canada-France-Hawaii Telescope. The use of this instrument represents an effort to make a significant step

Send offprint requests to: J. P. Maillard,  
 e-mail: maillard@iap.fr

\* Visiting Astronomer, Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, le Centre National de la Recherche Scientifique de France and the University of Hawaii, USA.

in associating the best possible spatial resolution and a high spectral resolution in the near infrared. The spatial resolution is not limited by a slit width, as with a standard grating spectrometer. It corresponds to the common seeing conditions at the CFH Telescope on Mauna Kea at  $2 \mu\text{m}$  ( $\simeq 0.6''$ ). The spectral resolution is provided by the FTS. To complete the star detection, an adaptive optics (AO) image of the same field in the  $K$  band was utilized. The processing of the BEAR data cube is described in Sect. 3. All the new results obtained from this study are presented in Sect. 4, including the display of the He I  $2.058 \mu\text{m}$  line profiles of all the detected stars and, for the first time, the mapping of flows of interstellar helium. A detailed review of the detected stars follows in Sect. 5. Finally, a discussion of the nature of the He I stars, of the link between these stars and the helium flows, and of a possible star formation scenario are presented in Sect. 6.

## 2. Observations

The 3-D data were obtained in July 25, 1997 during a run with the BEAR Imaging FTS at the  $f/35$  infrared focus of the 3.6-m CFH Telescope. For a detailed description of the properties of this type of instrument, we refer the reader to Simons et al. (1994), Maillard (1995), and to an updated review in Maillard (2000). Briefly, the BEAR instrument results from the coupling of the CFHT step-scan high resolution facility FTS (Maillard & Michel 1982) with a  $256 \times 256$  HgCdTe facility camera. The field of view is circular with a  $24''$  diameter, which corresponds to  $0.93 \text{ pc}$  at an assumed distance of  $8 \text{ kpc}$  for the GC (Reid 1993). The plate scale on the detector is  $0.35''/\text{pixel}$ . The raw data consist of a cube of 300 planes with an integration time of  $10 \text{ s}$  per image, an image being taken at each stepping of the interferometer. In the camera, a narrow-band filter (bandpass  $4806\text{--}4906 \text{ cm}^{-1}$ ) isolates the He I  $2.058 \mu\text{m}$  line. Observation of the GC from Mauna Kea is not possible at low airmass (at  $42^\circ$  above horizon at its highest). Therefore, the scan was acquired with an airmass less than 1.8 to preserve the image quality. The maximum path difference which was reached corresponds to a limit of resolution ( $FWHM$ ) of  $1.2 \text{ cm}^{-1}$ , i.e.,  $74 \text{ km s}^{-1}$ . Much higher spectral resolution can be obtained in this mode with the instrument (Maillard 2000). This value represents a compromise between the resolution needed to resolve the narrowest features of the line profiles and the detection depth. In any case, this resolution is at least 4 times better than in most of the previous spectral observations (Allen et al. 1990; Geballe et al. 1991; Krabbe et al. 1991; Krabbe et al. 1995; Blum et al. 1995b; Libonate et al. 1995; Tamblyn et al. 1996; Genzel et al. 1996; Najarro et al. 1997a, to quote the most important contributions to this study). A data cube on an A0 calibration star (HD 18881,  $m_K = 7.14$  from Elias et al. 1982) was obtained on the same night, at exactly the same spectral resolution. This procedure was important for the precise correction of telluric absorptions since the  $2.058 \mu\text{m}$  line is in the middle of a strong  $\text{CO}_2$  band.

High spatial resolution images of the inner region of the GC in the  $K$  band were obtained with the CFHT Adaptive Optics Bonnette (Lai et al. 1997) equipped with the  $1024 \times 1024$  HgCdTe KIR camera (Doyon et al. 1998) on 1998, 26 June. The total integration time is equal to  $480 \text{ s}$  from the acquisition of 4 times 10 exposures of  $12 \text{ s}$  each to cover a total field of  $\simeq 40'' \times 40''$ , just a little bigger than the direct field of the camera ( $35'' \times 35''$ ). The reference star for guiding was a  $m_K = 14.5$  star located  $24''$  from SgrA\*. The data processing included the filtering of star halos and the assemblage of the individual images to build the total field, which contains the entire BEAR field. The  $FWHM$  of the point-spread function (psf) in the final image varies from  $0.13''$  to  $0.20''$ , depending on the distance to the guiding star. A slight elongation can be seen on the most distant images. Nonetheless, the image quality is roughly 4 times better than the seeing-limited BEAR images.

## 3. Processing of BEAR data

The processing of the BEAR data included two major operations. The first part is the standard processing for any BEAR data cube, from the raw data which are interferograms to the spectral cube. A second part has had to be developed specifically to cancel the atmospheric OH emission, extract the stars from a very crowded field, and to separate, in the spectra, the stellar contribution from the background emission. All these steps are briefly described below.

### 3.1. Cube reduction

The cube reduction, made with a package called *bearprocess* (Maillard 2000), consists of the usual operations of flat-fielding of the images of the raw cube, sky subtraction, correction for bad pixels, and registration of each frame relative to the first one to correct for turbulent motions and flexure drifts. All the interferograms are extracted from this corrected cube, and the corresponding spectra are computed by FFT, leading in this case to a 384-plane cube, this number being determined as the sum of powers of two, just larger than the initial 300 planes. The same operations have been made on the reference star data cube to yield in the end a single spectrum. From the division of the GC spectral cube by this reference spectrum, a new cube was produced, corrected for the instrumental and atmospheric transmission. In order to fully reconstruct the line profiles, and to apply the instrumental phase correction through the field, an oversampled cube of 1153 frames was computed which contains only the useful part of the spectrum after division, between  $4827.19 \text{ cm}^{-1}$  ( $2.0716 \mu\text{m}$ ) and  $4889.74 \text{ cm}^{-1}$  ( $2.0451 \mu\text{m}$ ). In this cube, the separation between frames corresponds to a mean velocity resolution of  $3.35 \text{ km s}^{-1}$ , i.e., an oversampling by a factor of 12 from the initial cube.

### 3.2. OH correction

The CFHT-FTS is based on a design with dual input, dual output (Maillard & Michel 1982). For observations of isolated objects the source is centered in one entrance aperture, while the other one is open on the sky  $53''$  West. This makes an automatic correction of the sky emission possible, in particular for OH. In the case of an extended field such as the GC, a single aperture must be open. Therefore, the OH emission strongly contaminates the raw data cube. The problem is particularly serious since a strong OH line falls at  $2.0563 \mu\text{m}$ , within a typical linewidth of the stellar He I line. This OH line is not resolved and thus appears as an extended sinc function, the natural instrumental line-shape of an FTS. In the useful part of the spectrum, a second OH line, four times fainter, at  $2.0499 \mu\text{m}$ , falls in the continuum. In addition, the OH line intensities do not appear to be perfectly uniform over the entire field.

We applied a method intended to allow the best removal of these lines, secondary maxima included. First, the spectrum of the atmospheric emission ( $S_{\text{sky}}$ ) to be used as template was extracted by averaging the emission over about 100 pixels from small areas of the field devoid of sources. Then, for each pixel spectrum  $S$  of the data cube, the following expression was generated, integrated in the wavenumber  $\sigma$  over the full spectral range:

$$E(\mu) = \int \left( \frac{d^2 (S - \mu S_{\text{sky}})}{d\sigma^2} \right)^2 d\sigma.$$

The final corrected spectrum is  $S - \mu_{\text{m}} S_{\text{sky}}$  where  $\mu_{\text{m}}$  corresponds to the value of  $\mu$  for which  $E(\mu)$  is minimum. A new cube cleaned of OH emission was created according to this procedure, to which all the subsequent operations were applied.

### 3.3. Extraction of stellar spectra

An image of the field of view was generated by co-adding most of the frames of this cube, with the exception of about 100 frames at each extremity, where division by the reference spectrum creates excessive noise. An automatic 2-D local maximum search was run on this image in order to detect the stars. With this procedure a total of 90 individual stars was identified within the circular field of the instrument. By using the photometry of Ott et al. (1999) for the faintest stars which are in common we determined a limiting magnitude of  $m_K \simeq 13$  for the stellar flux integrated in a  $3 \times 3$  pixels aperture (or  $\simeq 1'' \times 1''$ ). For almost the same field as us (a square field of  $20'' \times 20''$  centered on SgrA\*) 218 stars brighter than  $m_K = 13$  are reported by Ott et al. (1999) from deconvolved images integrated over a  $0.25''$  diameter aperture. Obviously, the main limitation comes from the seeing-limited imagery with BEAR in a very crowded field.

A facility program called *cubeview* (Maillard 2000), specially developed to inspect any BEAR data cube, was used to extract the 90 stellar spectra from the cube, by integration over a  $3 \times 3$  pixels aperture, centered on

the brightest pixel of each detected star image. The final spectra resulted from a smoothing operation (boxcar function) to improve the  $S/N$  ratio. This operation was justified since the spectral resolution was much narrower than the broad stellar line profiles ( $74 \text{ km s}^{-1}$  against  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ). To search all spectra for the presence of the He I  $2.058 \mu\text{m}$  line in emission, a  $3\sigma$ -detection criterion was applied to each smoothed spectrum, with the noise estimated in the continuum. From the same cube a “line cube” was generated. This was done by estimating a linear continuum in each spectrum, extracted pixel-by-pixel over the entire field, and by subtracting it from the original spectrum. Thus, the helium emission was all that remained. Using *cubeview* to inspect the cube images within the helium emission range revealed the stars being source of a He I emission as bright spots. Note that with spectro-imaging data the equivalent of an ideal square filter can be applied, isolating only the emission component without continuum, thus giving the maximum contrast to these stars, more accurately than could be done by imaging through a narrow-band filter. A few other stars with helium emission, for which the automatic detection had failed, were found by this method. Finally, the spectra of all the stars with helium emission were extracted from both cubes, in order to obtain two spectra for each star: the total spectrum, and the spectrum of the emission line only.

### 3.4. Separation of stars and gas

A co-added image was created with *cubeview* from all the frames of the line cube containing some He I emission. The resulting image clearly shows that the emission is concentrated in bright points, likely stars, but also in diffuse zones, indicative of interstellar gas lanes. Therefore, a separation of stars and gas must be conducted to obtain pure stellar line profiles and a spectral cube of the interstellar medium (ISM) emission only.

The He I line profiles detected with *cubeview* from the line cube in the gas patches exhibit a width just equal to the spectral resolution, which contrasts with the much broader profiles on most stellar points. The increase in spectral resolution provided by the BEAR spectrometer appears essential for distinguishing the ISM emission from the stellar emission. In many of the stellar profiles a narrow component is seen to be superimposed on a broad component. In these cases an inspection of the data in the vicinity of the star confirms the presence of extended ISM emission along the line of sight. Hence, the stellar profile can be cleaned of the ISM emission contribution by a local interpolation on the profile. In other cases, a line with width equal to the spectral resolution appears on top of a stellar continuum. This typical linewidth avoids confusion with an emission of stellar origin. However, in a few cases the emission line on top of a stellar continuum appears relatively narrow, about twice as wide as a typical ISM line. Only the absence of ISM emission in the

neighborhood of such a star gives confidence in the stellar nature of the emission. The ISM emission can also mimic a stellar profile. Indeed, inspection of the cube indicates that, in some locations, the ISM emission shows several velocity components, which can merge into a broader line. In these cases a global inspection of the images confirms that the profile is due to ISM emission only. Finally, after all this careful selection, a fit to the stellar emission at all the confirmed He I star positions in the line cube was subtracted from the spectra, generating a spectral cube of the ISM emission.

### 3.5. Fitting of the 2.058 $\mu\text{m}$ emission line profiles

In the end, 16 stars from the 90 stars isolated in the  $\sim 1$ -pc field centered on SgrA\* exhibit the 2.058  $\mu\text{m}$  He I line in emission, which can be attributed only to the underlying star. A homogeneous set of fully resolved line profiles is obtained. This signature justifies them being called “helium stars”. Actually, this designation is not a true stellar classification. They are simply stars showing the 2.058  $\mu\text{m}$  helium line in emission. In the following the term “helium star” or “He I star” will therefore be adopted in this context. From the stellar positions, the correlation with previously identified stars was made from photometric surveys, e.g., Blum et al. (1996a), Eckart & Genzel (1997), and Ott et al. (1999). Three new helium stars not present in prior lists were first noted: He I N1, He I N2 and He I N3. One of them, He I N1, coincides with ID 180, a source already identified in the photometric survey of Ott et al. (1999). This identification was adopted.

In order to derive the radial velocities of all these stars, simple analytical models were used which take into account the P Cygni profile evident in most profiles. The 2.058  $\mu\text{m}$  He I line has the advantage of not being blended with the emission lines of other atomic species which are likely to be present in the spectrum of these stars (Najarro et al. 1997a). Depending on the profile shape, we used three types of fitting models (a, b, c). In each case, the model yields the *FWHM* of the emission component, and the velocity domain of the full profile, FWZI (full width at zero intensity). The center of FWZI defines the radial velocity ( $V_R$ ) of the star. FWZI is also indicative of the terminal outflow velocity of the expanding envelope.

- a) For the few profiles with no detectable absorption component, a fitting by a Gaussian profile was used. In this case the FWZI is in fact estimated at one hundredth of the maximum intensity above the baseline;
- b) For the P Cygni profiles for which the absorption component has a width comparable to that of the emission component, a two-Gaussian fitting was applied. FWZI is limited with the same criterion as above on the emission side, and at one hundredth of the central depth below the baseline on the absorption side;
- c) For the stars with a P Cygni profile but showing a very broad emission component, a two-component fitting was used with a profile described in Morris (1985)

for the emission component, and a Gaussian profile for the absorption component. For the determination of FWZI, the boundary of the profile on the red side is given by the emission fit. The Gaussian profile is limited as above on the absorption side.

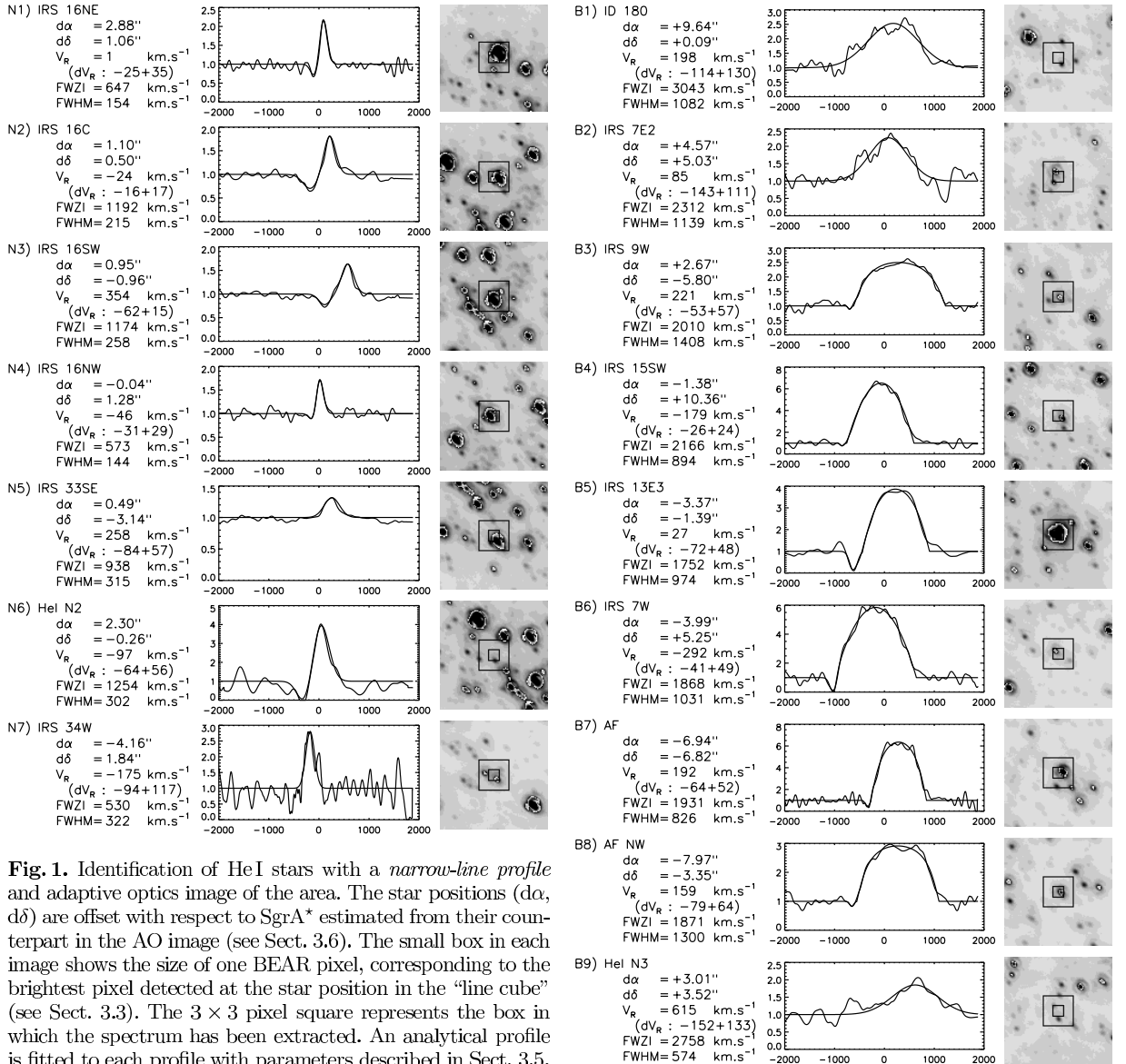
### 3.6. Calibration of line profiles

For flux calibration, the stellar spectra must be extracted from the cube which includes the continuum. However, the intensity in these spectra is contaminated by the nearby stars present in the  $3 \times 3$  pixel BEAR box centered on each helium star. Corrections of this contamination were applied with the help of the AO image. In order to do this, the star positions and the peak intensities in the AO image were all determined with an automatic procedure. Then, at each star position, the BEAR psf was placed, which is a Lorentzian profile obtained from the calibration star data cube with the corresponding intensity. The result is an image at the BEAR spatial resolution. This reconstructed image was superimposed upon the image obtained by co-adding the frames of the BEAR cube with only the stellar continuum, by looking for the best match of the star patterns between the two images. By this process we determined the appropriate offsets and rotation between the two images. With these registration parameters, the BEAR box for each He I star, centered on the bright pixel determined from the line cube was projected on the corresponding area of the original AO image. From this superposition, in the case of multiple images, the most likely identification of the helium star can be asserted, and then the contamination by the neighboring stars within the square aperture estimated. The absolute star positions could be measured at the precision of the pixel size in the AO image (0.035" pixel). They were determined first as offsets with respect to IRS 16NE, because this star from the AO image is a relatively isolated, bright star. Its position was taken from Ott et al. (1999), but in that paper, all the positions are given as offsets relative to the brightest local source, IRS 7, which is unusable in the AO image because its image is saturated. In order to present the final offsets of all the sources with respect to SgrA\*, the position of IRS 7 relative to SgrA\* was taken from Menten et al. (1997) and used to derive the IRS 16NE position relative to SgrA\*.

## 4. Presentation of results

### 4.1. Two classes of He I stars

By inspecting the shapes of the full set of He I line profiles, two classes of stars can be clearly distinguished. Indeed, 7 stars show a narrow emission line with a mean *FWHM* of  $225 \pm 75 \text{ km s}^{-1}$ , and 9 stars a very broad emission line with a mean *FWHM* of  $1025 \text{ km s}^{-1}$ , all the values being within  $\pm 400 \text{ km s}^{-1}$  of this average. The FWZI associated with the latter group varies from  $\sim 1700 \text{ km s}^{-1}$  to  $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ . The stars of each group are gathered



**Fig. 1.** Identification of He I stars with a *narrow-line profile* and adaptive optics image of the area. The star positions ( $d\alpha$ ,  $d\delta$ ) are offset with respect to SgrA\* estimated from their counterpart in the AO image (see Sect. 3.6). The small box in each image shows the size of one BEAR pixel, corresponding to the brightest pixel detected at the star position in the “line cube” (see Sect. 3.3). The  $3 \times 3$  pixel square represents the box in which the spectrum has been extracted. An analytical profile is fitted to each profile with parameters described in Sect. 3.5, given in the left column.  $V_r$  is the radial velocity with  $dV_r$  the  $1\text{-}\sigma$  error bar (see Sect. 4.3). The vertical scale in each spectrum is given in multiples of the intensity of the neighboring continuum, for which the calibrated value is given in Table 1

**Fig. 2.** Identification of He I stars with a *broad-line profile* and adaptive optics image of the area. The projected boxes have the same meaning as in Fig. 1

in Figs. 1 and 2 respectively, with the parameters of the fitting of the line profiles, the star names, and the star positions as offsets from SgrA\*. These positions are given in arcsecs at the precision of the position of their counterpart measured in the AO image (Sect. 3.6).

Note that most of these profiles are of the common P Cygni variety, with the standard absorption on the blue side. This absorption is generally shallow for the very broad emission lines, since the emission almost fills the absorption width, and is deeper for the narrow emission lines. For the broad-line profiles (Fig. 2) a flat top is seen

for AF, which was already known (Najarro et al. 1994), but also for AF NW, IRS 7W, IRS 13E and presumably ID 180. All these various types of profile are encountered in models of P Cygni profiles (Castor & Lamers 1979).

Table 1 presents the continuum flux level for each star measured at  $2.06 \mu\text{m}$ , at wavelengths just outside of the emission profile, estimated by the procedure described in Sect. 3.6. No extinction correction has been applied. As these stars are located at the same distance, a comparison of flux is possible without correction. From an examination of Table 1, it appears that with this distinction of

**Table 1.** Continuum  $\Phi$  of the He I stars at  $2.06 \mu\text{m}$ 

Narrow-line stars <sup>a</sup>			Broad-line stars <sup>b</sup>		
ID	Name	$\Phi^c$	ID	Name	$\Phi^c$
N1	IRS 16NE	25.93	B1	ID 180	0.59
N2	IRS 16C	13.23	B2	IRS 7E2	0.77
N3	IRS 16SW	10.87	B3	IRS 9W	1.55
N4	IRS 16NW	9.41	B4	IRS 15SW	1.02
N5	IRS 33SE	8.52	B5	IRS 13E3	2.26
			B6	IRS 7W	0.98
N6	HeI N2	(0.76)	B7	AF	3.88
N7	IRS 34W	(1.76)	B8	AF NW	1.84
			B9	HeI N3	0.58
mean*		13.59	mean		1.50

<sup>a</sup> See Fig. 1.<sup>b</sup> See Fig. 2.<sup>c</sup>  $10^{-14} \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ .

\* Mean intensity estimated without N6 and N7 (see text).

two families of line profile is associated another clear difference which had not been noticed before, namely the level of continuum. The continuum of the stars having a narrow profile is bright and with a comparable intensity, except for IRS 34W and HeI N2, which have a definitely weaker continuum. The continuum of the broad-line stars is fainter by a factor 9.0 on average ( $\simeq 2.4 \text{ mag}$ ) than that of the narrow-profile stars. The AF star and IRS 13E3 appear to be the brightest objects of this group, though their continuum intensity is weaker by more than a factor 3 than the mean value of the narrow-line category. We return to these particular cases below.

The  $K$ -band AO image gives the opportunity of estimating the  $K$  magnitude, without extinction correction, of the He I stars. The photometric calibration was made by looking in the Ott et al. (1999) survey for a bright star common to our list, which is sufficiently isolated, and for which the photometry indicates a low index of variability. IRS 16NE was chosen as reference star, from which the  $K$  magnitude of all the other stars was deduced. With the same presentation as Table 1, the results are reported in Table 2. The mean difference of  $K$  magnitude between the two classes is equal to 2.18. That corresponds to a ratio of 7.45 against 9.0 measured near  $2 \mu\text{m}$ . This difference is due to the fact that, in the flux reported in Table 1, the correction of the contribution of neighboring stars (Sect. 3.6) can be made only by assuming the same spectral distribution in the  $K$  band for these stars and the He I star, which is an approximation. For example, IRS 13E3, which was the second brightest star among its group from Table 1, is not so prominent in  $K$ . Only AF remains 1 mag above the average value. However, the general trend observed at  $2 \mu\text{m}$  is largely confirmed. Note that IRS 16SW is found 0.2 magnitude brighter than the mean value reported by Ott et al. (1999), which is well within the range of

**Table 2.**  $K$  magnitude of the He I stars

Narrow-line stars			Broad-line stars		
ID	Name	$m_K$	ID	Name	$m_K$
N1	IRS 16NE	8.76 <sup>a</sup>	B1	ID 180	12.12
N2	IRS 16C	9.41	B2	IRS 7E2	11.93
N3	IRS 16SW	9.38	B3	IRS 9W	11.62
N4	IRS 16NW	9.80	B4	IRS 15SW	11.21
N5	IRS 33SE	9.75	B5	IRS 13E3	11.73
			B6	IRS 7W	11.85
N6	HeI N2	(12.47)	B7	AF	10.56
N7	IRS 34W	(11.56)	B8	AF NW	11.52
			B9	HeI N3	12.47
mean*		9.35	mean		11.53

<sup>a</sup> From Ott et al. (1999).

\* Mean magnitude estimated without N6 and N7 (see text).

periodic variation reported for this star. The source ID 180 is found to be  $\sim 0.6 \text{ mag}$  brighter than in Ott et al. (1999), while AF has exactly the same magnitude.

#### 4.2. Comparison with previous lists of He I stars

The recent papers dedicated to surveying the helium stars in the central region of the GC are those of Krabbe et al. (1995), Tamblын et al. (1996), Blum et al. (1996a) and Eckart & Genzel (1997). Blum et al. (1996a) present the most complete compilation of identified stars with their spectral type, reflecting both their own work and that of others. In this list, for the first time, the helium stars are identified under two denominations: HeI and WC9. The latter is a sub-type of Wolf-Rayet stars (WR) which in addition to the HeI  $2.058 \mu\text{m}$  line in emission have the C III and the C IV lines in their  $K$ -band spectrum. A comparison of the list of stars that we identify as genuine HeI stars with the list of Blum et al. (1996a) shows that several of their stars are missing. A few candidates were just at the edge of our field and cannot be confirmed. But it turns out that, in the other cases, the detected emission line can be interpreted as due to the ISM emission and not to the star, or to the background contamination from a nearby HeI star. Following primarily the list of helium stars reported in Blum et al. (1996a), either as HeI or as WC9 stars, then in Eckart & Genzel (1997), and at last in Tamblын et al. (1996), all the stars absent from our list are worth a special comment:

- **IRS 1W:** We confirm that IRS 1W, which is in the list of Krabbe et al. (1995) but not in Blum et al. (1996a), where it is given as a red star, is indeed not a HeI star. Blum et al. (1995b) had already shown a spectrum of IRS 1W with no intrinsic HeI  $2.058 \mu\text{m}$  emission line and Libonate et al. (1995) had also cast doubt on the notion that IRS 1W was a compact HeI emission-line star. That is a case where the line present in the raw spectrum at the star position is very narrow. The study of the vicinity clearly shows that this emission belongs to an ISM gas lane. From the slope of the

- continuum spectrum, polarization measurements, and a broadened image profile at high spatial resolution, Ott et al. (1999) suggest that IRS 1W is embedded in a hot dust shell. However, a maximum of the ISM emission coincides with its position;
- **BSD WC9**: Blum et al. (1995a) have presented the  $K$ -band spectrum of this source as an example of a genuine WC9-type star. The same source is named Blum-WC9 by Tamblyn et al. (1996). A nearby source ( $0.6''$  W and  $0.4''$  S) is listed as BSD WC9B, which is supposed to be of same type. These two sources fall at the edge of our field, and therefore cannot be considered in our list;
  - **IRS 6E**: This source is also reported as a WC9 star. There is a rather broad ( $\simeq 270 \text{ km s}^{-1}$ ) emission feature but with two maxima in the spectrum toward IRS 6E. The helium streamers are complex in its vicinity. The star lies just between the Bar and the mini-cavity. We interpret these two peaks as two velocity components of the ISM emission;
  - **IRS 29N**: We do not confirm a helium star at the IRS 29N position, which is listed as a WC9 star by Blum et al. and in Eckart & Genzel (1997). Separated by  $0.5''$ , IRS 29S is identified as an MIII star by Krabbe et al. (1995). There is no ISM helium emission there. This source is located in the neighborhood of the bright helium stars in the IRS 16 cluster, so the reported detection can probably be explained as contamination in the Krabbe et al. data by the nearby helium stars;
  - **MPE-1.0-3.5**: This source is listed as a WC9 star. In Ott et al. (1999) a star (ID 77,  $m_K = 11.6$ ) coincides within  $0.2''$ , so it is probably the same source. In our data this star does not show any He I  $2.058 \mu\text{m}$  emission feature. Since it is close to the bright source IRS 16NW, it was reported as a helium star probably for the same reason as the previous source;
  - **IRS 15NE**: This star falls at the edge of the field and cannot be included in our list;
  - **MPE+1.6-6.8**: A local maximum of the ISM emission is seen at the star position, but no stellar emission, which would reveal itself by a much larger width. This relatively bright star in  $K$  ( $10.56$  from Ott et al. 1999) might be another embedded star like IRS 1W;
  - **IRS 16CC**: No He I stellar profile is found exactly at the position of this star;
  - **OSU He1**: The helium line observed on the line of sight to this star is narrow and comes from the He I Mini-Spiral;
  - **IRS 16SE**: This source appears in a star list restricted to the very inner region studied by Eckart & Genzel (1997), who mention 3 He I stars, IRS 16SE1, IRS 16SE2 and a nameless source located  $0.91''$  East and  $1.99''$  North of SgrA\*. All these sources lie in the proximity of strong He I stars and in the Mini-Spiral. We do not confirm them as He I stars.

Tamblyn et al. (1996) used an attractive method to find He I star candidates by associating an image taken

through a narrow-band filter centered on the  $2.058 \mu\text{m}$  line. However, their contrast was not sufficient to detect the ISM emission and they wrongly claimed that “the majority of the He I emission is from point sources”. In their list, they report 5 supposed new identifications they named GCHe1 to GCHe5. By inspecting the 5 positions we find that GCHe2 (or TAM HeI in Blum et al. 1996a) is in fact IRS 9W, which is confirmed as a He I star, GCHe3 is IRS 33SE and GCHe4 likely AF NW. Regarding GCHe1, Tamblyn et al. (1996) indicate a position not more precisely than  $1.1''$  NE of AF. This region is at the very edge of our field. The current data do not allow us to confirm the presence of a helium star there. GCHe5 is identical in position to MPE-1.0-3.5, which has been rejected.

In conclusion, 6 out of 20 early-type stars listed in Blum et al. (1996a) as helium stars (noted He I or WC9) are not reported in our list. Three stars were excluded from our compilation, because they lie at the edge of the clear field: BSD WC9, BSD WC9B and IRS 15NE. Thus, 11 stars are in common. Of the 21 helium stars of Krabbe et al. (1995) we retain 13 sources. With 3 new stars which are added, the total number of helium stars in the central cluster remains roughly unchanged, but certainly not increased. However, this revision can modify some of the conclusions on this peculiar population.

#### 4.3. Examination of the stellar radial velocities

With the radial velocities of all the helium stars reported by Eckart & Genzel (1997), considered as the most recent estimations, and in Krabbe et al. (1995) when the value was missing from Eckart & Genzel (1997), we have constructed a plot to compare to our estimations (Fig. 3). The error bars of each measurement are given, which put each star symbol at the center of an error box. In our work the error bars of  $V_R$  reported in Figs. 1 and 2 were estimated by shifting each best-fit profile in velocity, so that the maximum error in the obs.-calc. curve was within  $\pm 1\sigma$  of the noise. We can notice that our error bars are generally smaller than those reported earlier. However, the diagonal line does not cross the error box for 3 stars: N2, N5 and B2, i.e., IRS 16C, IRS 33SE and IRS 7E2. For either N2, which has a particularly narrow error bar because the emission is strong, or N5, the stellar profile has been corrected for the ISM emission. That may explain the observed discrepancy if in Eckart & Genzel’s work this correction was not done. We return to the case of N5 in Sect. 5.1. No correction for ISM emission has had to be made for B2. The low contrast of the emission line explains a wider error bar. However, the difference of reported  $V_R$  has no obvious explanation, unless IRS 7E2 is another spectroscopic binary, which gave two different radial velocities when observed at two different epochs (difference of  $\simeq 200 \text{ km s}^{-1}$ ). Further observations are needed to assess this plausible hypothesis.

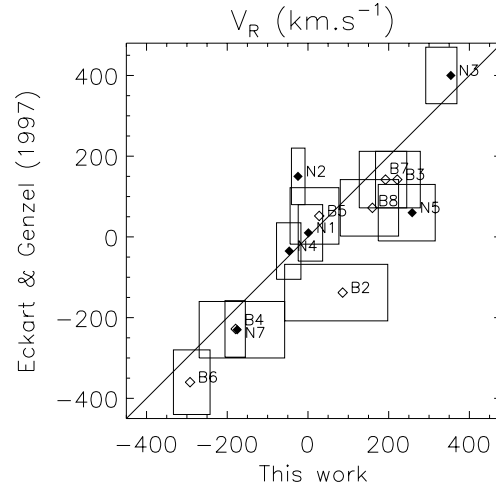
#### 4.4. Location and kinematics of the He I stars

From the offsets given in Figs. 1 and 2, a map of the He I stars centered on SgrA\* is presented in Fig. 4. The two classes of stars are distinguished by different symbols. Another property becomes apparent on this map. The narrow-line stars are grouped into a central compact cluster, in the IRS 16 region. Actually, 4 of them are designated as being components of IRS 16. The new star He I N2 is in the middle of them. The most external sources are IRS 33SE and IRS 34W, located just a few arcseconds South and West, respectively of the IRS 16 cluster. On the contrary, the broad-line stars are randomly distributed at the periphery of the field, beyond an inner radius of  $\simeq 0.3$  pc from SgrA\*. Thus, the two or three emission-line stars missing because located at the edge of the observed field (Sect. 4.2) should also belong to the broad-line group.

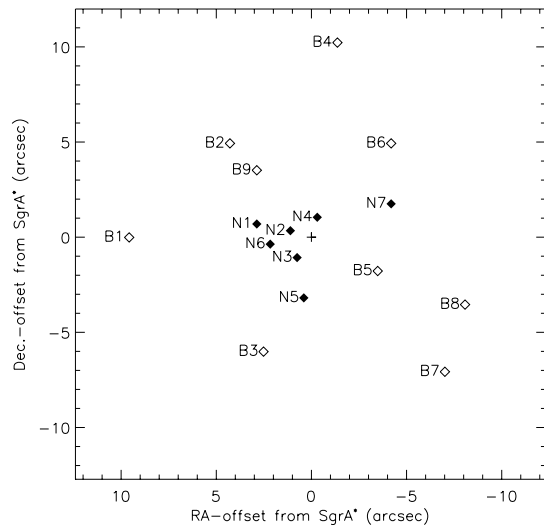
In Fig. 5 are placed all the radial velocities ( $V_R$ ) reported in Figs. 1 and 2, with their error bars, as a function of the dec.-offset of the sources from SgrA\*. This plot is constructed with the same axes as a comparable diagram in Genzel et al. (1996) for the early-type stars. According to these authors all the stars with a positive velocity are concentrated in the upper left quadrant while the stars with a negative velocity are in the lower right quadrant. They conclude that this diagram shows the signature of a coherent retrograde motion of all early-type stars – a population of stars which contains mostly the He I stars – around an approximately East-West axis of rotation through SgrA\*. From our equivalent diagram (Fig. 5) with the velocities of the 16 confirmed He I stars, we note that stars are present in all 4 quadrants, with, however, a trend to be mostly distributed along a diagonal through the opposite upper left and lower right quadrants, which is consistent with a revised version of the same diagram by Genzel et al. (2000).

#### 4.5. Absorption line stars

From the systematic inspection of the 90 stellar spectra extracted from the data cube, it appears that some stars might present a broad absorption feature at the position of the He I 2.058  $\mu\text{m}$  line. Tamblyn et al. (1996), and more completely Hanson et al. (1996) have observed all types of OB stars in the  $K$  band. They show that giant and supergiant O-type stars, roughly from O5 to O9 may have the He I 2.058  $\mu\text{m}$  line in weak absorption. The search for such stars was conducted with the same method as the one applied to the emission line stars. Similarly, a smoothing of the raw spectra was made since the absorptions are broad (FWZI between  $\sim 900$  and  $1500 \text{ km s}^{-1}$ ) and shallow. The more noticeable detections correspond to the sources: IRS 7SE, IRS 14SW, MPE-1.1-2.2 and IRS 3. From the photometric survey of Ott et al. (1999), these stars are relatively bright ( $m_K$  between 10 and 11.3) with a low index of variability. Note that IRS 14SW and IRS 3 are indicated as cool stars in Blum et al. (1996a),



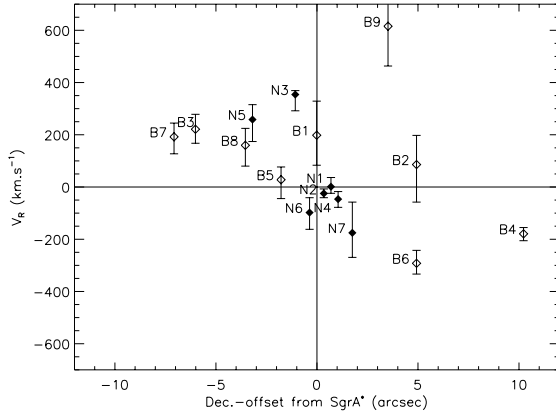
**Fig. 3.** Comparison of the estimated radial velocities  $V_R$  with their error boxes for the stars in common between our work and Eckart & Genzel (1997). When not available in that paper, the values are from Krabbe et al. (1995). The narrow-line stars are represented by a filled diamond, the broad-line stars by an open diamond. See Figs. 1 and 2 for the star identifications



**Fig. 4.** Spatial distribution of helium stars from the offsets reported in Figs. 1 and 2, with respect to SgrA\* marked by a cross. The symbols have the same meaning as in Fig. 3

with the latter characterized as “embedded” by Eckart & Genzel (1997). Hence, this absorption can be of an origin other than photospheric helium. However, IRS 7SE and MPE-1.1-2.2 remain as potential OB star candidates. Observations over a wider spectral range are necessary to confirm the spectral nature of these two sources, which deserve further attention as possible indicators of the presence of O-type stars in the central cluster.

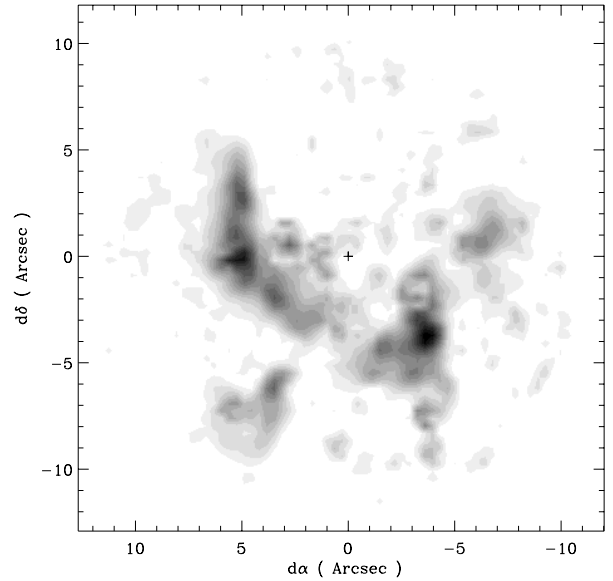




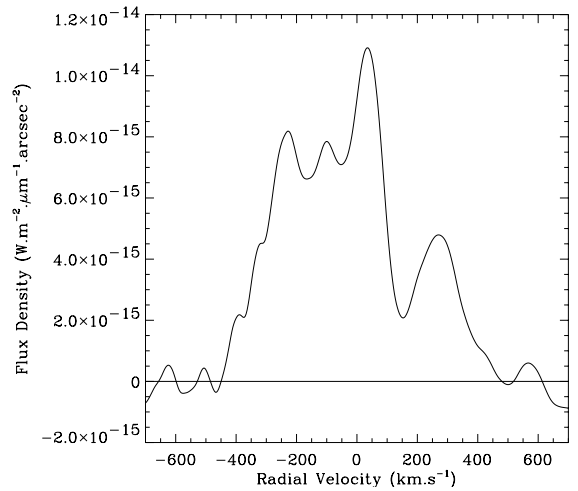
**Fig. 5.** Radial velocities with their error bar of the helium stars as a function of the dec.-offset from SgrA\* (see Figs. 1 and 2). Filled and open diamonds have the same meaning as in Figs. 3 and 4

#### 4.6. Helium streamers

An image of the interstellar helium emission is shown in Fig. 6. It was constructed by putting at each pixel the peak value of the corresponding spectrum in the ISM cube. The emission appears clearly distributed in coherent gas lanes. By comparing with the interstellar emission previously mapped in Ne<sup>+</sup> at 12.8  $\mu\text{m}$  by Lacy et al. (1991) and in Br $\gamma$  (Morris & Maillard 2000 and references therein) we see that this emission emanates from the Mini-Spiral, particularly prominent the Northern arm and the Bar. The mini-cavity can be also recognized. The Eastern arm is weak, except in an elongated feature at its western tip, at  $d\alpha = -1.5''$ ,  $d\delta = -2.5''$ , showing a very distinct and extreme redshifted velocity. This component appears clearly in the integrated ISM velocity profile shown in Fig. 7, where it forms a separated maximum at  $+275 \text{ km s}^{-1}$ . The same peak of velocity is observed in the Br $\gamma$  data (Morris & Maillard 2000) at the same position on the hydrogen streamers. The full range of velocity covered by the He I mini-spiral is identical to the range measured in Br $\gamma$ , i.e.,  $-400, +400 \text{ km s}^{-1}$  (Morris & Maillard 2000). However, the helium ISM emission appears simpler than the Br $\gamma$  emission, as attested by the line profile extracted at each pixel which appears always as a single and narrow emission peak, except where the main streamers are crossing. For example, three components are exceptionally observed where the Northern arm, the Bar and the feature of the Eastern arm are superimposed, at  $d\alpha = 3''$ ,  $d\delta = -6''$ . We already mentioned that the linewidth of a single component is exactly equal to the current limit of resolution. We can conclude that the velocity width of the helium streamers is certainly  $< 70 \text{ km s}^{-1}$ , however without being much narrower, since no sinc function profile is observed.



**Fig. 6.** Image of the helium streamers in the 2.058  $\mu\text{m}$  line. The emissions of stellar origin have been subtracted as much as possible. Small residuals remain. The position of SgrA\* is marked by a cross at the center of the field



**Fig. 7.** Full velocity profile of the He I Mini-Spiral obtained by extracting the spectrum from the ISM cube over a mask covering most of the emission. The calibrated flux density is an average by  $\text{arcsec}^2$  over the area of this mask

#### 4.7. Comparison of the radial velocities of the He I stars and the local ISM

As already mentioned, for several fully resolved He I line profiles, a narrower emission line from a helium streamer is seen superimposed on the stellar profile. By comparing the  $V_R$  of these stars derived from their P Cygni profile emission (Figs. 1 and 2) with the radial velocity of the He I streamer along the same line of sight, we note that for many of them the two velocities are quite comparable

**Table 3.** Comparison of the radial velocities of the He I stars and the local ISM

ID	Name	$V_R$ Star (km s <sup>-1</sup> )	$V_R$ ISM (km s <sup>-1</sup> )
N1	IRS 16NE	+ 1 ± 30	+ 16
N2	IRS 16C	- 24 ± 17	- 84
N6	HeI N2	- 97 ± 60	- 58
N7	IRS 34W	- 175 ± 100	- 150
B2	IRS 7E2	+ 85 ± 130	+ 70
B3	IRS 9W	+ 221 ± 55	+ 309
B6	IRS 7W	- 292 ± 45	- 250

in amplitude, and with the same sign. The comparison is presented in Table 3 with the narrow-line stars in the upper part, and the broad-line stars in the lower part.

## 5. Notes on individual He I stars

In the following we discuss the peculiarities of some of the emission line profiles separated into the two classes presented in Figs. 1 and 2, and in Tables 1 and 2.

### 5.1. Narrow-line stars

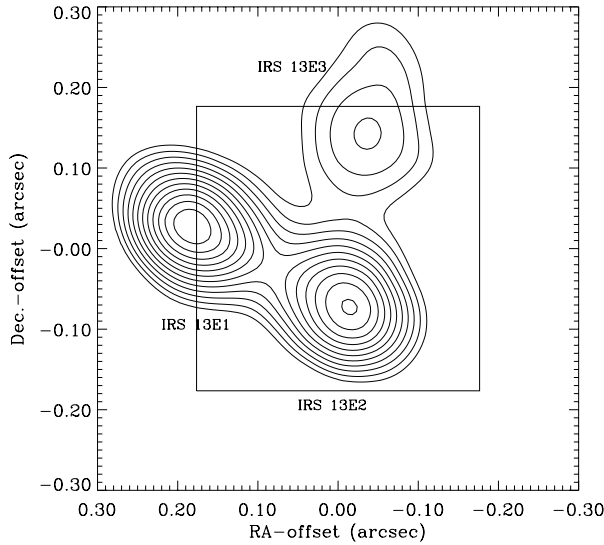
- **[N3] IRS 16SW:** This star shows a clear P Cygni profile with a *FWHM* of the emission component of 258 km s<sup>-1</sup>. However, from all the stars of this class (Fig. 1) this one has the largest positive radial velocity of 354 km s<sup>-1</sup>. Ott et al. (1999) have been able to show from photometric observations that this star is a short-period variable, and therefore is probably a massive eclipsing binary. Consequently, the radial velocity plotted in Fig. 5 is not representative of the system itself, because of the contribution of the orbital velocity which could be as high as 677 km s<sup>-1</sup> from Ott et al. (1999). This might explain the reason for which the diagonal in Fig. 3 barely crosses the error box.
- **[N5] IRS 33SE:** Its He I line profile does not show a P Cygni profile. This star lies in the helium Mini-Spiral, and the spectrum of the source before correction shows several ISM components, one of which falls where the absorption component should be. It was not possible in the correction of the stellar line profiles to recover this probable absorption component. Therefore, IRS 33SE might have a regular P Cygni profile which would imply a less positive radial velocity than displayed in Fig. 5. It would explain the discrepancy with the estimation of Eckart & Genzel (1997) noted in Sect. 4.3, and shown in Fig. 3, as long as the estimation was based on the line of an element not present in the Mini-Spiral. It cannot be from Br $\gamma$  for which the ISM emission strongly affects the stellar profiles (Morris & Maillard 2000).
- **[N6] HeI N2:** A nearby star, IRS 16CC, is reported as a helium star in Blum et al. (1996a), but by combining the BEAR data and the AO image as

explained in Sect. 3.6, we find that the true helium star is in fact a fainter star, located 0.6'' South and 0.3'' East of IRS 16CC. This newly detected helium stars lies both in the wings of He I stars IRS 16NE and IRS 16C and in the Northern Arm of the ISM emission, which makes it difficult to identify. This star has the weakest  $m_K$  in the narrow-line profile group (Table 2), with a value typical of the broad-line group.

- **[N7] IRS 34W:** This identification is reported in Krabbe et al. (1995) while Blum et al. (1996a) indicate simply IRS 34. From the AO image there are effectively two stars of comparable brightness, IRS 34E and IRS 34W, 0.4'' to the South-West, within the BEAR box. The value of the continuum given in Table 1 and the magnitude in Table 2 is corrected for the contribution of IRS 34E. With the *S/N* ratio of the spectrum (Fig. 1) we cannot confirm a P Cygni profile for this line. This star has an  $m_K$  value comparable to that of HeI N2. These two stars form a sub-group in the narrow-line group, which is discussed in Sect. 6.1.2.

### 5.2. Broad-line stars

- **[B1] ID 180:** This star is another of the newly detected helium stars. It falls in coincidence with a star for which the photometry is given in Ott et al. (1999);
- **[B2] IRS 7E2:** We propose this new identification for the helium star initially indicated as IRS 7E. From the AO image (Fig. 2) there are clearly two components, not noted before, that we defined as IRS 7E1 and IRS 7E2, separated by 0.37''. IRS 7E2 is well centered within the BEAR box. The flux in Tables 1 and 2 is corrected correspondingly;
- **[B5] IRS 13E3:** This helium star was originally designated simply as IRS 13E (Krabbe et al. 1995; Blum et al. 1996a). In a later paper, IRS 13E1 is given as the helium star (Najarro et al. 1997a), whose photometry is given by Ott et al. (1999) along with the other component IRS 13E2, indicating two equally bright components ( $m_K = 10.26$ ) separated by  $\sim 0.14''$ , which is the current limit of resolution of this work after deconvolution. By a local zoom of the AO image (Fig. 8), a fainter third component is seen, that we call IRS 13E3. By applying the procedure described in Sect. 3.6 the bright BEAR pixel is projected onto the AO image. The flux in the 2.058  $\mu$ m line could come from either 13E2 or 13E3. The helium source in this complex is a broad-line star, therefore with a relatively weak continuum. As the faintest component, IRS 13E3 is the most plausible candidate. The *K* magnitude in Table 2 corrected accordingly ( $m_K = 11.73$ ) provides a value in agreement with the magnitude of the stars of the same group, which would not be the case with IRS 13E2. Of course, only diffraction-limited spectro-imaging can unambiguously confirm this identification. Otherwise, the line profile presented in Fig. 2 is one of those where



**Fig. 8.** Zoom of the  $K$ -band adaptive optics image in contour on the IRS 13E complex showing the 3 stellar components. The square box represents the position of the maximum intensity BEAR pixel at the IRS 13 position in the line cube, projected on the AO image. IRS 13E3 is considered to be the helium star (see Sect. 5.2)

an important correction to remove the ISM contribution, made of several components, was needed. This results in a very flat top;

- **[B7] AF:** This object has been long recognized as a helium star and has been the subject of detailed studies, in particular by Najarro et al. (1994). However, in the broad-line class of objects this star is an exception, with a continuum brighter than all the members of this group (Tables 1 and 2). The intensity of the emission relative to the continuum (Fig. 2) is comparable to the intensity of other stars of this group, but intrinsically, the line emission is the most intense of all the helium stars. From the AO image, there is a cluster of 5 sources with one dominant source. The BEAR aperture contains this source plus two of the fainter sources. From Ott et al. (1999), this star presents a strong index of variability, the origin of which is not determined. The possibility that the variability is periodic should be checked, as that might indicate a compact binary star which could explain the peculiarity of this star. At any rate, AF cannot be considered as typical for all the other He I stars, as implied by Najarro et al. (1994, 1997a);
- **[B9] HeI N3:** This is the third new helium star. Its corresponding object in the AO image was found with a  $K$  magnitude (Table 2) in agreement with the mean value found for the broad-line stars. The line shows the largest redshift among all these stars. The error bar is large since the emission is relatively weak. The  $S/N$  ratio is not high enough to show a P Cygni profile.

## 6. Discussion

The main results from this study of the helium emission-line stars in the central pc of the Galactic Center can be summarized as follows:

- 1) Sixteen fully resolved P Cygni emission line profiles, purely of stellar origin, are extracted;
- 2) They divide into two distinct classes, with narrow and broad-line profiles;
- 3) The stars in each group have a comparable  $K$  magnitude but the two groups show a mean difference of  $\sim 2$  mag;
- 4) The spatial distribution of the two groups is different. The narrow-line objects are all arranged in a central cluster, while the other class are dispersed in a ring beyond a radius of  $\simeq 0.3$  pc from SgrA\*;
- 5) ISM emission of helium streamers which follow the Mini-Spiral is discovered. The radial velocity of these flows seen along the line of sight to a large fraction of the helium stars is comparable to the radial velocity of the underlying star.

Hence, we must examine all the observed findings to determine what they tell us about the nature and the formation of these stars.

### 6.1. The stellar type of the He I stars in the inner GC

The P Cygni lineshape for the helium emission of most of the stars we observed indicates that all of them are hot stars which possess an extended atmosphere in rapid expansion. However, the two different classes of line profile associated with the remarkable anti-correlation with the continuum brightness call for two different types of hot, helium-rich stars. IRS 16C and IRS 7W are typical examples of each class. The differences cannot be ascribed to orientation, such as an equatorial gaseous envelope seen edge-on or pole-on, as has been proposed to explain the two different types of emission line profiles in Be stars. Over the set of sources a continuity in the linewidths would be observed, with a double peak in some cases, while a single line is always observed, but with two radically different linewidths. These profiles are clearly suggestive in all cases of strong wind outflows. To which stellar types do these different profiles belong? Do they correspond to massive, hot stars but at two different stages of evolution?

#### 6.1.1. The stellar types of massive, hot stars

The question of the stellar type of the He I stars has already been examined by all the authors who have previously studied this stellar population. Note that they all make the preliminary remark that the study of the early-type GC stars forces a revision of the usual stellar classification criteria, generally based on visible spectra, to find their translation in the near infrared. This has triggered various spectroscopic studies of hot stars conducted in the  $K$  band, by Hanson & Conti (1994), Blum et al. (1995b),

Tamblyn et al. (1996), Morris et al. (1996), Hanson et al. (1996), and Figer et al. (1997). It turns out that the hot stars which exhibit the HeI 2.058  $\mu\text{m}$  line in emission belong to a large variety of spectral types, from normal Oe, Be stars and B supergiants (Hanson et al. 1996) to sub-types of peculiar, luminous stars which are the B[e], LBV (Luminous Blue Variables), WR stars, and intermediate types like ON, Ofpe, Ofpe/WN9, undergoing a strong mass loss. Discussion of these various stellar types are included in Libonate et al. (1995) and in Tamblyn et al. (1996) who discuss the helium stars in the GC. Tracks of evolution of massive stars, depending on the initial mass and the metallicity, have been proposed by Meynet et al. (1994). A typical sequence for massive stars, for example of  $60 M_{\odot}$ , is: O, Blue Supergiant, LBV and WR, as they evolve to becoming SNs. The WR stars represent the final stage of evolution of massive O stars of initial mass  $\geq 40 M_{\odot}$ . Two main sub-classes, the WN and the WC stars, depend on their phase of nucleosynthesis, the WC stars being the most evolved of the WR stars (Abbott & Conti 1987).

The  $K$ -band atlas of Figer et al. (1997) is devoted to the WR stars. These authors conclude that from this spectral range it is not easy to distinguish between individual sub-types, in particular for WC stars since their  $K$  spectra tend to be quite similar. Regarding the 2.058  $\mu\text{m}$  line, they show that this line is present in late WN-types and otherwise, is particularly prominent in WC9 types. That is partially confirmed by Tamblyn et al. (1996), who also mention a strong 2.058  $\mu\text{m}$  line with a P Cygni profile for the WN8 and the LBV members of their star sample. They also note the line in simple emission, for the few late ON-type and early B-type supergiants they observe. Hanson et al. (1996) detect the line in emission for OeV et BeV stars but with a complex profile, and otherwise in supergiant B1 stars. Finally, it seems difficult to draw very clear conclusions since all these intermediate classes, such as LBV, ON or Ofpe, represent very rare groups of stars. For example, from a review of the statistics of LBVs and related stars by Parker (1997), there are only 5 confirmed LBV stars in the Milky Way disk, including the two famous examples P Cygni itself and  $\eta$  Car, and only 26 more within 8 nearby galaxies, including the LMC and SMC. However, Parker notes that there are more candidates if more “liberal definitions” are applied, which means that it is not possible to generally assign a strict spectral type to these stars, in particular from a study carried out only within a limited spectral range.

The WR stars are known for extremely broad emission lines (Abbott & Conti 1987), for which the values of  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$  and more are typical, comparable to the  $FWHM$  reported in Fig. 2. On the other hand, the line profile observed for HeI in the LBV star P Cygni is quite comparable to the 2.058  $\mu\text{m}$  line profiles we call narrow-line profiles (Fig. 1). High resolution observations of the infrared emission lines of P Cygni by Najarro et al. (1997b) give lines with profiles having widths fitted by a model with a terminal velocity of  $185 \text{ km s}^{-1}$  and a  $T_{\text{eff}}$  of

18100 K. The existence of an extended helium envelope for P Cygni is given by the interferometric observations of Vakili et al. (1997) in the HeI 6678  $\text{\AA}$  line. They estimate a photospheric radius  $R_{\star} = 76 \pm 15 R_{\odot}$  and an extent of the helium envelope of  $12.5 R_{\star}$ .

### 6.1.2. The HeI stars as LBV and WR-type stars

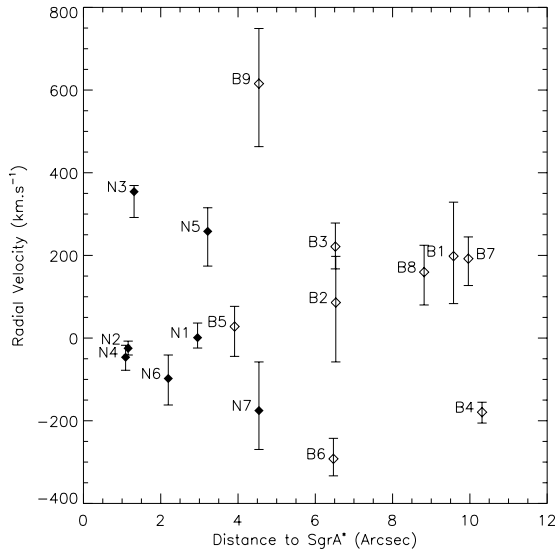
Thus, from only the consideration of the two distinct types of HeI line profiles, the helium stars with narrow-line profiles should be most closely related to LBV-type stars, while the other group to WR-type stars, without trying to be more specific. Tamblyn et al. (1996), who had already noticed few HeI stars in the inner pc with narrower line profiles, have considered whether these sources might be LBVs. They contest this hypothesis on the basis that LBV stars are a too brief phase of stellar evolution, which explains their rarity, and that these stars are not hot enough to be efficiently detected in the 2.058  $\mu\text{m}$  emission line. This conclusion is based on the observation of only two galactic LBV stars, of which effectively only one (P Cygni) shows clearly the 2.058  $\mu\text{m}$  line in emission, whereas the other has a poor  $S/N$  ratio. Thus, these arguments are not very convincing.

One of the general parameters which distinguishes these two types of stars is their range of effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ). Hence, a range of  $T_{\text{eff}}$  is reported from observations of LBVs (Crowther 1997), from 8000 K to  $\sim 25000$  K, while for WRs the range is definitely beyond, from 30000 to  $\sim 90000$  K (van der Hucht et al. 1991). For all these stars, the 2  $\mu\text{m}$  region is far from the maximum of emission. However, although hotter, the WR stars are intrinsically dim among massive stars, because of their relatively small photosphere radii. WC stars are typically  $10^5 L_{\odot}$ . These can be contrasted to LBV stars, which sit near the Humphreys-Davidson limit, typically above  $10^6 L_{\odot}$ . This fundamental difference is attributable to the copious mass loss experienced by the most massive O stars ( $M \simeq 120 M_{\odot}$ ) which will end their lives with a mass between 5 and  $10 M_{\odot}$ , when they are WR stars. Thus, this distinction between LBV and WR fits also with the observed difference in  $K$  magnitude between the two groups of HeI stars (point # 3 of the summary).

The particular cases of IRS 34W and HeI N2 must be discussed within the framework of this classification. These two stars belong to the LBV-type group from their line profile, but with an  $m_K$  typical of the other group (Table 2). The few galactic LBVs studied in detail are known to be characterized by giant eruptions which are followed by dust obscuration. From the reconstructed light curve of  $\eta$  Car (Humphreys et al. 1999), the maximum obscuration lasted about  $\sim 40$  years since the last eruption. From its pre-outburst level it had undergone a 4-mag visual extinction. These two LBV-type star candidates might be in such a phase.

In conclusion, we propose that the class of narrow-line stars consists of LBVs or related stars in the 10000

to 20000 K range of  $T_{\text{eff}}$ , while the second class consists of much hotter stars ( $\geq 30000$  K), late-type WR stars, predominantly in the WC9 stage, according to the conclusions of Figer et al. (1997) from their  $K$ -band atlas of WR stars. The latter is also in agreement with the classification properly made for one helium star (BSD WC9) by Blum et al. (1995a). However, from these considerations only, the mere distinction between luminous blue stars and LBVs is not really possible. Strictly speaking, variability should be established to identify an LBV. That is only suggested by the status of IRS 34W and HeI N2 compared to the other sources of the group. While WR stars seem the most likely for one group, only the proximity in evolution pleads in favor of LBV-related status for the other group, which is discussed in the next section, in relation to their spatial distribution (point # 4 of the summary).



**Fig. 9.** Observed radial velocity of the He I stars as a function of projected distance from SgrA\*. Symbols have the same meaning as in Fig. 3

## 6.2. Spatial distribution of the He I star and their formation

Is the above classification the result of a sequence of evolution, since LBVs are precursors of WR stars? A parameter to take into account is the initial mass of the progenitors. An important conclusion of the evolutionary tracks of Meynet et al. (1994) is that, for the most massive stars  $\geq 120 M_{\odot}$  – the LBV stage is avoided to go directly from O or Of to late WN, then WC and SN. Therefore, to be of the same age, the LBV-type stars must have originated from massive O stars in the range 40 to  $120 M_{\odot}$  while the WR group should be originating from stars of

initial mass  $\geq 120 M_{\odot}$ , which thus reached directly the WR stage where they are currently observed.

The placing in Fig. 9 of the radial velocities as a function of the projected distance of the sources from SgrA\* is another way of showing the two groups clearly distributed in two concentric volumes around SgrA\*, with approximately equal velocity distribution. If we adhere to the coeval formation scenario, then the difference of spatial distribution of the two types of He I stars, presented in Figs. 4 and 9, must be explained in this context, and we ask if that should be the signature of the star formation process.

### 6.2.1. The WR-type star ring

Figures 4 and 9 suggest that there are no orbits of WR stars in planes perpendicular to the plane of the sky, since we do not see any of them projected close to SgrA\*. Also, we measure radial velocities for these stars between  $-300 \text{ km s}^{-1}$  and  $+600 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 9). So, the orbits cannot be in the plane of the sky either, or all the  $V_{\text{R}}$ s would be close to 0. Thus, in agreement with Genzel et al. (2000), we can conclude that the orbits of these stars reside roughly in a disk inclined by  $40^{\circ}$  off the plane of the sky, with quasi-circular orbits, which fits with their distribution in a ring of  $\sim 0.2 \text{ pc}$  radial width, centered on SgrA\*. The sign of the radial velocities (Fig. 5) is consistent with the orbits described in a general clockwise sense, as derived from proper motions studies (Genzel et al. 2000). However, these authors note that “the fit of the best Keplerian disk model to the He I star velocities is poor”.

### 6.2.2. The LBV-type star cluster

The stars with narrow-line profiles are grouped in a cluster close to SgrA\*. If circular orbits are also assumed for these stars the orbital radii must be small in order for them to appear as a cluster in projection. For the closest He I stars to SgrA\* (N2, N3 and N4 in Fig. 9, within a radius of 0.06 pc) the orbital velocity should be of the order of  $600 \text{ km s}^{-1}$ . The largest measured radial velocity is  $354 \text{ km s}^{-1}$  for N3, so pure Keplerian motions are possible for these stars. With such velocities on a small orbital radius, a proper motion becomes detectable within a few years, as reported by Ghez et al. (1998) and Genzel et al. (2000). Then, for star N2 (IRS 16C) for which a  $V_{\text{R}}$  of only  $-24 \text{ km s}^{-1}$  is measured (Fig. 9) the modulus of the projected proper motion velocity is  $480 \text{ km s}^{-1}$  from the measurements of Genzel et al. (2000). With the correction for projection an orbital velocity consistent with circularity is possible. At least, from the observations, very elongated orbits are excluded.

### 6.2.3. Tentative conclusions

The massive, hot stars are concentrated in the central pc around SgrA\*. To remain concentrated in that position

requires that their orbits are dominated by the gravitational field of the central Black Hole. From the conclusions of Genzel et al. (2000), the overall rotation of the He I cluster is a remnant of the original angular momentum pattern in the interstellar cloud from which these stars formed. Indeed, they may have formed together in a gaseous disk orbiting the central black hole, less than  $\sim 5$  Myr ago from the life-time of WR stars. However, our observations imply that the stars differentiated according to their distance from the central Black Hole, into two star groups, distinguished by their initial mass, with more massive stars forming at a larger distance. This could be obtained, actually, if the initial disk was formed of two separate rings, one with a mean radius of  $\sim 0.04$  pc, the other one of  $\sim 0.3$  pc. If in addition, the SgrA\* cluster (Genzel et al. 1997; Ghez et al. 1998) is considered, it continues the trend toward smaller masses located inward. These stars form a separate third group of main sequence, early-type stars (Genzel et al. 2000). Then, all these early-type stars may have formed in the same star formation event from a gaseous disk around the central mass, but with annular structures, probably caused by tidal forces, which remain to be explained.

### 6.3. The link between He I streamers and He I stars

As very hot stars and with helium dominating their chemical composition, WR stars are sources of a strong ionizing flux (Schmutz et al. 1992), thus implying the presence of a hard UV field in the inner pc. This is consistent with the presence of the helium Mini-Spiral (Fig. 6) we detect in emission in the near infrared, since hard ionizing photons are required to excite this line in the ISM. However, this UV field cannot penetrate very deep into the flows, because it will be blocked by the dust. Therefore, the helium streamers should delineate the inner regions of the gaseous Mini-Spiral. That is likely the reason for which the helium emission map (Fig. 6) appears simpler than in Br $\gamma$  (Morris & Maillard 2000), and why the linewidth is relatively narrow ( $< 70$  km s $^{-1}$ ). However, as mentioned in Sect. 4.6, the same main emission structures are seen in He I and in Br $\gamma$ , as well as in Ne $^+$  (Lacy et al. 1991). The ISM helium data cube indicates that the gas is distributed in several flows. But these gaseous orbits do not follow the early-type star distribution which has been described above. This implies that the overall kinematics of the gas and these stars are different. However, we noticed a similarity of radial velocity (point # 5 of the summary) between the He I stars and the He I streamers, along the same line of sight (Table 3). This suggests that the kinematics of the streamers, within a radius of  $\sim 0.5$  pc from SgrA\*, become mainly dominated by the gravitational field of the central Black Hole. At further distances reached by the Mini-Spiral, the field is more complex, with the contribution of all the other stars, which are essentially late-type stars. From the photometric survey of the central 5 parsecs of the Galaxy by Blum et al. (1996a) it can be estimated that  $\sim 80\%$  of the known stellar population is

comprised of stars identified as late-type giants and supergiants (e.g. IRS 7) by their CO absorption (Blum et al. 1996b). These K, M and AGB stars which correspond to a mass range of 2–8  $M_{\odot}$  (except for the few supergiants) are likely much older ( $\sim 10^8$ – $3 \cdot 10^9$  yr) than the current helium stars. They must have been produced in a totally different star formation event. They are stars with important mass loss, but not of helium-enriched material. Hence, this suggests that the observed concentration of He I stars should be the major source of enhancement of the helium abundance in the inner GC. From the average mass loss rate reported for LBV and WR stars, and with the presence of around 20 of such stars, the total mass loss rate, only from all these stars in the central pc, could be estimated at  $\sim 2 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ . The dynamical time for the gas in the streamers of SgrA West is about  $10^4$  yr, so on this time scale,  $\sim 20 M_{\odot}$  of He-enriched stellar material might be mingling with the infalling matter in the streamers. The observed similarity of velocity, in amplitude and sign, of the He I stars and of the flows suggests a close link in the formation of both. The helium-rich Mini-Spiral might be the precursor of the disk in which will form the next, massive, hot star generation.

## 7. Conclusions and perspectives

New results on the population of He I stars in the inner region of the Galactic Center have been obtained with the firm indication of two classes of massive hot stars, which suggest a formation in a disk of gas around SgrA\*. This analysis is based on a single line, the He I 2.058  $\mu\text{m}$  line. Of course, while that is not sufficient to establish a complete spectral classification, one can nonetheless consider that this study represents a necessary initial selection test, since it has been shown that several stars in previous studies were wrongly considered as He I stars. By consequence, it illustrates also the risk of false detections in the search for emission-line stars toward the inner Galaxy simply by using narrow-band photometry centered on the He I 2.058  $\mu\text{m}$  line, or other near-infrared emission lines. The importance of high spectral resolution combined with high spatial resolution is paramount for distinguishing stellar and interstellar emission. Similar data obtained with BEAR already exists on Br $\gamma$  (Morris & Maillard 2000). With the same effort for separating the stellar and the interstellar component, the Br $\gamma$  line profile for the 16 confirmed He I stars should be retrieved, making another test on this stellar population. The next goal is a larger spectral coverage to complete the spectral criteria. That has already been done by several previous works, but always at medium resolution and with slit spectrometers, for which the source confusion is not easily controlled. Only a slitless technique like that employed by BEAR makes this control possible. Also, similar studies on other critical lines must be conducted. However, the next major step, instead of spectro-imaging at seeing-limited resolution as we have presented, and tried to improve by combining with AO imaging, will be infrared spectro-imaging at the

diffraction-limited spatial resolution of a large telescope. That is the only way to detect more sources in order to remove all the identification ambiguities. As illustrated here, this should be combined with a spectral resolution of at least 5000, which is not an easy goal.

Finally, it would be important to conduct similar studies in other stellar clusters like the “Arches” and “Quintuplet” clusters (Figer et al. 1999a, 1999b) where the identification of LBV stars has also been proposed, notably the Pistol star (Figer et al. 1999c), to determine comparatively the conditions of evolution of young compact clusters at Galactocentric distances well beyond the central pc of the Milky Way.

*Acknowledgements.* We would like to thank warmly Doug Simons (now at Gemini) who participated actively in the early development of BEAR and designed the camera Redeye, which is used on the instrument. He was part of the observing run when the data were acquired, and of a preliminary run the year before. We are also grateful to the CFHT staff for the technical support of BEAR and of the data acquisition program which is associated.

## References

- Abbott, D. C., & Conti, P. S. 1987, *ARA&A*, 25, 113
- Allen, D. A., Hyland, A. R., & Hillier, D. J. 1990, *MNRAS*, 244, 706
- Blum, R. D., Sellgren, K., & DePoy, D. L. 1995a, *ApJ*, 440, L17
- Blum, R. D., DePoy, D. L., & Sellgren, K. 1995b, *ApJ*, 441, 603
- Blum, R. D., Sellgren, K., & DePoy, D. L. 1996a, *ApJ*, 470, 864
- Blum, R. D., Sellgren, K., & DePoy, D. L. 1996b, *AJ*, 112, 1988
- Castor, J. I., & Lamers, H. J. G. L. M. 1979, *ApJS*, 39, 481
- Crowther, P. A. 1997, in *Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota, & H. Lamers, *ASP Conf. Ser.*, 120, 51
- Doyon, R., Nadeau, D., Vallée, P., et al. 1998, in *Infrared Astronomical Instrumentation*, ed. A. M. Fowler, *Proc. SPIE*, 3354, 760
- Elias, J. H., Frogel, J. A., Mathews, K., & Neugebauer, G. 1992, *AJ*, 87, 1029
- Eckart, A., & Genzel, R. 1997, *MNRAS*, 284, 576
- Figer, D. F., McLean, I. S., & Najarro, F. 1997, *ApJ*, 486, 420
- Figer, D. F., McLean, I. S., & Morris, M. 1999a, *ApJ*, 514, 202
- Figer, D. F., Kim, S. S., Morris, M., et al. 1999b, *ApJ*, 525, 750
- Figer, D. F., Morris, M., Geballe, T. R., et al. 1999c, *ApJ*, 525, 759
- Geballe, T. R., Krisciunas, K., Bailey, J. A., & Wade, R. 1991, *ApJ*, 370, L73
- Genzel, R., Thatte, N., Krabbe, A., Kroker, H., & Tacconi-Garman, L. E. 1996, *ApJ*, 472, 153
- Genzel, R., Eckart, A., Ott, T., & Eisenhauer, F. 1997, *MNRAS*, 291, 219
- Genzel, R., Pichon, C., Eckart, A., Gerhard, O. E., & Ott, T. 2000, *MNRAS*, 317, 348
- Ghez, A. M., Klein, B. L., Morris, M., & Becklin, E. E. 1998, *ApJ*, 509, 678
- Hall, D. N. B., Kleinman, S. G., & Scoville, N. Z. 1982, *ApJ*, 260, L53
- Hanson, M. M., & Conti, P. S. 1994, *ApJ*, 423, L139
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, *ApJS*, 107, 281
- Humphreys, R. M., Davidson, K., & Smith, N. 1999, *PASP*, 111, 1124
- van der Hucht, K. A. 1991, in *Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, *IAU Symp.* 143, ed. K. A. van der Hucht, & B. Hidayat, 19
- Krabbe, A., Genzel, R., Drapatz, S., & Totaciuc, V. 1991, *ApJ*, 382, L19
- Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., et al. 1995, *ApJ*, 447, L95
- Lacy, J. H., Achtermann, J. M., & Serabyn, E. 1991, *ApJ*, 380, L71
- Lai, O., Véran, J. P., Rigaut, F., et al. 1997, in *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A. L. Ardeberg, *Proc. SPIE*, 2871, 859
- Libonate, S., Pipher, J. L., Forrest, W. J., & Ashby, M. L. N. 1995, *ApJ*, 439, 202
- Lutz, D. 1998, in *The Universe as seen by ISO*, ed. P. Cox, & M. F. Kessler, *ESA Pub.*, SP-427, 623
- Maillard, J. P., & Michel, G. 1982, in *Instrumentation for Astronomy with Large Telescopes*, *IAU Coll. No.* 92, ed. C. M. Humphries (D. Reidel, Pub.), 213
- Maillard, J. P. 1995, in *Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*, *IAU Col.* 149, ed. G. Comte, & M. Marcelin, *ASP Conf. Ser.*, 71, 316
- Maillard, J. P. 2000, in *Imaging the Universe in 3 Dimensions*, ed. E. van Breughel, & J. Bland-Hawthorn, *ASP Conf. Ser.*, 195, 185, available at <http://www.aao.gov.au/local/www/jbh/3D/>
- Menten, K. M., Reid, M. J., Eckart, A., & Genzel, G. 1997, *ApJ*, 475, L111
- Meynet, G., Maeder, A., Schaller, D., & Charbonnel, C. 1994, *A&AS*, 103, 97
- Morris, M. 1985, in *Mass Loss from Red Giants*, ed. M. Morris, & B. Zuckerman (Dordrecht: Reidel), 124
- Morris, M. 1993, *ApJ*, 408, 496
- Morris, M., & Maillard, J. P. 2000, in *Imaging the Universe in 3 Dimensions*, ed. E. van Breughel, & J. Bland-Hawthorn, *ASP Conf. Ser.*, 195, 196, available at <http://www.aao.gov.au/local/www/jbh/3D/>
- Morris, P. W., Eenens, P. R. J., Hanson, M. M., Conti, P. S., & Blum, R. D. 1996, *ApJ*, 470, 597
- Najarro, F., Hillier, D. J., et al. 1994, *A&A*, 285, 573
- Najarro, F., Krabbe, A., Genzel, R., et al. 1997a, *A&A*, 325, 700
- Najarro, F., Hillier, D. J., Lamers, H. J. G. L. M., et al. 1997b, in *Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota, & H. Lamers, *ASP Conf. Ser.*, 120, 105
- Ott, T., Eckart, A., & Genzel, R. 1999, *ApJ*, 523, 248
- Parker, J. W. 1997, in *Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ed. A. Nota, & H. Lamers, *ASP Conf. Ser.*, 120, 368
- Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345
- Schmutz, W., Leitherer, C., & Gruenwald, R. 1992, *PASP*, 104, 1164
- Simons, D. A., Clark, C. C., Smith, S., et al. 1994, in *Instrumentation in Astronomy VIII*, *Proc. SPIE*, 2198, 185
- Tamblyn, P., Rieke, G. H., Close, L. M., et al. 1996, *ApJ*, 456, 206





## **Annexe B**

### **Article « *New results on the Galactic Center Helium stars* »**

**Contribution pour la conférence *Galactic Center workshop 2002*, relative au travail sur les étoiles à hélium.**



## New results on the Galactic Center Helium stars

Thibaut Paumard<sup>1</sup>, Jean-Pierre Maillard<sup>1</sup>, and Susan Stolovy<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut d'astrophysique de Paris (CNRS), 98b Bd. Arago, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> SIRTf Science Center, CalTech, MS 220-6, Pasadena, CA 91125, USA

Received 15 November 2002, revised 30 November 2002, accepted 2 December 2002

Published online 3 December 2002

**Key words** infrared: stars, Galaxy: center, stars: early type, stars: Wolf-Rayet, instrumentation: spectrograph, techniques: radial velocities

**PACS** 04A25

The cluster of helium stars around Sgr A\* has been re-observed with the BEAR spectro-imager on CFHT, in the 2.06  $\mu\text{m}$  helium line, at a spectral resolution of  $52 \text{ km s}^{-1}$  and on a field of  $\simeq 40''$ . This new analysis confirms and completes a previous study at a spectral resolution of  $74 \text{ km s}^{-1}$  and on a smaller field of  $24''$ , corresponding to the central parsec (Paumard *et al.* 2001). Nineteen stars are confirmed as helium stars. These observations led to a clear differentiation between two groups of hot stars based on their emission linewidth, their magnitude and their positions relative to Sgr A\*. The first class of 6 members is characterized by narrow-line profiles ( $\text{FWHM} \simeq 200 \text{ km s}^{-1}$ ) and by their brightness. The other, fainter in K by an average of 2 mag, has a much broader emission component of width  $\simeq 1,000 \text{ km s}^{-1}$ . Several of the emission lines show a P Cygni profile. From these results, we propose that the narrow-line group is formed of stars in the LBV phase, while the broad-line group is formed of stars in or near the WR phase. The division into two groups is also shown by their spatial distribution, with the narrow-line stars in a compact central cluster (IRS 16) and the other group distributed at the periphery of the central cluster of hot stars. HST-NICMOS data in Pa $\alpha$  (1.87  $\mu\text{m}$ ) of the same field reveal a similar association. The identification of the Pa $\alpha$  counterpart to the He I stars provides an additional element to characterize the two groups. Bright Pa $\alpha$  emitters are found generally associated with the narrow-line class stars while the weak Pa $\alpha$  emitters are generally associated with the broad-line stars. A few particular cases are discussed. This confirms the different status of evolution of the two groups of massive, hot stars in the central cluster. As a by-product, about 20 additional candidate emission stars are detected in the central, high-resolution  $19''$  field from the NICMOS data.

### 1 Findings from BEAR 97 He I 2.06 $\mu\text{m}$ observation

With the BEAR spectro-imager, an imaging FTS (Maillard 2000) the central pc of the Galaxy was observed in 1997 at a spatial resolution of  $0.5''$  and spectral resolution of  $74 \text{ km s}^{-1}$  in the He I 2.058  $\mu\text{m}$  domain, covering a field of  $24''$ . The observation provided a homogeneous set of fully resolved line profiles. The spectro-imaging data were associated with Adaptive Optics data from CFHT in the K band (Lai *et al.* 1997) to check the possible confusion of sources. That particular study of the helium emission-line stars in the central parsec of the Galactic Center was published in Paumard *et al.* (2001). The main results can be summarized as follows:

1. 16 fully resolved P Cygni emission line profiles, cleaned of ISM emission, of purely stellar origin, were extracted.
2. they were found to divide into two distinct classes, with narrow ( $\text{FWHM} \simeq 200 \text{ km s}^{-1}$ ) and broad-line profiles ( $\text{FWHM} \simeq 1,000 \text{ km s}^{-1}$ ).
3. a difference in K of  $\sim 2$  mag between the two classes was measured.
4. the spatial distribution of the two groups is different, with the narrow-line objects arranged in a central cluster, and the other class dispersed in a ring beyond a radius of  $\simeq 0.3 \text{ pc}$  from Sgr A\*.

From these findings it was concluded that the group of narrow-line stars can be considered as formed of stars in the LBV phase, and the other one of stars at the WR stage.

## 2 Observations

New BEAR data in He I  $2.06\ \mu\text{m}$  were obtained in June 2000 at higher spectral resolution ( $52\ \text{km s}^{-1}$ ). The field, composed of three overlapping circular sub-fields, was wider, and the signal-to-noise ratio higher by a factor of  $\simeq 1.6$ .

$\text{Pa}\alpha$  HST/NICMOS observations were taken in 1998 of the central parsec with Camera 1 (Stolovy *et al.* 1999) and of the central 4 pc with Cameras 2 and 3 (Scoville *et al.* 2003). Dithered Images were taken in filters F187N centered on the  $1.87\ \mu\text{m}$   $\text{Pa}\alpha$  line and in F190N for the nearby continuum. By subtracting a suitably scaled F190N mosaic image from the F187N mosaic, a map of the stellar and interstellar  $\text{Pa}\alpha$  emission can be obtained. Figure 3 shows the central region of the composite Camera 2 and Camera 3  $\text{Pa}\alpha$  image, for which the central  $19'' \times 19''$  has a spatial resolution of  $0.''18$ .

## 3 He I stars and $\text{Pa}\alpha$ emission

With the new BEAR data, almost all the stars mentioned in Paumard *et al.* (2001) are confirmed, except the star numbered “N6”. The  $\text{Pa}\alpha$  data show a bright, very small ISM feature and no stellar counterpart to this point-like He I emission. Four new broad-line stars are added. Two were out of the previously studied field, and the better signal-to-noise ratio is responsible for the other two new detections. The star “B5” was associated with IRS 13E. Maillard *et al.* (2003) have shown that there was indeed two emission line stars in the IRS 13E complex, namely IRS 13E2 and IRS 13E4. The broad line clearly detected in He I belongs to E2 only from Fabry-Perot imaging associated with adaptive optics by Clénet *et al.* (2003). The line profiles and locations of the 19 stars are shown in Fig. 1 and Fig. 2a. Fig. 2b clearly confirms that the narrow-line stars are generally much brighter in  $K$  than the broad-line stars. For B11, the signal-to-noise ratio is just sufficient to claim a detection, but not to derive reliable line parameters.

Fig. 3a shows that the He I stars are associated with the  $\text{Pa}\alpha$  emission stars. The narrow-line stars (circles) are coincident with bright  $\text{Pa}\alpha$  emitters (mean intensity  $\simeq 2 \cdot 10^{-20}\ \text{W cm}^{-2}$  without taking into account IRS 34W, Table 1), whereas the broad-line stars correspond to fainter  $\text{Pa}\alpha$  emitters (mean intensity  $\simeq 0.97 \cdot 10^{-20}\ \text{W cm}^{-2}$ ). Other  $\text{Pa}\alpha$  emitters are present, which may be also associated with He I emission, but too faint to have been detected with BEAR. A source extraction with the StarFinder procedure (Diolaiti *et al.* 2000) gives 52 point-like emission features in the high-resolution  $19''$  central field, of which 43 are emission line stars with a high degree of certainty. The 9 other need further observation to rule out the possibility that these point sources are compact ISM features or incomplete continuum subtraction of stars. However, this result (Fig. 3b) is generally consistent with an independent analysis made by Scoville *et al.* (2003).

**Table 1** Physical properties of the helium stars:  $K$  magnitude, full width at zero intensity (FWZI) of the  $2.06\ \mu\text{m}$  He I line ( $\text{km s}^{-1}$ ),  $\text{Pa}\alpha$  line flux in units of  $10^{-20}\ \text{W cm}^{-2}$ , calibrated from  $\text{Pa}\alpha$  emission in AF (Najarro *et al.* 1994). ID 180 is from the photometric list of Ott *et al.* (1999), He I N3 is from Paumard *et al.* (2001).

ID	Name	$m_K$	$\text{FWZI}_{\text{HeI}}$	$\phi_{\text{Pa}\alpha}$
N1	IRS 16NE	8.8	210	3.46
N2	IRS 16C	9.6	490	2.14
N3	IRS 16SW	9.4	520	2.09
N4	IRS 16NW	9.9	470	1.15
N5	IRS 33SE	9.9	460	1.12
N7	IRS 34W	11.8	500	0.14

ID	Name	$m_K$	$\text{FWZI}_{\text{HeI}}$	$\phi_{\text{Pa}\alpha}$
B1	ID 180	12.4	1,400	0.40
B2	IRS 7E2	12.2	1,500	0.28
B3	IRS 9W	11.8	1,900	0.83
B4	IRS 15SW	11.5	1,400	0.76
B5	IRS 13E2	11.0	1,300	2.27
B6	IRS 7W	12.0	1,600	0.44
B7	AF	10.6	1,200	4.40
B8	AFNW	11.5	1,800	1.05
B9	HeIN3	12.7	1,600	0.14
B10	BSD WC9	10.6	2,000	0.37
B11	IRS 29N	9.9	1,100	0.07
B12	IRS 15NE	11.2	1,500	0.37
B13	IRS 16SE2	11.8	940	1.15

#### 4 Discussion

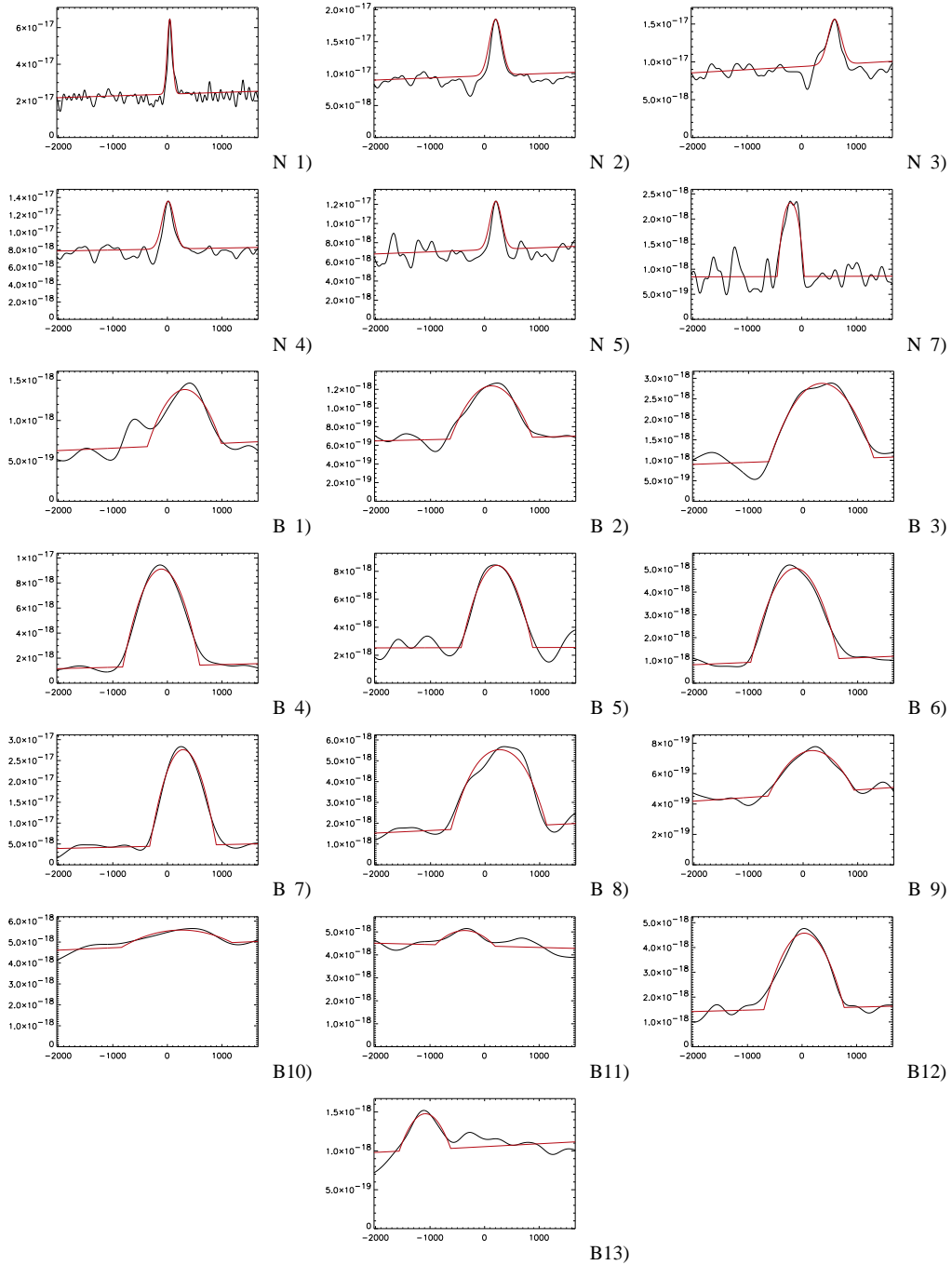
The central cluster of helium stars is confirmed with a total of 19 members currently identified. The various conclusions on the characteristics of these stars from the first paper, reviewed in the Introduction are confirmed: division into two groups from their linewidths (Fig. 1 and Fig. 2b), from their brightness and from their location (Fig. 2a). The difference of brightness (Fig. 2b) presents few exceptions which were already noticed in the first paper. One of the narrow-line stars (N7, IRS 34W) is weak and one of the broad-line stars (B11, IRS 29N) is brighter than the average of the other stars of the same group. From a long-term photometric study (Ott *et al.* 1999) IRS 34W is indicated as a variable star. It was weak at the time of our observations (Ott *et al.*, private communication).

It was proposed in Paumard *et al.* (2001) that the group of bright, helium stars was made of LBV-type stars. The high intensity of Pa $\alpha$  (Table 1), the variability of IRS 34W confirm that these stars are hot, mass-losing stars, still rich in hydrogen. On the contrary, the weakness of the Pa $\alpha$  emission combined with the very broad helium line are consistent with the other group being more evolved stars. A few sources are exceptions – IRS 13E2, AF, IRS 16SE2 – showing a broad-line He I profile, but strong Pa $\alpha$  emission. This apparent anomaly could certainly be due to the fact that the Pa $\alpha$  filter is not perfectly adapted to distinguish between rich and poor hydrogen emitters. Since the Pa $\alpha$  line is blended with another significant helium line, He I(4-3) at 1.869  $\mu\text{m}$ , the intensity detected by the F187N can remain strong even if the hydrogen emission is intrinsically weak. Already mentioned, the weakness of the K magnitude of IRS 34W (Table 1) is due to the star being in a phase of enhanced intrinsic extinction. Naturally, the measured Pa $\alpha$  intensity is extremely weak, a factor 14 lower than the mean intensity. However, all these elements confirm the different status of evolution of the two groups of massive, hot stars in the central cluster. Assuming that all these stars were formed in the same star formation event, the differences in evolutionary state would come from the differences in their initial mass.

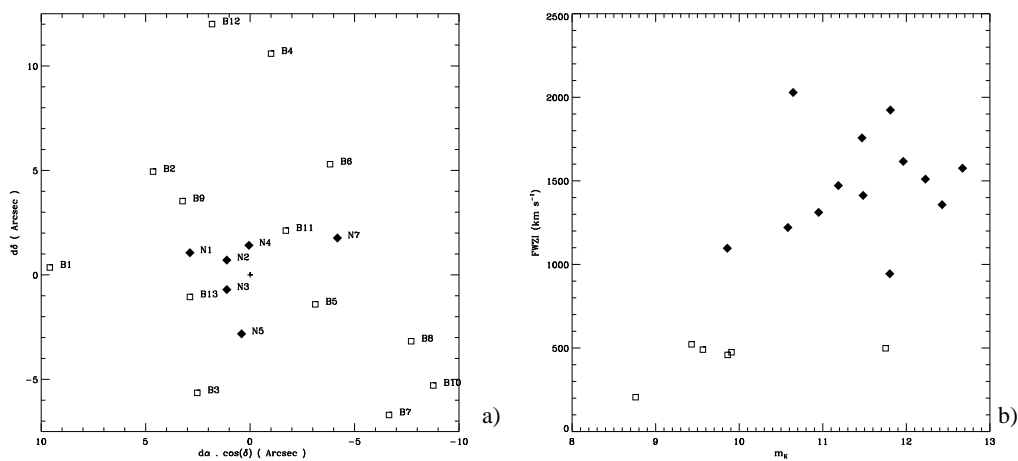
The Pa $\alpha$  data can help to address the question of whether the identification of emission line stars in the central region is complete or not. Possibly, about twenty new stars, associated with weak Pa $\alpha$  emission are detected in the central parsec (Fig. 3b). With only this indication, it cannot be concluded that they are more WR candidates. A deep, spectroscopic analysis using adaptive optics in the K band is needed. Besides more WRs, some of them could be Be stars, or could belong to the old star population as symbiotic or Mira-type stars in a phase of emission. At any rate, these data represent a new element in the census of spectral type in the central parsecs to better constrain the peculiar star formation conditions in this region of the Milky Way.

#### References

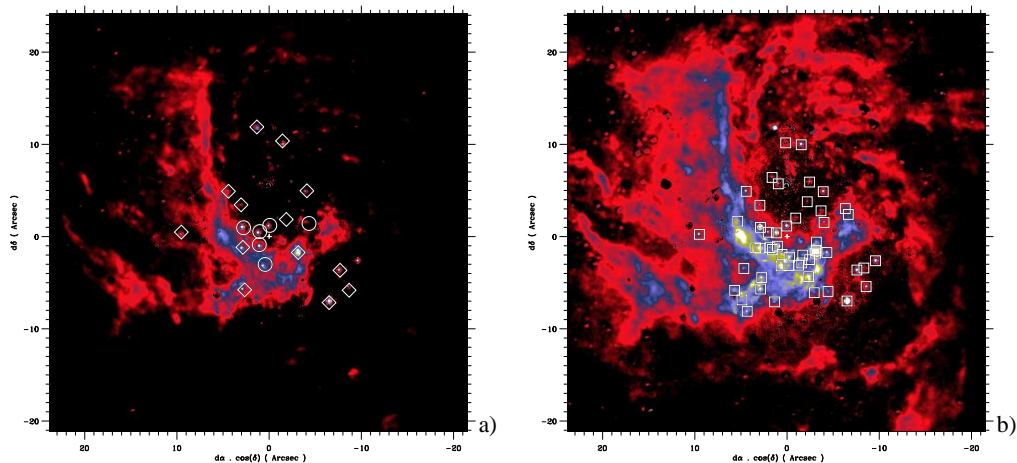
- Clénet, Y., *et al.*, 2003, *these proceedings*  
 Diolaiti E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., Close, L., Currie, D., & Parmeggiani, G., 2000, A&AS, 147, 335  
 Lai, O., Véran, J.P., Rigaut, F., Rouan, D., Gigan, P., Lacombe, F., Lena, P., Arsenault, R., Salmon, D.A., Thomas, J., Crampton, D., Fletcher, J.M., Stilburn, J.R., Boyer, C., & Jagourel, P., 1997, In: *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, A.L. Ardeberg (ed), Proc. SPIE 2871, 859  
 Maillard, J.P., 2000, In: *Imaging the Universe in 3 Dimensions*, E. van Breughel & J. Bland-Hawthorn (eds), ASP Conf. Serie 195, 185  
 Maillard, J.P., Paumard, T., Stolovy, S.R., & Rigaut, F. 2003, *these proceedings*  
 Najarro, F., Hillier, D.J., Kudritzki, R.P., Krabbe, A., Genzel, R., Lutz, D., Drapatz, S., & Geballe, T.R. 1994, A&A, 285, 573  
 Ott, T., Eckart, A., & Genzel, R. 1999, ApJ, 523, 248  
 Paumard, T., Maillard, J.P., Morris, M., & Rigaut, F. 2001, A&A, 366,466  
 Scoville, N.Z., Stolovy, S.R., Rieke, M., Christopher, M., & Yusef-Zadeh, F. 2003, ApJ, *submitted*  
 Stolovy, S.R., McCarthy, D.W., Melia, F., Rieke, G., Rieke, M.J., & Yusef-Zadeh, F., 1999, in *The Central Parsecs of the Galaxy*, ed. H. Falcke, A. Cotera, W.J. Duschl, F. Melia, M.J. Rieke, ASP Conf. Ser., 186, 39



**Fig. 1** Upper row, the  $2.06\ \mu\text{m}$  He I narrow-line profiles; three lower rows, the broad-line profiles, all on the same velocity range of  $-2,000$  to  $+2,000\ \text{km s}^{-1}$ . The intensities are in  $\text{W m}^{-2}\ \text{cm}^{-1}$  (Continuum: a few  $10^{-17}$  for N1–N5, a few  $10^{-19}$  or  $10^{-18}$  for the other stars). Simple line models are overplotted allowing to determine the full width at zero intensity.



**Fig. 2** a) Positioning of the helium stars, b) full width at zero intensity (FWZI) against  $K$  magnitude plot. The empty squares represent the broad-line stars, while the filled diamonds represent the narrow-line stars. On plot b), two regions can be seen: all the narrow-line stars, except IRS 34W – that is variable (see text) –, are grouped with a  $K$  magnitude brighter than 10, and all the broad-line stars, except one, have a  $K$  magnitude fainter than 10.5 (mean value  $\simeq 12$ ).



**Fig. 3** a)  $\text{Pa}\alpha$  map of the central 2 pc, with the inner 19'' comprised of the high resolution Camera 2 data. Diamonds indicate the locations of the broad-line stars while the narrow-line stars are indicated by circles. All of these stars show emission in this  $\text{Pa}\alpha$  filter. b) All emission line star candidates, in the central region, marked by square boxes. The intensity scale is stretched to show fainter emission.





## Annexe C

**Article « *The nature of the Galactic Center source IRS 13 revealed by high spatial resolution in the infrared* »**



## The nature of the Galactic Center source IRS 13 revealed by high spatial resolution in the infrared \* \*\*

J.P. Maillard<sup>1</sup>, T. Paumard<sup>1</sup>, S.R. Stolovy<sup>2</sup>, and F. Rigaut<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique de Paris (CNRS), 98b Blvd Arago, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> SIRTf Science Center, CalTech, MS 220-6, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>3</sup> Gemini North Headquarter, Hilo, HI 96720, USA

Received 2003-07-30 / Accepted ??

**Abstract.** High spatial resolution, near-infrared observations of the bright Galactic Center source known historically as IRS 13, are presented. These observations include ground-based adaptive optics (AO) images in the H, Kp and L bands, HST-NICMOS observations in filters between 1.1 and 2.2  $\mu\text{m}$ , and spectro-imaging data in the He I 2.06  $\mu\text{m}$ , the Br $\gamma$  and the He II 2.19  $\mu\text{m}$  line. Analysis of all these data provides a completely new picture of the main component, IRS 13E, which appears as a complex of seven individual stars within a projected diameter of  $\sim 0.5''$  (0.02 pc). The main sources, 13E1, 13E2, 13E3 which is detected as a binary, and 13E4, are all of different type. The star 13E1 is a luminous, blue object, with no detected emission line. 13E2 and 13E4 are two hot, high-mass, emission line stars, 13E2 being in the WR stage and 13E4 a giant O-type star. In contrast, 13E3A and B are extremely red objects. All these sources have a common westward proper motion (Ott *et al.* 2003). Two other sources, which become detectable only after deconvolution of the AO images in the H and Kp bands, are also present. One, that we call 13E5, is a red source similar to 13E3A and B, while the other one, 13E6, is probably a main sequence O star. The very red sources are proposed as other examples of dusty WR stars, like IRS 21 (Tanner *et al.* 2002). A diffuse halo around the cluster, seen prominently in the L band and in the lines of the ionized gas, is interpreted as a local accumulation of gas and dust by the expansion of the Mini-cavity, and by the excitation of the gas by the UV field of the IRS 13E sources. Considering this exceptional concentration of massive, hot stars, IRS 13E is proposed as the remaining core of a young star cluster, which would have been disrupted in the vicinity of SgrA\*, and from which the helium stars, and maybe the other hot stars in the central parsec may originate. The detection of a discrete X-ray emission (Baganoff *et al.* 2003) at the IRS 13 position (within the positional accuracy) is examined in this context.

**Key words.** instrumentation: adaptive optics – instrumentation: NICMOS – infrared: stars – X-ray: source – Galaxy: Center – stars: Wolf-Rayet

### 1. Introduction

In the early images of the central region of the GC recorded in the near infrared, at the best seeing-limited resolution, several bright point sources dominate the  $\sim 20'' \times 20''$  field centered on SgrA\*. With the radical improvement of angular resolution through multiple short exposures with shift-and-add (SHARP camera, Eckart *et*

*al.* 1995) or speckle techniques (Ghez *et al.* 1999), with the images from the NICMOS cameras on board HST (Stolovy *et al.* 1999), to the advent of adaptive optics correctors behind large telescopes as NAOS (Ott *et al.* 2003), a more complex vision of this crowded field has emerged. At a spatial resolution in the best case of 0.05'' (Ghez *et al.* 1999) new, faint stellar sources appear and the early-identified sources are often resolved into several components. Therefore, the observed spectra, generally made at a resolution limited at best by a slit not less than 1'' wide, are actually composites of emission from stellar objects of different spectral type as well as from emission lines from the surrounding interstellar medium (ISM). The stellar type identified from these spectra can be wrong if attributed to a single source, which can erroneously look unusual. This care led to the paper on the revised identifications of the central cluster of He I stars by

*Send offprint requests to:* J.P. Maillard

\* This paper is based on observations obtained with the Adaptive Optics System Hokupa'a/Quirc, developed and operated by the University of Hawaii Adaptive Optics Group, with support from the National Science Foundation,

\*\* on observations obtained with the Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, le Centre National de la Recherche Scientifique de France and the University of Hawaii

*Correspondence to:* maillard@iap.fr

Paumard *et al.* (2001) made from slitless spectro-imaging, with BEAR an imaging Fourier Transform Spectrometer (Maillard 2000). This instrument makes it possible to obtain near-infrared spectroscopy at the seeing-limited resolution of Mauna Kea (i.e.  $\simeq 0.5''$ ), which represents a significant improvement. However, this resolution is not sufficient for such a crowded field. Therefore, the data were compared to adaptive optics (AO) images in the K band of the same field, with a spatial resolution of  $\sim 0.15''$ , in order to check whether the emission sources at the angular resolution of seeing were single stars or not.

Among the sources studied in this paper the object historically named IRS 13, located approximately  $3.6''$  southwest of SgrA\*, is a typical example. In early works a bright spot is reported there at all near-infrared wavelengths, in J, H, K (Rieke *et al.* 1989) and L (Allen & Sanders 1986). However, from a discussion on the sources of energy at the Galactic Center, Rieke *et al.* (1989) note “there are separate luminosity sources in the core of the  $10 \mu\text{m}$  sources 1, 9 and 13”, because, particularly for IRS 13, the energy distribution from 1 to  $5 \mu\text{m}$  presents a sudden, steep increase beyond  $3 \mu\text{m}$ . A first work at subarcsecond resolution, by lunar occultation in the K band (Simon *et al.* 1990) indicates that IRS 13 resolves into a pair of sources, separated by  $\sim 1.2''$ , which were henceforth designated as IRS 13E and 13W. The former was reported as the brightest source in K with  $K_{mag}$  equal to 9.4 and 13W one magnitude fainter. In the photometric survey of Ott *et al.* (1999) from SHARP imaging data (Eckart *et al.* 1995), at a limit of resolution of  $\sim 0.15''$  after deconvolution, two equally bright components of 13E ( $K_{mag} = 10.26$ ) are reported, IRS 13E1 and 13E2, with a separation of  $0.2''$ . Paumard *et al.* (2001) published the first AO map of IRS 13E in the K band, extracted from a larger image of the central region obtained with the CFHT-AO system (Lai *et al.* 1997). We noted that a fainter third source, we called IRS 13E3, was also present, forming a kind of equilateral triangle with 13E1 and 13E2. In parallel, Clénet *et al.* (2001) published a complete photometric analysis of the same data. For IRS 13E they reported three components in the K band, they noted 13E1, 13E2 and 13N. From the given offset coordinates the source called 13N in this paper is not exactly coincident with the source we had previously called 13E3 (Paumard *et al.* 2001).

In the meantime, spectroscopic works on the stellar population of the central parsec were conducted. Several spectra of IRS 13 (Blum *et al.* 1995, Libonate *et al.* 1995, Tamblyn *et al.* 1996), and specifically of IRS 13E (Genzel *et al.* 1996), and of IRS 13W (Krabbe *et al.* 1995) have been published. They cover mostly the K band, i.e. all or part of the  $1.95 - 2.45 \mu\text{m}$  range, and one the  $1.57 - 1.75 \mu\text{m}$  region in the H band (Libonate *et al.* 1995). From these spectra IRS 13W is unambiguously a cool star with the strong vib-rot CO signatures at  $2.3 \mu\text{m}$  (Krabbe *et al.* 1995). Emission lines were detected in IRS 13E, typical of a luminous, hot star: strong He I 2.058,  $2.112 \mu\text{m}$ , Br $\gamma$  line and other Brackett lines up to Br12, plus weaker lines of [Fe II], [Fe III], and a weak emission

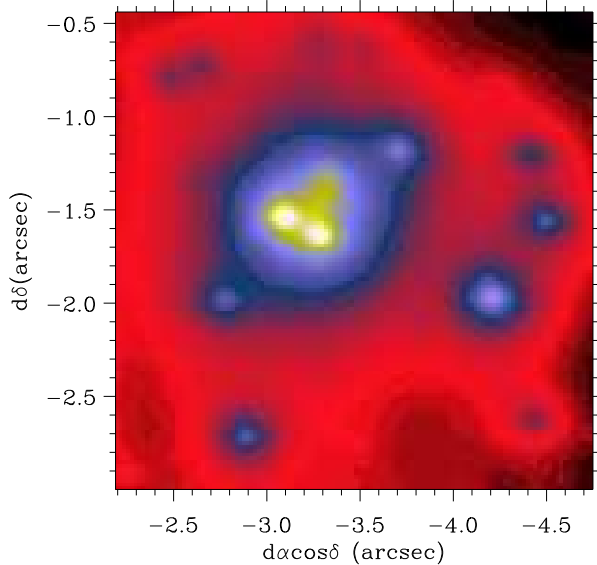
at  $2.19 \mu\text{m}$  attributed to He II. From these spectral characteristics Libonate *et al.* (1995) concluded “the IRS 13 spectrum bears a strong resemblance to the low-resolution K-band spectra of P Cygni (an LBV) and the AF source”. However, from the extraction of the He I 2.058  $\mu\text{m}$  line profile at high spectral resolution from the BEAR data, Paumard *et al.* (2001) concluded that one of the three sources identified as forming IRS 13E instead of a LBV-type star should be a helium star at the WR stage. The main argument was the width of the observed emission line profile (FWHM  $\simeq 974 \text{ km s}^{-1}$ ), making the source belong to the class of broad-line stars including 8 other stars with comparable linewidth in the central cluster of helium stars. The next step was to try to identify which one of the 3 sources at IRS 13E was the helium star. It was measured from the other broad-line stars that they are also characteristically weaker, in average by  $\simeq 2.4$  mag, in the K band than the other helium sources with narrow emission line. With IRS 13E3 the fainter source in K and a  $K_{mag}$  equal to the magnitude measured for the other broad-line stars we concluded that IRS 13E3 and should be the helium emitter of WR-type. IRS 13E1 and IRS 13E2 were too bright and should be of a different type, without being able to precise their stellar type. Actually, we will show in this paper that the final solution is more complex.

In the centimetric domain, Zhao and Goss (1998) presented the detection of IRS 13 at 7 and 13 mm with the VLA, at a resolution of  $0.06''$ , which they reported to be the brightest radio continuum source after SgrA\* at the Galactic Center. They resolved the source into two components, one with no significant proper motion while the other one is moving south at a rate  $6.2 \pm 1.1 \text{ mas yr}^{-1}$ . They called the two compact H II regions IRS 13E and IRS 13W, which was improper, since these denominations had been already given to infrared sources at IRS 13 as reminded above, with which they are not coincident. However, this detection is another element which makes IRS 13 special.

The detection of a bright, discrete X-ray emission source (Baganoff *et al.* 2003, Munro *et al.* 2003) at the IRS 13 position within the positional accuracy – source CXOGC J174539.7-290029 – among the brightest sources within the central parsec besides SgrA\*, is a last element contributing to make this source an object of interest. This coincidence already triggered the interest of Coker *et al.* (2002) who presented the first Chandra X-ray spectrum of IRS 13 and deduced that it was consistent with a highly absorbed X-ray binary system. They concluded that IRS 13E2 was a compact post-LBV binary whose colliding winds were the source of the X-ray emission.

As a conclusion, the origin of the brightness of IRS 13 from X-ray to cm-wave is a matter of debate. As one of the brightest objects at all wavelengths in the vicinity of SgrA\* it deserves a special attention. We examined all the high-angular resolution images in the near infrared currently available. This analysis made it possible to build a precise and completely new picture of IRS 13 which is pre-

sented in this paper. We will show that the peculiar spectral energy distribution (SED) previously reported is well explained by the nature of the individual sources which compose IRS 13. This structure has direct consequences for the interpretation of the X-ray source, as well as possible implications for the origin of the exceptional population of massive stars in the central parsec of the Galaxy to which this complex belongs.



**Fig. 1.** Field of  $2.5'' \times 2.5''$  ( $0.1 \text{ pc} \times 0.1 \text{ pc}$ ) around IRS 13E from the Gemini AO image in the Kp band. IRS 13E is the central, compact group of stars and IRS 13W the brightest source  $\sim 1''$  southwest of IRS 13E. The coordinates are in arcsec offset from SgrA\*.

## 2. High-angular resolution images of IRS 13 and data reduction

Ground-based AO data from several telescopes and space-based NICMOS data, all containing IRS 13 in their field, have been gathered. The origins and the bandpasses of each data file are displayed in Table 1.

### 2.1. Adaptive Optics data

We have analyzed data from three different AO systems: PUEO/CFHT (Lai *et al.* 1997), Hokupa'a/Gemini North (Graves *et al.* 1998), and Adonis/ESO 3.6-m telescope (Beuzit *et al.* 1997). The CFHT data, in the K band, were obtained on 26 June, 1998. They were already presented and analyzed in detail in Paumard *et al.* (2001). The total field covers  $40'' \times 40''$  centered on SgrA\*. The FWHM of the Point Spread Function (PSF) varies from  $0.13''$  to

$0.20''$  in the field since PUEO has a visible wavefront sensor, requiring to use a  $V \simeq 14$  star  $20''$  to the north-east of the field center. The L-band data were obtained with the ADONIS visible wavefront sensor in 2000, from 20 to 22 May, on the ESO 3.6-m telescope. These data are described in Clénet *et al.* (2001). The final L band image we used has a FWHM of  $0.291''$  and covers a field of  $\simeq 13'' \times 13''$  centered on SgrA\*. The Gemini North data were part of the AO demonstration run conducted by F. Rigaut on the Galactic Center in July 2000. The data were obtained with the Hokupa'a AO system and the QUIRC camera (Graves *et al.* 1998) in the Kp and the H band (Table 1) respectively 3 and 6 July in field 1, centered on SgrA\*. The field coverage of each image is  $20'' \times 20''$ . For the H image the FWHM of the PSF varies from  $0.115''$  to  $0.19''$  and for the Kp image from  $0.12''$  to  $0.18''$ . In the vicinity of IRS 13 the measured FWHM is respectively  $0.180''$  and  $0.172''$ . The portion of the AO images in the Kp filter analyzed in the paper is shown in Fig. 1.

### 2.2. NICMOS data

Six filters, coded F110M, F145M, F160W, F187N, F190N, and F222M were used in observing the stars in the inner parsec of the Galactic Center with the NICMOS cameras on board HST, as part of three independent Galactic Center programs (7214, 7225, and 7842). These data were taken between Aug. 1997 and Aug. 1998. The filter properties (central wavelength, bandwidth, zero-magnitude flux, pixel size) and the data processing of the raw data are described in Rieke (1999) and Stolovy *et al.* (1999). Although each program covered a larger region, we extracted a small portion of  $\simeq 4'' \times 4''$  centered on IRS 13E of the image from each filter. All these diffraction-limited images were particularly useful to derive the SED of the stellar components of IRS 13 and its environment.

Apart from wide (W) or medium (M) bandpass filters, F187N is a 1% narrow-band filter centered on the Pa $\alpha$  line. By subtraction of F190N, a comparable narrow-band filter in the nearby continuum, the distribution of the ionized gas in the inner parsec was obtained (Stolovy *et al.* 1999). In this map are also positive stellar residual emission which must come from Pa $\alpha$  emission in the atmosphere of the hot stars. We used a best-fit scale factor between F187N and F190N in order to minimize both positive and negative stellar residuals of the stars in the central parsec. Negative residuals can arise in stars with Pa $\alpha$  absorption and/or in stars with local excess extinction along the line of sight. For this paper, we identify emission line stars as those with very significant F187N/F190N ratios (exceeding 1.2). The resulting Pa $\alpha$  image was essential in determining which of the individual stars in the IRS 13 complex was an emission line star.

### 2.3. Data reduction

The initial processing of each dataset is not described here. It can be found in the papers cited with the presentation of

**Table 1.** Instruments, filters, bandpasses and year of data acquisition of the high-resolution images of the IRS 13 field

Filter	Instrument / Telescope	$\lambda$ /FWHM ( $\mu\text{m}$ )	year
F110M	NICMOS/HST	1.10/0.200	97-98
F145M	NICMOS/HST	1.45/0.197	97-98
F160W	NICMOS/HST	1.60/0.400	97-98
H	Hokupa'a+Quirc/Gemini N	1.65/0.296	2000
Pa $\alpha$	NICMOS/HST	1.87/0.019	97-98
F190N	NICMOS/HST	1.90/0.017	97-98
Kp	Hokupa'a+Quirc/Gemini N	2.12/0.410	2000
K	PUEO+KIR/CFHT	2.20/0.340	1998
F222M	NICMOS/HST	2.22/0.143	97-98
L	ADONIS+COMIC/3.6m ESO	3.48/0.590	2000

each of them. Below are listed the main operations which were performed subsequently to the initial data reduction.

### 2.3.1. Calibration

All the NICMOS data were calibrated in  $\mu\text{Jy}$  as described by M. Rieke (1999). The calibration of the sources in the L band was based on the calibration of IRS 13W made by Clénet *et al.* (2001), a prominent, isolated source. Remained the Gemini data in the H and the Kp filters which had been processed but were not calibrated. In order to minimize photometric uncertainties between data from various origin we calibrated the Gemini AO data by linear interpolation from the NICMOS data. Based on few bright, isolated stars, we used for each Gemini filter the two closest NICMOS filters, at shorter and longer central wavelength. Taking into account the filter bandpasses, interpolation was made between the F160W and F190N photometry for the H band, F190N and F222M for the Kp band.

### 2.3.2. Star detection

To perform the extraction of the individual stars in the IRS 13 field from the AO and NICMOS data, *StarFinder*, an IDL procedure (Diolaiti *et al.* 2000) specially written for AO data, was first used. The preliminary operation consists of building a good PSF by averaging several isolated and bright enough stars in each image. By adjusting the PSF to the local peaks in the field the exact peak positions are retrieved with the photometry of the corresponding stars. The procedure makes also possible to artificially subtract out one or several stars in the field to see more clearly the remaining sources (see Sect 3.7).

### 2.3.3. Deconvolution

The image residuals left by applying the *StarFinder* procedure led us to suspect that more sources might be present in the IRS 13 complex, which could not be detected because being too close for the resolution. To pos-

sibly improve the star detection we applied a new deconvolution code called MCS (Magain *et al.* 1998). Contrary to the *StarFinder* procedure, the MCS program uses an analytical PSF (a Moffat-type function). The final PSF is chosen prior to deconvolution, with a width compatible with the original image sampling. Thus, the final PSF can be narrower than the observed one without violating the Shannon sampling theorem. The contribution of a diffuse background is also matched to the image with an adjustable smoothing. The sampling was high enough for the Gemini AO images, in the H and the Kp bands, to provide a substantial gain in resolution. Because of the sampling of the L-band image a more limited gain was obtained for this image, which was useful anyway. For the H and the Kp images the width of the synthetic PSF is equal to  $0.040''$  and to  $0.192''$  for the L-band image, i.e. a gain in resolution respectively of a factor 4.5 in H, 4.3 in Kp and 1.5 in L. However, this method applied to the IRS 13 images demanded many trials to reach a stable and plausible solution because of the presence of a non uniform background in which the sources are embedded. The convergence was helped by the comparison between the solutions for the H and Kp filters. The two filters are almost adjacent which makes pertinent the detection in both filters, even for very red or very blue objects. This code was not applied to the CFHT K-band nor to the NICMOS images, which PSF both show significant secondary rings, because these are not correctly handled by this code, written for seeing-limited images.

### 2.3.4. Proper motions

Determination of proper motions would be very useful to conclude whether the members of the IRS 13 complex were bounded or not. Two AO images were at our disposal, taken exactly two years apart, respectively on CFHT (July 1998) and Gemini (July 2000). Deriving meaningful proper motions supposes to be able to estimate star positions at a precision approaching 1 mas, i.e. one twentieth of a pixel, given that a motion of 1 mas for two years corresponds to a velocity of  $\sim 20\text{ km s}^{-1}$ . With such a limited time difference and between two different AO systems, the uncertainties on the proper motions appeared comparable to the amplitude of the proper motions we could derive. Finally, we obtained from Ott *et al.* (2003), who had conducted a new analysis of ten years of SHARP data, providing more than 1000 proper motions in the central parsec, the proper motions of the main components of IRS 13 and of its nearby field.

## 2.4. BEAR data

Even though the BEAR spectro-imagery data are not at the spatial resolution of the NICMOS and AO data, the Br $\gamma$  and 2.06  $\mu\text{m}$  He I line profile at IRS 13E were used as complementary information to help determine the spectral type of the underlying stars. The IRS 13 complex

is located in a region of interstellar emission, intense in Br $\gamma$  (Morris and Maillard 2000, Paumard *et al.* 2003a) as well as in the 2.06  $\mu\text{m}$  helium line (Paumard *et al.* 2001). Hence, the line profiles had to be corrected to remove the ISM contribution, made here of two main velocity components (Fig. 7 - central panel), superimposed on the stellar profile. This operation was particularly delicate for the Br $\gamma$  profile since the ISM emission is as intense as the stellar profile. Only the high resolution (21.3 km s $^{-1}$ ) made it possible to separate, with some approximation anyway, the stellar from the interstellar contribution.

Other BEAR data obtained in 2000, 10 June of the central parsec, through a narrow-band filter (4500 – 4650 cm $^{-1}$ ) centered on the 4568.1 cm $^{-1}$  (2.19  $\mu\text{m}$ ) He II line, have also been used. After the standard BEAR data processing and subtraction of the continuum, the emission spectrum of IRS 13E in this range, at the initial resolution of 70 km s $^{-1}$ , was extracted from the spectral cube. A smoothing function was applied to obtain the broad line profiles with a higher S/N ratio.

### 3. Results

From the 8 high-resolution images between 1.1 and 3.5  $\mu\text{m}$  (Table 1) and the spectroscopic data available, the following results on the IRS 13 complex and its environment have been obtained:

#### 3.1. Star detection

The final result of the star detection in the 8 filters is presented in Table 2. The stars listed are those detected both in H and Kp after deconvolution of the Gemini data. By requiring the sources to be detected in both bands, we intend to avoid contamination by deconvolution artifacts. In the other hand, a few sources, detectable only in one band can be missed.

The resulting Kp-band deconvolved image is shown on Fig. 2. Twenty sources in total are detected in this small field, which are identified on Fig. 3. Then, all these sources were searched for with *StarFinder* for the filters where the deconvolution operation could not be applied, and with the MCS code (Magain *et al.* 1998) in the L band. Empty positions in Table 2 indicate that the source is not detectable in a specific filter. An upper limit is given at some positions for the extreme filters (1.1  $\mu\text{m}$  and L) where the detection is the most difficult. This limit is not uniform in the field depending on the proximity of another bright source, particularly in L.

In conclusion, the IRS 13E source is resolved into a compact cluster of at least 7 objects encircled within  $\simeq 0.5''$  (Fig. 2). The two brightest sources, 13E1 and 13E2, had already been identified in Ott *et al.* (1999) and in Paumard *et al.* (2001). The one we had noted 13E3 appears double after deconvolution. Thus, we call the two components 13E3A and 13E3B. By continuity, the closest bright source north of 13E3 is called 13E4. Two other sources revealed by deconvolution are called 13E5 and

**Table 2.** Photometric measurements between 1.1 and 3.5  $\mu\text{m}$ , in log( $\mu\text{Jy}$ ), of the stars detected by deconvolution (MCS) of the 2.5'' $\times$ 2.5'' IRS 13 field from the Gemini AO images, in the H and the Kp filters, and by *StarFinder* for the NICMOS filters (F). The sources are listed by order of decreasing brightness in the Kp band, except IRS 13W, which is listed first. Values preceded by < are upper limits.

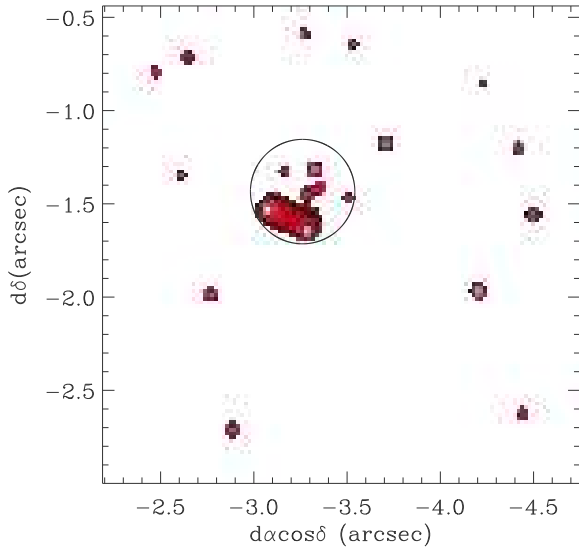
ID	F110M	F145M	F160W	H	F190N	Kp	F222M	L
W	<0.56	2.58	3.28	3.20	3.96	4.27	4.36	4.89
E1	1.76	3.40	3.82	3.93	4.27	4.40	4.49	5.03
E2	1.61	3.22	3.71	3.80	4.17	4.38	4.48	5.37
E4	0.93	2.68	3.17	3.28	3.69	4.11	4.18	<4.66
5	0.78	2.66	3.20	3.30	3.72	4.04	3.93	
6	0.39	2.51	3.07	3.14	3.57	3.94	3.89	
7	1.23	2.78	3.20	3.26	3.63	3.92	3.88	
8	0.62	2.55	3.08	3.08	3.53	3.90	3.81	
E3A	<0.45		2.29	2.43	3.11	3.81		5.46
10	0.11	1.88	2.63	2.81	3.23	3.68	3.55	
E3B	<0.45			2.24		3.57		5.29
12	0.69	1.98	2.62	2.66	3.15	3.48	3.45	
13	-0.09	2.02	2.58	2.65	3.14	3.46	3.40	
14	-0.16	2.01	2.55	2.65	3.11	3.43	3.34	
15	-0.06	1.75	2.25	2.37	2.82	3.12	3.23	
16		1.57	2.18	2.36	2.71	3.11	2.92	
E5	<-0.17	1.60		1.75	2.72	3.08	3.61	5.07
18	0.56	1.87	2.27	2.30	2.74	2.99	3.02	
E6	<0.48		2.46	2.53		2.97		<4.68
20	0.86	1.42	2.01	2.11	2.57	2.88	2.89	

13E6. They are very close to the triangle made by 13E1, 13E2 and 13E4 and then, seem to belong to the cluster as well, as is examined below.

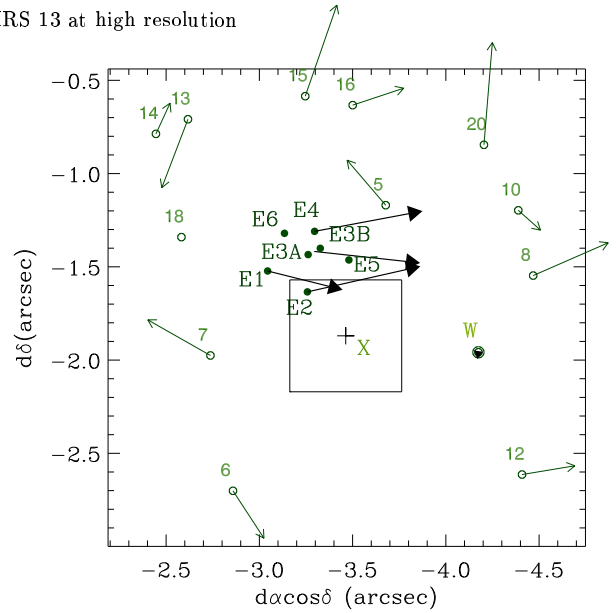
#### 3.2. Astrometry

The positions of the sources in the 2.5'' $\times$ 2.5'' IRS 13 field in offsets from SgrA\* are given in Table 3. The astrometry was retrieved from the results of the deconvolution of the portion of the Gemini Kp-band image. The precision of the positions in the deconvolved image depends on the brightness of the sources. For the brightest sources the relative 1- $\sigma$  position error is equal to 1.0 mas. From these positions the projected angular separations between the main IRS 13E components are given in Table 3.2, translated to AU, by taking a distance to the GC of 8 kpc (Reid 1993). All the sources of the small field are detected by the reprocessing of the SHARP data (Ott *et al.* 2003), except that a single source is given for E3A and E3B (#118) and E6 is not detected. The Table 3 offsets are estimated from the positions of isolated stars around IRS 13E published by Ott *et al.* (1999) which, in this paper are given relative to IRS 7, to which the offset from SgrA\* is added taken from Menten *et al.* (1997). The identification of the sources is presented on Fig. 3.

We used this astrometry to examine the position of the X-ray source CXOGC J174539.7-290029 whose IRS 13



**Fig. 2.** Deconvolved image by the MCS code (see text) of the Fig. 1 field in the Kp filter. The circle of  $0.5''$  diameter represents the original IRS 13E source. A diffuse, asymmetrical halo is detected in this band and in the H band around the two brightest sources of the complex.



**Fig. 3.** The Fig. 2 field with the star identification. The vector associated with most of the stars represents the amplitude in velocity (e.g. Table 6) and the direction of proper motion measured from SHARP data by Ott *et al.* (2003). For E3A and E3B, only the barycenter proper motion is determined. The cross marked X represents the nominal position of the X-ray source at the center of an error box of  $\pm 0.3''$ .

is proposed as the optical counterpart by Baganoff *et al.* (2003). The position was placed on Fig. 3 by measuring the offset of the source with respect to the X-ray source at SgrA\*, from the coordinates of both sources reported in Baganoff *et al.*. The resulting position falls outside the center of IRS 13E, exactly  $0.29''$  southwest of the closest star, IRS 13E2. The  $1-\sigma$  error reported on the coordinates of each X-ray source is of  $\pm 0.2''$  in right ascension and  $\pm 0.1''$  in declination. By combining the astrometric uncertainties on the two sources position we drew a minimum error box of  $\pm 0.3''$  around the nominal position. IRS 13E2 falls in this box.

### 3.3. Photometry

Table 2 can be used to derive the standard photometry in H, K, and L bands and the color indices of all the sources identified in Fig. 3. The Kp filter, (Table 1) which is close and has a width comparable to K, was used and is referred to as K in the subsequent analysis. The results are presented in Table 5.

### 3.4. Proper motions

From the results communicated by Ott *et al.* (2003), the direction and amplitude of the proper motions for the main IRS 13E sources and most of the stars in the  $2.5''$  field are represented in Fig. 3. Note that the five sources, 13E1, 13E2, 13E3A, 13E3B (proper motion is only given

**Table 3.** Offsets from SgrA\* of the sources shown on Fig. 3.

ID	ID <sup>a</sup>	$\Delta\alpha\cos\delta('')$	$\Delta\delta('')$
W	40	-4.17	-1.96
E1	25	-3.02	-1.58
E2	27	-3.24	-1.68
E4	77	-3.26	-1.35
5	69	-3.64	-1.20
6	101	-2.90	-2.77
7	114	-2.74	-2.05
8	120	-4.45	-1.53
E3A	118	-3.24	-1.48
10	145	-4.35	-1.19
E3B	118	-3.30	-1.44
12	188	-4.44	-2.60
13	296	-2.56	-0.79
14	295	-2.39	-0.88
15	328	-3.18	-0.63
16	381	-3.44	-0.67
E5	780	-3.46	-1.50
18	902	-2.55	-1.42
E6		-3.10	-1.37
20	459	-4.15	-0.85
X		-3.46	-1.87

<sup>a</sup> : identification number from Ott *et al.* (2003)



**Table 4.** Projected separation of the main IRS 13E sources

Sources	Ang. sep.	Distance (AU)
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

**Table 5.** H, K and L photometry of the IRS 13E cluster and the nearby field stars from Table 2

ID	H	K	L	H – K	K – L
W	14.55	11.30	8.92	3.25	2.38
E1	12.74	10.98	8.59	1.76	2.39
E2	13.05	11.03	7.73	2.02	3.30
E4	14.37	11.72		2.65	
5	14.32	11.90		2.42	
6	14.71	12.13		2.58	
7	14.41	12.18		2.23	
8	14.86	12.23		2.63	
E3A	16.48	12.47	7.50	4.01	4.97
10	15.55	12.80		2.75	
E3B	16.95	13.07	7.92	3.90	5.14
12	15.92	13.28		2.65	
13	15.95	13.35		2.60	
14	15.95	13.42		2.53	
15	16.65	14.20		2.45	
16	16.66	14.22		2.44	
E5	18.19	14.28	8.48	3.90	5.79
18	16.79	14.52		2.29	
E6	16.24	14.56		1.68	
20	17.29	14.78		2.52	

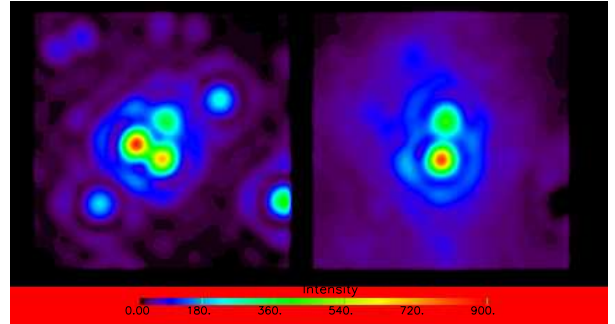
for the barycenter of 13E3A and B) and 13E4 are all moving West, with a similar velocity, while all the nearby stars have very different directions and amplitudes. The amplitude of the proper motions of the four main sources, in angular motion per year (for a GC distance of 8 kpc) and in velocity, are presented in Table 6. The *rms* uncertainty on 13E3 proper motion is the largest one, because of the difficulty of measuring accurate positions from several epochs of SHARP data for a weak source so close to much brighter sources, 13E2 and 13E4. The error becomes large for data recorded with poor seeing conditions.

**Table 6.** Amplitude of proper motions of the main IRS 13E sources (from Ott *et al.* 2003).

Name	mas/yr	km/s
13E1	5.50	207 ±14
13E2	8.20	310 ±19
13E3	7.54	285 ±270
13E4	7.77	294 ±32

### 3.5. The stellar Pa $\alpha$ emission line

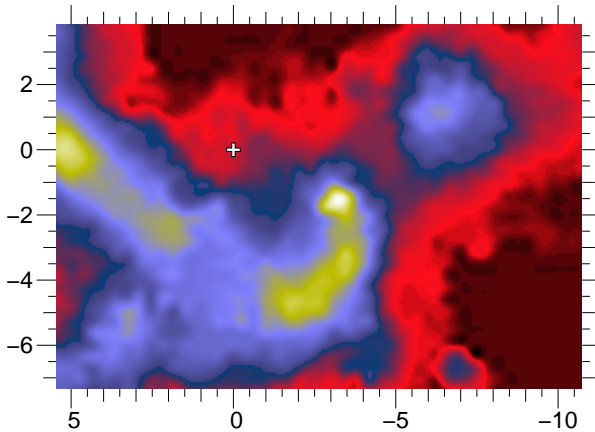
As shown on Fig. 4, only two of the IRS 13E components, IRS 13E2 and 13E4, remain after subtraction of the F190N continuum from the F187N filter which contains Pa $\alpha$ . These two stars are unambiguously emission line objects, with the integrated line intensity at IRS 13E2 brighter by a factor  $2.35 \pm 0.1$  than at IRS 13E4.

**Fig. 4.** At left, NICMOS image of IRS 13E, in the Pa $\alpha$  1.87  $\mu$ m filter, and at right, difference between this image and the suitably scaled nearby continuum at 1.90  $\mu$ m. IRS 13E2 and IRS 13E4 appear as emission line stars.

### 3.6. The ionized gas

The interstellar, ionized gas is tracing in the central parsec the HII region called object SgrA West or commonly the Mini-spiral. The gas appears strongly enhanced in the Br $\gamma$  line in the vicinity of IRS 13E, as seen in Fig. 5. This image is extracted from the detailed, kinematic analysis of the Br $\gamma$  emission of the gas from the BEAR data made by Paumard *et al.* (2003a) by a multi-component analysis of the line profiles on most of the SgrA West field. Individual velocity structures have been identified. Fig. 5 is a reconstructed image of purely the interstellar gas, as it results from the summation of all the intensity maps of the detected structures. The IRS 13E complex is located just at the northern end of the western edge of a particular structure of the ionized gas called the Mini-cavity. This structure is marked by the bright, perfectly circular wall seen in this image, open toward SgrA\*, and more sharply seen in the full Pa $\alpha$  NICMOS data (Stolovy *et al.* 1999). In this latter paper is proposed that the bubble-like feature was created by the wind from a star identified by a weak Pa $\alpha$  point source located very near the geometric center of the Mini-cavity. A proper motion of the edge of the Mini-cavity of  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$  is measured by Zhao & Goss (1998). In Paumard *et al.* (2003a), it is shown that the Mini-cavity is embedded inside a non-planar velocity structure of the gas, called the Northern Arm, which is more spatially extended than the streamer classically called by this name. More precisely the Mini-cavity is located in the flow fitted by Keplerian orbits of the gas,

with SgrA\* as focus, which have mainly a east-west motion. Another velocity structure is identified, stretched at  $45^\circ$  toward northwest (Fig. 5, called the Bar, thus roughly perpendicular to the bright edge of the Northern Arm. On the line of sight of IRS 13E these two velocity structures produce the two main components in the line profile of the ionized gas shown on Fig. 7 (central panel). The fastest component at  $-250 \text{ km s}^{-1}$  is due to the motion of the gas perturbed by the Mini-cavity, the slowest component, at  $-39 \text{ km s}^{-1}$ , to the Bar. On a morphological basis IRS 13E seems to belong to the bright arc (Fig. 5 of the gas shocked at the edge of the Mini-cavity. On the intensity map of the Bar, a small region centered on the IRS 13E position appears locally enhanced. Therefore, the observed brightness of the ionized gas around the position of IRS 13E is due to the addition of two contributions on the line of sight, the edge of the Mini-cavity and the gas, locally excited gas of another flow, the Bar. The source of excitation is likely the ionizing flux from the IRS 13E sources. We infer that the IRS13E complex should not be located inside the edge of the Mini-cavity, but close to or inside the Bar, which lays behind the Mini-cavity (Paumard *et al.* 2003a).

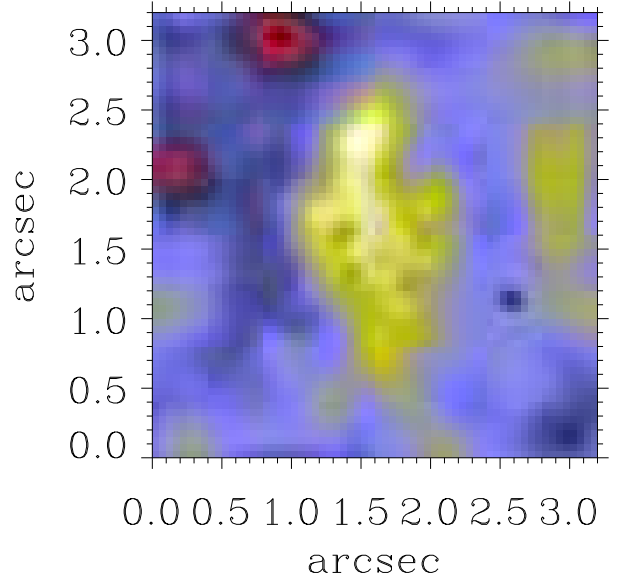


**Fig. 5.** Reconstructed image of a portion of SgrA West in the  $\text{Br}\gamma$  emission line (see text) showing the structure of the Mini-cavity. The brightest spot in the ionized gas at the western edge of the Mini-cavity corresponds to the location of IRS 13E. The cross marks the position of SgrA\*. The coordinates are  $\delta$  and  $\alpha\cos\delta$  in arcsec, in offset from SgrA\*.

### 3.7. The diffuse component in the L band

The AO image in the L band shows a diffuse emission around the bright nucleus. This emission is only due to continuum emission since the strong  $\text{Br}\alpha$  line from the ionized gas falls outside the filter bandpass. The deconvolution process after subtraction of the star leaves this background component shown on Fig. 6. It can be noticed that the continuum emission surrounding IRS 13E is also locally enhanced, with a spatial extent of the diffuse

emission in L comparable to that of the bright ionized gas emission traced by the  $\text{Pa}\alpha$  emission described above. The origin of this emission in L will be discussed in Sect.4.6.



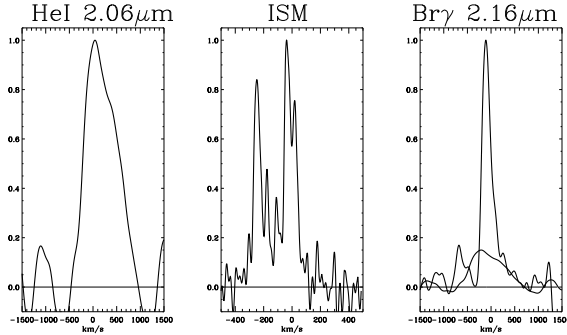
**Fig. 6.** Diffuse emission of the IRS 13E complex in the L band after the deconvolution operation with the MCS code.

### 3.8. $\text{Br}\gamma$ and $2.058\mu\text{m}$ line profiles

On Fig. 7 is presented the stellar  $\text{Br}\gamma$  and the  $\text{He I } 2.058 \mu\text{m}$  line profiles extracted on the same aperture size ( $3 \times 3$  pixels) from each BEAR data cube, at the location of the IRS 13E spot. With the spatial resolution of the BEAR data the relative contribution of the two emission line stars 13E2 and 13E4 is mixed. Remarkably,  $\text{Br}\gamma$  is a much narrower line than the  $\text{He I } 2.06 \mu\text{m}$  line with a FWHM of  $215 \text{ km s}^{-1}$ , compared with  $\sim 900 \text{ km s}^{-1}$  for the helium line, as already measured (Paumard *et al.* 2001). The two lines should belong to two different sources, which is discussed in Sect. 4.2.

### 3.9. The $\text{He II } 2.189\mu\text{m}$ and the $[\text{Fe III}]$ lines

Previous spectroscopic analysis reported a tentative identification of a weak  $\text{He II } 2.189 \mu\text{m}$  line (7–10) for IRS 13E (Krabbe *et al.* 1995, Najarro *et al.* 1997, Blum *et al.* 1995). This line is the most intense for this ion in the K band, and is unblended, while the 8–14 line cannot be distinguished from  $\text{Br}\gamma$  of which it is separated by less than  $2 \text{ cm}^{-1}$ . The  $\text{He II}$  line can be a temperature indicator in the classification of hot stars. The BEAR emission spectrum of IRS 13E in this spectral region does not show any convincing trace of this line. Hence, contrary to Krabbe *et al.* (1995), we cannot claim that a “weak but clearly detected  $2.189 \mu\text{m}$



**Fig. 7.** He I  $2.06\mu\text{m}$  and Br $\gamma$  emission line profiles normalized to 1, at IRS 13E from the BEAR data, after cleaning of the stellar profiles from the interstellar emission (ISM). The multi-component local ISM emission, extracted from a ring around IRS 13E in the Br $\gamma$  data, used for the correction of the Br $\gamma$  profile, is shown in the middle panel. A broad profile of same width than the He I profile is adjusted on the Br $\gamma$  profile showing the most probable contribution of IRS 13E2 to the observed Br $\gamma$  profile.

emission”, supposed to be He II, is present at IRS 13E. However, this controversial detection was used by the authors as an argument to propose IRS 13E as a WN9 star. From the BEAR data cube covering all the central parsec there is no trace of this emission line. Note that in the  $1.95 - 2.25\mu\text{m}$  spectrum of IRS 13E from Genzel *et al.* (1996) there is no obvious signature of the  $2.189\mu\text{m}$  line.

From a K-band spectrum of the mini-cavity Lutz *et al.* (1993) attributed to [Fe III] several emission lines ( $2.145$ ,  $2.218$ ,  $2.242$ ,  $2.348\mu\text{m}$ ). Images at  $2.218\mu\text{m}$  show that this line is present all over the mini-cavity, with a particular enhancement at the position of IRS 13. From other NICMOS data in the F164N filter (Stolovy *et al.* 1999) the lower ionized Fe species, Fe II is detected in emission in the central ISM, particularly strong at the edge of the mini-cavity, but remarkably absent at the position of IRS 13E. As mentioned in this latter paper the ionization condition for [Fe III] requires  $16.2\text{eV}$  while only  $7.2\text{eV}$  are required for [Fe II]. Harder ionization radiation is likely originating from IRS 13E.

### 3.10. Spectral energy distribution and extinction law

The photometric measurements presented in Table 2 have been used to build the SED of the IRS 13 components, between  $1$  and  $4\mu\text{m}$ , and also of all the stars detected in the surrounding field. To achieve the final goal of finding the spectral type of these stars, a dereddening has to be applied over this range. The extinction law in the direction of the Galactic Center has been the object of several studies (Rieke 1999). The reddening is highly variable (Blum *et al.* 1996), which makes the correction to apply to a given object very delicate. We took the most recently published law, which is a merging of previous works (Moneti *et al.* 2001), and adjusted  $A_v$ , making the simplifying assump-

tion that the reddening toward IRS 13E and its close environment would be identical for all the sources. For this adjustment we were helped by two constraints: IRS 13E2 and 13E4 are emission line sources (Fig. 4), therefore hot sources with a blue SED, while IRS 13W is a cool star (Krabbe *et al.* 1995). Black-body curves were fitted to the data.  $A_v$  was adjusted in order to fulfill the two constraints. Higher values of  $A_v$  tend to make the sources bluer, lower values of  $A_v$  the sources redder. Temperatures higher than  $25,000\text{K}$  had to be introduced for IRS 13E2 and 13E4, which correspond to the Rayleigh-Jeans regime in this spectral range. In that case, only a lower limit of  $T_{eff}$  can be derived. The slope of the SED becomes constant in a  $\log[F(\lambda)]$  diagram. The adjustment of  $A_v$  makes possible to bring the SED parallel to the data points. Finally, a value of  $A_v = 35$  was adopted. A mean value of  $A_v = 30.5$  was determined by Rieke (1999) from a survey of the stars in the central parsec, which excluded objects like IRS 13 from the color-magnitude diagram because of the surrounding dust. We confirm locally a much higher  $A_v$  value.

However, it appeared that the fit of the dereddened data from Table 2 was not possible with a single temperature for the IRS 13 sources, but by the sum of two black-body curves. The sources show an infrared excess, likely the signature of thermal dust emission. The adjustments was made as a sum of two black-body curves,  $Coef_1 \times BB(T_1) + Coef_2 \times BB(T_2)$ . The high temperature  $T_1$  is mainly determined by the data points between  $1$  and  $2.5\mu\text{m}$  while  $T_2$  is constrained by the  $2$  to  $4\mu\text{m}$  points. The four parameters for each star are presented in Table 7. The NICMOS F110M and the L data were essential to fully constrain the SED of each source.

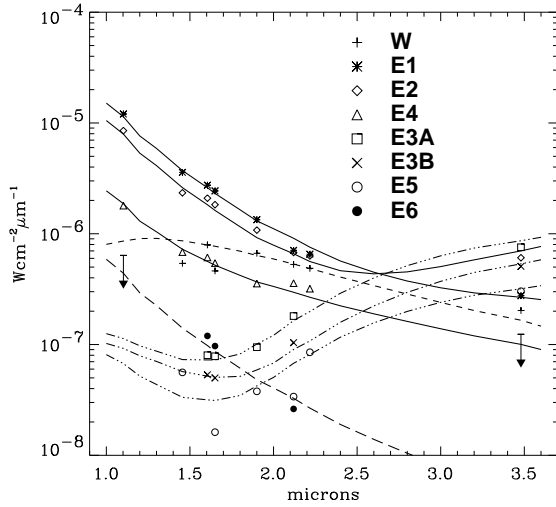
**Table 7.** Fitting parameters of the SED of the IRS 13E sources and IRS 13W. The spectral type of each source as discussed in Sect. 4 is summarized in the last column.

Star	$Coef_1$	$T_1$ K	$Coef_2$	$T_2$ K	Sp. Type
W	23.00	2600	1700	650	M5III
E1	0.900	$\geq 25000$	12000	550	O5I
E2	0.720	$\geq 25000$	40000	550	WC9
E4	0.140	$\geq 25000$	45	1550	O5IIIe
E3A	0.460	3800	33000	610	d. WR <sup>a</sup>
E3B	0.375	3800	29000	580	d. WR
E5	0.070	6000	9800	630	d. WR
E6	0.032	$\geq 25000$			O5V

a : dusty Wolf-Rayet star

## 4. Nature of the IRS 13 sources

From all the results presented above a classification of the stars detected in the IRS 13E complex can be proposed:



**Fig. 8.** Dereddened flux from Table 2 converted to  $W \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$  for  $A_v = 35$ . The top of the arrows represents the upper limit of the detectable flux in the  $1.1 \mu\text{m}$  and the L-band filters. The various lines represent the best fitting between 1 and  $4 \mu\text{m}$  of the data points from a two-component model with the parameters of Table 7.

#### 4.1. IRS 13E1

This source is characterized by:

- no emission detected in  $\text{Pa}\alpha$  (Fig. 4),
- an elongated envelope in H and Kp toward 13E2, which shows at the star position a FWHM of 180 mas (to compare to the 40 mas of the PSF) or 1435 AU (Fig. 2),
- a SED fitted by a  $\geq 25,000 \text{ K}$  source and an infrared excess at 550 K (Table 7),
- a  $K_{\text{mag}}$  of 10.9 (Table 5). At the distance of the GC and with the adopted extinction, IRS 13E1 is too luminous to be a dwarf star. A O5V star of comparable  $T_{\text{eff}}$  will have a  $K_{\text{mag}} \simeq 14$  (with  $A_K \simeq 4$ ). IRS 13E1 is  $\sim 3$  magnitudes brighter.

Hence, from all these elements IRS 13E1 must be a blue, supergiant star, but with no apparent emission line. The surrounding halo of scattered emission is indicative of a strong stellar wind, which also favors the identification of a massive, hot star. Consequently, IRS 13E1 might be close to a O5I spectral type. However, at the position of the source there is no evidence in the  $\text{Pa}\alpha$  image of a negative level (Fig. 4), which would be the signature of the photospheric hydrogen line in absorption. Possibly, with the uncertainty on the adjustment of the continuum subtraction from the  $1.87 \mu\text{m}$  filter, the integrated emission from the envelope in the image can be compensating the photospheric absorption. Only a near-infrared spectrum of IRS 13E1 taken alone could confirm this assumption.

#### 4.2. IRS 13E2 and 13E4

IRS 13E2 and 13E4 are two emission line stars (Fig. 4). In the K band IRS 13E2 is brighter than IRS 13E4 by a factor  $\simeq 2$  (Table 5). In the L band 13E4 is no longer detectable while 13E2 can be still measured. With this detection it turns out that all the spectra of IRS 13E obtained up to now (see references in Introduction) are in fact the combination of two emission line stars which are likely different.

A decisive element on the different type of the two emission stars is reported by Cl enet *et al.* (2003). From spectro-imaging with a FP in the helium line behind the CFHT-AO system they indicate that IRS 13E2 is the only helium emitter. The radical difference of linewidth between the  $\text{He I } 2.06 \mu\text{m}$  and  $\text{Br}\gamma$  emission line profiles at IRS 13E (Fig. 7) brings another piece of information. A similar difference of linewidth of the  $\text{He I } 2.06 \mu\text{m}$  lines is observed among the hot stars of the central cluster (Paumard *et al.* 2001), leading to the identification of two classes of massive stars. Applying this criterion to IRS 13E2 and 13E4, and taking into account the detection of  $\text{He I } 2.06 \mu\text{m}$  only at IRS 13E2, it can be concluded that IRS 13E2 is a strong helium emitter, hence a late-type WC star (Figer *et al.* 1999). A  $T_{\text{eff}} \geq 25,000 \text{ K}$  estimated for the source (Table 7) is consistent with this identification. IRS 13E4 with also a  $T_{\text{eff}} \geq 25,000 \text{ K}$  (Table 7), but no helium emission, source of the narrower  $\text{Br}\gamma$  profile, is more likely a less evolved star than IRS 13E2, because its initial mass was smaller than for 13E2. From its SED and its absolute brightness in K, fainter than IRS 13E1, IRS 13E4 can be reasonably proposed as a O5eIII star.

However, there is an apparent contradiction between this conclusion and the observed strength of the  $\text{Pa}\alpha$  emission at IRS 13E2 which is expected to be weak since late-type WR stars have burnt most of their hydrogen, and have become helium-rich stars. In addition, if  $\text{Pa}\alpha$  is strong anyway at IRS 13E2, in the BEAR data the  $\text{Br}\gamma$  profile at IRS 13E should be as wide as the  $\text{He I } 2.06 \mu\text{m}$  profile. That is not what is observed as shown on Fig. 7. To reconcile these two facts, it must be noticed that  $\text{Pa}\alpha$  is far from a perfect indicator with narrow-band imaging technique, to distinguish between hydrogen-rich and helium-rich emitters since the  $\text{Pa}\alpha$  line ( $1.8751 \mu\text{m}$ ) is blended with a strong helium line,  $\text{He I } (4-3)$  at  $1.8697 \mu\text{m}$ . There is another helium line within the bandpass of the continuum filter, at  $1.9089 \mu\text{m}$ , but which is weak and will contribute to subtract only a little of the helium emission. All these features are well seen in the CGS4 spectrum of the AF star around  $\text{Pa}\alpha$ , presented by Najarro *et al.* (1994), which is another helium star belonging to the class of the broad-line stars (Paumard *et al.* 2001). Hence, the intensity in the F187N-F190N image at the star position cannot be considered as a fully reliable measurement of the true  $\text{Pa}\alpha$  emission in the stellar atmosphere. The bright spot at IRS 13E2 in Fig. 4 is likely due to the  $\text{He I } 1.8697 \mu\text{m}$  line and with only a small contribution of the  $\text{Pa}\alpha$  emission. That is consistent with the  $\text{Br}\gamma$  profile shown on Fig. 7

which can be decomposed into a narrow line, whose origin must be IRS 13E4, and a fainter, broad component of same width than the HeI  $2.06\mu\text{m}$  line, which should be the contribution of IRS 13E2 to the observed profile. The residual Br $\gamma$  profile shows a P Cyg profile, typical of hot stars with an extended atmosphere created by strong outflows, consistent with the spectral type attributed to IRS E4.

It can be noticed that the two emission lines do not have exactly the same radial velocity, a positive velocity of  $\simeq 30\text{ km s}^{-1}$  for IRS 13E2 and a negative velocity of  $\simeq 30\text{ km s}^{-1}$  for IRS 13E4 while they have an identical proper motion (Table 6). At least, it can be precised for these two sources that they are animated of a motion of rotation in a plane perpendicular to the direction of the mean motion, around the barycenter, which from the relative position of the sources, should be almost coincident with IRS 13E3.

#### 4.3. IRS 13E3 sources

IRS 13E3, almost at the center of the triangle formed by 13E1, 13E2 and 13E4, resolves into a double source in the deconvolved AO images in H and Kp (Fig. 2). Their projected separation is equal to  $\simeq 600\text{ AU}$  (Table 3.2). The two sources are spectrally quite identical. They are extremely red objects as indicated by the photometric measurements in Table 5, and from their SED (Fig. 8). They are faint in the H band and prominent in the L band. We measure a K-L index of  $\sim 5$  for the two components (Table 5). Several sources in the inner parsec, mainly located along the Northern Arm (IRS 1W, 2, 3, 5, 10W), are also very red objects, with a K-L index larger than 3, reported in Clénet *et al.* (2001). IRS 1W and IRS 21 have featureless spectra in the K band (Blum *et al.* 1996). IRS 21 has been studied in detail, from 2 to  $25\mu\text{m}$  by Tanner *et al.* (2002). The SED of IRS 21 is fitted by a two-component model, the near-infrared scattered light from the central source peaking at  $\simeq 3.8\mu\text{m}$  (760 K), and the mid-infrared re-emitted light from the dust shell at  $\sim 250\text{ K}$ . They conclude that IRS 21 is a dusty WR star, experiencing rapid mass loss, and by analogy the other luminous Northern Arm sources as well. The IRS 13E3 SEDs are also fitted by two components (Table 7), but with respectively 3800 K and 600 K. IRS 13E3A and E3B are likely sources of the same type as IRS 21 and the other Northern Arm sources. The higher temperature of the infrared component can come from the additional heating of the dust shell by the very close, massive, blue stars, IRS 13E1, 13E2 and 13E4. That is also consistent with IRS 13 being not a prominent source at  $12.5\mu\text{m}$  from images in this band (Tanner *et al.* 2002).

#### 4.4. IRS 13E5

One of the sources revealed by deconvolution of the AO images (Fig. 2) we propose to name IRS 13E5, is con-

firmed by Ott *et al.* (2003) from SHARP data (Table 3). From the dereddened photometry (Fig. 8) this source has a SED similar to IRS 13E3A and E3B, being roughly a factor 2 fainter than each of the IRS 13E3 components. Its SED is also fitted by two thermal components, with temperatures of the same order than for 13E3A and E3B (Table 7). From this similarity we propose that IRS 13E5 is another example of dusty WR star, possibly more embedded, behind IRS 13E3A and E3B.

#### 4.5. IRS 13E6

IRS 13E6 is detected only in H and in the F160W filter, a broader H filter, and near the detection limit of the Kp band (Table 2). It is not detected by Ott *et al.* (2003) whose data come from K-band imaging on the NTT. With  $T_{\text{eff}} \geq 25,000\text{ K}$  and  $K_{\text{mag}} = 14.56$  (Table 5) 13E6 is a weak, hot star, 3.5 magnitudes fainter than IRS 13E1. It can be considered as close to a main sequence O5V star.

#### 4.6. The diffuse halo

In Sect. 3.7 has been described another component, a diffuse halo around the star complex, clearly detectable in the continuum at  $3.5\mu\text{m}$  (Fig. 6). At larger scale, over the central parsec, a diffuse emission is seen in the mid-infrared (Tanner *et al.* 2002) whose structure is following the intensity map of the ionized gas forming the Mini-spiral (Stolovy *et al.* 1999, Morris & Maillard 2000). This mid-infrared emission is assumed to be the thermal emission from dust, following the fast flowing motion of the gas (Paumard *et al.* 2003a), heated through the trapping of Ly $\alpha$  photons (Rieke *et al.* 1989). Hence, the similarity of shape of the diffuse emission in L and of the ionized gas in the vicinity of IRS 13E is natural. In the analysis of the local structure of the interstellar gas (Sect. 3.6) we have shown that the enhanced structure from the Mini-cavity was on the line of sight. Thus, we can infer that this background emission to IRS 13E in the L band is also due to the Mini-cavity, by the dust swept by the star wind responsible for the Mini-cavity, and then not directly related to the star cluster itself. However, the ionized gas emission is particularly enhanced at the same location, in Pa $\alpha$ , Br $\gamma$  (Fig. 5, and in the lines of [Fe III] as mentioned in Sect. 3.9. These lines, in particular those from [Fe III] (Lutz *et al.* 1993) are signature of a strong ionizing UV flux. Part of it must have for origin the concentration of the three massive, hot stars, 13E1, 13E2 and 13E4. Consequently, a higher density of dust mixed with the gas illuminated by a stronger UV field creates this intense background in the continuum at  $3.4\mu\text{m}$  and in the gas emission. On the other hand, the diffuse continuum seen at shorter wavelength, in H and Kp (Fig. 2), peaking at 13E1 and 13E2, the two brightest sources of the complex in these bands, and between the two stars, appears of different origin than the thermal continuum imaged in the L band. It is likely

dominated by the scattered stellar light from the two blue stars on the surrounding dust.

A particular question to ask, is this diffuse halo going to pass IRS 13E? The star cluster has a westward, mean proper motion (Table 6) of  $\sim 280 \text{ km s}^{-1}$  and the edge of the Mini-cavity of  $200 \text{ km s}^{-1}$  (Zhao & Goss 1998). The positional offset between IRS 13E and the Mini-cavity centroid will remain almost constant.

#### 4.7. IRS 13W

This star is associated with IRS 13 only for historical reasons. We kept it in all the study since its cool stellar type, attested by the presence of CO in its K-band spectrum (Krabbe *et al.* 1995), was a precious constraint on the determination of the local value of  $A_v$ . In the deconvolved Kp-band image 13W shows a size larger than the PSF which might be indicative of a dusty envelope, attested also by a significant infrared excess (Table 7). In the photometric survey of Ott *et al.* (1999) IRS 13W presents a high index of variability. Hence, we can conclude that IRS 13W with a  $T_{eff}$  of  $\sim 2300 \text{ K}$  and these characteristics should be more likely of Mira-type. This should be confirmed by a better near-infrared spectrum than currently available, which should show the absorption of  $\text{H}_2\text{O}$  on each side of the K band. The discrepancy of some measurements with the black-body curve (short-dashed line on Fig. 8) might be resulting from photometry taken at different epochs. IRS 13W should be another example of long-period variable (LPV), as many examples have been detected in the  $25' \times 25'$  field around the GC by Glass *et al.* (2001).

#### 4.8. The nearby stars

Twelve additional stars, as presented in Table 2, are found in the small field around IRS 13E. Note they are only detected in the 1 -  $2.3 \mu\text{m}$  range. They offer an opportunity of studying in detail a small sample of the central parsec stellar population. By fitting black-body curves as for the IRS 13E components (a single temperature component was required) we obtained the following results, under the assumption of the same  $A_v$  as for IRS 13. Nine stars are main sequence K and M stars, with  $T_{eff}$  from 2800 to 5000 K. Hence, they belong to the numerous old star population of the GC (Blum *et al.* 1996). The three remaining stars (# 7, 12, 18) are very hot stars, with  $T_{eff} \geq 25,000 \text{ K}$  and  $K_{mag}$  respectively of 12.2, 13.3 and 14.5 (Table 5). As suggested for IRS 13E6, they can be main sequence O stars. Can they be more examples of WR stars, hot stars which are supposed to be weak in the K band, as having lost most of their initial mass? From the absence of noticeable emission lines in Pa $\alpha$ , the lack of infrared excess, the first hypothesis is more plausible. In any case, these sources which would complete the population of massive stars in the central parsec deserve a more detailed study.

### 5. Model of IRS 13E as a star cluster

IRS 13E appears as only composed of hot, massive stars. This concentration cannot be fortuitous. The high density of stars in the central parsec cannot explain IRS 13E, with at least 7 stars of this type within  $0.5''$ . Further deep high-spatial resolution imaging could eventually reveal more components. The common direction and comparable amplitude of the proper motions of the main components (see Sect. 3.4 and Table 6) is a decisive argument to indicate that 13E1, 13E2, 13E3A/B and 13E4 are physically bound. Regarding 13E5 for which no proper motion cannot be currently measurable, its spectral type, identical to 13E3A/B, led us to conclude that this source belongs to IRS 13E too. Only IRS 13E6 is questionable since no proper motion can confirm its relation to the other sources. It could be another star similar to # 7, 12 and 18 discussed above. However, as another hot star, of O-type, it could also belong to the IRS 13E complex. To conclude, the source historically called IRS 13E is a compact star cluster, which also means a young star cluster of a few  $10^6 \text{ yr}$  old, since several members are identified as having already reached the WR stage.

### 6. What is the source of the X-ray emission at IRS 13?

The origin of the X-ray emission at IRS 13 reported by Baganoff *et al.* (2003) for the position, by Coker *et al.* (2002) for the spectrum, by Munro *et al.* (2003) for complementary data on the energy distribution, must be re-examined in light of the current identification of the components of the IRS 13E cluster. According to Baganoff *et al.* the X emission source is located  $0.56''$  northeast of IRS 13W. Using the same absolute coordinates for the X-ray source and for SgrA\*, we do not perfectly agree with this statement. From our astrometry (Table 3) this position falls  $0.71''$  exactly east of IRS 13W (Fig. 3). This small discrepancy is within the positional uncertainties and given the  $\sim 0.5''$  resolution of Chandra, a discussion on the potential candidates for this discrete X-ray source can be based on the physical nature of the stellar components which might fall in the error box. We briefly examine several hypothesis which may need further analysis with more details on the X-ray source itself.

#### 6.1. IRS 13E2

Coker *et al.* (2002) proposed that this star is the source of the X-ray emission and must be a post-LBV binary. The object falls in the error box (Fig. 3) and we propose that IRS 13E2 is indeed a late-type WR. The conclusion of Coker *et al.* is based on a fitted characteristic temperature from the X-ray spectrum of  $kT \simeq 1.0 \text{ keV}$ , consistent with the shocked winds of a WR + O system. The solution is tempting since binary Wolf-Rayet stars are known to be bright X-ray sources, brighter than LBV sources. Models of WR star X-ray spectra coming from colliding winds

have been made for WR + O binary systems like WR 140 (Zhekov & Skinner 2000), in which the two stars are quite close, agreeing well with observation. In the young star cluster R136 in 30 Dor, a cluster quite comparable to the Arches in the Milky Way, Portugies Zwart *et al.* (2003) detect a dozen X-ray sources that have bright WN Wolf-Rayet or spectral type O stars as optical counterparts, of which about half are WR + O binaries. The only way to prove the binarity of IRS 13E2 would be the detection of a periodic variability of the X-ray emission, or of the radial velocity in the infrared spectra, which supposes repeated observations over several days. However, it can also be noticed that there are currently 13 helium sources identified as WR stars in the central parsec (Paumard *et al.* 2003b), and none of them is reported as coincident with a X-ray source (Baganoff *et al.* 2003), except perhaps CXOGC J174539.4-290031 indicated as coincident within  $0.52''$  with AF NW. The identification is also tentative. Ott *et al.* (1999) from their long-term photometric analysis have shown that IRS 16SW is indeed an eclipsing binary with a 9.7-day period. It might be the candidate for this type of X-ray source, and no X-ray source is reported there. In the same study IRS 13E2 does not present characteristics of rapid, periodic variability in the K band. That does not preclude IRS 13E2 to be a binary. However, some other origin of the emission must be considered.

### 6.2. The core of the IRS 13E cluster

If no other X-ray source is detected associated with the numerous WR stars identified in the central parsec, the rare proximity of several massive, hot stars with high mass loss and very fast winds, as we have shown that IRS 13E is composed, can make the case for the blending of the emission from all these colliding winds making in total a hard X-ray source. The deconvolution of the H and Kp-band images of IRS 13E (Fig. 2) shows a bridge of diffuse emission between 13E1 and 13E2. By comparison to the positions of the IRS 13E components on the VLA map at resolution of  $0.06''$  of Zhao and Goss (1998) it appears that the two intense and compact He II regions they detect in the complex called He II 7-IRS13, at 7 and 13 mm just falls at half distance between 13E1 and 13E2. All these facts are signatures of an important wind interaction between the hot components of the IRS 13E cluster. The general shape of the X-ray spectrum between 2.6 and 6 keV published by Coker *et al.* 2002 and the clear emission line in this range, at  $\sim 3$  keV, suggests that the full spectrum might look like the A1 source spectrum from the Arches cluster (Yusef-Zadeh *et al.* 2002). This source which is coincident with the core of the cluster shows the same narrow emission line at 3 keV, but plus two other atomic lines, at 2.5 and 3.8 keV, that the poor S/N ratio of Coker *et al.* spectrum compared to the A1 spectrum prevents to confirm. Unfortunately, the X-ray spectrum presented in Baganoff *et al.* is the integrated emission from the four point sources within a  $10''$  radius of SgrA\*. It includes the contribution

of the source potentially associated with IRS 13E, the one associated with AF NW plus two other sources, CXOGC J174539.7-290020 and CXOGC J174539.7-290022, which the two combined are brighter (number of counts  $s^{-1}$  in the 0.5 -7.0 keV band) by a factor 3 than the IRS 13E source. Atomic lines at the right position are possibly present but with a low contrast in this coaddition. Only a good S/N ratio X-ray spectrum of the IRS 13E source alone could confirm this hypothesis. In any case, IRS 13E as a compact, massive star cluster would be consistent with this origin for the X-ray emission at this position, providing also a better astrometry for the X-ray source. It could be consistent as being among the brightest, discrete X-ray sources, besides SgrA\* itself, in the central parsec (Baganoff *et al.* 2003).

### 6.3. A source independent of IRS 13E

A systematic X-ray survey of the Galactic Center region at sub-arcsecond scale with Chandra by Muno *et al.* (2003) over a field of  $17' \times 17'$  centered on SgrA\* has revealed more than 2000 discrete X-ray sources. Stellar remnants, white dwarfs with magnetically accreting disks, binaries with neutron stars or solar-mass black holes are considered as responsible for a large fraction of these discrete sources. Such a source, too weak in the near infrared to be detected, could be present on the line of sight of IRS 13, since as measured by Muno *et al.* the distribution of the density of discrete sources peaks in the central parsecs. The binary explanation is based on a distinct emission feature centered at  $\sim 6.7$  keV and otherwise a featureless spectrum. The spectrum presented by Coker *et al.* (2002) stops at 6 keV, probably because no energy was detected beyond. But, as already mentioned, it shows a narrow emission line at 3 keV. Wang *et al.* (2002) indicate that this line should be due to the contribution of massive stars. Hence, the X-ray source at IRS 13 might be more likely associated with the IRS 13E cluster.

## 7. The remaining core of a massive star cluster

The large number of massive stars in the central parsec, which are very rare elsewhere in the Galaxy, remains one of the major mysteries of this region. Since star formation would be difficult due to the strong tidal forces from the SgrA\* black hole, Gerhard (2001) made the interesting hypothesis that the central parsec He I stars, the most prominent of the massive young stars, might be the remains of a dissolved, young cluster, which originally formed further away from SgrA\*. He argued that the Arches and the Quintuplet clusters, located within  $\sim 30$  pc projected distance of SgrA\*, testify that star formation by cluster of massive stars has been occurring in the nuclear disk of the Galaxy. If one examines Table 7, IRS 13E appears as a kind of summary of all the spectral types of young stars observed in the central parsec from O to WR. This concentration is unique. In Paumard *et al.* (2001) we associated systematically to each helium star the AO image of the

local field in order to check whether the emission source was single or not. Only IRS 13E appeared multiple, which motivated the current study. With its exceptional concentration of massive stars, very close to SgrA\*, is IRS 13E the remaining core of such a cluster which was disrupted by SgrA\*?

### 7.1. The fate of a star cluster near SgrA\*

Morris (1993) has argued that it would take longer than the lifetime of massive young stars to transport them inward within the central parsec if they formed at too large distance. The same argument is applied again by Figer *et al.* (2000), who claim that the SgrA\* cluster could not have formed more than 0.1 pc from the center, and then, the initial clump should have an exceptional density  $\geq 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^3$ . Gerhard (2001) discarded this argument by a revision of the conditions for a cluster formed at 30 pc to spiral into the center within the lifetime of its most massive stars. The main condition is that the initial mass of the parent cloud in which the cluster forms must be massive enough ( $\simeq 2 \times 10^6 M_\odot$ ) to survive the evaporation in the strong tidal field of the nuclear bulge. He concludes that clusters significantly more massive than the Arches cluster and formed a little closer than 30 pc can reach the central parsec in due time. In order to test this statement Kim & Morris (2002) have made several simulations, for different masses ( $10^5 M_\odot$  and  $10^6 M_\odot$ ) and different initial orbit radii (2.5 to 30 pc), of the dynamical friction on a star cluster near SgrA\*. They came to the conclusion that some simulations can be regarded as candidates for the origin of the central parsec cluster, but that “the required conditions are extreme”, with an initial mass of the cluster of  $10^6 M_\odot$  or a very dense core  $\geq 10^8 M_\odot \text{ pc}^{-3}$  (Kim *et al.* 2003). An initial mass of the cluster of  $10^6 M_\odot$  supposes a very large number of initial particles,  $> 10^4$  with stars of initial mass  $\geq 10^2 M_\odot$  to reach rapidly the WR stage.

In fact, the two sub-groups detected among the He I stars (Paumard *et al.* 2001) seem to be indicative of two populations, one of initial masses  $100 M_\odot$  to  $\simeq 120 M_\odot$  objects which already evolved to the WR stage (E2, E3A, E3B, E5 from IRS 13E are examples) and another one of  $\sim 40$  to  $100 M_\odot$  whose sources have reached the LBV stage (the IRS 16 sources are examples). In any case, the number of particles in the initial cluster must be huge ( $\geq 10^4$ ) to reach the required total mass. When compared to the relatively small number of detected helium stars, concentrated in the central parsec,  $\sim 19$  from the last revision by Paumard *et al.* (2001), plus few more dusty WRs, this discrepancy seems an argument against this scenario.

However, another analytic work by McMillan & Portegies Zwart (2003) has reconsidered the fate of a star cluster near the central dark mass. They have tried to address more completely the problem by taking into account, in addition to the initial mass and the distance to the center, the original mass function of the cluster, the initial cluster radius and the stellar evolution through

mass loss during the inspiral time of the cluster. They conclude that star clusters born with masses  $\simeq 10^5 M_\odot$  within 20 pc from the center, with a half-mass radii of  $\sim 0.2$  pc can reach a final distance of 1 pc within 10 Myr. As a secondary conclusion the known star clusters, the Arches and the Quintuplet, from their mass and their distances, will not reach the vicinity of SgrA\*. This latter work makes the origin of the central, massive star cluster by the dissolution of a compact cluster in the galactic tidal field more plausible, not requiring extreme mass conditions as in the simulation of Kim *et al.* (2003). This latter work makes the origin of the central, massive star cluster by the dissolution of a compact cluster in the galactic tidal field more plausible, not requiring extreme mass conditions as in the simulation of Kim *et al.* (2003).

### 7.2. Census of the hot stars in the central parsecs

A complete census of the hot stars in the central parsecs could help to better characterize the initial mass of this hypothetical cluster. The current count is likely complete for the brightest members of the young star population. However, as was already pointed out in the conclusion of Paumard *et al.* 2001, the count of WR stars is certainly incomplete because these stars are fainter in average by at least 2 mag (in K) than the IRS 16 stars. The faintest one which was identified has  $K_{mag} \simeq 13$ . The identification depends on the detection of broad lines ( $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) over a weak continuum which is difficult. With the upcoming spectro-imaging data behind AO systems on large telescopes, more of these stars can be detected. As an example, IRS 13E, which counted previously for a single WR star now counts for 4. In addition, several infrared sources which had eluded classification because they presented featureless spectra are now better explained by dusty WR (Tanner *et al.* 2002). There are at least 6 of these sources. The Pa $\alpha$  emission map, of which we used a small portion, is another potential source for detecting other emission line stars. A survey of all the Pa $\alpha$  point-like sources in the central parsecs includes the known He I stars, but there are additional weaker sources, indicative of other emission stars. With conservative detection criteria a total of 20 new emission stars are detected in the central parsec (Paumard *et al.* 2003b), in agreement with the independent study of Scoville *et al.* (2003). IRS 13E4 is an example of such a star.

Emission-line stars are not all the hot stars. Another example of massive star is provided by a star like IRS 13E1, with no emission line, which can be identified as such only by deep spectrophotometry in the near infrared. Then, the four stars, IRS 13E6, # 7, 12, 18, are representative of a group of main sequence, less massive, hot stars. What about the origin of the S-cluster in  $\sim 1''$  of SgrA\*? From the first spectroscopic observations (Genzel *et al.* 1996, Ghez *et al.* 1999, Figer *et al.* 2000, Gezari *et al.* 2002) the absolute K magnitudes and spectra suggest that they are late O - early B main sequence objects. All these



findings indicate that the distribution of young stars in the central parsec include many young stars from several solar masses to stars with initially more than  $100 M_{\odot}$ .

In conclusion, we propose that the IRS 13E cluster, by its unique location and its unique composition is the possible core of an earlier massive star cluster, formed about 10 millions years ago, within 20 pc of SgrA\*, more massive than the Arches, which was the progenitor of the entire hot star population, from WR to O-type stars, observed today in the central parsecs of the Galaxy. So far, with the very high extinction, only the most massive (helium stars) and examples of intermediate and lower mass objects have been detected. A complete survey of all the young stars in the central parsecs, first attempted by Rieke *et al.* 1999 needs to be completed. This type of work has been already undertaken for the Arches. The mass function (MF) from VLT/NAOS-CONICA data (Stolte *et al.* 2003) includes more than 1300 objects going from 1.3 to  $60 M_{\odot}$ . It confirms an overabundance of massive stars ( $\geq 20 M_{\odot}$ ), with an indication of massive stars segregation in the cluster center. Following the assumption of a single star formation event for the central, hot star cluster, the same work could make possible to derive the IMF of this massive cluster, its total number of particles and an estimation of its total mass. The measured velocities of the particles (proper motions and when possible radial velocities), the observed hot star segregation (Paumard *et al.* 2001), would be other elements for the full modeling of a star cluster sinking toward the Galactic Center as proposed by McMillan & Portegies Zwart (2003).

## 8. Conclusion

The presence of a compact star cluster of hot, massive stars, close to SgrA\* at the position of IRS 13E is demonstrated. The spectral types of the various members range from O5 to WR, including dusty WRs. This object which is unique in this environment is proposed as the remnant of a primitive, massive star cluster, of  $10^5 M_{\odot}$ , as has been proposed by McMillan & Portegies Zwart (2003). The interaction of the strong winds from all the hot, massive stars in the remaining core is proposed as the origin of the discrete X-ray source possibly detected at this position.

To confirm and complete the above analysis on the spectral type of all the individual sources within IRS 13E, spectroscopy in the 1-5  $\mu\text{m}$  range is required. Angular resolution as good as  $0.1''$  for such a very compact field is required. Sensitive spectroscopy in the L and M bands should confirm the expected featureless spectrum of the IRS 13E3 and 13E5 objects. These studies will need near-infrared 3-D spectrometers behind an AO system on a 8-m telescope like SINFONI (Mengel *et al.* 2000 and AMBER behind VLTI (Petrov *et al.* 2000). Proper motions of the fainter members of the cluster will help to confirm that all the individual sources are kinematically bound together. More generally, as was illustrated in this paper, the full census of the hot star population in the central parsecs re-

mains to be completed. New deep data already obtained with NAOS/CONICA on the central parsec (Ott *et al.* 2003) should help. They need to be associated with photometric data from AO systems with high Strehl ratio down to  $1 \mu\text{m}$ , enlarging the type of data only possible with NICMOS on HST.

This study is also an illustration of the renewal of the stellar population census in the GC brought by X-ray data. Priority targets for deep, near-infrared, high spatial resolution imaging, must be other star-like X-ray sources detected by Chandra in the central parsec (Baganoff *et al.* 2003) like CXOGC J174540.9-290014, CXOGC J174539.7-290020 and CXOGC J174539.7-290022) which have no proposed optical counterparts.

*Acknowledgements.* We gratefully acknowledge helpful discussions with Robert Coker at the start of the project which stimulated the close examination of the high-resolution data available on IRS 13. We want to warmly thank Yann Clénet (Meudon Observatory) who accepted to make available to us his adaptive optics data in the L band. Thanks to the organizing committee led by Tom Geballe, the GC2002 Workshop in Kona was an ideal place to discuss and to improve the various issues raised in this paper. Special thanks are also due to Thomas Ott who accepted to send us the proper motions of the sources of the IRS 13 field, prior to publication.

## References

- Allen, D.A., & Sanders, R.H. 1986, *Nature*, 319, 191
- 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, *ApJ*, 591, 891
- Beuzit, J.L., Demailly, L., Gendron, E. *et al.* 1997, *ExA*, 7, 285
- Blum, R.D., DePoy, D.L., & Sellgren, K. 1995, *ApJ*, 441, 603
- Blum, R.D., Sellgren, K., & DePoy, D.L. 1996, *ApJ*, 470, 864
- Clénet, Y., Rouan, D., Gendron, E., Montri, J., Rigaut, F., Léna, P. & Lacombe, F. 2001, *â*, 376, 124
- Clénet, Y., Lacombe, F., Gendron, E., & Rouan, D. 2003, in *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop*, held in Kona, Nov. 4-8, 2002, *AN*, 324 *in press*
- Coker, R.F., Pittard, M.J., & Kastner, J.H. 2002, *â*, 383, 568
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., Close, L., Currie, D. & Parmeggiani, G. 2000, *A&AS*, 147, 335
- Eckart, A., Genzel, R., Hofmann, R., Sams, B.J., & Tacconi-Garman, L.E. 1995, *ApJ*, 445, L23
- Figer, D.F., Kim, S.S., Morris, M., Serabyn, E., Rich, M.R., & McLean, I.S. 1999, *ApJ*, 525, 750
- 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. 2000, *ApJ*, 533, L49
- Genzel, R., Thatte, N., Krabbe, A., Kroker, H., & Tacconi-Garman, L.E. 1996, *ApJ*, 472, 153
- Genzel, R., Eckart, A., Ott, T., & Eisenhauer, F. 1997, *MNRAS*, 291, 219
- Gezari, S., Ghez, A.M., Becklin, E.E., Larkin, J., McLean, I.S., Morris, M. 2002., *ApJ*, 576, 790
- Gerhard, O. 2001, *ApJ*, 546, L39
- Ghez, A.M., Morris, M. & Becklin, E.E. 1999, in *The Central Parsecs of the Galaxy*, ed. H. Falcke, A. Cotera, W.J. Duschl, F. Melia, & M.J. Rieke, *ASP Conf. Ser.*, 186, 18

- Glass, I.S., Matsumoto, S., Carter, B.S., & Sekiguchi, K. 2001, *MNRAS*, 321, 77
- Graves, J.E., Northcott, M.J., Roddier, F.J., Roddier, C.A., & Close, L.M. 1998, *SPIE*, 3353, 34
- Kim, S.S. & Morris, M. 2002, *ApJsubmitted*
- Kim, S.S., Morris, M., & Figer, D.F. 2003, in *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*, AN, 324 *in press*
- 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.P. 1995, *ApJ*, 447, L95
- Lai, O., Véran, J.P., Rigaut, F., Rouan, D., *et al.* 1997, in *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*, ed. A.L. Ardeberg, *SPIE*, 2871, 859
- Libonate, S., Pipher, J.L., Forrest, W.J., & Ashby, M.L.N. 1995, *ApJ*, 439, 202
- Lutz, D., Krabbe, A., & Genzel, R. 1993, *ApJ*, 418, 244
- Magain, P., Courbin, F. & Sohy, S. 1998, *ApJ*, 494, 472
- Maillard, J.P., 2000, in *Imaging the Universe in 3 Dimensions*, ed. E. van Breughel & J. Bland-Hawthorn, *ASP Conf. Ser.*, 195, 185
- McMillan, S.L.W., & Portegies Zwart, S.F. 2003, *astro-ph/0304022*
- Moneti, A., Cernicharo, J., & Pardo, J.R. 2001, *ApJ*, 549, L203
- Morris, M. 1993, *ApJ*, 408, 496
- Morris, M., Maillard, J.P., 2000, in *Imaging the Universe in 3 Dimensions*, ed. E. van Breughel & J. Bland-Hawthorn, *ASP Conf. Ser.*, 195, 196
- Mengel, S., Eisenhauer, F., Tecza, M., Thatte, N.A., Roehle, C., Bickert, K., & Schreiber, J. 2000, in *Interferometry in Optical Astronomy*, ed. P.J. Lena & A. Quirrenbach, *Proc. SPIE*, 4005, 301
- Menten, K.M., Reid, M.J., Eckart, A., & Genzel, R. 1997, *ApJ*, 475, L111
- 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, *ApJ*, 589, 225
- Najarro, F., Hillier, D.J., Kudritzki, R.P. Krabbe, A., Genzel, R., Lutz, D., Drapatz, S., & Geballe, T.R. 1994, *A&A*, 285, 573
- Najarro, F., Krabbe, A., Genzel, R., Lutz, D., & Kudritzki, R.P. 1997, *A&A*, 325, 700
- Ott, T., Eckart, A., & Genzel, R. 1999, *ApJ*, 523, 248
- Ott, T., Genzel, R., Eckart, A., & Schödel, R. 2003, in *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*, AN, 324 *in press*
- Ott, T., Schödel, R., Genzel, R., Eckart, A., Lacombe, F., Rouan, D., Hofmann, R., Lehnert, M., Alexander, T., Sternberg, A., & 18 coauthors, 2003, *The Messenger*, 111, 1
- Paumard, T., Maillard, J.P., Morris, M., & Rigaut, F. 2001, *A&A*, 366, 466
- Paumard, T., Maillard, J.P., & Morris, M. 2003a, *A&A submitted*
- Paumard, T., Maillard, J.P., & Stolovy, S. 2003b, in *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*, AN, 324 *in press*
- Petrov, R.G., Malbet, F., Richichi, A., Hofmann, & 9 coauthors, 2000, in *Interferometry in Optical Astronomy*, ed. P.J. Lena & A. Quirrenbach, *SPIE*, 4006, 68
- Portegies Zwart, S.F., Pooley, D., & Lewin, W.H.G. 2002, *ApJ*, 574, 762
- Rieke, G.H., Rieke, M.J., & Paul, A.E. 1989, *ApJ*, 336, 752
- Rieke, M.J. 1999, in *The Central Parsecs of the Galaxy*, ed. H. Falcke, A. Cotera, W.J. Duschl, F. Melia, & M.J. Rieke, *ASP Conf. Ser.*, 186, 32
- Scoville, N.Z., Stolovy, S.R., Rieke, M., Christopher, M., & Yusef-Zadeh, F. 2003, in *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*, AN, 324 *in press*, and *astro-ph/0305350*
- Simon, M., Chen, W.P., Forrest, W.J., Garnett, J.D., Longmore, A.J., Gauer, T., & Dixon, R.I. 1990, *ApJ*, 360, 95
- Stolovy, S.R., McCarthy, D.W., Melia, F., Rieke, G., Rieke, M.J., & Yusef-Zadeh, F. 1999, in *The Central Parsecs of the Galaxy*, ed. H. Falcke, A. Cotera, W.J. Duschl, F. Melia, M.J. Rieke, *ASP Conf. Ser.*, 186, 39
- Stolte, A., Brandner, W., Grebel, E.K, Figer, D.F., Eisenhauer, F., Lenzen, R., & Harayama, Y. 2003, *The Messenger*, 111, 9
- Tamblyn, P., Rieke, G.H., Close, L.M., Hanson, M.M., McCarthy, D.W. Jr, Rieke, M.J. 1996, *ApJ*, 456, 206
- Tanner, A., Ghez, A.M, Morris, M., Becklin, E.E., Cotera, A., Ressler, M., Werner, M., & Wizinovitch, P. 2002, *ApJ*, 575, 860
- Tanner, A., Ghez, A.M, Morris, M., & Becklin, E.E. 2003, in *The Central 300 parsecs, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002*, AN, 324 *in press*
- Wang, Q.D., Gotthelf, E.V., & Lang, C.C. 2002, *Nature*, 415, 148
- Yusef-Zadeh, F., Law, C., Wardle, M., Wang, Q.D., Fruscione, A., Lang, C.C., & Cotera, A. 2002, *ApJ*, 570, 665
- Zhao, J.H., & Goss, W.M. 1998, *ApJ*, 499, L163
- Zhekov, S.A., & Skinner, S.L. 2000, *ApJ*, 538, 808

## **Annexe D**

### **Article « *The Galactic Center source IRS 13 : a star cluster* »**

**Contribution pour la conférence *Galactic Center workshop 2002*, relative au travail sur IRS 13E.**



## The Galactic Center Source IRS 13E: a Star Cluster

Jean-Pierre Maillard<sup>1</sup>, Thibaut Paumard<sup>1</sup>, Susan Stolovy<sup>2</sup>, and François Rigaut<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique de Paris (CNRS), 98b Blvd Arago, 75014, Paris, FRANCE

<sup>2</sup> SIRTf Science Center, CalTech, MS 220-6, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>3</sup> Gemini North Headquarter, Hilo, HI 96720, USA

Received 15 November 2002, accepted 2 December 2002

**Key words** Galactic Center, star cluster, WR star, infrared, adaptive optics

**PACS** 04A25

High spatial resolution, near-infrared observations of the Galactic Center source, close to Sgr A<sup>\*</sup>, known historically as IRS13, are presented. These observations include ground-based adaptive optics images in the H, K<sup>\*</sup> and L bands, HST-NICMOS observations in filters between 1.1 and 2.2  $\mu\text{m}$ , and spectro-imaging data in the He I 2.06  $\mu\text{m}$  line and the Br $\gamma$  line. Analysis of all these data has made possible to resolve the main component, IRS 13E, in a cluster of seven individual stars within a projected diameter of  $\sim 0.5''$  (0.02 pc), and to build their SED. The main sources, 13E1, 13E2, 13E3 (a binary), and 13E4, are hot stars of different nature. 13E2 and 13E4 are emission line stars. The spectral type of the various members goes from O5I to WR, including dusty WRs like IRS 21 (Tanner *et al.* 2002). All these sources have a common westward proper motion. Two weaker sources, 13E5 and 13E6, are also detected within the compact cluster, with 13E5 proposed as another dusty WR and 13E6 as a O5V star. An extended halo seen around the cluster, part of the mini-spiral of dust is particularly enhanced in the L band. It is interpreted as a contribution of the scattered light from the inner cluster and the thermal emission from the dust. IRS 13E is proposed to be the remaining core of a massive, young star cluster which was disrupted in the vicinity of Sgr A<sup>\*</sup>, and hence, the possible source of the young stars in the central parsec, from the helium stars to the S stars.

### 1 Introduction

In the early mapping works of the central parsecs, a spot named IRS 13, bright at all near-infrared wavelengths, was reported, approximately located 3.6'' south-west of Sgr A<sup>\*</sup>. It was later resolved into two sources in the K band separated by  $\sim 1.2''$ , IRS 13E and IRS 13W (Simon *et al.* 1990). From spectroscopic studies in the same band, IRS 13W was identified as a cool star (Krabbe *et al.* 1995) and IRS 13E as an emission line source with strong He I 2.058, 2.112  $\mu\text{m}$ , Br $\gamma$  line and other Brackett lines up to Br12 (Genzel *et al.* 1996), typical of the helium stars present in the central parsec. The first adaptive optics (AO) map of IRS 13E in the K band obtained on the CFH Telescope was published by Paumard *et al.* (2001), showing that the source resolved into two equally bright components 13E1 and 13E2, plus a third weaker component called 13E3. Since the spectra of IRS 13E did not have the same spatial resolution the identification of the associated spectral type was becoming subject to caution. In the centimetric domain, Zhao and Goss (1998) found IRS 13 as the brightest radio continuum source after Sgr A<sup>\*</sup> at the Galactic Center. The detection of a discrete X-ray source from CHANDRA at the position of IRS 13 (Baganoff *et al.* 2001) was another element making IRS 13 a source of special interest. The high resolution images of the central parsec currently obtained at various wavelengths in the infrared are giving the possibility to study in detail this peculiar Galactic Center source. A complete description of the present work can be found in the companion paper of Maillard *et al.* (2003).

## 2 New data on IRS 13

Calibrated ground-based AO data from several telescopes and space-based NICMOS data in the near infrared, all containing IRS 13 in their field, plus some spectroscopic data, and the proper motions of the sources of the IRS 13 field, have all been combined.

### 2.1 High-angular resolution data

The AO data come from two different systems, Gemini North (Graves *et al.* 1998) for the H and the Kp ( $2.12 \mu\text{m}$ , FWHM  $0.41 \mu\text{m}$ ) bands, and ESO 3.6-m telescope (Clénet *et al.* 2001) for the L band. Medium (M) and wide-band (W) filters, respectively centered at 1.1, 1.45, 1.60,  $2.22 \mu\text{m}$  (coded F110M, F145M, F160W and F222M) and two close narrow-band (N) filters (F187N centered on the  $1.87 \mu\text{m}$  Pa $\alpha$  line and F190N) were used in observing the stars at the inner parsec of the Galactic Center with the NICMOS cameras on board HST.

A small portion of  $\simeq 2.5'' \times 2.5''$ , roughly centered on IRS 13E, of the image from each filter was analyzed. All these high-resolution, multi-band images have provided the spectrophotometric information on the IRS 13 sources and its environment, from 1 to  $4 \mu\text{m}$ . The Gemini AO data were calibrated by linear interpolation based on one bright, hot star of the field under study, from the calibrated NICMOS data, between the F160W and F190N photometry for the H band, F190N and F222M for the Kp band. The star detection and photometry was made with the *StarFinder* procedure (Diolaiti *et al.* 2000) for all the images. Specially for the AO images a deconvolution code called MCS (Magain *et al.* 1998) was applied. For the H and the Kp images the width of the synthetic PSF was equal to  $0.040''$  and to  $0.192''$  for the L-band image, i.e. a gain in resolution respectively of a factor 4.5 in H, 4.3 in Kp and 1.5 in L.

### 2.2 Spectroscopic data

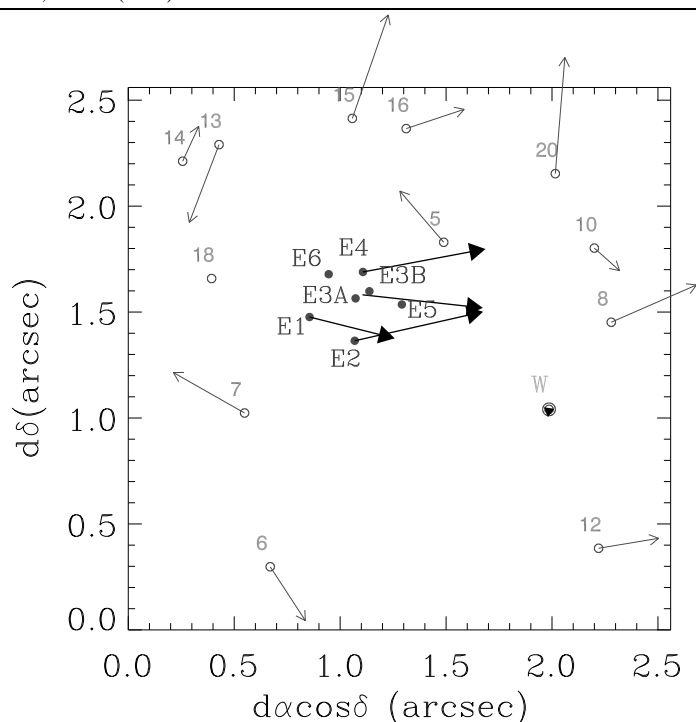
The only high-spatial resolution images giving spectroscopic information are contained in the NICMOS narrow-band images from the F187N filter. By subtraction of F190N, a narrow-band filter in the nearby continuum, from F187N, a map of the  $1.87 \mu\text{m}$  Pa $\alpha$  emission was obtained (Stolovy *et al.* 1999). This map shows the distribution of the ionized gas and stellar spots from Pa $\alpha$  emission in the atmosphere of the hot stars. The Br $\gamma$  and  $2.06 \mu\text{m}$  He I line profile at IRS 13E from BEAR spectro-imagery, an imaging FTS (Maillard 2000), were used as complementary information to help precise the spectral type of the underlying stars. The IRS 13 complex is located in a region of intense interstellar emission. The data cube was particularly useful to correct the two emission line profiles from the interstellar emission, leaving fully resolved stellar profiles respectively at  $21.3$  and  $52 \text{ km s}^{-1}$  resolution.

### 2.3 Proper motions

The proper motions of the IRS 13 sources and the sources contained in the surrounding  $2.5'' \times 2.5''$  were obtained from Ott *et al.* (2003) who conducted an analysis of ten years of SHARP data (Eckart *et al.* 1995), providing more than 1000 proper motions in the central parsec.

## 3 Results

From the deconvolution analysis of the  $2.5'' \times 2.5''$  field including IRS 13, 20 individual sources were identified. IRS 13E is decomposed in seven sources, respectively names 13E1, 13E2, 13E3A and B, 13E4, 13E5 and 13E6. The name 13E3A and B is proposed for the two components of the source 13E3 which appears double only after deconvolution, in the H and Kp bands. The positions of all the sources and their proper motions, estimated for most of them, are given in Fig. 1. Their observed photometry in the H, K and L bands is presented in Table 1. In the F187N - F190N image only 13E2 and 13E4 are remaining, indicative that these two sources are emission stars.



**Fig. 1** The IRS 13 field with the star identification. The vector associated with most of the stars represents the amplitude in velocity and the direction of proper motion measured from SHARP data by Ott *et al.* (2003). For E3A and E3B only the barycenter proper motion is determined. The origin of the field corresponds to  $-2.19'W$  and  $-3.00'S$  with respect to Sgr A\*.

From the flux measurements made in 8 bands, between  $1.1$  and  $3.5 \mu\text{m}$ , it was possible to obtain a dereddened spectrophotometry of the IRS 13 sources. That supposes to adopt a  $A_v$  value and a law of dereddening. From a mean value of  $31.1 \text{ mag}$   $A_v$  is known to strongly vary with extinction within the central parsecs (Scoville *et al.* 2003). The local value was derived from two constraints: IRS 13W known as a cool oxygen star, and IRS 13E2 and 13E4 as hot stars from Pa $\alpha$  imaging. A value of  $A_v = 35$  was adopted and was assumed to be valid over the small field around IRS 13.  $A_v$  could be pretty well constrained assuming that IRS 13E2 is a WR star with  $T_{eff} > 25,000 \text{ K}$ . The IRS 13E2 spectral type is based on the Pa $\alpha$  imaging, but also on Fabry-Pérot spectro-imaging behind the CFHT-AO system where IRS 13E2 is detected as the only source of the broad  $2.06 \mu\text{m}$  He I emission line (Clénet *et al.* 2003). With the spectral range under study, from about  $1$  to  $4 \mu\text{m}$ , beyond a temperature of  $25,000 \text{ K}$  we are in the Rayleigh-Jeans regime, and the shape of the SED becomes constant in a  $\log[F(\lambda)]$  versus  $\lambda$  diagram.  $A_v$  can be adjusted to bring the data points parallel to the SED. However, the fit of the dereddened data has to be made as the sum of two black-body curves since most of the sources have an infrared excess, signature of thermal dust emission. The adjustments is made with four parameters for each IRS 13 star, by  $Coeff_1 \times BB(T_1) + Coef_2 \times BB(T_2)$ . The  $T_1$  temperature being the high-temperature component, is mainly determined by the data points between  $1$  and  $2.5 \mu\text{m}$ , and  $T_2$  by the  $2$  to  $4 \mu\text{m}$  points. If for the fitting  $T_1$  becomes  $\geq 25,000 \text{ K}$  the temperature is set fix. The four final parameters are presented in Table 2. The dereddened points and the fits are shown on Fig. 2. Several stars are very hot stars, i.e. with

a  $T_{eff} \geq 25,000$  K. The NICMOS F110M and the L data are essential to give the maximum of constraints to the SED of each source.

#### 4 Nature of the IRS 13E sources

From the main results reported in the previous section an identification of the spectral type of the seven components of IRS 13E can be derived.

**Table 1** H, K and L photometry of the IRS 13E cluster and the nearby field stars

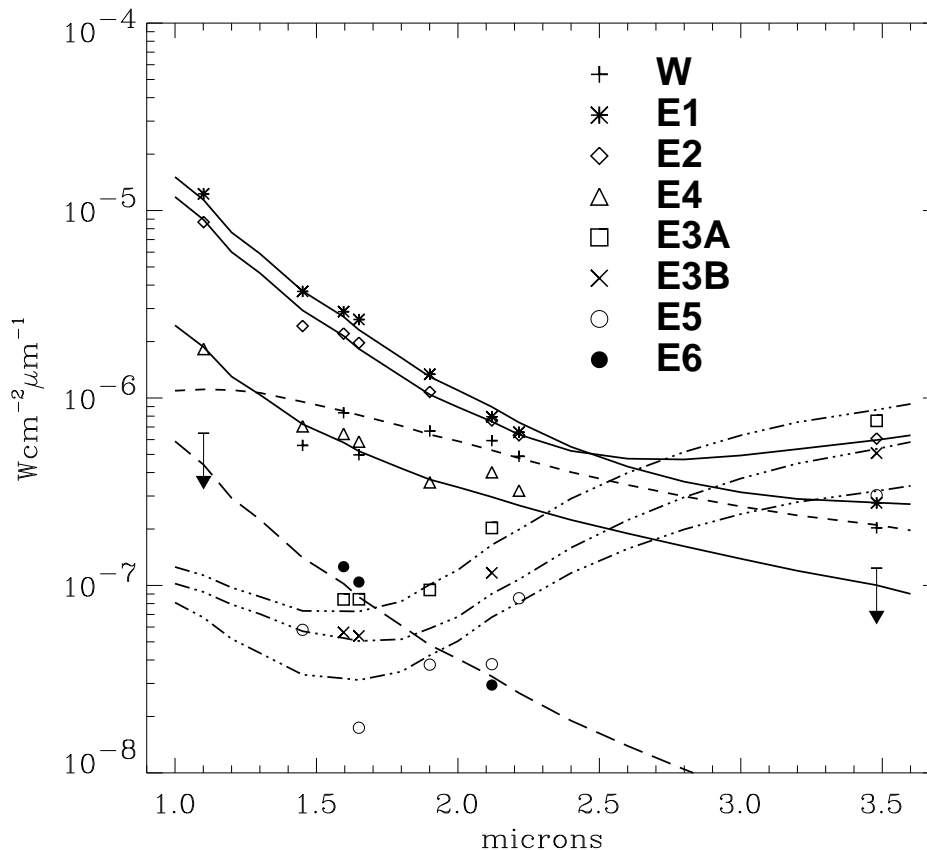
ID	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>H</i> – <i>K</i>	<i>K</i> – <i>L</i>
W	14.51	11.22	8.92	3.29	2.29
E1	12.71	10.90	8.59	1.81	2.31
E2	13.02	10.95	7.73	2.07	3.21
E4	14.34	11.64		2.70	
5	14.28	11.82		2.47	
6	14.68	12.05		2.63	
7	14.38	12.10		2.28	
8	14.82	12.14		2.68	
E3A	16.44	12.38	7.50	4.06	4.89
10	15.51	12.71		2.80	
E3B	16.93	12.98	7.92	3.95	5.06
12	15.89	13.19		2.69	
13	15.91	13.26		2.65	
14	15.91	13.33		2.58	
15	16.61	14.12		2.49	
16	16.62	14.13		2.49	
E5	18.15	14.20	8.48	3.95	5.71
18	16.77	14.43		2.34	
E6	16.20	14.48		1.73	
20	17.26	14.70		2.56	

**Table 2** Fitting parameters of the SED of the IRS 13E sources and IRS 13W. The spectral type of each source as discussed in Sect. 5 is summarized in the last column.

Star	<i>Coef</i> <sub>1</sub>	<i>T</i> <sub>1</sub> K	<i>Coef</i> <sub>2</sub>	<i>T</i> <sub>2</sub> K	Sp. Type
W	23.00	<b>2600</b>	1700	<b>650</b>	M5III
E1	0.500	$\geq$ <b>25000</b>	12000	<b>550</b>	O5I
E2	0.450	$\geq$ <b>25000</b>	40000	<b>550</b>	WC9
E4	0.070	$\geq$ <b>25000</b>	45	<b>1550</b>	O5IIIe
E3A	0.460	<b>3800</b>	33000	<b>610</b>	d. WR <sup>a</sup>
E3B	0.375	<b>3800</b>	29000	<b>580</b>	d. WR
E5	0.070	<b>6000</b>	9800	<b>630</b>	d. WR
E6	0.008	$\geq$ <b>25000</b>			O5V

a : dusty Wolf-Rayet star





**Fig. 2** Dereddened flux in  $W \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$  for  $A_v = 35$ . The top of the arrows represents the upper limit of the detectable flux in the  $1.1 \mu\text{m}$  and the L-band filters. The various lines represent the best fitting between 1 and  $4 \mu\text{m}$  of the data points from a two-component model with the parameters of Table 2.

#### 4.1 13E1, 13E2 and 13E4

The source 13E1 is a bright, blue star, but with no detected emission at  $\text{Pa}\alpha$ . From its luminosity and its  $T_{\text{eff}}$  IRS 13E1 is proposed to be close to a O5I main sequence star. 13E2 and 13E4 are two emission line stars, 13E2 being brighter in  $\text{Pa}\alpha$  by a factor 2. From the BEAR data, the  $2.06 \mu\text{m}$  He I line is a broad line ( $\sim 900 \text{ km s}^{-1}$  FWHM) while the  $\text{Br}\gamma$  line is narrow ( $\sim 215 \text{ km s}^{-1}$  FWHM). 13E2 is reported as the only He I emitter (Clénet *et al.* 2003). As a broad-line, helium-rich star, 13E2 is proposed as a Wolf-Rayet type star, from the criterion on the linewidth developed in Paumard *et al.* (2001). By analogy with similar stars in the central parsec the source should be more precisely a WC9 star. 13E4 is a blue star which shows a narrow emission line in  $\text{Pa}\alpha$  but no helium emission line. Therefore, this star is much less evolved than 13E2. It can be proposed as a O5IIIe, since it is weaker than E1 and has hydrogen lines in emission.

#### 4.2 13E3A, 13E3B and 13E5

On Fig. 2 these three stars (dash-dotted lines) have a similar SED. They are adjusted by a strong, cool component at  $\simeq 600$  K ( $Coef_2$  is high) and a weak, hotter component of a few thousands K. This adjustment can be compared to the fitting of the SED of IRS 21 (Tanner *et al.* 2002) fitted by a two-component model, the near-infrared scattered light from the central source peaking at  $\simeq 3.8 \mu\text{m}$  (760 K), and the mid-infrared re-emitted light from a dust shell at  $\sim 250$  K. Tanner *et al.* (2003) conclude that this source is a dusty WR star, experiencing rapid mass loss, and the other red, featureless spectrum sources along the Northern Arm IRS 1W, 2, 3, 5, and 10W, as well. By analogy, we conclude that the three red sources within the IRS 13E complex, also located in the dusty part of the mini-spiral are dusty WR stars.

#### 4.3 13E6

The source IRS 13E6 is another blue star, much weaker than 13E1, 13E2 and 13E4, with  $K_{mag} = 14.5$  (Table 1). The image in the L band is not deep enough to detect it at this wavelength to confirm that this star is also embedded in the same concentration of dust than the other IRS 13E sources. From its color and magnitude IRS 13E6 can be considered as close to a O5V type star. Without further indication, only from the fact that all the other stars in IRS 13E are hot stars, we assume that IRS 13E6 belongs also to the same complex.

### 5 Model of IRS 13E as the remaining core of a massive star cluster

IRS 13E appears as only composed of hot, massive stars, with at least 7 stars within  $0.5''$ . The common direction and comparable amplitude of the proper motions of the main components is a decisive argument to indicate that 13E1, 13E2, 13E3A/B and 13E4 are physically bounded. The source previously called IRS 13E is likely a compact star cluster. Furthermore, its composition means a young star cluster of a few  $10^6$  yr old, since several members are identified as having already reached the WR stage.

The presence of such a compact cluster with a limited number of members raises the question of its origin. First, it can be noticed that each component has many other examples of stars of the same spectral type in the central parsecs. However, the large abundance of massive stars, which are very rare elsewhere in the Galaxy, remains one of the major mysteries of this region of the Milky Way. Since star formation would be difficult due to the strong tidal forces from the Sgr A\* black hole, Gerhard (2001) made the interesting hypothesis that the central parsec He I stars, the most prominent of the massive young stars, might be the remains of a dissolved young cluster, disrupted in the vicinity of the central black-hole. Kim *et al.* (2003) tested this idea for different cluster masses and different initial orbit radii. They came to the conclusion that some simulations can be regarded as possible candidates for the origin of the central parsec cluster. With its exceptional concentration of massive stars, very close to Sgr A\*, all bounded together, we propose that IRS 13E might be the remaining core of such a massive cluster which was disrupted by Sgr A\*. The analysis of the 12 other stars identified in the IRS 13 field (Fig. 1) conducted as for the IRS 13E cluster sources, made possible to separate the sources in two categories, 9 red stars ( $T_{eff}$  from 2800 to 5000 K) and 3 blue stars ( $T_{eff} \geq 25,000$  K). The red stars are members of the most numerous population of the central parsecs, which is an old population of K, M and AGB stars, to which belongs also IRS 13W. The blue stars should be members of the most recent stellar population. On the other hand, the blue stars are comparable in magnitude and color to the stars of the S-cluster (Gezari *et al.* (2002) detected around Sgr A\*. The IRS 13E cluster itself contains also one of such lower mass blue stars (Table 2). Hence, the hot stars, including the S and the helium stars, could come from the same initial massive cluster, and complete its IMF. However, more simulations are needed to validate this hypothesis.

Another aspect of IRS 13 is the detection of a discrete X-ray emission within  $1''$  positional accuracy (Baganoff *et al.* 2001). IRS 13E as a star cluster might be the X-ray source, by the colliding winds of all the close, hot, mass-losing stars. An example of such a source can be provided by the detection of a

discrete X-ray source at the position of the core of the Arches cluster (Yusef-Zadeh *et al.* 2002). A better astrometry of the X-ray source at IRS 13 could help confirm this assumption, consistent with IRS 13E as the remaining core of a massive star cluster.

### References

- 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. 2001, *ApJ*, *astro-ph/01002151*
- Cl'enet, Y., Rouan, D., Gendron, E., Montri, J., Rigaut, F., L'ena, P. & Lacombe, F. 2001, *A&A*, 376, 124
- Cl'enet, Y., Lacombe, F., Gendron, E., & Rouan, D. 2003, *these proceedings*
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., Close, L., Currie, D. & Parmeggiani, G. 2000, *A&AS*, 147, 335
- Eckart, A., Genzel, R., Hofmann, R., Sams, B.J., & Tacconi-Garman, L.E. 1995, *ApJ*, 445, L23
- Genzel, R., Thatte, N., Krabbe, A., Kroker, H., & Tacconi-Garman, L.E. 1996, *ApJ*, 472, 153
- Gezari, S., Ghez, A.M., Becklin, E.E., Larkin, J., McLean, I.S., Morris, M. 2002., *ApJ*, 576, 790
- Gerhard, O. 2001, *ApJ*, 546, L39
- Graves, J.E., Northcott, M.J., Roddier, F.J., Roddier, C.A., & Close, L.M. 1998, *SPIE*, 3353, 34
- 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.P. 1995, *ApJ*, 447, L95
- Kim, S.S., Morris, M., & Figer, D.F. 2003, *these proceedings*
- Maillard, J.P., 2000, in *Imaging the Universe in 3 Dimensions*, ed. E. van Breughel & J. Bland-Hawthorn, *ASP Conf. Ser.*, 195, 185
- Maillard, J.P., Paumard, T., Stolovy, S., & Rigaut, F. 2003, *A&A*, *submitted*
- Magain, P., Courbin, F. & Sohy, S. 1998, *ApJ*, 494, 472
- Ott, T., Genzel, R., Eckart, A., & Schödel, R. 2003, *these proceedings*
- Paumard, T., Maillard, J.P., Morris, M., & Rigaut, F. 2001, *A&A*, 366,466
- Simon, M., Chen, W.P., Forrest, W.J., Garnett, J.D., Longmore, A.J., Gauer, T., & Dixon, R.I. 1990, *ApJ*, 360, 95
- Scoville, N.Z., Stolovy, S.R., Rieke, M., Christopher, M., & Yusef-Zadeh, F. 2003, *these proceedings*
- Stolovy, S.R., McCarthy, D.W., Melia, F., Rieke, G., Rieke, M.J., & Yusef-Zadeh, F. 1999, in *The Central Parsecs of the Galaxy*, ed. H. Falcke, A. Cotera, W.J. Duschl, F. Melia, M.J. Rieke, *ASP Conf. Ser.*, 186, 39
- Tanner, A., Ghez, A.M, Morris, M., Becklin, E.E., Cotera, A., Ressler, M., Werner, M., & Wizinovitch, P. 2002, *ApJ*, 575, 860
- Tanner, A., Ghez, A.M, Morris, M., & Becklin, E.E. 2003, *these proceedings*
- Yusef-Zadeh, F., Law, C., Wardle, M., Wang, Q.D., Fruscione, A., Lang, C.C., & Cotera, A. 2002, *ApJ*, 570, 665
- Zhao, J.H., & Goss, W.M. 1998, *ApJ*, 499, L163



## **Annexe E**

***Article « Kinematic and structural analysis of the Minispiral in the Galactic Center from BEAR spectro-imagery »***



# Kinematic and structural analysis of the Minispiral in the Galactic Center from BEAR spectro-imagery<sup>★</sup>

T. Paumard<sup>1</sup>, J.P. Maillard<sup>★★1</sup>, and M. Morris<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique de Paris (CNRS), 98b Blvd Arago, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> University of California, Los Angeles, Div. of Astronomy, Dept of Physics and Astronomy, Los Angeles, CA 90095-1562, USA

Received ;date; / Accepted ;date;

**Abstract.** Integral field spectroscopy of the inner region of the Galactic Center, over a field of roughly  $40'' \times 40''$  was obtained at  $2.06 \mu\text{m}$  (He I) and  $2.16 \mu\text{m}$  (Brackett- $\gamma$ ) using BEAR, an imaging Fourier Transform Spectrometer, at spectral resolutions respectively of  $52.9 \text{ km s}^{-1}$  and  $21.3 \text{ km s}^{-1}$ , and a spatial resolution of  $\approx 0.5''$ . The analysis of the data was focused on the kinematics of the gas flows, traditionally called the ‘Minispiral’, concentrated in the neighborhood of the central black hole, Sgr A\*. From the decomposition into several velocity components (up to four) of the line profile extracted at each point of the field, velocity features were identified. Nine distinguishable structures are described: the standard Northern Arm, Eastern Arm, Bar, Western Arc, and five additional, coherently-moving patches of gas. From this analysis, the Northern Arm appears not limited, as usually thought, to the bright, narrow North-South lane seen on intensity images, but it instead consists of a weak, continuous, triangular-shaped surface, drawn out into a narrow stream in the vicinity of Sgr A\* where it shows a strong velocity gradient, and a bright western rim. The Eastern Arm is split into three components. An Eastern Cavity proposed on radio maps is not confirmed, but a new ISM feature is detected just east of its position, the *Eastern Bridge*, that seems to be a new flow. We also report absorption of ISM structures by others, providing information on their relative position along the line of sight. A system of Keplerian orbits can be fitted to most of the Northern Arm, and the bright rim of this feature can be interpreted in terms of line-of-sight orbit crowding as being formed by the warping of the flowing surface at the western edge facing Sgr A\*. These results lead to a new picture of the gas structures in Sgr A West, in which large-scale gas flows and isolated gas patches coexist in the gravitational field of the central Black Hole. The question of the origin of the ionized gas is addressed and a discussion of the lifetime of these features is presented.

**Key words.** infrared – spectro-imaging – FTS – Galaxy: Center – Sgr A West – ionized gas

## 1. Introduction

Within the inner 2 pc of the Galactic Center (GC) lies the Sgr A West region, dominated by ionized gas which, because of high obscuration along the line of sight, has been detected only at infrared and radio wavelengths. Infrared fine-structure line emission of [Ne III] at  $12.8 \mu\text{m}$  has been used to map the gas distribution a number of times, with successively higher spatial sampling and spatial and spectral resolutions, up to  $0.6'' \times 1.0''$  sampling,  $\approx 30 \text{ km s}^{-1}$  and  $2''$  resolution in the most recent paper (Lacy et al. 1991). In parallel, observations with the Very Large Array (VLA) telescope provided a 6-cm map of the ionized gas in the radio continuum at  $1''$  resolution (Lo & Claussen 1983). Later, Roberts & Goss (1993) observed the Sgr A West

complex in the radio recombination H92 $\alpha$  line at 3.6 mm (8.3 GHz), also at a resolution of  $1''$ . Much higher spatial resolution was reached with the VLA at 13 mm, with a beam size of  $0.15'' \times 0.10''$ , in the course of a project to measure proper motions of the bright, compact blobs of ionized gas (Zhao & Goss 1998). Also, with the NICMOS cameras on board HST, the Pa $\alpha$  line was observed at a spatial resolution of  $0.18''$  (Scoville et al. 2003, these data will be used in this paper for comparison purposes).

Bry at  $2.166 \mu\text{m}$  has also been used to trace the ionized gas. The first detection consisted of a grid of spectra around IRS 16 (Geballe et al. 1991) which could not give an overview of the emission morphology. The availability of near-infrared arrays has resulted in many images of the Galactic Center. However, the ionized gas can only be detected by spectro-imaging or by narrow-band imaging on a strong emission line. Broad-band images, for example in the K band, are dominated by the stellar content. A first attempt of spectro-imagery in Bry was made by Wright et al. (1989) with a Fabry-Perot system scanned over  $\approx 1000 \text{ km s}^{-1}$ , at a modest spectral resolution of  $90 \text{ km s}^{-1}$  on

Send offprint requests to: J.P. Maillard, e-mail: maillard@iap.fr.

<sup>★</sup> Data available online at CDS (<http://cdsweb.u-strasbg.fr/>), see Sect. 5.5.

<sup>★★</sup> Visiting Astronomer, Canada-France-Hawaii Telescope, operated by the National Research Council of Canada, le Centre National de la Recherche Scientifique de France and the University of Hawaii.

a  $38'' \times 36''$  field. The data cube obtained in the same line with BEAR, an Imaging Fourier Transform Spectrometer on the Canada-France-Hawaii telescope represents a significant effort to cover most of the central ionized region with a much better spectral resolution (FWHM  $21.3 \text{ km s}^{-1}$ ), at seeing-limited resolution. A preliminary analysis was presented by Morris & Maillard (2000). Data from the same instrument were obtained on the  $2.06 \mu\text{m}$  He I line, leading to the first identification of interstellar Galactic center gas in this line (Paumard et al. 2001, hereafter Paper I). Data were also obtained with NIRSPEC on Keck II, by scanning the field with the  $24''$  slit used in a north-south orientation to obtain a spectral cube covering  $1.98 \mu\text{m}$  to  $2.28 \mu\text{m}$  at resolution of  $\approx 21.5 \text{ km s}^{-1}$  (Figer et al. 2000).

All these data show that the ionized gas in the inner few parsecs of the Galactic Center is organized, in projection, into a spiral-like morphology having several apparent ‘‘arms’’. This has led to the widespread appellation, ‘‘Minispiral’’ for this entire pattern. The brightest features are named ‘‘Northern Arm’’, ‘‘Eastern Arm’’, ‘‘Bar’’, and ‘‘Western Arc’’, as if imitating the morphology of a very small spiral galaxy. These terms seem to imply that the ionized filamentary structures constituting Sgr A West either form spiral patterns, or are portions of spiral arms. This view was motivated by the gas dynamical study carried out by Lacy et al. (1991), who interpreted the [Ne II] data in terms of a one-armed linear spiral in a Keplerian disk. The kinematics derived from all these data were also very useful in constraining the enclosed mass.

The various features of Sgr A West give a spiral appearance primarily because of the way they are superposed on each other. However, a new analysis of Lacy’s data was conducted by Vollmer & Duschl (2000) to re-examine the kinematic structure of the ionized gas. Using a three-dimensional representation they confirm the standard features, but with a more complex structure, including two features for the Eastern Arm: a vertical finger of high density and a large ribbon extending to the east of Sgr A\*, and two distinctly different components in the Bar. Data in different lines, at better spectral and spatial resolution, warrant an independent kinematic analysis. The ionized gas is one component among the constituents that coexist within the central deep well of gravitational potential created by the black hole candidate (Sgr A\*) of a mass equivalent to several million solar masses, with the compact cluster of young stars, the surrounding population of evolved stars and the ring of molecular gas. All these constituents orbit around the central dark mass. However, a consensus concerning its mass does not seem to have been emerged yet: assuming a distance of 8 kpc (Genzel et al. 2000), Ott et al. (2003) give a mass of  $2.9 \pm 0.2 \times 10^6 M_{\odot}$ , whereas Ghez et al. (2003) give  $4 \pm \times 10^6 M_{\odot}$ . Developing a detailed picture of these components will improve our understanding of the interaction of all these components in the Galactic Center. The current analysis completes the work made from similar data on the central cluster of young, helium stars presented in Paper I and updated in Paumard et al. (2003).

In the present paper, the gas content in the inner region of the GC is presented and analyzed from high spectral resolution data cubes on the Br $\gamma$  and the He I  $2.06\text{-}\mu\text{m}$  line, obtained with BEAR. The He I data are from a new data cube (larger

field, improved spectral resolution) compared to the data used in Paper I. A multi-component line fitting procedure applied to the emission-line profiles in each point of the field is described in Sect. 3. It was used first on the Br $\gamma$  cube and then on the He I cube. From this decomposition in Br $\gamma$ , the identification of defined gas structures comprising the whole Sgr A West ionized region is presented in Sect. 4. A comparison between the decompositions in Br $\gamma$  and He I is presented in Sect. 4.3. Attempts to adjust Keplerian orbits to the flowing gas are presented in Sect. 5, which contains in Sect. 5.5 a discussion of the implication of these identifications for the formation and the lifetime of the inner ionized gas.

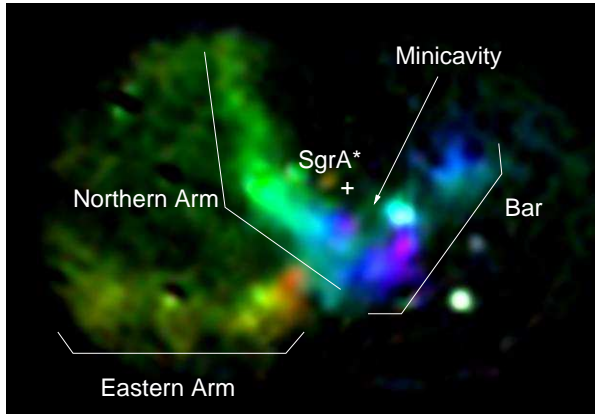
## 2. Observations and preparatory data reduction

The 3-D data analyzed in the paper were obtained during two runs with the BEAR Imaging FTS (Maillard 1995, 2000) at the f/35 infrared focus of the 3.6-m CFH Telescope. In this mode, a  $256 \times 256$  HgCdTe facility camera is associated with the FTS, in which several narrow-band filters are selectable. Two of them were used, one which contains the Br $\gamma$  line ( $4616.55 \text{ cm}^{-1}$ , bandpass  $4585 - 4658 \text{ cm}^{-1}$ ) and the other one centered on the He I line at  $4859.08 \text{ cm}^{-1}$  (bandpass  $4806 - 4906 \text{ cm}^{-1}$ ). The field of view of the instrument is circular, with a diameter of  $24''$ . The Br $\gamma$  data were acquired in July 25, 26, 1997 (UT) by observing two overlapping fields in order to cover most of a field of  $40' \times 28''$ , oriented in the East-West direction, centered on the position of Sgr A\* (Fig. 1). The raw data consist of cubes of 512 planes with an integration time of 7 s per image. From the maximum path difference which was reached, the corresponding limit of resolution (FWHM) in velocity is equal to  $21.3 \text{ km s}^{-1}$ .

On the following night a single field centered on Sgr A\* was recorded with the  $2.058 \mu\text{m}$  He I filter. The analysis of the later high resolution data was reported in Paper I, which brought new results on the central cluster of massive, hot stars, and led to the detection of the Minispiral in helium. However, the field was not large enough for a significant areal coverage of the Minispiral. New observations through the same filter were therefore obtained on June 9, 10, 11, 2000 in order to get three overlapping circular fields covering, when merged, most of a total field of  $36' \times 36''$ , also centered on Sgr A\*. The estimated width of the interstellar  $2.058\text{-}\mu\text{m}$  line in Paper I called for an improved spectral resolution. A value of  $\approx 50 \text{ km s}^{-1}$  (exactly FWHM  $52.9 \text{ km s}^{-1}$ ) was chosen instead of  $74 \text{ km s}^{-1}$  in the previous data, not as high as for Br $\gamma$ , since the line is weaker. The raw data consist of cubes of 401 planes with an integration of 20 s per image, double the time for the previous data, to improve the detection depth.

The processing of the BEAR data was presented in Paper I; the main steps are standard cube reduction, atmospheric OH correction and correction of filter transmission and telluric absorption — particularly important for the  $2.06\text{-}\mu\text{m}$  data. The OH correction was more difficult for the Br $\gamma$  data and for the new He I data because of the higher spectral resolution and the better signal-to-noise ratio, making the OH lines stronger and the sidelobes of the profile more extended. The next step is the generation of the *line cubes*, spectral cubes in which the con-





**Fig. 1.** Three color image of the two mosaicked fields of Sgr A West observed with BEAR in Br $\gamma$ , between  $-350$  (purple) and  $+350$  km s $^{-1}$  (red). The standard bright features, Northern and Eastern Arms, Bar, and the Minicavity, are indicated. Also, a few emission line stars show up as bright points in the image.

tinuum level in each point of the field is fitted and subtracted, in order to keep only the emission lines. The separation of stars and gas was not applied to the Br $\gamma$  cube since the interstellar medium (ISM) dominates the Br $\gamma$  emission. It had to be applied to the He I data, as explained in Paper I. The merging of the line cubes from different data acquisitions required a new procedure to generate the final line cube of the full field. As an illustration, Fig. 1 was obtained from the Br $\gamma$  merged cube with *cubeview for Yorick*, a port to the Yorick interpreted language of the facility program specially developed under IDL to examine the BEAR data cubes (Maillard 2000).

The Br $\gamma$  line cube is dominated by the emission from the interstellar medium (ISM), but a thorough inspection with *cubeview* shows that some stars exhibit the Br $\gamma$  line in emission (Fig. 1). On the contrary, in the He I line cube the stellar emission from the hot stars predominates (Paper I), but the ISM emission is clearly detected too, with a better contrast, thanks to the higher spectral resolution.

The central parsec was observed with NICMOS cameras onboard HST, during a few runs between Aug. 1997 and Aug. 1998, in 6 near-IR filters, including 2 narrow-band filters, F187N centered on  $1.87 \mu\text{m Pa}\alpha$ , and F190N, the nearby continuum. By subtracting the F190N filter from the other one, Pa $\alpha$  emission was obtained on a field of  $19' \times 19'$  centered on Sgr A\* (Stolovy 1999, Scoville et al. 2003) at a spatial resolution of  $0.18''$ , and a wider field of  $\approx 120''$  at a lower resolution of  $\approx 0.4''$ . We use an image covering the central  $40'' \times 40''$  field from these data for the purpose of comparison, in Fig. 12.

### 3. Structure identifications

At each point of the field the Br $\gamma$  emission profile generally appears complex. The basic assumption which is made is that each observed profile results from the combination of several velocity components, that is, that along any given line of sight several flows are superposed. The first goal of the present paper

is to separate these various flows and to describe them independently from each other. For this purpose, the development of a multi-component line fitting procedure able to work on 3D data appeared to be absolutely required. From a coarse examination of the datacube with *cubeview*, fitting with a maximum of four distinct velocity components along each line of sight seemed adequate.

A comparison of the velocity components from one line of sight to the next should usually reveal coherent velocity structures by continuity. In the end, it might be possible to conclude whether these structures are isolated, or form continuous flows. Thus, the process is split into two main parts: first the line profile decomposition at all the points of the field, and second, the structure identification. However, these two steps must be conducted iteratively in order to take full advantage of the 2D information in the cube. This work is based on original software developed by Miville-Deschênes (personal communication), which we have largely extended.

### 3.1. Line profile decomposition

#### 3.1.1. Line profile

A single velocity component of the emission lines from the ISM has been assumed to be Gaussian, given as a function of  $v$  by :

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

where  $I_0$  is the amplitude of the Gaussian expressed in  $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{pixel}^{-1}$  ( $1 \text{ pixel} = 0.125 \text{ arcsec}^2$ ),  $v_0$  is the radial velocity of the component, and  $\Sigma$  the width of the line, due to thermal agitation, turbulence and any velocity gradient along the line of sight. The total flux per pixel of the line is then:

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

where  $c$  is the velocity of light and  $\sigma_0$  the rest wavenumber of the studied line. The full width at half maximum (FWHM) of the line is given by:

$$\text{FWHM} = 2\Sigma \sqrt{2 \ln 2}$$

The detected spectrum is convolved by the instrumental line shape (ILS) of the FTS, which is by definition a sinc function defined by:

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

where  $\delta_m$  is the maximum path difference between the two arms of the interferometer, that determines the limit of resolution  $d\sigma$  of the data with  $d\sigma = 0.6/\delta_m$  (FWHM).

The measured line profile is thus the convolution product  $S = I * \psi$ , function of three free parameters  $I_0$ ,  $\Sigma$  and  $v_0$ . Each single spectrum of the field has been fitted to a set of four such lines, thus implying twelve free parameters.

### 3.1.2. Procedure

The fitting routines use MPFIT<sup>1</sup>, a general purpose fitting engine written in IDL. It has been preferred to the standard IDL fitting procedure because of its greater robustness and because of its versatile interface that allows one to set complex constraints on the variables. The whole procedure is divided into several steps, detailed below.

**Preparation:** As for any fitting routine, a reasonable initial guess must be provided for each point of the field. For such a problem, where we intend to fit complex line profiles at low signal-to-noise, the method cannot be fully automatic. The method consists of determining an initial guess only for a few points, and letting the software determine initial guesses for the other points from these, as we will see in the next paragraph.

Good initial guess are chosen for a few starting points in the field, selected by the user for their high signal-to-noise associated line profiles and unambiguous decomposition. The user decides the optimum number of starting points and their locations. However, they should be chosen so that every structure in the field is represented, and the most complex regions are better fitted if they are close to a starting point. In our case, five starting points were used.

**Step 1:** From the starting points, a first procedure attempts to fit a four-component line shape function to each spectrum. For each new spectrum, the initial guess is determined from the results found for the neighboring points. The spectra are studied sequentially in parallel spiral-mode scanings around each starting point. Except for the initial guess, the fitting of a spectrum is independent of all the others.

**Step 2:** The velocity structures are then built. For the brightest point of the field, the neighbors are examined, and searched for a component such that the velocity gradient between the point of interest and this neighbor is less than a certain amount, which is set by the user at runtime. The procedure is iterative, and once a few neighbors have been selected into a structure, their neighbors are in turn examined for possible selection. The procedure stops when every component of every point of the field has been assigned to exactly one spatial structure. This procedure allows only one component of a given point to be selected into a given structure. A structure that overlaps itself spatially, thus causing two velocity components on the same line of sight, cannot be directly detected as such: the program splits it into two structures.

**Step 3:** This procedure requires that the detected structures be manually inspected. The user has then the possibility to add some more common sense heuristics into the structure identification, a little difficult to implement but easy to apply manually. Several problems can occur:

- during step 1, the fitting procedure might fit only one component where two blended components are indeed more appropriate,
- during step 2, if two overlapping structures intersect each other in the  $\alpha$ - $\delta$ -velocity space, the procedure can

**Table 1.** Common names of the narrow (N) and broad (B) line stars drawn on Fig 3 (see Paumard et al. 2003, and references therein).

ID	Name	ID	Name	ID	Name
N1	IRS 16NE	B1	ID 180	B7	AF
N2	IRS 16C	B2	IRS 7E2	B8	AFNW
N3	IRS 16SW	B3	IRS 9W	B9	HeIN3
N4	IRS 16NW	B4	IRS 15SW	B10	BSD WC9
N5	IRS 33SE	B5	IRS 13E2	B11	IRS 29N
N7	IRS 34W	B6	IRS 7W	B12	IRS 15NE
				B13	IRS 16SE2

falsely cross-connect them, i.e. reconstruct two structures, each one being made of parts of both physical structures (Fig. 2).

**Step 4:** Then, these manually corrected results are used to perform a second fit at each point of the field; at this point, 2D information is entirely included in the initial guess provided to the fitting procedure.

**Iteration:** Steps 2, 3 and 4 must be iterated a number of times, until a stable set of plausible structures is reached. ‘‘Plausible structures’’ means only that the structures are more extended than the spatial resolution, and brighter than the detection limit of the data.

## 4. Results

### 4.1. General description of the results

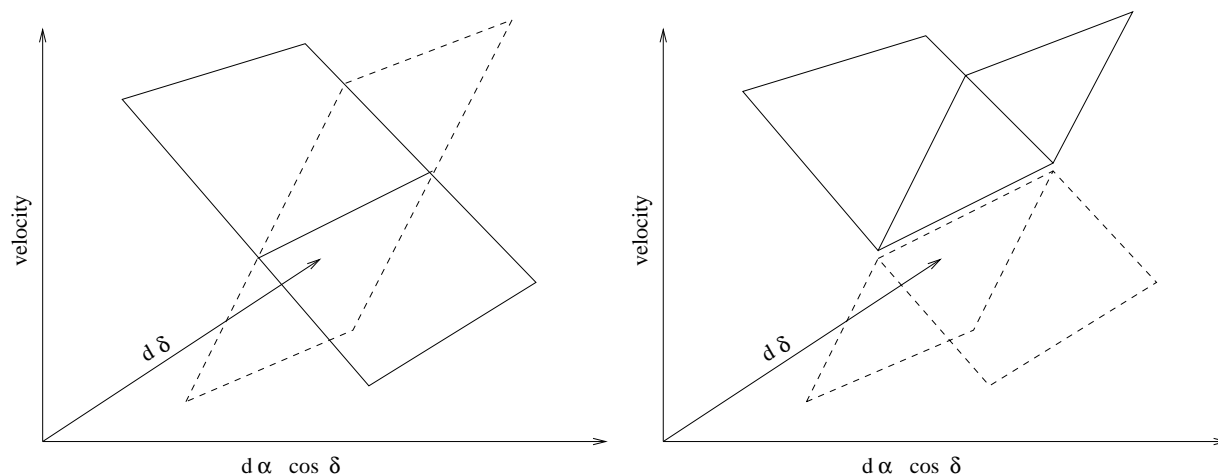
The analysis described above leads to a vision of the Minispiral more complex than usually thought, one which is consistent with, but more detailed than the description proposed by Vollmer & Duschl (2000). After a careful examination we identify 9 components of various sizes, labeled (a) to (i). The radial velocity maps of the structures are presented in Appendix A, and their flux maps in Appendix B. Two types of velocity map appear, some with a significant overall velocity gradient, others without any appreciable, large-scale velocity gradient. The deviation from mean motion, defined as the local difference between the velocity measured at one point and the mean value for the neighboring points, and divided by the uncertainty, ranges from roughly one tenth to ten for all the features, which means that every velocity structure shows significant (over  $3\sigma$ ) local features.

The areal size of the structures (Table 2), expressed in terms of solid angle covered on the sky, ranges from 17 arcsec<sup>2</sup> to 300 arcsec<sup>2</sup> for the part of the Northern Arm that is visible in the BEAR field of view. The surface area of each structure must be considered as a lower limit because BEAR may not detect the weakest parts nor parts where blending with a brighter structure in the spectral domain prevents detection, and because the field of view does not cover the entire Minispiral.

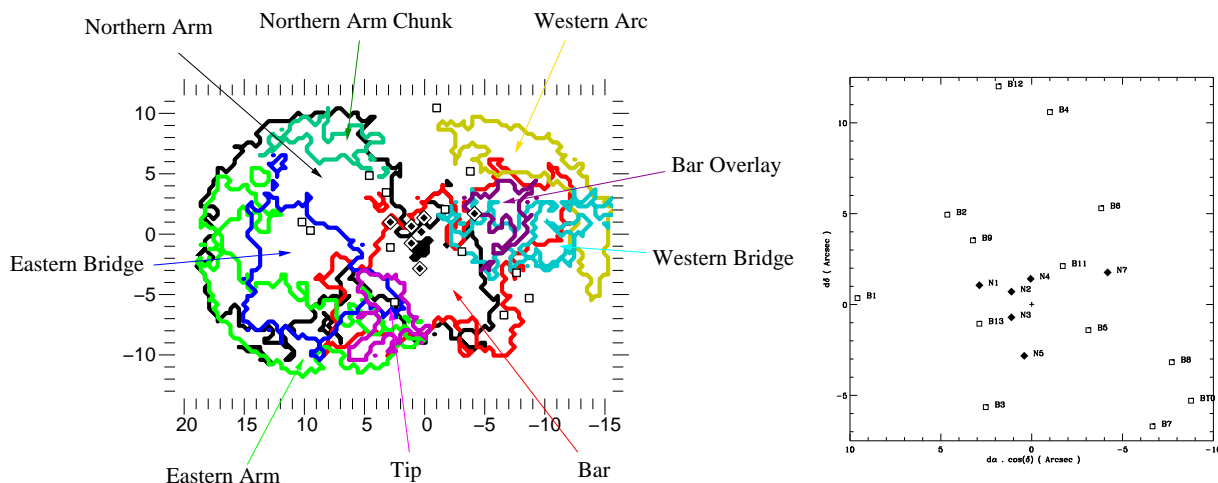
### 4.2. Morphology of the ionized gas in Sgr A West

A brief description follows for each identified velocity structure whose velocity maps are given in Figs A.1 to A.9. Table 2 gives the surface coverage on the sky (within the BEAR field

<sup>1</sup> <http://cow.physics.wisc.edu/~craigm/idl/fitting.html>



**Fig. 2.** Cross-connection problem. Left: two physical structures (solid and dashed polygons) intersect each other in the  $\alpha$ - $\delta$ -velocity space. Right: the structures reconstructed by the software can be erroneous.



**Fig. 3.** Left: outline of every structure. The region filled in black corresponds to the points where two lines associated with the Northern Arm are detected (see text). Filled diamonds (resp. empty squares) represent narrow (resp. broad) line helium stars. Right: IDs of the helium stars (adapted from Paumard et al. 2003). See Table 1 for common names identification.

of view), and the maximum and minimum velocity within the given structure.

a) *Northern Arm*: Contrary to its standard description, the Northern Arm is not seen here as a bright N-S lane, but as an extended, triangular surface. One edge of this triangle is the bright rim generally noticed, but it extends all the way over to the Eastern Arm. The third edge of the triangle is the edge of the field, so viewing this feature on a larger field may yield a somewhat different description. As it reaches the Minicavity, the Northern Arm is split into two layers in the spectral direction. Both layers are clearly detected only for a few adjacent pixels (14), that correspond to the small finger-looking feature north-east of the Minicavity. The main layer contains all the Minicavity, while the second layer seems to be deflected northward of the Minicavity, and forms the small finger between the two helium stars

IRS 16SW (N3) and IRS 33SE (N5, Fig. 3). It extends further away on  $\approx 5''$  to the north-west, and contains the point-like feature just above the aperture of the Minicavity. On the few pixels where both features are detected, the secondary layer is 50–80 km s<sup>-1</sup> more blueshifted than the main one. On the velocity maps, both layers are drawn, indicating the velocity of the secondary one for the few points where both were detected. The flux map gives the sum of the two layers. The direction of the Northern Arm motion (from north to south) has been established by Yusef-Zadeh et al. (1998). The kinematics of the Northern Arm will be thoroughly studied in Sect. 5.

b) *Bar*: The Bar is the most complex region, where at least three components are superimposed. The most important feature is very extended – from the Ribbon of the Eastern Arm (c) to the Western Arc (e) – is very straight, and shows a smooth overall velocity gradient. Vollmer & Duschl

**Table 2.** Feature identifications, with surface areas (pixels and square arcseconds), and minimum and maximum radial velocities ( $\text{km s}^{-1}$ ).

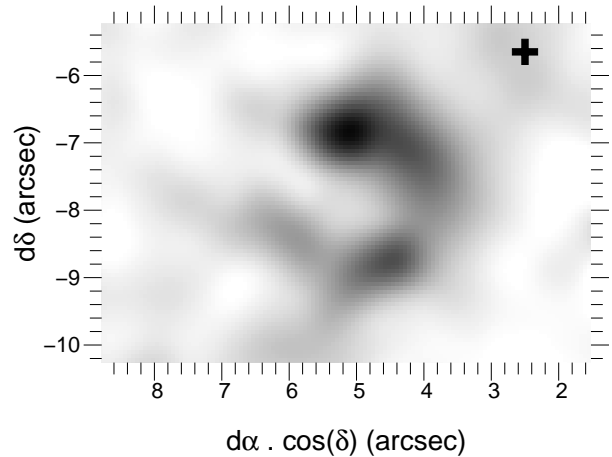
ID	Feature name	S (pix)	S (arcsec <sup>2</sup> )	Vmin	Vmax
a	Northern Arm	2414	300.8	-286.9	188.9
b	Bar	1389	173.1	-211	196.9
c	Ribbon	833	103.8	132.9	242.9
d	Eastern Bridge	670	83.5	34.9	182.9
e	Western Arc	471	58.7	-37.1	74.9
f	Western Bridge	327	40.7	-121.1	100.9
g	Tip	207	25.8	222.9	339.0
h	Northern Arm Chunk	185	23.1	14.9	74.9
i	Bar Overlay	136	16.9	-267.0	-7.1

(2000) mention two complementary components of the Bar, which they call Bar 1 and Bar 2, though their description is not sufficient to determine precisely the positions of these two suggested components. We see two additional features, which we propose to call the *Western Bridge* (f) and *Bar Overlay* (i). Parts of the Bar are also superimposed on almost every other structure, including the Ribbon of the Eastern Arm (c), the Tip (g), the Eastern Bridge (d) and the Northern Arm (a).

- c) *Ribbon*: As already described by Vollmer & Duschl (2000), the Eastern Arm region is split into two parts: a *Ribbon* and a *Tip* (g). The velocity gradient of the Ribbon is directed along the minor axis of the structure, not along its major axis as expected for a fbw.
- d) *Eastern Bridge*: A structure of medium size extends from the Ribbon (c) to the bright rim of the Northern Arm. It does not show any large-scale velocity gradient, and its shape does not show any principal axis that would indicate a fbw. It is superimposed on the faint regions of the Northern Arm, and partly superimposed on the Ribbon, the Bar and the Tip. Its southern side is parallel to, as well as superimposed upon, the Ribbon; the two structures are probably related, although their relative velocities differ by more than  $50 \text{ km s}^{-1}$ . The name we propose is based on the fact that it lies between the two Arms of the Minispiral, both in the spatial and spectral dimensions, being hard to distinguish in the spectral dimension from the Ribbon on its southern side and from the Northern Arm on its northern side. It is also inspired by the fact that the most luminous part of it in our field is a small vertical bar, seemingly connecting the bright parts of the Northern and Eastern Arms. However, the  $\text{Pa}\alpha$  map (Fig. 12) shows that this bar may extend outside our field-of-view into an elongated feature parallel to the Ribbon. The lack of an overall gradient in the velocity map suggests that this feature is not much affected by shear.
- e) *Western Arc*: The Western Arc lies just at the edge of the field, so we have access only to its innermost part. It is seen as a rather simple feature, with large scale velocity gradient. It is superimposed on the Western Bridge on a few pixels. The velocity field that we measure is basically in good agreement with that of Lacy et al. (1991).
- f) *Western Bridge*: The Western Bridge is a tenuous, elongated feature oriented east-west and extending from the Bar to

the Western Arc. This structure, as well as the Bar and the Bar Overlay (i) upon which it is superimposed, contains in projection the helium star IRS 34W (N7, Fig. 3).

- g) *Tip*: The Tip is, in projection, a very concentrated and relatively small object with the most redward velocity in the region ( $\approx 300 \text{ km s}^{-1}$ ). The Tip has already been noticed by Vollmer & Duschl (2000) only on a morphological basis, as a finger-looking feature of the Eastern Arm in their three dimensional data. Here, we see that the Ribbon and the Tip are two distinct features, superimposed on the line of sight, thus we do not adopt the representation-dependent denomination ‘Finger’. At the elbow between the Ribbon and the Tip, in the IRS 9W region, is a bubble-like feature, or a *Microcavity* (radius  $\approx 1''$ ), with a rather bright rim (Fig. 4), which appears at a specific velocity ( $230 \text{ km s}^{-1}$ ).

**Fig. 4.** Microcavity feature in the region of IRS 9W, represented by the black cross. Axes are offsets from Sgr A\*. Integrated velocity range:  $220\text{--}240 \text{ km s}^{-1}$ .

- h) *Northern Arm Chunk*: A small tenuous structure is seen superimposed on the Northern Arm, a few arcseconds north of IRS 7. It lies at the edge of our field, so it could extend further out; however the  $\text{Pa}\alpha$  image shows a small, horizontal bar at its location, crossing the bright rim of the Northern Arm, that does not seem to be much extended.

i) *Bar Overlay*: The Bar Overlay looks like a small cloud that is superimposed upon the western region of the Bar and that shows a velocity gradient similar to the one of the main Bar at the same location, with an offset of  $\approx -40 \text{ km s}^{-1}$ . It may indicate that these two features are closely related. They could, for example, be the two faces of a single neutral cloud, ionized by two distinct UV sources.

In our nomenclature, no feature is named Eastern Arm. This is because the region is far too complex, and calling one of the feature by this historical name would lead to confusion, thus we reserve this name to the entire region, which indeed comprises the Ribbon, the Tip, and the Eastern Bridge. As already discussed, the Tip and the Ribbon seem to be two parts of an entity, separated by the Microcavity. The Eastern Bridge seems related to this entity, it may belong to it, or be interacting with it.

### 4.3. Comparison with He I data

The same work of decomposition into velocity structures has been performed on the He I data. It was more difficult than for the Bry data since the spectral resolution and signal-to-noise ratio are lower. The fact that the He I data are dominated by the emission from the helium stars also contributes to the greater complexity of this task. Thus we skipped the first step of the decomposition process, and provided directly a complete set of initial guesses based on the Bry results, since at first sight the distribution of ionized gas is globally the same in He I. This method prevents the He I analysis from being fully independent, although steps 2, 3 and 4 were performed eight times, until the procedure converged satisfactorily.

The Minispiral is detected, as are all of the individual structures, except the Northern Arm Chunk. However, as will be detailed below, several differences in the appearance of these structures are noticeable. In order to quantify these differences, we have built  $[\text{He I}]/[\text{Bry}]$  line ratio maps for each structure, normalized to the areal mean for this ratio over the union of all the structures. The  $[\text{He I}]/[\text{Bry}]$  line ratio varies considerably across the field, so that, for instance the Northern Arm bright rim and the Minicavity do not show the same shape in He I and Bry (Fig. 5). These differences will be detailed later. Table 3 shows the mean normalized  $[\text{He I}]/[\text{Bry}]$  line ratio for the different structures. It appears that this ratio is lower than the mean value for the main, well known features the Northern Arm, The Ribbon, the Bar and the Western Arc, and higher for the smaller features. However, the values are computed only for the features detected in both Bry and He I, so they do not take into account the faintest, least excited regions of each feature. Below are summarized the most noticeable differences between the He I and Bry images of the Minispiral structures.

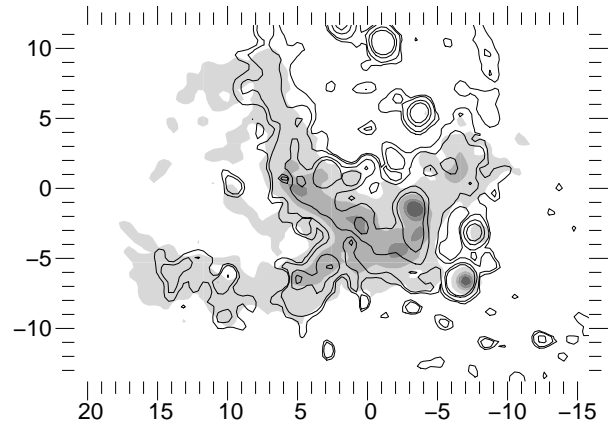
a) Though the Northern Arm remains the most prominent feature of the Minispiral, the mean value of its normalized  $[\text{He I}]/[\text{Bry}]$  line ratio (Minicavity excluded) is one of the lowest, with a value of  $\approx 0.74$ , being only higher than the value measured for the small part of the Western Arc that we detect. Considering that the faintest parts of the

**Table 3.**  $[\text{He I}]/[\text{Bry}]$  for the different structures, relative to the mean value  $\langle [\text{He I}]/[\text{Bry}] \rangle$ . The Minicavity is separated from the Northern Arm, as it warrants special attention.

ID	Feature name	$[\text{He I}]/[\text{Bry}]^a$
a	Northern Arm <sup>b</sup>	0.74
	Minicavity	0.85
b	Bar	0.99
c	Ribbon	0.78
d	Eastern Bridge	1.09
e	Western Arc	0.52
f	Western Bridge	1.73
g	Tip	2.64
h	Northern Arm Chunk	–
i	Bar Overlay	1.81

<sup>a</sup> normalized to its mean value

<sup>b</sup> except Minicavity

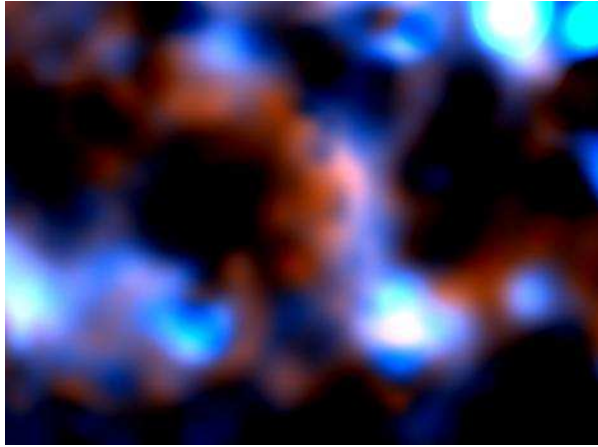


**Fig. 5.** Comparison between integrated flux in Bry (grey scale) and He I (empty contours). Axes are offsets from Sgr A\* in arcsec.

Northern Arm are not detected in He I, this value may be even smaller. The line ratio is higher on the western side of the bright rim, and this rim has in He I the shape of a part of a circle surrounding the IRS 16 cluster. This circle continues further to the northwest, forming a rather faint horn at the location where, in Bry, the rim bends abruptly ( $5''$  to the north and  $5''$  to the east of Sgr A\*, spot C on Fig. 12). The open ring of ionized gas surrounding the Minicavity is on average brighter in He I than the rest of the Northern Arm relatively to the intensity distribution in Bry. Its innermost border is even brighter. Its western edge, where IRS 13 and IRS 2 lie, is very bright, and looks like a vertical bar going from IRS 13 almost to the declination of the AF star, making the Minicavity look angular.

b) The Bar is the main feature with the highest  $[\text{He I}]/[\text{Bry}]$  ratio, with a normalized value of 0.99. However, we do not detect helium towards the full extent of its Bry counterpart.

d) The Eastern Bridge (Fig. 6) is clearly identified, but it presents a shape much different from the one observed in Bry. It is brighter on its southern side, and the northern parts are not detected by the procedure. The southern



**Fig. 6.** Composite image of the Eastern Bridge, from images integrated from 50 to 100 km s<sup>-1</sup> in the Br $\gamma$  (red) and He I (blue) cubes.

parts extend horizontally, following the edge of the Eastern Arm Ribbon upon which it is superimposed, with a velocity offset between the Eastern Bridge and the Ribbon of about -50 km s<sup>-1</sup> (measured in Br $\gamma$ , but the agreement in good between the two lines), which again suggests that the two features are related. The bow-shaped bright rim of the structure, which is almost vertical and give its name to the Eastern Bridge, is offset by about 1'' towards west in He I relatively to Br $\gamma$ .

- e) A small part of the Western Arc is detected within our field; its [He I]/[Br $\gamma$ ] value is the smallest, but only a few points are detected both in He I and Br $\gamma$ .
- g) Due to the lower spectral resolution of the He I data (52.9 km s<sup>-1</sup>, vs. 21.3 km s<sup>-1</sup> in Br $\gamma$ ), the Tip is not separated from the Ribbon by our procedure in this band. However, it is clearly seen. It is the brightest feature relative to its Br $\gamma$  counterpart, with a normalized line ratio of  $\approx 2.64$ . The line ratio is also noticeably brighter on its southwestern edge than on its northeastern edge, which is not detected in He I by the decomposition procedure. The Microcavity is also observed in He I.

#### 4.4. Absorption by the structures

One of the most difficult questions concerning the ionized features is to find out their relative positions, i.e. when two structures are overlapping, which one is closer to the observer. On two occasions, the flux maps (Appendix B) can be used to find this information.

The flux map of the Northern Arm shows a region of low intensity, which north-western boundary is a well defined line, approximately north-east/south-west. This limit between a region of low intensity and a region of high intensity is most obvious south of IRS 1 and west of the Minicavity. This line follows very closely the outline of the Eastern Arm. This gives us two pieces of information:

- the Northern Arm is behind the Eastern Bridge on the line of sight;

- the Eastern Bridge contains a substantial amount of dust, responsible of the absorption of about 50% of the Br $\gamma$  flux of the Northern Arm.

The flux map of the Bar is less smooth than that of the Northern Arm, making such effects more difficult to see. However, on this map, the characteristic shape of the Minicavity is clearly identified in absorption. Again, that tells us that the Bar is behind the Northern Arm on the line of sight.

## 5. Keplerian orbit fitting

The velocity maps show a view of the features very different from the usual flux maps which, by themselves, can be misleading. For instance the morphology of the Northern Arm with its typical bright rim may lead one to think of this rim as the true path for most of the material. On the other hand, the velocity map shows no peculiar feature at the location of the rim. This is particularly intriguing for the location where it appears to bend abruptly, just a few arcseconds north of IRS 1 and east of IRS 7 (spot C on Fig. 12). Thus we are led to the idea that the kinematics of the Northern Arm should be studied independently of its intensity distribution.

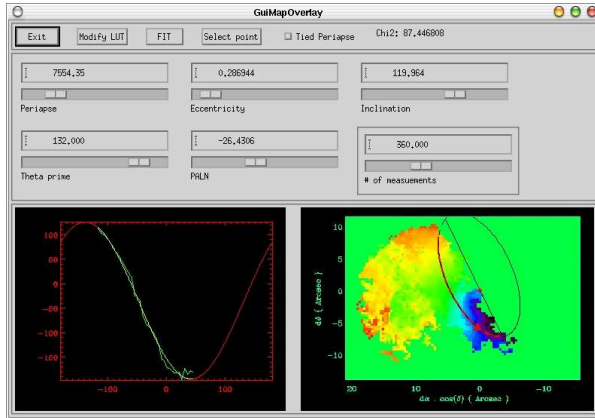
### 5.1. Fitting one orbit on a velocity map

As a first attempt at using the information contained in the new tools that are the velocity maps, we tried to analyse the Northern Arm as a Keplerian system. For a first, simple approach, we created a dedicated IDL graphical package called `GuiMapOverlay` (Fig. 7). With this tool, the user can easily adjust one Keplerian orbit over a velocity map, the location and mass of the central object being those of Sgr A\* (position of Sgr A\* relative to IRS 7 from Menten et al. 1997, position of IRS 7 relative to the other stars of the field from Ott et al. 1999 and a distance of 8 kpc). The central mass is still a matter of debate. We have used a value of  $3 \times 10^6 M_{\odot}$  (Genzel et al. 2000, Ott et al. 2003 give a value of  $2.9 \times 10^6 M_{\odot}$ ) for most of our models. We will discuss the impact of changing this mass later. A Keplerian orbit in 3D is defined by five orbital parameters: the eccentricity, two angles defining the orientation of the orbital plane, the periape (distance of closest approach to the center of motion), and a third angle defining the position of the periape.

Once the user is almost satisfied with the orbital parameters found by trial and error, an automatic fitting procedure can be called. It is possible to fix parameters, and the orbit can be forced to go through a selected constraint point by tying the periape to the other parameters. After a few experiments with this tool, we are led to some general conclusions:

- good agreement can be found between observed and calculated velocities, except in the region of the Minicavity;
- this model alone is not sufficient to decide whether the orbits are bound or not, or whether the data are compatible with elliptical, parabolic, or hyperbolic motion.

The second of these points is not satisfactory, as one of the most interesting questions is to decide whether the gas is bound.



**Fig. 7.** GuiMapOverlay: given a set of orbital parameters, this tool draws the path of the corresponding Keplerian orbit on a velocity map, extracts the observed velocities along this path, and plots both the observed and computed velocity curves. The  $\langle \chi^2 \rangle$  is also computed and shown.

Nevertheless, the first point convinced us to carry on Keplerian modeling. So, we attempted to model the Northern Arm with several orbits instead of only one.

### 5.2. Fitting a bundle of orbits on a velocity map

To fit several orbits at a time on a velocity map, the different orbits must be forced to be actually different. That can be done by forcing each one to pass through a different constraint point, as explained in the one orbit case. Obviously, the constraint points themselves must be chosen on different physical orbits. We have chosen to take the constraint points aligned across the gas lane, evenly spaced in projection on a line that passes through Sgr A\*. We have tried two different such constraint lines (Fig. A.1), and found consistent results. The result described here uses 50 constraint points, evenly spaced on the solid line of Fig. A.1. Each constraint point is given an index, increasing from the point nearest Sgr A\* outwards, that is used to refer to a given orbit.

To ensure a smooth model – we are interested only in the global motion – the four functions that map each constraint point to one of the parameters have been chosen to be described as spline functions, uniquely defined by their value at a number of control points, chosen among the constraint points. The number of points used to define the spline function can be freely chosen to set the spatial resolution of the model. After several attempts, we have chosen to fix this number to four in our final model. Thus, having four functions (one for each of the orbital parameters), each of them being defined by four values, the model depends on sixteen parameters.

We designed a fitting procedure to adjust this model based on the observed velocity map by minimizing the reduced  $\langle \chi^2 \rangle$ . Thus, it becomes possible to either fix some parameters, or to force them to have the same value for each orbit. This way, for example, it is possible to check whether the observed velocity map is consistent with coplanar orbits or with uniform eccen-

tricity. To avoid studying only local minima in the parameter space, it is also important to use several initial guesses.

### 5.3. Homothetic hypothesis

We designed a tool quite similar to GuiMapOverlay to easily study whether the data are consistent with a homothetic<sup>2</sup> set of orbits, which is the simplest model.

With the hypothesis of a homothetic set of orbits, the eccentricity still cannot be well constrained. Bound orbits seem to be preferred, but the agreement is as good with circular orbits and very eccentric orbits, close to parabolic. The residual map always has the same shape: the observed velocities are always smaller than the computed ones along the inner edge of the bundle of orbits, and higher along the outer edge. The global agreement is always poor, with  $\langle \chi^2 \rangle^{1/2} \approx 70$ .

### 5.4. General case

A few of these homothetic models have been chosen as initial guesses for other adjustments, with released constraints. It is first interesting to check the coplanar hypothesis, in which only the two parameters that define the orbital plane are kept uniform, and the uniform eccentricity hypothesis. The agreement is much better when making either the eccentricity or the orbital plane free. In the following, both parameters are free.

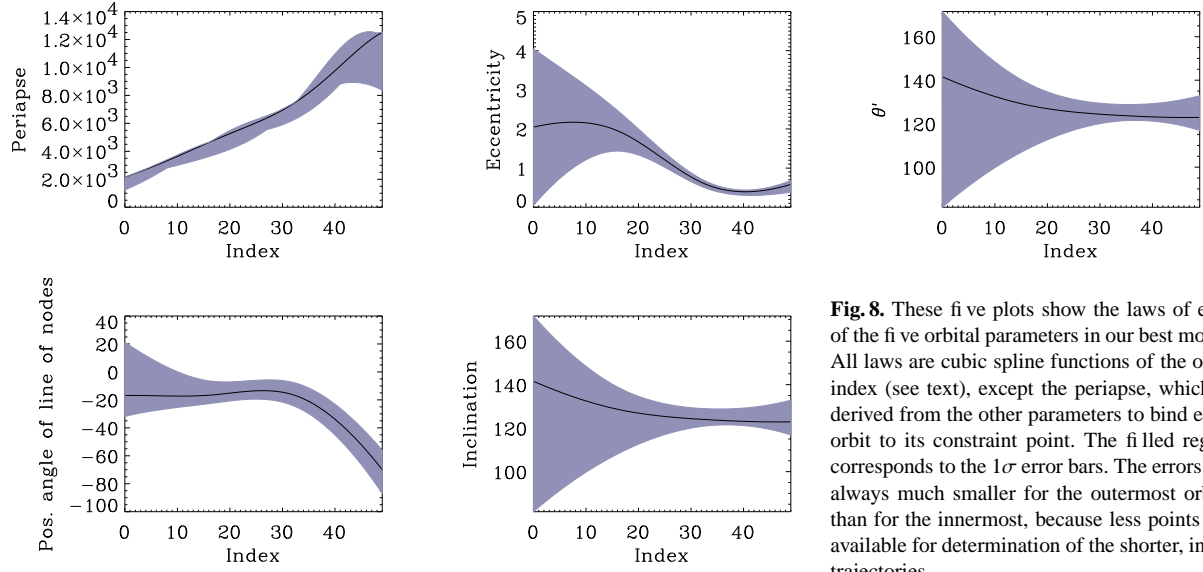
Even with the most general situation, the parameters are still not constrained enough to decide whether the orbits are all bound or not, to extrapolate the model outside the field of view, nor even to derive reliably the direction of proper motion. However the models share a few characteristics that we judge to be robust because of their repeatability:

1. the orbital planes are close to that of the CND;
2. the orbits are not quite coplanar; the two angles that define the orbital plane vary over a  $\approx 10^\circ$  range;
3. the eccentricity varies from one orbit to another, being close to parabolic or above for the innermost orbits, and closer to circular (below  $\approx 0.5$ ) for the outermost.

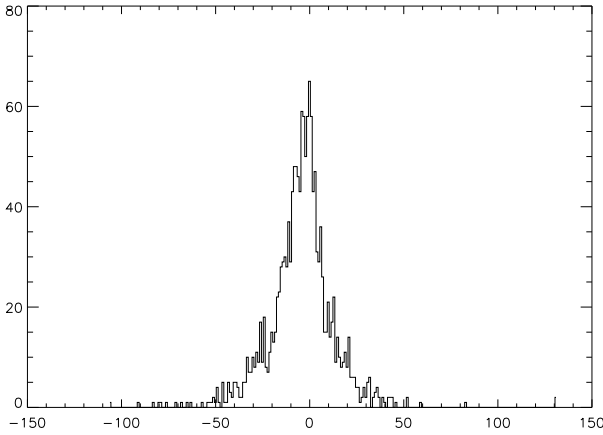
### 5.5. 3D morphology and time-scale of the Northern Arm

We present here our best model, i.e., the one with the lowest  $\langle \chi^2 \rangle^{1/2}$  among the realistic models that cover most of the Northern Arm. The laws used for this model are shown in Fig. 8. The agreement between the radial velocity map of this model and the observed velocity map is good:  $\langle \chi^2 \rangle^{1/2} = 26$ . The method is unbiased, and the mean error in the radial velocity from this model is  $10 \text{ km s}^{-1}$ , as estimated from Fig. 9. A 3D velocity map of the Northern Arm from this model is available online in FITS format at CDS (<http://cdsweb.u-strasbg.fr/>). It consists of one map for each 3D component of the velocity in  $\text{km s}^{-1}$  (Fig. 10), and

<sup>2</sup> Two orbits are said to be ‘homothetic’ when they are identical except for their scale, i.e. when they share the same orbital parameters, except the periapse distance.



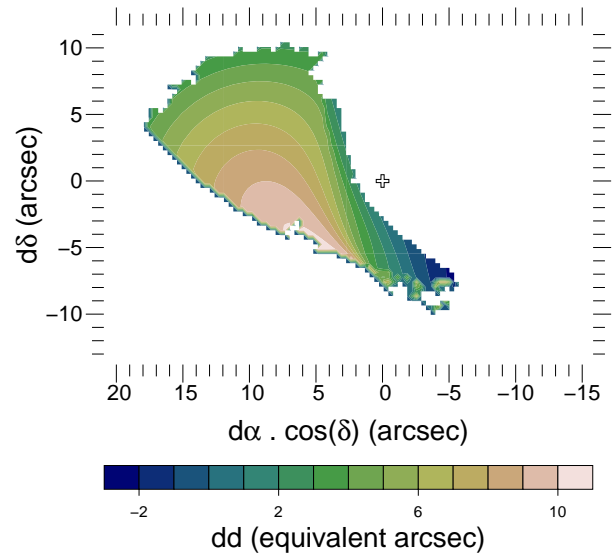
**Fig. 8.** These five plots show the laws of each of the five orbital parameters in our best model. All laws are cubic spline functions of the orbit index (see text), except the periapse, which is derived from the other parameters to bind each orbit to its constraint point. The filled region corresponds to the  $1\sigma$  error bars. The errors are always much smaller for the outermost orbits than for the innermost, because less points are available for determination of the shorter, inner trajectories.



**Fig. 9.** Histogram of the radial velocity difference between our model and measurement; it is close to a Gaussian distribution centered on zero with  $\sigma = 10 \text{ km s}^{-1}$ . That means that the method is unbiased, and that the mean error is  $10 \text{ km s}^{-1}$ .

one map giving the distance to the observer for each point of the field (offset from center of mass in equivalent arcseconds, Fig. 11).

The variations of the orbital parameters induce a particular 3D shape for the Northern Arm (Fig. 12): for all the non-coplanar models, the Northern Arm looks like a warped surface, and this warping induces a crowding of orbits that closely follows the bright rim of the structure. That suggests that the Northern Arm is either a warped planar structure, or the ionized surface of a neutral cloud. The bright rim itself is not only due to the stronger UV field and a real local enhancement of the density, but also to an enhancement of the column-density due to the warping. An interesting point is that, in some models, *no* orbit follows the bright rim, which emphasizes that it is

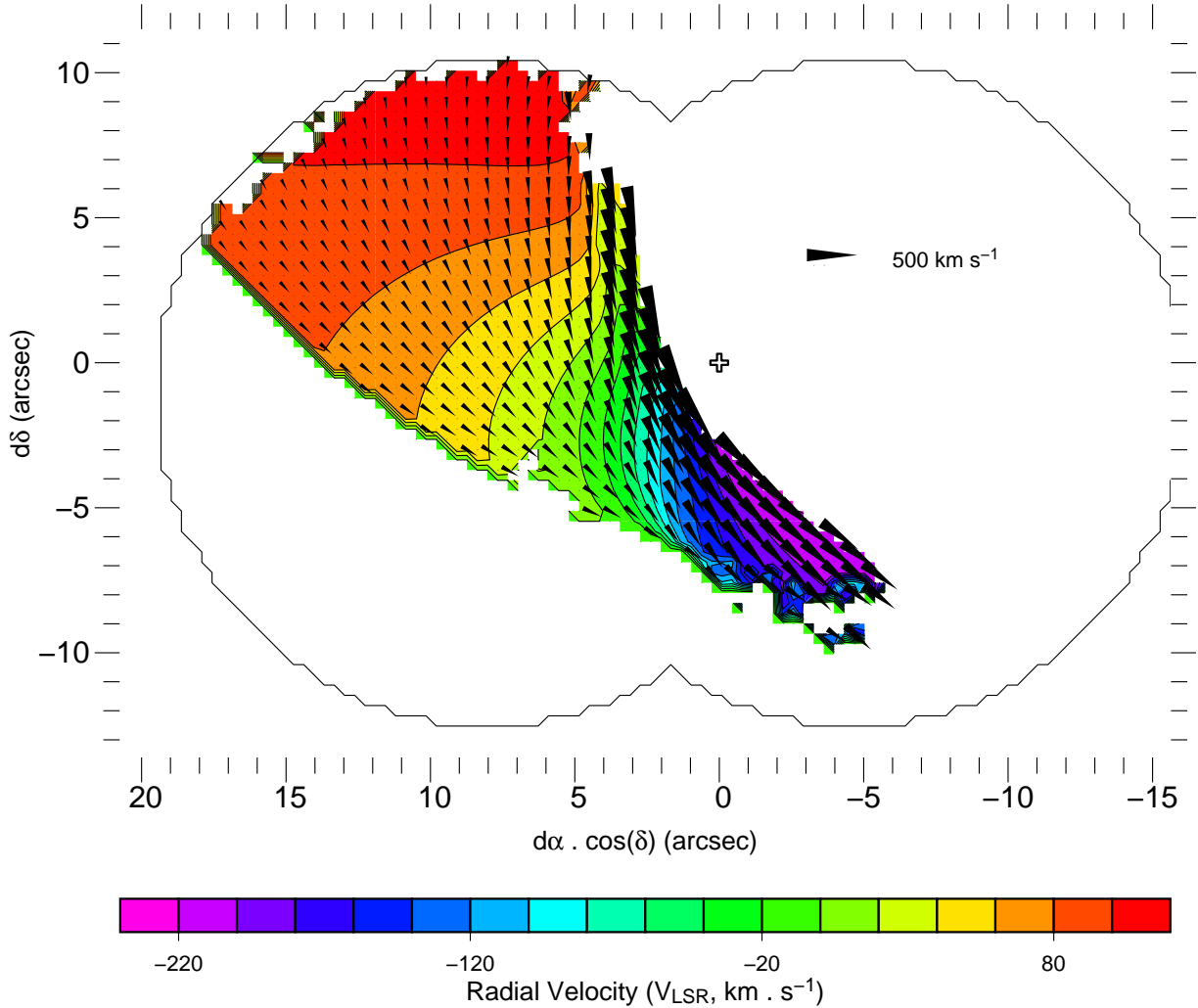


**Fig. 11.** Elevation map for the detected part of the Northern Arm from our model, given in equivalent arcseconds for homogeneity.  $dd$  stands for differential of the distance, positive  $dd$  means further away from the observer than the center of mass, Sgr A\*, at  $d\alpha = 0$ ,  $d\delta = 0$ ,  $dd = 0$ .

really important to consider the dynamics independently from the morphology of the Northern Arm. Another characteristic present in all the models is that the period of the orbits ranges from a few  $10^4$  years to a few  $10^5$  years, which implies that the Northern Arm would have a completely different shape in a few  $10^4$  years, and cannot be much older than that time-scale.

Since the agreement in radial velocity is now rather good, it makes sense to look at the deviations from global motion by





**Fig. 10.** 3D velocity map for the Northern Arm from our model. The arrows show the derived tangential velocities.

looking at the extended features on the residual velocity map (Fig. 12):

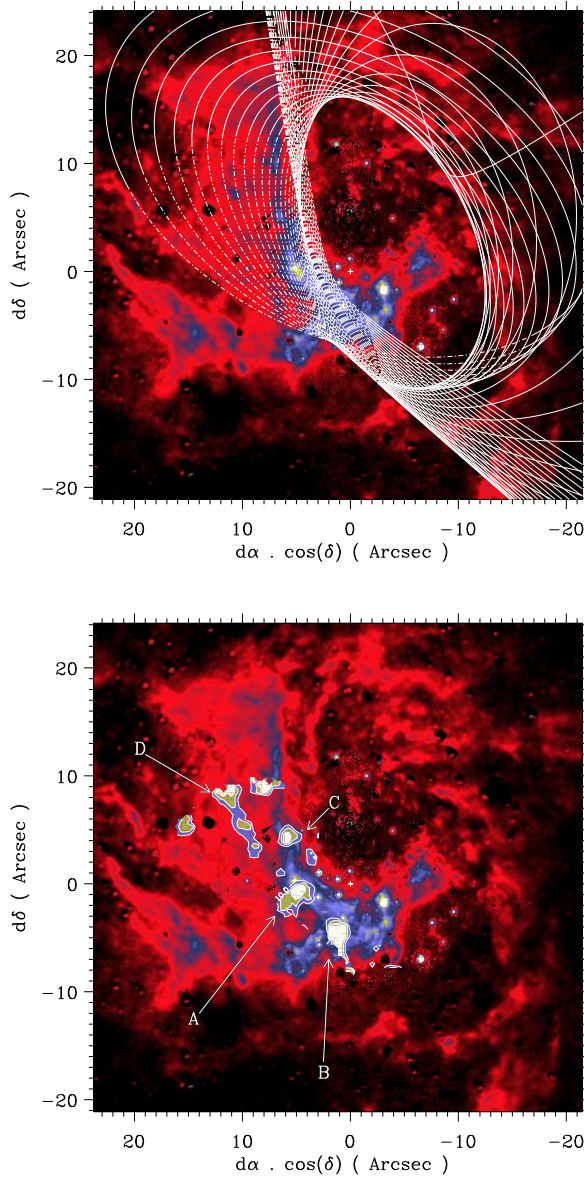
- A) the fbw shows a rather significant deviation in the region just southwest of the embedded star, IRS 1W; this perturbation could be due to the interaction with this star's wind;
- B) the region of this model closest to the Minicavity is perturbed;
- C) another deviation is seen at the precise location where the bright rim bends abruptly, just east of IRS 7E2;
- D) finally, an elongated feature is seen on the fainter rim coming from IRS 1W towards the northeast.

This best model uses a central mass of  $3 \times 10^6 M_{\odot}$ . It has been used as the initial guess for a final adjustment using  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  (Ghez et al. 2003). With this value of the central mass, every remark made above is still valid. The  $\langle \chi^2 \rangle$  is not changed significantly, so that this work cannot help measuring this mass. The most noticeable difference is that the error bar for the innermost orbit is two times smaller, and is not compat-

ible with elliptical (bound) motion anymore. Thus, the exact value of this parameter is very important to confirm whether or not some of the Northern Arm material is on unbound orbits.

### 5.6. The Minicavity

The Minicavity is seen as low intensity level in the Northern Arm flux map. However, material of this structure is detected on the line of sight of this region. Even at that location, mostly devoided of ionized gas, the velocity map of the host structure is essentially that of a fbw. However, though it is not obvious on the velocity map of the Northern Arm, a perturbation of the motion is detected there. Our Keplerian model does not pass through the Minicavity, but just south of it. However, this model does not include the outermost regions of the Northern Arm. These regions are those with the most circular motion, that is essentially east-west within our field. So the material from these outermost regions may well pass closer to the Minicavity, or even through its projected location.



**Fig. 12.** On this Pa $\alpha$  map (Scoville et al. 2003), one of the Keplerian models is overplotted (top panel). This one is quite consistent with the Northern Arm and the Western Arc being related structures. On the bottom panel, the most significant deviations from Keplerian motion discussed in the text are labeled A to D, and indicated as filled contour.

However, even though the velocity map inside is essentially that of a fbw rather than that of an expanding bubble, the velocity field is highly perturbed, and a good fit with Keplerian motion must not be expected for this region.

The well-known shape of the Minicavity comprises a bright spot coincident with IRS 13E on the northern end of its western edge. This bright spot is not seen in the flux map of the Northern Arm, Which contains the Minicavity. It is first due to

emission from IRS 13E, clearly detected both in He I (Paumard et al. 2001), but also in Bry (Maillard et al. 2003). However, the flux map of the Bar peaks sharply on the same line of sight. This seems to show that the compact star cluster IRS 13E excites locally material in the Bar, and must be either embedded in it, or very close to it. However, coincidence between the bright spot at this location and the end of the western edge of the Minicavity seems to be a projection effect, and nothing physical.

The last fact worth noting concerning the Minicavity is the small finger-looking feature at the north of its eastern side. As already discussed Sect. 4.2, two velocity components are detected at this feature. Both connect continuously with the Northern Arm in velocity. From their velocity, it seems that this finger is deflected by the Minicavity towards the north and towards the observer.

## 6. Discussion

The geometry of the Northern Arm has been studied from its velocity map, leading to the conclusion that it may not be a planar structure, but rather a three-dimensional structure. Fig. 12a is quite compatible with the Northern Arm indeed being the ionized surface of a neutral cloud (as suggested by Jackson et al. 1993; Telesco et al. 1996). This figure also suggests that the Northern Arm and the Western Arc may be two parts of the same physical structure. The velocity derived from the model agrees with the measured velocity of the Western Arc with  $\approx 50 \text{ km s}^{-1}$  (which is reasonable since its an extrapolation) and has the right gradient. However, this coincidence is lost when a central mass of  $4 \times 10^6 M_{\odot}$  is used. However, the adjustment is not made over the entire Northern Arm, since our field of view is limited. The same study on a complete map of the Northern Arm would probably reveal whether it is bound, and whether the Northern Arm and Western Arc are one same physical feature. The tangential velocity field of the Northern Arm (Fig. 10) is interestingly similar the magnetic field derived by Aitken et al. (1998). We agree with them that this seems to imply that even if the Northern Arm is part of a cloud stretched by the tidal forces from Sgr A\*, its dynamics is sufficiently Keplerian for the magnetic field lines to get aligned with the velocity.

We have shown that at least two structures are thick, dusty clouds, because their absorption factor is of the order of several 10% at  $2 \mu\text{m}$ : the Eastern Bridge and the edges of the Minicavity in the Northern Arm. From the wider field in Pa $\alpha$ , we can assume that the Eastern Bridge is an elongated cloud, of which we detect only the western front, that seems to be forward front if its motion is mostly east-west. The lack of shear inferred from its velocity map can be explained by the fact that if it is really the forward front of the cloud, then the velocity field must be perpendicular to its surface.

The presence of three isolated ionized gas structures (the Western Bridge, the Northern Arm Chunk and the Bar Overlay) in addition to the standard large fbws and to the Eastern Bridge, that seems to be another fbw, has been demonstrated. Some of these structures may be isolated gas patches, but it is also possible that some of them are regions of the neutral clouds

which ionized fronts form the Minispiral, locally excited. For instance, the Bar Overlay, which velocity map is very similar to that of the Bar, may be a region belonging to the same neutral cloud as the Bar, locally excited by IRS 14W. The  $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$  line ratio is significantly higher for these tenuous features than for the standard Northern Arm, Eastern Arm and Bar. This ratio is variable across each structure. These variations must be explained. They can basically have two reasons: first, they can be the trace of local enrichment of the gas in helium, and second, they can be due to local enhancements of the excitation, either because of a stronger UV field, or because of shocks.

As has already been mentioned in Paumard et al. (2001), there are about 20 high mass loss stars in the region. A typical mass loss rate for stars of these spectral types is of the order of  $\approx 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Najarro et al. 1994). This material must reside in the central parsec for a duration similar to the time-scale of the Northern Arm:  $\approx 10^4$  yr. From these considerations, the total mass of interstellar gas in the central parsec coming from the mass loss of these stars must be around a few tens of solar masses. In the other hand, if the ionized structures are really the ionized front of neutral clouds, these clouds could have a mass similar of that of the clouds that form the Circumnuclear Disk:  $\approx 10^3 M_{\odot}$  each (Christopher & Scoville 2003). Thus, it is unlikely that interstellar gas of stellar origin contributes significantly to the enrichment of these clouds.

However, there is a clear correlation between the projected proximity of gas to the helium stars and the  $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$  line ratio:

- two of the gas patches detected in both lines having a high  $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$  ratio are coincident with the helium star IRS 34W;
- the Bar, which is the main feature with the highest line ratio, is close to the IRS 16 helium star cluster, and contains the IRS 13E star cluster, which is made of several high-mass-loss-rate stars (Maillard et al. 2003);
- the Tip, the feature with the highest  $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$  ratio, seems to be interacting with a star wind through the Microcavity and is on the same line of sight as the helium star IRS 9W;
- the differences in the shape of the Northern Arm between the two spectral lines seem to clearly come from the geometry of the UV field around the IRS 16 cluster.

The discrepancies that are most difficult to explain are the high brightness in He I, in contrast to their relative faintness in Br $\gamma$  at the south-western parts of both the Microcavity and the Tip. However, this part of the Microcavity is rather close in projection to the AF star, which flux, if this proximity is not only in projection, could favor He I emission. Finally, our results remain consistent with a well mixed interstellar material, distributed in a non-uniform UV field, which exact value at a given point depends on the 3D localization of nearby hot stars.

In addition to that, a Microcavity has been discovered at the elbow between the Eastern Arm Ribbon and Tip. It is probably a new example of interaction between stellar wind or polar jet and an ISM cloud, similar to the Microcavity. The deviation from Keplerian motion detected in the Northern Arm's velocity map close to IRS 1W is also interesting, as it is probably

due to the interaction of the flow and the wind of this WR star (Tanner et al. 2003). These interactions show that the dynamics of the flows must be influenced by the stars, as Yusef-Zadeh & Wardle (1993) suggested for the wind of the IRS 16 cluster, and the associated energy dissipation must be taken into account to finally figure out the accretion rate.

## 7. Conclusion

The different points discussed above show that the stellar and interstellar contents of the Galactic Center must be studied together to better understand them. The 2D maps of the  $[\text{He I}]/[\text{Br}\gamma]$  line ratio are in themselves interesting, but we cannot fully understand them without the complete knowledge of the 3D distribution of the interstellar material, as the line strengths are related not only to the relative abundances of the different elements, but also to the ionizing UV field, which in turn depends on the distance to the ionizing sources, mainly the IRS 16 cluster, and on complex shadowing effects from the multiple ISM components.

The knowledge of the radial velocity field of the Northern Arm has allowed us to propose a kinematic model, which provides a three dimensional map of this feature. Having such maps for all of the ISM features would give us the opportunity to directly understand the shadowing effects, and to estimate the UV field that hits these ISM features. In addition to this 3D map of the Northern Arm, we begin to gain access to the relative positions of features along the line of sight: the Eastern Bridge is closer to the observer than the Northern Arm, and the Bar is behind the Microcavity. It would then become possible to estimate the helium abundance in the different structures from their relative line ratios. This in turn would give a clue to the origin of these structures.

This work has been performed on a field covering most of the inner parts of the Minispiral. However, repeating the same analysis on a wider field, containing the Minispiral to its full extent, would allow to directly check whether the Northern Arm and the Western Arc are related features. Moreover, obtaining the velocity maps of a wider field would allow one to better constrain the parameters of the Keplerian fit to the Northern Arm, and may then reveal deviations to the Keplerian model, due to momentum loss. This would be a very interesting clue to the accretion process. This scientific program requires a wide-field spectro-imager with spectral and spatial resolutions comparable with those of BEAR.

*Acknowledgements.* We are grateful to Miville-Deschênes<sup>3</sup> from the *Institut d'Astrophysique Spatiale* (Orsay – France) for giving us the original version of the IDL spectral decomposition package and helping us in the early stages of customizing and expanding it.

## References

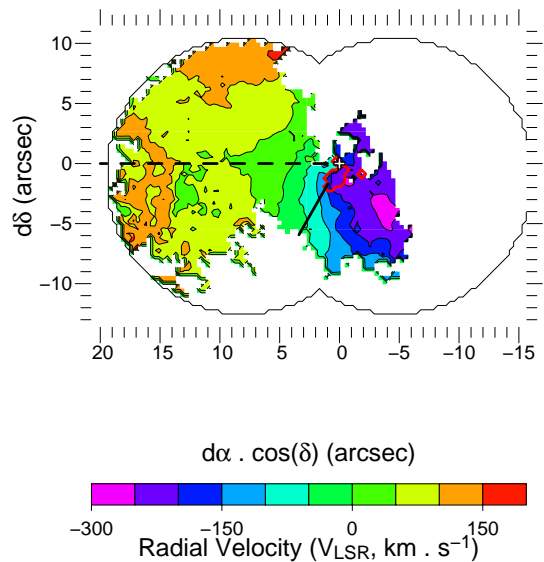
Aitken, D. K., Smith, C. H., Moore, T. J. T., & Roche, P. F. 1998, *MNRAS*, 299, 743

<sup>3</sup> Currently at the Canadian Institute for Theoretical Astrophysics (Toronto – Canada).

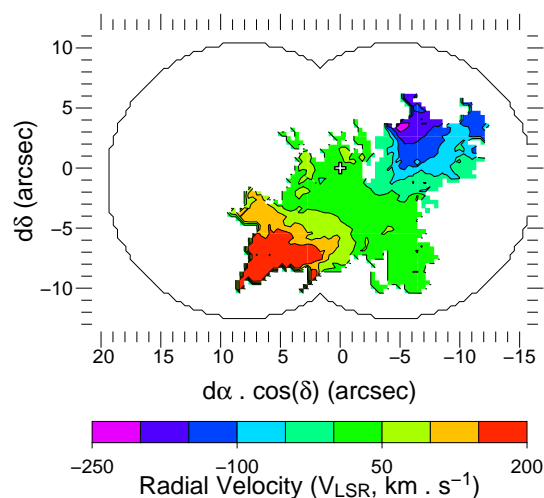
- Christopher, M. H. & Scoville, N. Z. 2003, in *Active Galactic Nuclei: from Central Engine to Host Galaxy*, meeting held in Meudon, France, July 23-27, 2002, Eds.: S. Collin, F. Combes and I. Shlosman. ASP (Astronomical Society of the Pacific), Conference Series, Vol. 290, p. 389., 389
- Figer, D. F., McLean, I. S., Becklin, E. E., et al. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4005*, p. 104-112, *Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes*, Jacqueline Bergeron; Ed., 104-112
- Geballe, T. R., Krisciunas, K., Bailey, J. A., & Wade, R. 1991, *ApJ*, 370, L73
- Genzel, R., Pichon, C., Eckart, A., Gerhard, O. E., & Ott, T. 2000, *MNRAS*, 317, 348
- Ghez, A., Salim, S., Hornstein, S., et al. 2003, *ApJ*, soumis, astro-ph/0306130
- Jackson, J. M., Geis, N., Genzel, R., et al. 1993, *ApJ*, 402, 173
- Lacy, J. H., Achtermann, J. M., & Serabyn, E. 1991, *ApJ*, 380, L71
- Lo, K. Y. & Claussen, M. J. 1983, *Nature*, 306, 647
- Maillard, J. P. 1995, in *ASP Conf. Ser. 71: IAU Colloq. 149: Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*, 316
- Maillard, J. P. 2000, in *ASP Conf. Ser. 195: Imaging the Universe in Three Dimensions*, 185
- Maillard, J. P., Paumard, T., Stolovy, S. R., & Rigaut, F. 2003, *A&A*, submitted
- Menten, K. M., Reid, M. J., Eckart, A., & Genzel, R. 1997, *ApJ*, 475, L111
- Morris, M. & Maillard, J. P. 2000, in *ASP Conf. Ser. 195: Imaging the Universe in Three Dimensions*, 196
- Najarro, F., Hillier, D. J., Kudritzki, R. P., et al. 1994, *A&A*, 285, 573
- Ott, T., Eckart, A., & Genzel, R. 1999, *ApJ*, 523, 248
- Ott, T., Schödel, R., Genzel, R., et al. 2003, *The Messenger*, 111, 1
- Paumard, T., Maillard, J. P., Morris, M., & Rigaut, F. 2001, *A&A*, 366, 466
- Paumard, T., Maillard, J. P., & Stolovy, S. R. 2003, in *The Central 300 parsecs*, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002
- Roberts, D. A. & Goss, W. M. 1993, *ApJS*, 86, 133
- Scoville, N. Z., Stolovy, S. R., Rieke, M., Christopher, M., & Yusef-Zadeh, F. 2003, *ApJ*, submitted (astro-ph/0305350)
- Tanner, A., Ghez, A., Morris, M., & Becklin, E. 2003, in *The Central 300 parsecs*, Galactic Center Workshop, held in Kona, Nov. 4-8, 2002
- Telesco, C. M., Davidson, J. A., & Werner, M. W. 1996, *ApJ*, 456, 541
- Vollmer, B. & Duschl, W. J. 2000, *New Astronomy*, 4, 581
- Wright, G. S., McLean, I. S., & Bland, J. 1989, in *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, 425-428
- Yusef-Zadeh, F., Roberts, D. A., & Biretta, J. 1998, *ApJ*, 499, L159
- Yusef-Zadeh, F. & Wardle, M. 1993, *ApJ*, 405, 584
- Zhao, J. & Goss, W. M. 1998, *ApJ*, 499, L163

## Appendix A: Velocity maps

We present the radial velocity maps for each identified velocity structure. Axes show offsets from Sgr A\* (represented as a cross), in arcseconds. To improve contrast, the color scale is not the same for each map. The binocular-shaped black line shows approximately the field boundaries.



**Fig. A.1.** (a) Northern Arm Velocity map. The black solid line represents the constraint line (see Sect. 5.2) used for our best model. The dashed one represents another constraint line, that gave consistent results. The red contour outlines the region where two lines are detected. For these points, the bluer velocity, corresponding to the “secondary layer” (see text), is used. The velocity of the “main layer” for these points goes from  $\approx -90$  (north-east) to  $-180$   $\text{km s}^{-1}$  (south-west).



**Fig. A.2.** (b) Bar Velocity map

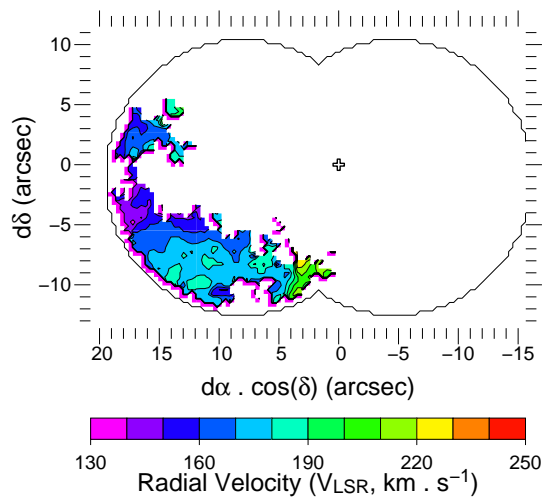


Fig. A.3. (c) Ribbon Velocity map

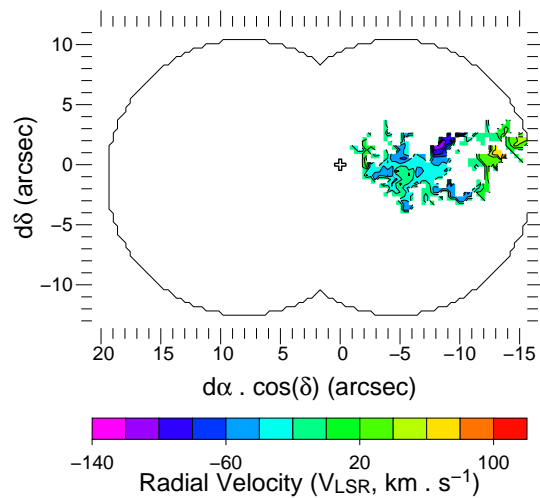


Fig. A.6. (f) Western Bridge Velocity map

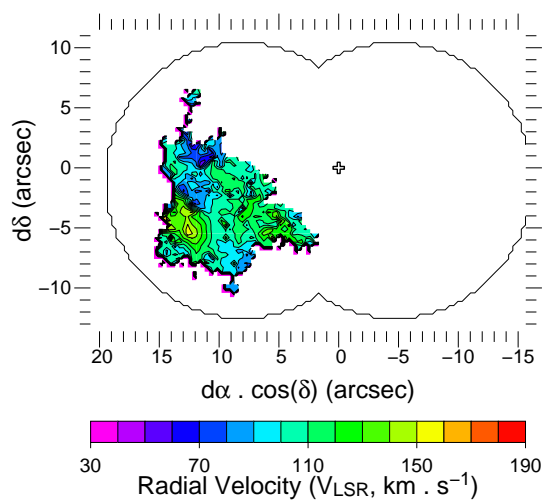


Fig. A.4. (d) Eastern Bridge Velocity map

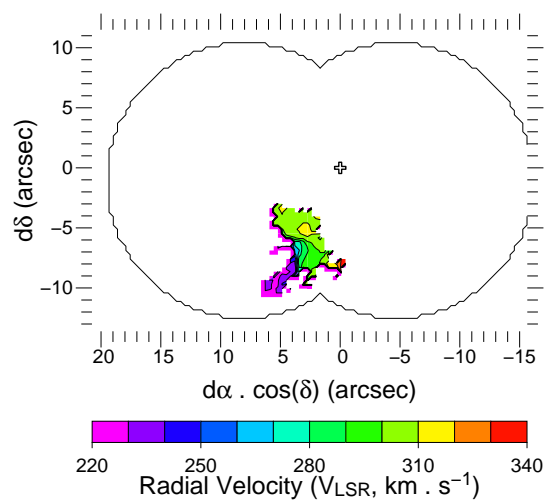


Fig. A.7. (g) Tip Velocity map

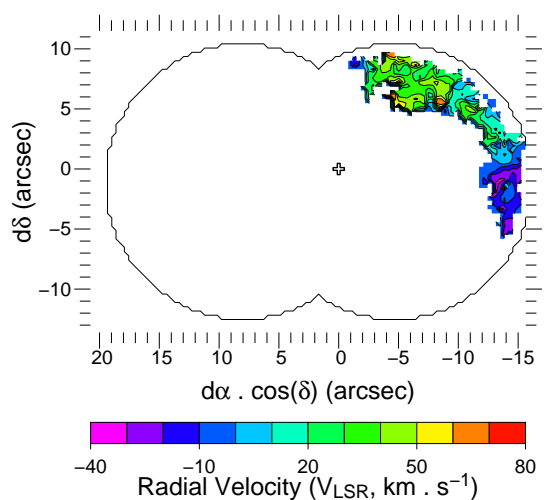


Fig. A.5. (e) Western Arc Velocity map

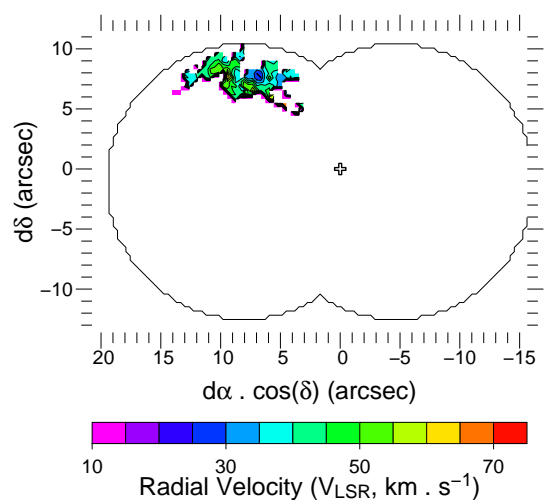


Fig. A.8. (h) Northern Arm Chunk Velocity map

16

T. Paumard et al.: Kinematic and structural analysis of the Minispiral

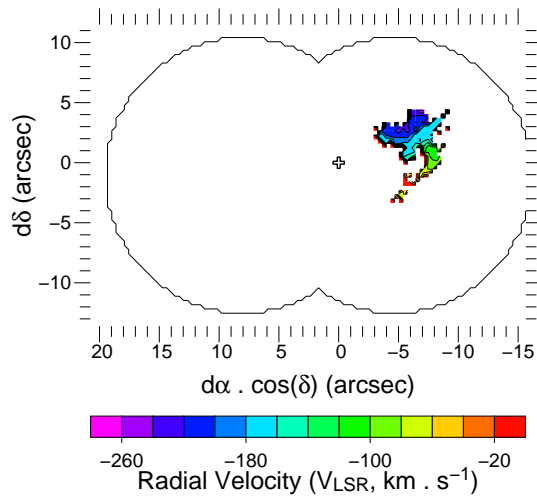


Fig. A.9. (i) Bar Overlay Velocity map

### Appendix B: Flux maps

Flux map (peak intensity  $\times$  width of the line) for each structure. Black outlines give the full extent of the detected structure, and field boundaries. Axes are offsets from Sgr A\*, which position is marked by a cross.

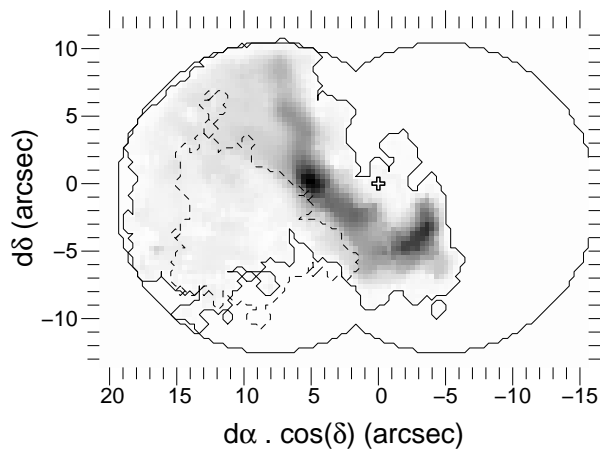


Fig. B.1. (a) Northern Arm flux map. The outline of the Eastern Bridge is given (dashed line), showing that this structure is superimposed on a weak region of the Northern Arm (Sect. 4.4).

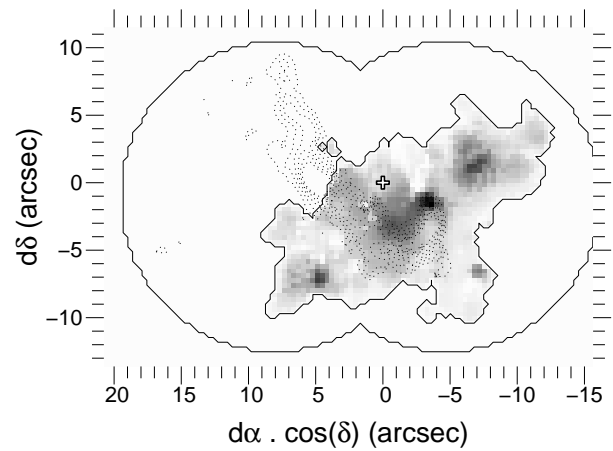


Fig. B.2. (b) Bar flux map. A few contours of the flux map of the Northern Arm are given (dotted lines), showing that the Minicavity corresponds to a low level region of the Bar (Sect. 4.4).

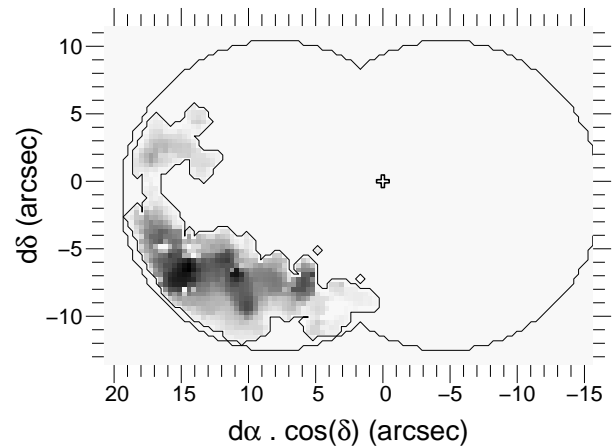


Fig. B.3. (c) Ribbon flux map

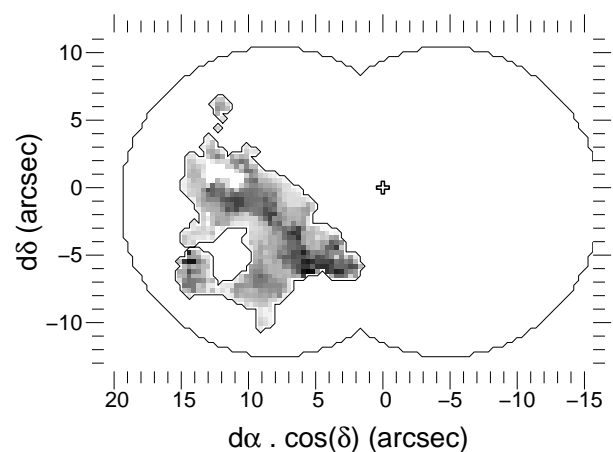


Fig. B.4. (d) Eastern Bridge flux map

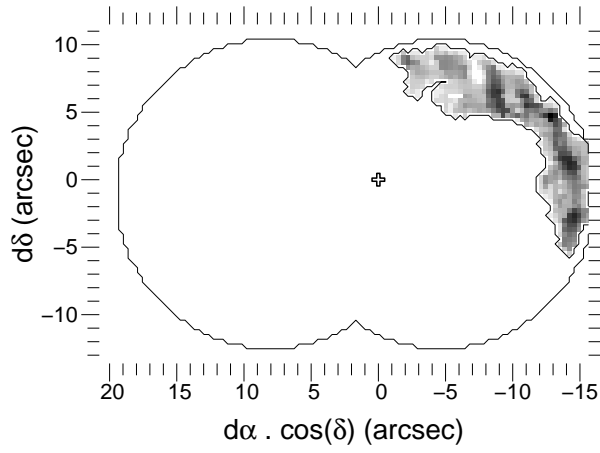


Fig. B.5. (e) Western Arc flux map

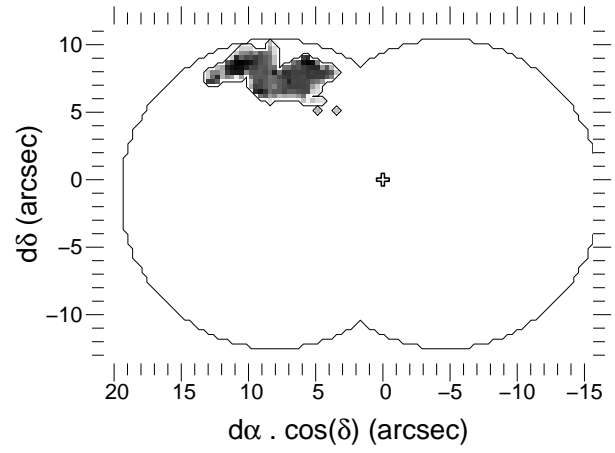


Fig. B.8. (h) Northern Arm Chunk flux map

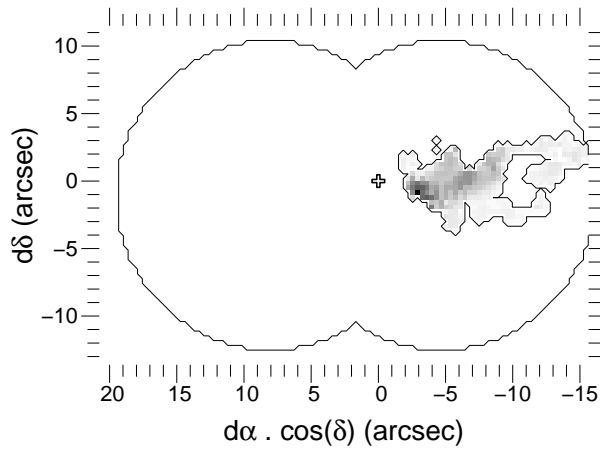


Fig. B.6. (f) Western Bridge flux map

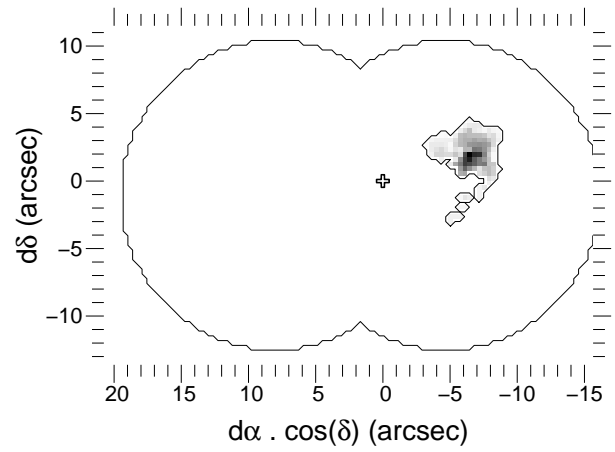


Fig. B.9. (i) Bar Overlay flux map

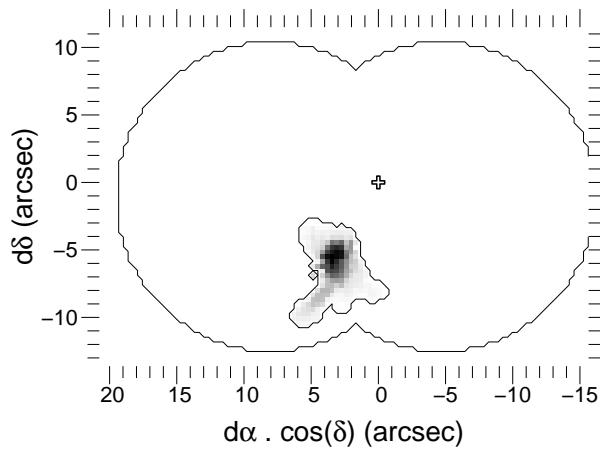


Fig. B.7. (g) Tip flux map





## **Annexe F**

**Article « *Structural analysis of the Minispiral from high-resolution Br $\gamma$  data* »**

**Contribution pour la conférence *Galactic Center workshop 2002*, relative au travail sur la Minispirale.**



## Structural analysis of the Minispiral from high-resolution Br $\gamma$ data

Thibaut Paumard<sup>1</sup>, Jean-Pierre Maillard<sup>1</sup>, and Mark Morris<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut d'astrophysique de Paris (CNRS), 98b Bd. Arago, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> University of California, Los Angeles, Div. of Astronomy, Dept. of Physics and Astronomy, Los Angeles, CA 90095-1562, USA

Received 15 November 2002, revised 30 November 2002, accepted 2 December 2002

Published online 3 December 2002

**Key words** dynamics, ionized gas, Sgr A West, Galaxy: Center, infrared, spectro-imaging, FTS

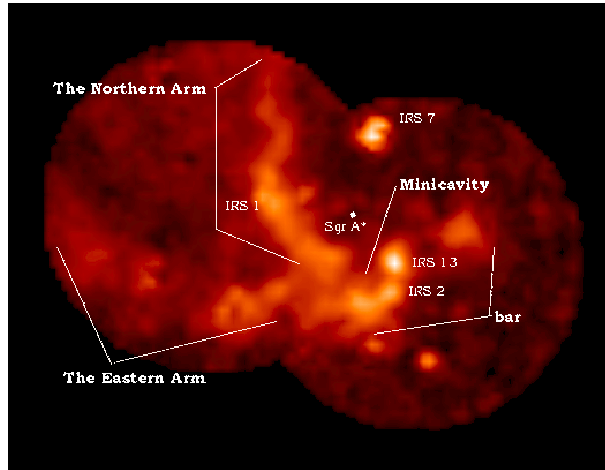
**PACS** 04A25

Integral field spectroscopy of a roughly  $40' \times 40'$  region about the Galactic Center was obtained at  $2.16 \mu\text{m}$  (Br $\gamma$ ) using BEAR, an imaging Fourier Transform Spectrometer, at a spectral resolution of  $21.3 \text{ km s}^{-1}$ , and a spatial resolution of  $\simeq 0.5''$ . The analysis of the data was focused on the kinematics of the gas flows concentrated in the neighborhood of SgrA\*, traditionally called the 'Minispiral'. From the decomposition into several velocity components (up to four) of the line profile extracted at each point of the field, velocity features were identified. Nine distinguishable structures are described: the standard Northern Arm, Eastern Arm, Bar, Western Arc, as well as five additional moving patches of gas. From this analysis, the Northern Arm appears not limited, as usually thought, to the bright north-south lane seen on intensity images, but consists instead of a continuous, weakly-emitting, triangular-shaped surface having a bright western rim, and narrowed at its forward apex in the vicinity of SgrA\* where a strong velocity gradient is observed. The gravitational field of the central Black Hole can account for both the strong acceleration in this region and the tidal compression of the forward tip of the Northern Arm. Keplerian orbits can be fitted to the velocity field of the bright lane, which can be interpreted as formed by the bending of the western edge of the flowing surface. These results raise questions regarding the formation of the Sgr A West gas structures.

### 1 Introduction

Within the inner 2 pc of the Galactic Center (GC) lies the Sgr A West region, dominated by ionized gas which has been detected in the infrared and at radio wavelengths because of high obscuration along the line of sight. The gas distribution has been observed in infrared and radio emission lines, as well as in radio continuum (Lacy *et al.* 1991, Lo & Claussen 1983, Roberts & Goss 1993, Zhao & Goss 1988), and proper motion of the bright blobs have been derived (Zhao & Goss 1988). All these data show that the ionized gas in the inner few parsecs of Galactic Center is organized into a spiral-like feature (Fig. 1) with a number of 'arms', which led to the name 'Minispiral' for the entire pattern. The various features give a spiral appearance primarily because of the way they are superposed on each other. However, a new analysis of Lacy's data was conducted by Vollmer & Duschl (2000) to re-examine the kinematic structure of the ionized gas. Using a three-dimensional representation, they confirm the standard features, but with a more complex structure, including two features for the Eastern Arm, a vertical finger of high density, a large ribbon extending to the east of SgrA\*, and two distinctly different components in the Bar. Data in different lines, acquired with better spectral and spatial resolution, warrant an independent kinematic analysis.

In the present paper, the gas content in the inner region of the GC is presented and analyzed from high spectral resolution ( $21.3 \text{ km s}^{-1}$ ) data cubes on the Br $\gamma$  line, obtained with BEAR, an imaging FTS



**Fig. 1**  $\text{Br}\gamma$  intensity integrated between  $-400$  and  $+400 \text{ km s}^{-1}$  toward the two mosaicked fields of Sgr A West observed with BEAR. The standard bright features, Northern and Eastern Arms, Bar, and the mini-cavity, are indicated. Also, a few emission line stars show up as bright points in the image. (Morris & Maillard 2000)

(Maillard 1995, 2000) at the  $f/35$  infrared focus of the 3.6-m CFH Telescope; the same work on He I data is ongoing. A preliminary analysis of these data have been presented in Morris & Maillard (2000). In Paumard *et al.* (2001, hereafter Paper I), where the helium stars were studied, the He I ISM emission was identified and described for the first time. The  $\text{Br}\gamma$  data cover a field of view of  $40 \times 28''$  at a seeing-limited resolution of  $\simeq 0.6''$ . The HST-NICMOS  $\text{Pa}\alpha$  data (Scoville *et al.* 2003), used in Paumard *et al.* (2003), are used here for high-resolution morphological considerations.

A multi-component line fitting procedure applied to the emission-line profiles in each point of the field is described in Sect. 2. From this decomposition, the identification of defined gas structures constituting the whole Sgr A West ionized region is presented in Sect. 3. Attempts to adjust Keplerian orbits to the flowing gas are presented. This is followed in Sect. 4 by a discussion of the implication of these identifications on the formation and the lifetime of the inner ionized gas.

## 2 Structure identification

In each point of the field (Fig. 1) the  $\text{Br}\gamma$  emission profile appears complex, clearly showing that along each line of sight, several ISM clouds or flows are present. So the study of these ISM features required the development of a multi-component line fitting procedure able to work on 3D data. From a coarse examination of the datacube the fitting by a maximum of four components seemed adequate. Miville-Deschêne (private communication) provided us with such software, that we adapted and developed. By comparison of the velocity components from one line of sight to the next, and by assuming continuity, it is possible to perform a reconstruction of the large-scale velocity structures. In the end, it might be possible to conclude whether these structures are independent, or continuous spiraling flows. Thus, the process is split into two main parts: first, the line profile decomposition of all the points of the field, and then the structure identification. The natural line shape of a single velocity component of the emission line from the ISM has been assumed to be Gaussian, defined by three parameters (central velocity, amplitude, and line width). The fitting procedure then adjusts four independent Gaussian lines, convolved with the instrumental PSF – which is a sine cardinal – to each spectrum. Hence the fitting function depends upon twelve independent parameters for each point of the field. The consecutive steps are the following:

**Preparation:** These twelve parameters are first manually determined for a few starting points, evenly distributed over the field, chosen to be representative of the most obvious features, and located on spots where four components are clearly present.

**Step 1:** From the starting points, a first procedure attempts to fit a four-component line shape function to each spectrum. For each new spectrum, the initial guess is determined from the results found for the neighboring points. The spectra are studied sequentially in parallel spiral-mode scanings around each starting point. Except for the initial guess, the fitting of a spectrum is independent of all the others.

**Step 2:** For the brightest point of the field, the neighbors are examined, and searched for a component such that the velocity gradient between the point of interest and this neighbor is less than a certain amount, which is set by the user at runtime. The procedure is iterative, and once a few neighbors have been selected into a structure, their neighbors are in turn examined for possible selection. The procedure stops when every component of every point of the field has been assigned to exactly one spatial structure. This procedure allows only one component of a given point to be selected into a given structure. Structures so warped that they overlap themselves spatially, thus causing two velocity components on the same line of sight, cannot be directly detected as such: they artificially split into several structures.

**Step 3:** This procedure requires that the detected structures be manually inspected. The user has then the possibility to add some more common sense heuristics in the structure identification, a little difficult to implement but easy to apply manually. Several problems can occur:

- during step 1, the fitting procedure might fit only one component where two blended components are indeed more appropriate,
- during step 2, the procedure can falsely cross-connect two structures, i.e. reconstruct two structures, each one being made of one part of one physical structure, and one part of the other one.

**Step 4:** Then, these manually corrected results are used to perform a second fit on each point of the field; at this point, 2D information is entirely included in the initial guess provided to the fitting procedure.

**Iteration:** Steps 2, 3 and 4 must be iterated a number of times, until a stable set of plausible structures is reached. ‘Plausible structures’ means only that the structures are more extended than the spatial resolution, and brighter than the detection limit of the instrument.

### 3 Results

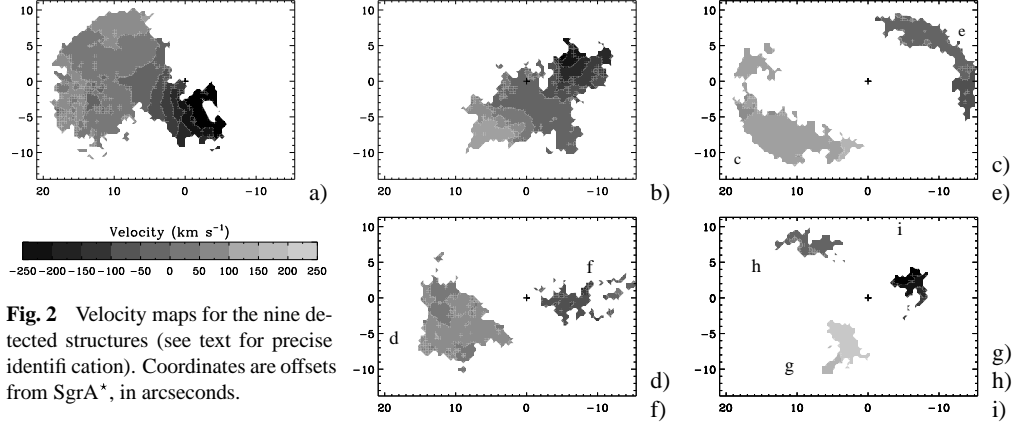
#### 3.1 General description of the results

The analysis described above leads to a vision of the Minispiral more complex than usually thought, one which is consistent with, but more detailed than the vision proposed by Vollmer & Duschl (2000). After a careful examination we identify 9 components of various sizes (Fig. 2). Two types of velocity map appear, some with an overall velocity gradient, others without any large-scale velocity gradient. The deviation from mean motion, defined as the local difference between the velocity measured at one point and the mean value for the neighboring points, and divided by the uncertainty, ranges from roughly one tenth to ten for all the features, which means that every velocity structure shows significant (over  $3\sigma$ ) local features.

The areal size of the structures (Table 1), expressed in terms of solid angle covered on the sky, ranges from  $17 \text{ arcsec}^2$  to  $300 \text{ arcsec}^2$  for the part of the Northern Arm that is visible in the BEAR field of view. The surface area of each structure must be considered as a lower limit because BEAR may not detect the weakest parts nor parts where blending with a brighter structure in the spectral domain is possible, and because the field of view does not cover the entire Minispiral.

#### 3.2 Morphology of the ionized gas in Sgr A West

A brief description follows for each identified velocity structure, whose velocity maps are given in Fig. 2. Table 1 gives the surface coverage on the sky (within the BEAR field of view), and the maximum and minimum velocity within the given structure.

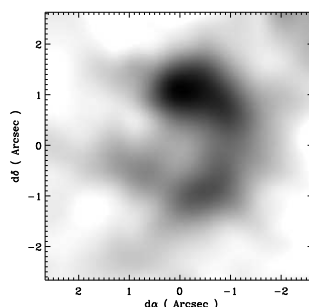


**Fig. 2** Velocity maps for the nine detected structures (see text for precise identification). Coordinates are offsets from SgrA\*, in arcseconds.

ID	Feature name	S (pix)	S (arcsec <sup>2</sup> )	Vmin	Vmax
a	Northern Arm	2414	300.8	-286.9	188.9
b	Bar	1389	173.1	-211	196.9
c	Eastern Arm	833	103.8	132.9	242.9
d	Eastern Bridge	670	83.5	34.9	182.9
e	Western Arc	471	58.7	-37.1	74.9
f	Western Bridge	327	40.7	-121.1	100.9
g	Tip	207	25.8	222.9	339.0
h	Northern Arm Chunk	185	23.1	14.9	74.9
i	Bar Overlay	136	16.9	-267.0	-7.1

**Table 1** Feature identifications, with surface areas (pixels and square arcseconds), and minimum and maximum radial velocities (km s<sup>-1</sup>).

- a) *Northern Arm*: Contrary to its standard description, the Northern Arm is not seen here as a bright N-S lane, but as an extended, triangular surface. One edge of this triangle is the bright rim generally noticed, but it extends over to the Eastern Arm. The third edge of the triangle is the edge of the field, so viewing this feature on a larger field may yield a slightly different description. Its kinematics will be thoroughly described in the next section.
- b) *Bar*: The Bar is the most complex region, where at least three components are superimposed. The most important feature is very extended, from the Eastern Arm (c) to the Western Arc (e), very straight and shows a smooth overall velocity gradient. Vollmer & Duschl (2000) mention two complementary components of the Bar, which they call Bar 1 and Bar 2, though their description is not sufficient to determine precisely the positions of these two components. We see two additional features, which we propose to call *Western Bridge* (f) and *Bar Overlay* (i). Parts of the Bar are also superimposed on almost every other structure, including the Eastern Arm (c), the Tip (g), the Eastern Bridge (d) and the Northern Arm (a).
- c) *Eastern Arm*: The region is split into two parts: the Arm itself and a *Tip* (g). The velocity gradient of the Arm is directed along the minor axis of the structure, not along its major axis as expected for a bar.
- d) *Eastern Bridge*: A structure of medium size extends from the Eastern Arm to the bright rim of the Northern Arm. It does not show any large-scale velocity gradient, and its shape does not show any principal axis that would indicate a bar. It is superimposed on the faint regions of the Northern Arm, and partly superimposed on the Eastern Arm, the Bar and the Tip. The Pa $\alpha$  map (Fig.5) shows that this feature may extend outside our field-of-view into an elongated feature parallel to the Eastern Arm.



**Fig. 3** Microcavity feature in the region of IRS 9W, which would be approximately located in the upper right corner. The center of this field is located  $5.4''$  east and  $8.1''$  south of SgrA\*.

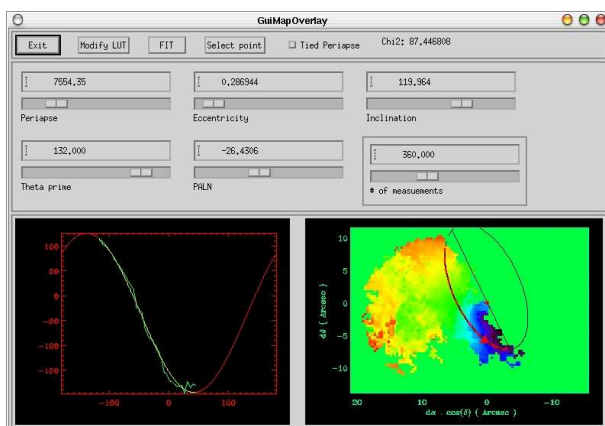
- e) *Western Arc*: The Western Arc lays just at the edge of the field, so we have access only to its innermost part. It is seen as a rather simple feature, with large scale velocity gradient.
- f) *Western Bridge*: The Western Bridge is a tenuous, elongated feature oriented east-west and extending from the Bar to the Western Arc.
- g) *Tip*: The Tip is, in projection, a very concentrated and relatively small object with the most redward velocity in the region ( $\simeq 300 \text{ km s}^{-1}$ ). The Tip has already been noticed by Vollmer & Duschl (2000) only on a morphological basis, as a finger-like feature of the Eastern Arm in their three dimensional data. Here, we see that the Eastern Arm and the Tip are two distinct features, superimposed on the line of sight, thus we do not adopt the representation-dependent denomination ‘Finger’. At the elbow between the Eastern Arm and the Tip, in the IRS 9W region, is a bubble-like feature, or a *Microcavity* (radius  $\simeq 1''$ ), with a rather bright rim (Fig. 3), which appears at a specific velocity ( $250 \text{ km s}^{-1}$ ).
- h) *Northern Arm Chunk*: A small tenuous structure is seen superimposed on the Northern Arm, a few arcseconds north of IRS 7. It lays at the edge of our field, so it could extend further out; however the Pa $\alpha$  image shows a small, horizontal bar at his location, crossing the bright rim of the Northern Arm, and that does not seem to be much extended.
- i) *Bar Overlay*: The Bar Overlay looks like a small cloud that is superimposed upon the western region of the Bar and that shows a velocity gradient similar to the one of the main Bar at the same location, with an offset of  $\simeq -40 \text{ km s}^{-1}$ . It may indicate that these two features are closely related. They could, for example, be the two faces of a single cloud.

### 3.3 Keplerian orbit fitting

The velocity maps show a view of the features very different from the usual flux maps which, by themselves, can be misleading. For instance the morphology of the Northern Arm with its typical bright rim may lead one to think of it as the true path for most of the material. On the other hand, the velocity map shows no peculiar feature at the location of the rim. This is particularly intriguing for the location where it bends abruptly, just a few arcsecond north of IRS 1 and east of IRS 7 (Fig. 1). Thus we are led to the idea that the kinematics of the Northern Arm should be studied independently of its intensity distribution.

As a first attempt at exploiting the information contained in the new tools that are the velocity maps, we tried to analyse the Northern Arm as a Keplerian system. For a first, simple approach, we created a dedicated IDL graphical package called `GuiMapOverlay` (Fig. 4). With this tool, the user can easily adjust one Keplerian orbit over a velocity map. A Keplerian orbit in 3D is defined by five orbital parameters: the eccentricity, two angles defining the orientation of the orbital plane, the periape (distance of closest approach to the center of motion), and a third angle defining the position of the periape.

Once the user is almost satisfied with the orbital parameters he has found by trial and error, an automatic fitting procedure can be called. It is possible to fix parameters (at least two must remain free), and the orbit can be forced to go through a selected constraint point by tying the periape to the other parameters. After a few experiments with this tool, we are led to some general conclusions:



**Fig. 4** GuiMapOverlay: given a set of orbital parameters, this tool draws the path of the corresponding Keplerian orbit on a velocity map, extracts the observed velocities along this path, and plots both the observed and computed velocity curves. The  $\langle \chi^2 \rangle$  is also computed and shown.

- a good agreement can be found between observed and calculated velocities, except in the region of the Minicavity;
- this model alone is not sufficient to decide whether the orbits are bound or not, or whether the data are compatible with elliptic, parabolic, or hyperbolic motion.

The second point mentioned above is not satisfactory, as one of the most interesting questions is to decide whether the gas is bound. Nevertheless, the first remark encouraged us to persevere in the direction of Keplerian modeling, so we attempted to model the Northern Arm with several orbits instead of only one. Each orbit is bound to pass through a different point, by tying its periapse to the other four parameters, and all these constraint points are aligned across the gas lane, close to the line of zero radial velocity, thus ensuring that they are indeed on separate trajectories. To ensure a smooth model – we are interested only in the global motion – the four functions that map each constraint point to one of the parameters, have been chosen to be described as spline functions, defined by their value at four points. Thus, having four functions (one for each of the orbital parameters), each of them being defined by four values, the model is dependent on sixteen parameters.

We designed a fitting procedure to adjust this model based on the observed velocity map by minimizing the reduced  $\langle \chi^2 \rangle$ . In order to study a certain hypothesis, it is possible to either fix some parameters, or to force them to have the same value for each orbit. This way, for example, it is possible to really check whether the observed velocity map is consistent with coplanar orbits or with uniform eccentricity. To avoid studying only local minima in the parameter space, it is also important to use several different initial guesses. A tool quite similar to GuiMapOverlay has been designed to easily study whether the data are consistent with an homothetic<sup>1</sup> set of orbits, which is the simpler model.

### 3.3.1 Results

With the homothetic set of orbits hypothesis, the eccentricity still cannot be well constrained. Bound orbits seem to be preferred, but the agreement is as good with circular orbits and very elliptic orbits, close to parabolic. The residuals map has always the same shape: the observed velocities are always smaller than the computed ones along the inner edge of the bundle of orbits, and higher along the outer edge. The agreement is always poor, with  $\langle \chi^2 \rangle^{1/2} \simeq 70$ . A few of these homothetic models have been chosen as initial guesses for other adjustments, with released constraints. It is first interesting to check the coplanar hypothesis, by keeping uniform only the two parameters that define the orbital plane, and the uniform

<sup>1</sup> Two orbits are said to be ‘homothetic’ when they are identical except for their scale, i.e. when they share the same orbital parameters, except the periapse.



eccentricity hypothesis. The agreement is much better when making either the eccentricity or the orbital plane free, but it is still better making both free.

Even with the most general situation, the parameters are still not constrained enough to decide whether the orbits are all bound or not, to extrapolate the model outside the field of view, nor even to derive reliably the direction of proper motion. However the models share a few characteristics that we judge to be robust because of their repeatability:

1. the orbital planes are close to that of the CND;
2. the orbits are not quite coplanar; the two angles that define the orbital plane vary over a  $\simeq 10^\circ$  range;
3. the eccentricity varies from one orbit to another, being close to parabolic or above for the innermost orbits, and closer to circular (below  $\simeq 0.5$ ) for the outermost.

The variations of the orbital parameters induce a particular shape for the Northern Arm (Fig. 5): for all the non-coplanar models, the Northern Arm looks like a warped surface, and this warp induces a crowding of orbits that closely follows the bright rim of the structure. That suggests that the Northern Arm is either a warped disk, or the ionized surface of a neutral cloud. The bright rim itself is not due only to the stronger UV field and a real local enhancement of the density, but also to an enhancement of the column-density due to the warp. An interesting point is that, in some models, *no* orbit follows the bright rim, which emphasizes that it is really important to consider the dynamics independently from the morphology of the Northern Arm. Another characteristic present in all the models is that the period of the orbits ranges from a few  $10^4$  years to a few  $10^5$  years, which implies that the Northern Arm would have a completely different shape in a few  $10^4$  years, and cannot be much older than that timescale.

Since the agreement in radial velocity is now rather good, it makes sense to look at the deviations from global motion by looking at the extended features on the residual velocity map (Fig. 5):

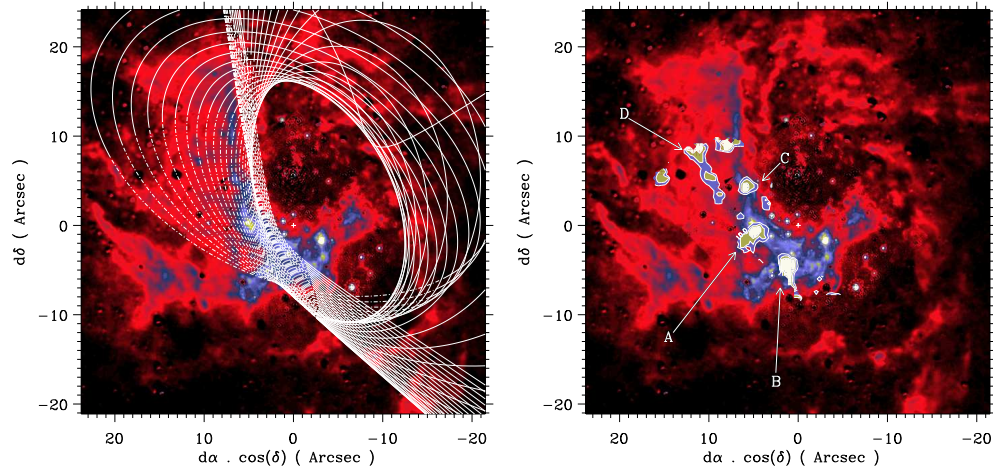
- A) the fbw shows a rather significant deviation in the region just southwest of the embedded star, IRS 1W; this perturbation could be due to the interaction with this star's wind;
- B) the region of this model closest to the Minicavity is perturbed;
- C) another deviation is seen at the precise location where the bright rim bends a lot, just east of IRS 7E2;
- D) finally, an elongated feature is seen on the fainter rim coming from IRS 1W towards the northeast.

#### 4 Discussion

The presence of at least three isolated gas patches (the Western Bridge, the Northern Arm Chunk and the Bar Overlay, but also possibly the Eastern Bridge, which may or may not extend outside the field) in addition to the standard large fbws has been demonstrated. In addition to that, the Microcavity at the elbow between the Eastern Arm and the Tip is a new example of an interaction between an ISM feature and a stellar wind, similar to the Minicavity, as is the deviation from Keplerian motion detected close to IRS 1W.

In this context, it makes sense to ask what is the influence of the large number of mass losing stars present in the central parsec? These massive, hot stars of the central cluster, named "helium stars" from their strong  $2.06 \mu\text{m}$  He I emission line, presumably LBV-type and WR stars, being particularly concentrated in two clusters, IRS 16 (Krabbe *et al.* 1991) and IRS 13E (Maillard *et al.* 2003), must be a major source of helium in their environment. Therefore the following question arises: what happens to this helium enriched material? Could it form or enrich the gas patches that we see? Comparing the helium and hydrogen distribution in the central parsecs, and their abundance in the different structures and in the CND is guaranteed to help us better understand the origin of the different ISM structures.

The geometry of the Northern Arm has been studied from its velocity map, leading to the conclusion that it may not be a planar structure, but rather a three-dimensional structure. Fig. 5a is quite compatible with the Northern Arm indeed being the ionized surface of a neutral cloud, which could come from the CND, in accordance with the standard formation scenario.



**Fig. 5** On this Pa $\alpha$  map (Scoville *et al.* 2002), one of the Keplerian models is overplotted (left panel). This one is quite consistent with the Northern Arm and the Western Arc being related structures. On the right panel, the most significant deviations from Keplerian motion discussed in the text are labeled A to D, and indicated as filled contour.

## References

- Krabbe, A., Genzel, R., Drapatz, S., & Rotaciuc, V. 1991, *ApJ*, 382, L19  
 Lacy, J.H., Achtermann, J.M., & Serabyn, E. 1991, *ApJ*, 380, L71  
 Lo, K.Y., & Clausen, M.J. 1983, *Nature*, 306, 647  
 Maillard, J.P. 1995, In: *Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*, IAU Col. 149, G. Comte & M. Marcelin (eds), ASP Conf. Series, 71, 316  
 Maillard, J.P. 2000, in *Imaging the Universe in Three Dimensions*, E. van Breughel & J. Bland-Hawthorn (eds), ASP Conf. Serie 195, 185  
 Maillard, J.P., Paumard, T., Stolovy, S.R., & Rigaut, F. 2003, *these proceedings*  
 Morris, M. & Maillard, J.P., 2000, in *Imaging the Universe in Three Dimensions*, E. van Breughel & J. Bland-Hawthorn (eds), ASP Conf. Serie 195, 196  
 Paumard, T., Maillard, J.P., Morris, M., & Rigaut, F. 2001, *A&A*, 366, 466 (Paper I)  
 Paumard, T., Maillard, J.P., Stolovy, S.R., & Rigaut, F. 2003, *these proceedings*  
 Roberts, D.A. & Goss, W. M. 1993, *ApJS*, 86, 133  
 Scoville, N.Z., Stolovy, S.R., Rieke, M., Christopher, M., & Yusef-Zadeh, F., 2002, submitted to *ApJ*  
 Vollmer, B., & Duschl, W.J. 2000, *New Astronomy*, 4, 581  
 Yusef-Zadeh, F., Roberts, D.A., & Biretta, J. 1998, *ApJ*, 499, L159  
 Yusef-Zadeh, F., Stolovy, S. R., Burton, M. Wardle, M., & Ashley, M. C. B. 2001, *ApJ*, 560, 749  
 Zhao, J.H. & Goss, W.M. 1988, *ApJ*, 499, L163

## **Annexe G**

**Article « *The star-forming region S106 revealed by BEAR spectro-imagery* »**



# 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  $21 \text{ km s}^{-1}$ ) et moyenne résolution spatiale ( $0,5''$ ), dans les raies  $\text{Br}\gamma$  ( $2,16 \mu\text{m}$ ) et  $\text{He I}$  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  $21 \text{ km s}^{-1}$ ) and medium spatial resolution ( $0.5''$ ), in  $\text{Br}\gamma$  ( $2.16 \mu\text{m}$ ) and  $\text{He I}$  ( $2.06 \mu\text{m}$ ), 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