



HAL
open science

L'étude de l'influence du champ magnétique sur l'évolution stellaire

Alizee Duthu

► **To cite this version:**

Alizee Duthu. L'étude de l'influence du champ magnétique sur l'évolution stellaire. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0688 . tel-01661386

HAL Id: tel-01661386

<https://theses.hal.science/tel-01661386v1>

Submitted on 11 Dec 2017

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

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

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'Université de Bordeaux

École doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

Spécialité doctorale Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

présentée et soutenue publiquement par

Alizée DUTHU

Soutenue le 11 Octobre 2017

L'étude de l'influence du champ magnétique sur l'évolution stellaire

Sous la direction de : **Fabrice HERPIN**

Membres du jury :

Caroline Soubiran,	Directrice de recherche,	Présidente
Laurent Cambresy,	Astronome,	Rapporteur
Pascal Petit,	Astronome,	Rapporteur
Agnès Lèbre,	Astronome,	Examinatrice
Valentine Wakelam,	Chargée de recherche,	Examinatrice
Helmut Wiesemeyer,	Astronome,	Examineur



Thèse préparée au

Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS,

Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers (OASU, UMR 5804-LAB)

Allée Geoffroy Saint-Hilaire, bâtiment B18N

33 615 PESSAC CEDEX

Remerciements

Cette section est certainement la plus complexe et la plus difficile à écrire. Par où commencer? Aussi loin que je me rappelle j'ai toujours été fascinée par le spectacle que nous offre une belle nuit. Voir toutes ces étoiles avec tous ces mondes dont certains qui pourraient abriter la vie me laisse, laisse et laissera toujours sans voix. Il va de soi que lorsque j'étais plus jeune quand on me demandait "ce que je voulais faire quand je serai grand"e je répondais : astronaute, je rêvais d'explorer notre galaxie et partir à la recherche de la vie abordable de l'U.S.S Entreprise en compagnie de Spock et du capitaine James Tiberius Kirk (merci à papa de m'avoir transmis le virus Star Trek!). Ayant compris qu'il faudrait attendre encore 230 ans avant que ce soit possible, j'ai dû changer mes plans. À défaut de pouvoir voyager à proximité des étoiles, je les étudierai.

Cette thèse est véritablement un voyage initiatique, ou pendant trois ans la majeure partie de mon temps a été consacrée à l'exploration d'un sujet vaste mais passionnant. Comme dans tous voyages, il est fait de rencontres qui nous grandissent. Et la première a été celle de mon directeur de thèse Fabrice, sans lequel cette aventure n'aurait pas été possible. Merci à lui d'avoir su me faire confiance, de m'avoir laissé carte blanche pour mettre en place une collaboration, et aussi de m'avoir poussée à aller plus loin dans mon travail notamment en m'encourageant à aller présenter mon travail lors de workshops. À ces occasions, j'ai fait la rencontre de gens exceptionnels : je pense Alain toujours de bon conseil, et dont l'avis est toujours très juste ; à Agnès, dont l'aide m'a été précieuse pour la rédaction du premier article et qui a toujours un mot de soutien gentil ; à Anita Richards et Elizabeth Humphreys de m'avoir fait confiance et d'avoir accepté de collaborer avec moi sur l'étude du masser SiO de Bételgeuse ; à Miguel qui m'a aidé de nombreuses fois et qui a su me soutenir moralement plus d'une fois : tu es devenu l'un de mes amis les plus précieux. Merci à Helmut et Gabriel qui m'ont aidée à surmonter les problèmes rencontrés sur le polarimètre Xpol du radiotélescope IRAM-30m. Je tiens aussi à remercier les autres membres du Jury Caroline Soubiran, Valentine Wakelam, Pascal Petit et Laurent Cambresy.

Si ces trois ans ont été aussi plaisantes et agréables, je le dois aux personnels du laboratoire. Aurélie et Sylvia avec qui j'ai partagé un bureau pendant la moitié de la durée de ma thèse (avant le déménagement sur le campus universitaire), votre bonne humeur est communicative. Au trio de choc devenu quatuor de nos super gestionnaires, Annick, Cécile, Odile et Nathalie merci de m'avoir aidée à préparer mes missions, trouver le mobilier de bureau pour le déménagement. Merci à Lydie de m'avoir aidée à faire une déclaration d'accident de trajet, c'était vraiment pas simple! Ainsi qu'à Nadège, Hervé, Jérémie sans vous le café n'aurait pas été aussi savoureux. Enfin un énorme merci à Marina, qui est devenue l'une de mes meilleures amis.

Enfin cette aventure n'aurait pas été possible sans le soutien inconditionnel des amis et de ma famille. Vous avez toujours été là dans les bons et mauvais moments. Je tiens à remercier particulièrement, Justine, Marina, Aurélie, Cyrielle, Gravity et Peach Melbaffe d'avoir traqué la moindre faute de ce manuscrit. Merci à mon parrain et à ma parraine d'avoir relu mon manuscrit et apporté des améliorations. Et surtout, merci à mes parents qui m'ont toujours laissé soutenue peu importe mes choix. Mes dernières pensées vont à mon grand-père, je sais qu'il m'aurait encouragé et aurait été fier. Finalement même si tu n'étais plus là pour le voir papi, c'est bien grace aux étoiles que j'ai pu acheter du pain pendant 3 ans.

Résumé

L'influence du champ magnétique sur l'évolution stellaire reste à déterminer, notamment lors de la transition de la branche asymptotique des géantes (AGB) vers les Nébuleuses planétaires (PN) des étoiles de masse intermédiaire et solaire, et de la transition des supergéantes rouges (RSG) vers le stade des supernova (SN) ou Wolf Rayet (WR) pour les étoiles massives. Le champ magnétique joue probablement un rôle important dans le processus de perte de masse et de leur changement de morphologie, passant d'un objet sphérique à un objet asymétrique avec émissions de jets de matière.

Pendant ma thèse j'ai étudié l'enveloppe circumstellaire de Betelgeuse, une RSG. J'ai utilisé l'antenne radio IRAM-30m, pour réaliser le premier relevé spectral à 1,3 et 3 mm. Il en ressort que Betelgeuse est chimiquement jeune ; seulement 7 espèces ont été détectées. Cependant, pour la première fois le maser SiO a été détecté pour cette étoile, ce qui pourrait permettre d'estimer le champ magnétique de l'enveloppe de cette étoile.

La seconde partie de ma thèse a été d'estimer l'intensité du champ magnétique pour un échantillon d'AGBs et PNe grâce au radical CN sensible à l'effet Zeeman. L'intensité du champ magnétique selon l'axe de visé (B_{los}) est estimée entre -7,5 et 14,2 mG. En comparant avec de précédentes études à toutes les longueurs d'onde, nous pouvons conclure que le champ magnétique décroît en $1/r$ où r est la distance à l'étoile. Pour l'étoile IRC+10216 le champ magnétique est estimé pour plusieurs positions de son enveloppe allant de -7,2 à 9,5 mG : B_{los} n'est pas homogène et aligné dans l'enveloppe.

Mots-clés :

Champ magnétique,
Radioastronomie,
IRC+10216,
Bételgeuse

Abstract

The influence of the magnetic field on the stellar evolutions has still to be determined, particularly for the transition from the asymptotic giant branch (AGB) to planetary nebulae (PN) for intermediate and solar mass stars, and the transition from red supergiant (RSG) to supernova (SN) or Wolf Rayet (WR) for massive stars. The magnetic field plays likely an important role in the mass loss process, and the star morphology changes from a spherical to an asymmetric object with outflows. During my thesis, I studied the circumstellar envelope of Betelgeuse, an RSG. I used the radio telescope IRAM-30m, to make a spectral survey at 1,3 and 3 mm. We detect only 7 species hence revealing that Betelgeuse is chemically young. However we detect for the first time the SiO maser, which will make possible to estimate the magnetic field in the envelope of this star. The second part of my thesis was to estimate the intensity of the magnetic field for a sample of AGBs and PNe using the CN radical sensitive to the Zeeman effect. The intensity of the magnetic field along the line of sight (B_{los}) is estimated between -7.5 and 14.2 mG. Comparing with previous studies at all wavelengths, we can conclude that the magnetic field decreases in $1/r$ with r the distance to the star. For the star IRC+10216, B_{los} is estimated for several positions of the envelope between -7.2 and 9.5 mG : B_{los} is not homogeneous and aligned in the CSE.

Key words :

Magnetic field,
Radioastronomy,
IRC+10216,
Betelgeuse

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Abstract	v
1 Introduction Générale	1
1.1 Pourquoi étudier le champ magnétique des étoiles évoluées ?	2
1.2 Comprendre l'environnement des étoiles évoluées massives	3
2 L'Évolution Stellaire	5
2.1 Les étoiles	6
2.2 Évolution des étoiles de type solaire et de masse intermédiaire	9
2.2.1 La Branche des Géantes Rouges et premier "dredge-up"	10
2.2.2 La branche horizontale et second "dredge-up"	11
2.2.3 La branche asymptotique des géantes	11
2.2.4 Fin de vie des étoiles de faible masse : les Nébuleuses Planétaires et Naines Blanches	13
2.3 Évolution des étoiles massives	14
2.3.1 Les différentes étoiles massives	14
2.3.2 Structure de l'étoile pendant son évolution	16
2.4 Spécificités des étoiles évoluées	18
2.4.1 Composition chimique de l'enveloppe circumstellaire	18
2.4.2 Perte de masse	23
3 Le champ magnétique	25
3.1 Mesure du champ magnétique	26
3.1.1 Méthode du continuum	26
3.1.2 Méthode de l'effet Zeeman et raies moléculaires : spectropolarimétrie	27
3.1.3 Méthode de l'effet maser	30
3.1.4 Méthode de l'effet Faraday	32
3.1.5 Méthode de l'effet synchrotron	34
3.2 Le champ magnétique dans le système solaire	34
3.2.1 Le champ magnétique terrestre	34
3.2.2 Le champ magnétique des autres planètes	36
3.2.3 Le champ magnétique solaire	36
3.3 Le champ magnétique et la formation des étoiles	38
3.3.1 Les grandes lignes de la formation stellaire	38

3.3.2	Les rôles du champ magnétique pendant la formation stellaire	40
3.4	Le champ magnétique et l'évolution stellaire	41
3.4.1	Présence du champ magnétique dans les étoiles de la séquence principale	41
3.4.2	Présence du champ magnétique dans les étoiles massives	42
3.4.3	Binarité contre champ magnétique	43
3.4.4	Présence du champ magnétique dans les étoiles évoluées	43
4	La Radioastronomie	45
4.1	Rappels	46
4.1.1	Présentation de la radioastronomie	46
4.1.2	Fenêtres atmosphériques	47
4.2	Un peu d'histoire	48
4.3	Fonctionnement d'un radiotélescope	52
4.3.1	Constitution d'un radiotélescope	52
4.3.2	Détection hétérodyne	53
4.3.3	Théorie des antennes	54
4.4	Observations avec le radiotélescope IRAM 30m	59
4.4.1	Spectromètre : Eight Mixer Receiver EMIR	61
4.4.2	Backends	63
4.4.3	Le Polarimètre : Xpol	63
5	Étude de l'enveloppe de Bételgeuse	65
5.1	Bételgeuse	66
5.2	Observations et réduction de données	69
5.3	Analyse des relevés spectraux	70
5.3.1	Outils utilisés	72
5.3.2	Identification des raies	75
5.3.3	Courbe d'ajustement et modélisation des raies	77
5.4	Résultats	79
5.4.1	CO et ^{13}CO	79
5.4.2	SO et SO_2	81
5.4.3	SiO	82
5.4.4	CN et HCN	83
5.5	Discussions	89
5.5.1	Bételgeuse : une très jeune supergéante rouge ?	89
5.5.2	Vitesses d'expansion de l'enveloppe circumstellaire	90
5.5.3	Variabilité des raies SiO	91
5.5.4	Comparaison avec d'autres étoiles évoluées dont VY CMa	92
5.6	Perspectives	92
5.6.1	Étude commune à toutes les longueurs d'onde	92
5.6.2	Étude du champ magnétique	93
6	Le champ magnétique dans les étoiles évoluées	95
6.1	Contexte	96
6.2	Le champ magnétique et le radical CN	97
6.3	Étoiles observées	98
6.4	Observations	101
6.5	Analyses des données et méthode	102
6.5.1	Formalisme et réduction de données	102

6.5.2	Calcul numérique du spectre V	103
6.6	Problèmes instrumentaux	105
6.6.1	Caractérisation de la fuite du signal I dans V	105
6.6.2	Calcul numérique du spectre V pour les données de 2016	107
6.6.3	Diagramme de puissance des lobes du télescope pour les paramètres de Stokes I et V	108
6.7	Incertitudes et limites de la méthode	109
6.7.1	Limite de la méthode	109
6.7.2	Détection Zeeman dans les spectres du signal V	109
6.7.3	Précision des estimations de l'intensité du champ magnétique	110
6.8	Estimation du champ magnétique pour notre échantillon	114
6.8.1	Carte du champ magnétique de IRC+10216	114
6.8.2	Les autres étoiles	117
6.9	Interprétations	120
6.9.1	La distribution du champ magnétique dans l'enveloppe de IRC+10216	120
6.9.2	Comparaison avec les précédentes études et implications sur le mé- canisme du champ magnétique	121
6.9.3	Impact sur l'évolution stellaire	123
6.10	Conclusion et perspectives	124
7	Conclusion et Perspectives	127
7.1	Conclusions	128
7.1.1	L'enveloppe circumstellaire d'une jeune supergéante rouge : Bétel- geuse	128
7.1.2	Estimation du champ magnétique et de son impact sur l'évolution des étoiles de masse solaire et intermédiaire	130
7.2	Perspectives	131
7.2.1	Étude de la variabilité du maser SiO de Bételgeuse	131
7.2.2	Pour aller plus loin dans l'étude du champ magnétique des étoiles évoluées	131
A	Acronymes	133
B	Article A&A : Le champ magnétique dans IRC+10216 et dans d'autres étoiles car- bonées évoluées	135

Liste des figures

2.1	Diagramme de Hertzsprung-Russell	8
2.2	Résumé de l'évolution stellaire	9
2.4	La chaîne proton-proton	10
2.5	Le cycle CNO	10
2.6	Réaction triple α	11
2.7	Structure d'une AGB	12
2.8	IRC+10216 en longueur d'onde radio	13
2.9	Nébuleuse planétaire	13
2.10	Structure d'une supergéante Rouge	18
2.11	Enveloppe Circumstellaire d'une AGB	23
3.2	Effet Zeeman	28
3.3	Exemple de spectres en présence d'un champ magnétique pour l'étoile U Mon	29
3.6	Rotation de Faraday	33
3.9	Représentation du champ magnétique Terrestre	35
3.10	Vue d'artiste de la magnétosphère de la Terre	36
3.14	Étapes de la formation stellaire	39
3.15	Modélisation ligne de champ magnétique pour l'étoile V374 Peg	42
3.16	Étoile binaire Mira A et B	43
4.1	Les domaines de longueur d'onde	46
4.2	Exemple transmission de l'atmosphère terrestre	47
4.3	Jansky's Merry-go-round (1932)	49
4.4	Première carte du ciel en longueur d'onde radio réalisée par Reber	49
4.5	Schéma d'un interféromètre radio	50
4.6	Principe de la détection hétérodyne	53
4.7	Exemple de réglage d'un oscillateur local en ν_{LO}	54
4.8	Propagation d'une onde électromagnétique	55
4.9	Représentation du lobe principal et des secondaires pour une antenne.	57
4.10	Radiotélescope IRAM 30m (Crédit : IRAM).	60
4.11	Transmission atmosphérique de spectromètre EMIR	61
4.12	Aperçu visuel des bandes d'EMIR	62
4.13	Fréquences couvertes pour les différents backends	63
4.14	Schéma du chemin optique contenue dans la cabine Nasmyth	64
5.1	La constellation d'Orion	66
5.2	Vue d'artiste de Bételgeuse	66
5.3	Représentation des différentes enveloppes de Bételgeuse	67
5.4	Diagramme HR pour les RSGs	69

5.8 Fenêtre de visualisation de go browse	73
5.9 Utilisation commande go browse	73
5.10 Mode de visualisation du spectre et des fréquences des molécules dans CAS-SIS	74
5.11 Raies CO et ^{13}CO	80
5.12 Raies SO et SO_2	81
5.13 Comparaison détection du maser SiO entre 2014 et 2015.	82
5.14 Raies SiO	83
5.15 Raies détectées pour la transition $J = 2 - 1$ de CN. La résolution spectrale est de $2,28 \text{ km.s}^{-1}$	84
5.16 Raies CN	85
5.17 Raies HCN	85
6.1 Étoiles observées	101
6.2 Observations faites en novembre 2006 de la position $(-10'', +20'')$ pour IRC+10216104	
6.3 Effet miroir du signal I sur V pour les données de 2016 position $(+20'', +16'')$	106
6.4 Effet miroir du signal I sur V pour les données de 2016 position $(-18'', -10''$.	106
6.5 Effet miroir du signal I sur V pour les données de 2016 position $(+18'', -04''$	107
6.6 Diagramme de puissance du paramètre de Stokes V mesuré sur Uranus . .	108
6.7 IRC+10216 : Observations faites en mars et juin 2016 pour la position $(+20'', +16'')$. <i>En haut</i> : les spectres Stokes I et V pour la transition $(1, 1/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN. <i>En bas</i> : même chose pour la transition $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN. Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge. L'erreur de la courbe d'ajustement de Stokes V est en jaune.	112
6.8 Même légende que pour la figure 6.7. Observations faites en novembre 2006 pour la position $(0'', 0'')$ autour IRC+10216.	113
6.9 Carte du champ magnétique de IRC+10216	115
6.10 IRC+10216 : observations faites en novembre 2006 pour la position $(+15'', -15'')$ et pour la transition $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN. <i>En haut</i> : le spectre Stokes I . <i>En bas</i> : Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.	116
6.11 Même légende que la figure 6.10 mais pour la position $(-18'', +10'')$ de IRC+10216. observation réalisée en mars 2016.	116
6.12 Même légende que la figure 6.10 mais pour la position $(-18'', -10'')$ de IRC+10216. observation réalisée en mars et juin 2016.	117
6.13 Même légende que la figure 6.10 mais pour la position $(+18'', -04'')$ de IRC+10216. observation réalisée en mars et juin 2016.	117
6.14 RW LMi : observation faites en novembre 2006, pour la transition CN $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. <i>En haut</i> : le spectre Stokes I . <i>En haut</i> : le spectre Stokes I . <i>En bas</i> : Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.	118
6.15 RY Dra : observations faites en novembre 2006, pour la transition CN $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. <i>En haut</i> : le spectre Stokes I . <i>En haut</i> : le spectre Stokes I . <i>En bas</i> : Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.	118
6.16 AFGL618 : observations faites en novembre 2006, pour la transition CN $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. <i>En haut</i> : le spectre Stokes I . <i>En bas</i> : Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.	119

6.17 NGC7027 : observations faites en novembre 2006, pour la transition CN (1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2). *En haut* : le spectre Stokes *I*. *En bas* : Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour *V* est en rouge. 119

6.18 Schéma de l'intensité du champ magnétique en fonction de la distance adapté de (Vlemmings 2012) 123

Liste des tableaux

2.1	Classification spectrale	7
2.2	Phase de l'évolution d'une étoile de $5M_{\odot}$ depuis la séquence principale jusqu'à la fin de la phase AGB, tiré du livre de Monier (2006)	14
2.3	Phases de l'évolution d'une étoile de $15M_{\odot}$ depuis la séquence principale jusqu'à la fin de la phase supergéante rouge, tiré de l'article de (Woosley et al. 2002).	18
4.1	Les principaux paramètres de l'antenne IRAM 30m mesurés avec EMIR.	60
5.1	Paramètres des raies d'émission de Bételgeuse à 1,3 mm.	76
5.2	Paramètres des raies d'émission de Bételgeuse à 3 mm.	76
5.3	Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil simple shell des raies détectées à 1,3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s^{-1}	86
5.4	Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil double shell des raies détectées à 1,3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s^{-1}	86
5.5	Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil simple shell des raies détectées à 3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s^{-1}	87
5.6	Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil double shell des raies détectées à 3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s^{-1}	87
5.7	Paramètres pour la modélisation avec RADEX	88
5.8	Rapport isotopique	89
6.1	Caractéristiques des sept composantes hyperfines de la transition CN 1-0	98
6.2	Liste des sources et paramètres d'observation. Le rms est donné pour une résolution spectral de 0.2 km.s^{-1} en Stokes I.	98
6.3	Paramètres relative à l'enveloppe de CN pour les étoiles observées.	99
6.4	Estimation de la fuite de I sur V pour chaque position observée en 2016.	107
6.5	Cartographie du champ magnétique de l'anneau de CN de IRC+10216	115

6.6 Estimation du champ magnétique pour les autres objets 120

Chapitre 1

Introduction Générale

« Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont. »

Aristote

Depuis aussi loin que nous pouvons remonter dans l'histoire, l'Homme a toujours été fasciné devant le spectacle que nous offre une nuit étoilée. Avant même de savoir écrire, l'Homme avait déjà commencé à cartographier le ciel, permettant d'établir un calendrier, marquant des périodes importantes comme celles des migrations ou encore des périodes de chasse. De plus, comme en témoignent les grands cercles mégalithiques parvenus du néolithique, les étoiles jouaient un rôle important dans la pratique de divers cultes.

Dans la civilisation égyptienne et mésopotamienne, l'aspect du ciel a une signification mythologique et religieuse très importante. Une année égyptienne était divisée en 36 décades, ils avaient donc divisé le ciel en 36 décans, de telle façon que les étoiles à l'intérieur d'un décan se couchent ou se lèvent une heure après celles du décan précédent. Les douze étoiles servant de divisions aux décans étaient associées aux douze gardiens du ciel accompagnant les pharaons défunts dans leur voyage avec la divinité solaire Râ, tandis que les Babyloniens avaient une approche plus astronomique de l'étude du ciel. En effet, ils avaient créé les premières séries mathématiques qui leur permettaient de calculer les positions des astres, et donc de prédire les phénomènes célestes.

Cependant, il faudra attendre la Grèce classique pour que l'astronomie soit détachée de la divination et du culte religieux, au profit de comprendre et expliquer d'un point de vue théorique des phénomènes astronomiques. Le système de magnitude fût créé à cette époque, et Aristote décrivit le principe de la chambre noire pour la première fois. Mais les plus grandes avancées ont été faites à l'époque d'Alexandrie. Pour la première fois le rayon terrestre a été estimé de façon indirecte par Ératosthène, vers 220 ac. J.-C. La taille de la Terre était calculée à partir de mesure de la longueur de l'ombre portée au même moment par le Soleil à deux endroits différents. Hipparque créa l'astrolabe, instrument permettant de mesurer les angles célestes. Pendant que certains perfectionnaient les instruments, d'autres mirent au point des théories, notamment celle des épicycles, qui permit d'établir des tables astronomiques très précises. Grâce à elles, il fût possible de calculer pour la première fois des éclipses lunaires et solaires.

Mais il n'y a pas qu'autour du bassin méditerranéen que les étoiles fascinaient, les Aztèques et Mayas avaient décrit avec précision les phases et éclipses de Vénus, sans aucun instrument optique. De plus, le temps de révolution des planètes visibles était connu avec seulement une incertitude de quelques minutes. Enfin, en Chine, les astronomes de la Chine impériale devaient s'occuper de prévoir les perturbations possibles de l'harmonie entre le ciel, les hommes et la terre, c'est-à-dire prévoir les phénomènes célestes inhabituels comme les éclipses de Soleil. Dès le II millénaire av. J.-C. ces derniers avaient établi le calendrier lunaire-solaire avec sa période de 19 ans liée aux noeuds lunaires.

Finalement, l'histoire nous a montré que peu importe les différences culturelles, l'être humain reste fasciné devant le spectacle du ciel nocturne.

1.1 Pourquoi étudier le champ magnétique des étoiles évoluées ?

La physique et la chimie des étoiles sont des points clés dans la compréhension de l'univers et de l'apparition de la vie. La majorité des éléments chimiques classés dans le tableau périodique des éléments sont créés dans les étoiles, par processus de fusion dans leur coeur pour les atomes, et pour les molécules par condensation de la poussière et des grains de leur enveloppe, ainsi que par photodissociation de certains éléments par le rayonnement du milieu interstellaire.

De plus, le Soleil joue un rôle décisif sur le climat terrestre et sur l'apparition de la vie. Cette étoile fait partie des étoiles de faible masse et est actuellement sur la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russell. Puis, il suivra les différents stades d'évolution jusqu'à atteindre la branche asymptotique des géantes, à ce moment là, le Soleil va gonfler et sera alors structuré comme un oignon. Il va commencer à perdre une partie de sa masse, jusqu'au stade suivant celui des Nébuleuses Planétaires. Il perdra entièrement son enveloppe et passera d'une géométrie plutôt sphérique, à des formes à multiples symétries avec apparition de jets de matière pour finir à une forme asymétrique. Puis, quand toute son enveloppe aura enrichi le milieu interstellaire, alors il ne restera plus que l'objet central appelé naine blanche.

La transition entre la branche asymptotique des géantes et la phase nébuleuse planétaire est accompagnée par un taux de perte de masse de l'étoile important ne pouvant pas être expliqué seulement par la rotation de l'étoile, et d'un changement drastique de la géométrie de l'étoile. Deux hypothèses sont avancées pour expliquer ces changements, la première est la binarité de l'étoile, la masse est alors transférée entre l'étoile principale et son compagnon, or toutes les étoiles ne sont pas des étoiles binaires. La seconde hypothèse alors avancée est que le champ magnétique joue un rôle dans ce processus évolutif. Il est alors important de pouvoir estimer son intensité que ce soit à la surface ou dans l'enveloppe de ces étoiles, pour savoir dans quelle mesure son rôle est important notamment s'il peut initier les jets de matières entre les deux stades évolutifs.

1.2 Comprendre l'environnement des étoiles évoluées massives

Les étoiles massives connaissent aussi un processus de perte de masse pendant leur stade de Supergéante Rouge avant de s'effondrer sur elle-même pour devenir des Supernovae. Comme pour les étoiles moins massives, le champ magnétique peut jouer un rôle clé dans ce processus. Cependant, la composition moléculaire de l'enveloppe de ces étoiles n'est pas encore bien connue. Pour pouvoir étudier l'intensité du champ magnétique, il faut que nous déterminions si il existe dans leur enveloppe une molécule permettant de tracer le champ magnétique.

Des études ont déjà été menées sur la composition de l'enveloppe interne d'une supergéante rouge : Bételgeuse. Elles ont pu mettre en évidence la présence notamment du radical CN dans l'enveloppe interne et montrer que sa distribution est asymétrique. Toutefois, très peu d'études en longueur d'onde radio ont été réalisées pour cette étoile, ainsi que pour d'autres supergéantes rouges. Seulement un relevé spectral a été réalisé à 1 mm pour l'étoile VY CMa, montrant la présence du radical CN dans son enveloppe.

Il est alors nécessaire de faire un inventaire moléculaire pour déterminer si des molécules présentes dans l'enveloppe de Bételgeuse permettraient d'étudier le champ magnétique.

Le chapitre suivant est consacré à des rappels sur l'évolution stellaire pour ces deux types d'étoiles.

Chapitre 2

L'Évolution Stellaire

« Dans le tissu de l'espace comme dans la nature de la matière, figure, en tout petit, la signature de l'artiste »

Carl Sagan

Sommaire

2.1 Les étoiles	6
2.2 Évolution des étoiles de type solaire et de masse intermédiaire	9
2.2.1 La Branche des Géantes Rouges et premier "dredge-up"	10
2.2.2 La branche horizontale et second "dredge-up"	11
2.2.3 La branche asymptotique des géantes	11
2.2.4 Fin de vie des étoiles de faible masse : les Nébuleuses Planétaires et Naines Blanches	13
2.3 Évolution des étoiles massives	14
2.3.1 Les différentes étoiles massives	14
2.3.2 Structure de l'étoile pendant son évolution	16
2.4 Spécificités des étoiles évoluées	18
2.4.1 Composition chimique de l'enveloppe circumstellaire	18
2.4.2 Perte de masse	23

2.1 Les étoiles

Lors d'une belle nuit, nous pouvons contempler un grand nombre d'objets dans le ciel, comme les planètes de notre système solaire, facilement identifiables car elles ne scintillent pas, la Lune, des étoiles filantes, mais surtout et majoritairement les étoiles. Les étoiles ont un cycle de vie semblable au notre : elles naissent dans un nuage moléculaire, puis elles passent une bonne partie de leur vie sur la Séquence Principale, avant d'évoluer sur la branche des géantes ou supergéantes, puis de mourir. De plus, il existe un grand nombre de types d'étoiles.

Notre galaxie est composée de plusieurs populations d'étoiles d'âges différents et de compositions chimiques initiales distinctes. Deux grands types de population ressortent :

- **Population du type I** : ces étoiles sont concentrées dans le plan galactique où la matière interstellaire est dense. Elles occupent toute la gamme de masse et de température et ont des âges de 0 à 10 milliards d'années. Elles peuvent appartenir à des amas galactiques. Elles sont composées d'hydrogène et d'hélium, mais les éléments lourds sont en proportion non négligeables (2% à 3%).
- **Population du type II** : elles ont principalement une distribution sphérique dans le halo de la Galaxie. Une petite fraction d'entre elles constituent les amas globulaires. Ce sont des étoiles très vieilles. L'hydrogène et l'hélium sont majoritaires tandis que les éléments lourds représentent une partie infime de leur composition (moins de 0.1%).

Parmi ces deux populations, on peut rencontrer aussi bien des spécimens nains que géants : la densité est une des deux caractéristiques fondamentales des étoiles. Il existe trois grandes tranches de densité qui correspondent chacune à une grande étape de la vie d'une étoile (je reviendrai sur ces étapes de vie un peu plus tard dans cette section). La seconde caractéristique qui est la plus importante est la masse initiale de l'étoile (M), qui déterminera l'évolution de l'astre. Il y a quatre catégories :

- $M < 0.08 M_{\odot}$: l'étoile brille très faiblement, c'est une naine brune ;
- $0.08 M_{\odot} < M < 0.8 M_{\odot}$: l'étoile reste une naine tant que son énergie n'est pas épuisée, en effet pour une masse de $0.7 M_{\odot}$ l'étoile mettra 25 milliards d'années à devenir une géante rouge : c'est plus que l'âge de la voie lactée (13,21 milliards d'années) ;
- $0.8 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$: l'étoile deviendra une nébuleuse planétaire (en anglais, [planetary nebula \(PN\)](#)) avant de finir sa vie sous forme d'une naine blanche (en anglais, [white dwarf \(WD\)](#)) ;
- $M > 8 M_{\odot}$: l'étoile deviendra une Supergéante avant de finir en étoile à neutrons qui trônera au centre du résidu d'une [supernova \(SN\)](#) voire un trou noir pour les plus massives.

De plus, la masse est reliée à la luminosité $L \approx M^3$ ainsi qu'à la température effective notée T_{eff} de l'étoile (voir formule 2.1), ce qui a permis d'établir une classification spectrale. Cette classification range les étoiles en fonction de leur température à leur surface (T_{eff}). Les différences de température induisent des spectres stellaires différents. La température effective est par définition la température d'un corps noir dont la surface émettrait la même puissance de rayonnement par unité de surface que l'étoile. Ainsi en connaissant T_{eff} et le rayon R de l'étoile, on peut en déduire la puissance totale émise soit la luminosité L :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (2.1)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut $5,670.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$.

TABLEAU 2.1 – Classification spectrale

Type spectrale	Couleur	Température effective en K	Raies spectrales	Exemples d'étoile
W	bleu	35000 - 100000	HeII, H α , H β	WR1 Cas, WR135 Cyg
O	bleu - blanc	28000 - 50000	HeII	Naos, Mintaka
B	bleu - blanc	10000 - 28000	He et un peu H	Spica, Rigel
A	blanc	7500 - 10000	HI	Sirius, Vega
F	jaune - blanc	6000 - 7500	CaIV	Canopus, Procyon
G	jaune	5000 - 6000	Ca et CaIV	Soleil, Capella
K	orange	3500 - 5000	Ca et CaIV	Arcturus, Aldebaran
M	rouge - orange	2500 - 3500	TiO et Ca	Antarès, Bételgeuse

Ainsi, on distingue huit classes spectrales : W, O, B, A, F, G, K, M. Il existe un moyen mnémotechnique de les retenir grâce à la phrase : Willie, Oh Be A Fine Girl/Guy (faites votre choix) Kiss Me! À chaque type correspond alors une température, donc une couleur et des raies spectrales caractéristiques (voir le tableau. 2.1). Toutefois, cette classification ne correspond pas à celle basée sur la chronologique de l'existence de l'astre. La classification a été récemment étendue aux types L, T et Y pour les naines brunes. Chacune de ces classes est divisée en 10 sous-classes de 0 à 9 en fonction de leur température. La classe de luminosité permet de connaître la taille de l'étoile. La classe de luminosité est définie par des chiffres romains, par exemple V classe les naines, III les géantes et I les super géantes.

De plus, il est naturel de penser que la température d'une étoile est d'autant plus importante que sa luminosité est grande. Le second facteur qui influence la luminosité est le rayon de l'astre. C'est à partir de cette réflexion, qu'en 1913, Hertzsprung et Russell ont créé le diagramme liant la température à la luminosité, soit la couleur à la magnitude, qui porte leur nom : [diagramme de Hertzsprung-Russell \(HR\)](#). En traçant le diagramme, on s'aperçoit que les étoiles se regroupent majoritairement le long d'une bande étroite que l'on appelle [séquence principale \(SP\)](#), 90% des étoiles de notre galaxie y sont présentes. La séquence principale correspond au moment où l'étoile fusionne son hydrogène en son cœur. Ensuite, en fonction de sa masse initiale, l'étoile se déplacera dans ce diagramme (fig. 2.1).

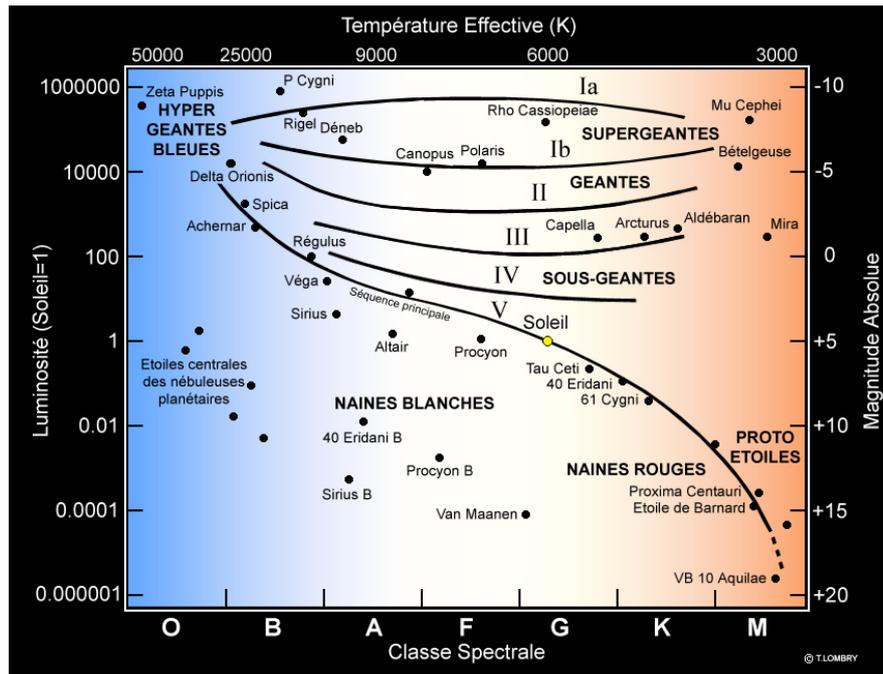


FIGURE 2.1 – Diagramme de Hertzsprung-Russell

Ce diagramme positionne les étoiles en fonction de leur luminosité (axe de gauche, en unités de luminosité solaire, $L_{\odot} = 3,854.10^{26}$ Watt), de leur type spectral (axe du bas), de leur magnitude bolométrique absolue (axe de droite), ainsi que de leur température effective (axe du haut).

Ce diagramme révèle trois grands groupes dépendant directement de la densité de l'étoile :

- **les étoiles de la Séquence Principale :** cette région du diagramme HR forme une diagonale descendante. Elle contient les naines et les étoiles bleues très lumineuses dans un état d'équilibre possédant des densités moyennes égales à un $t.cm^{-3}$, mais aussi des étoiles jaunes telles que le Soleil. Lors de cette phase l'étoile transforme en son coeur la totalité de l'hydrogène disponible en hélium, la durée de cette phase d'évolution de l'astre dépend de sa masse (donc de l'hydrogène disponible) ainsi que de la vitesse de la réaction nucléaire.
- **les branches des géantes et supergéantes :** les densités de ces astres sont comprises entre $1/100^e$ et $1/10\ 000^e$ de celle de l'eau. Elles se situent en haut à droite du diagramme. Ces deux phases sont expliquées en détail à la section 2.2 et 2.3.
- **le groupe des naines blanches :** elles correspondent à des étoiles dégénérées marquant la fin de vie de la majorité des étoiles et dont la densité frôle la tonne par centimètre cube. Elles sont situées dans l'angle inférieur gauche du diagramme HR.

Finalement, ce qui va déterminer l'évolution d'une étoile après la séquence principale est sa masse. La figure 2.2 montre les deux cas de figure possibles. On peut constater que la morphologie de l'étoile change au cours de sa vie qu'elle soit une étoile massive, de faible masse ou intermédiaire. Dans les deux prochaines sections, je vais expliquer ce qui se passe d'un point de vue physique et chimique lors de l'évolution de ces étoiles.

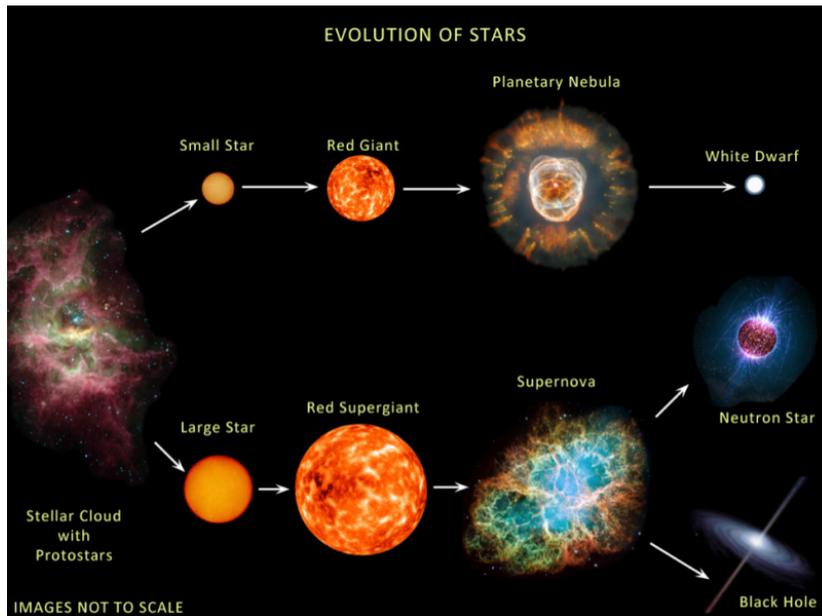


FIGURE 2.2 – Cette figure représente les grandes lignes de l'évolution stellaire. *En haut* : l'évolution des étoiles de masse faible et intermédiaire ($0.8 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$). *En bas* : l'évolution des étoiles massives ($M > 8 M_{\odot}$). Notez toutefois que les différents objets ne sont pas à l'échelle. Adapté de l'Encyclopedia Britannica, Inc.

2.2 Évolution des étoiles de type solaire et de masse intermédiaire

Les étoiles de masse faible ou intermédiaire, c'est-à-dire $0.8 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$, représentent la majorité des étoiles dans l'univers ($> 90\%$). Après avoir passé la majeure partie de leur vie ($\sim 10^8$ à 10^{10} ans) sur la **SP** à transformer l'hydrogène en hélium en son coeur, l'étoile quitte cette phase pour commencer son parcours évolutif sur la branche des géantes rouges (en anglais, **red giant branch (RGB)**), voir figure 2.3).

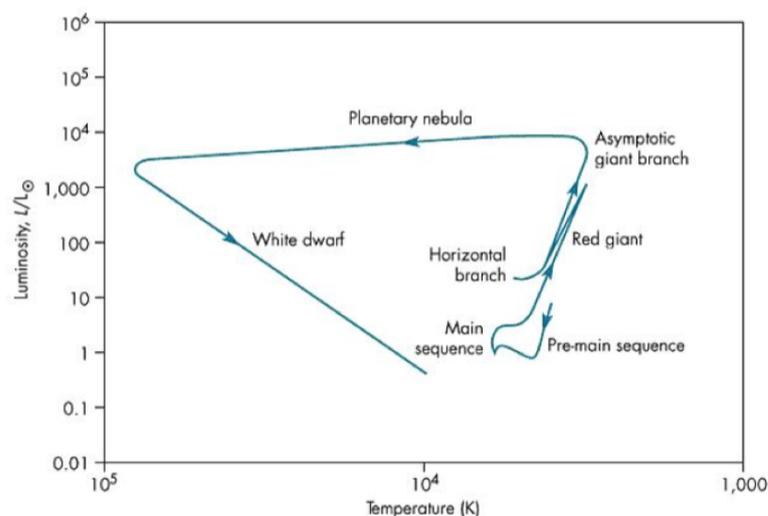


FIGURE 2.3 – Diagramme évolutif des étoiles de masse faible et intermédiaire. (Crédit : P. Cruza-lebes)

2.2.1 La Branche des Géantes Rouges et premier "dredge-up"

Pour les étoiles de faible masse ($M < 2.3 M_{\odot}$), après avoir brûlé tout l'hydrogène contenu dans son cœur par la chaîne proton-proton "PP" (fusion de deux protons pour donner un noyau de deutérium, voir figure 2.4), l'étoile développe un cœur d'électrons dégénérés en quittant la séquence principale et commence l'ascension sur la RGB. À partir de ce moment-là, l'hydrogène (H) fusionne en une couche autour d'un noyau d'hélium (He) et d'électrons dégénérés, ce qui a pour effet d'augmenter la luminosité de l'étoile. Au début de cette phase évolutive (voir figure 2.3), l'étoile subit le premier "dredge-up", l'enveloppe convective s'enfonce, occupant une place relativement plus importante et le mélange du produit de nucléosynthèse remonte à travers la couche convective par mouvement de dragage pour les étoiles de masse supérieure à celle du Soleil (Iben 1991). La matière du dredge-up subit une fusion partielle de l'hydrogène par la chaîne PP et le cycle CNO (carbone azote oxygène, réaction nucléaire pour transformer l'hydrogène en hélium, voir figure. 2.5). Cette phase se termine de façon violente pour les étoiles de faible masse ($M \leq 2.3 M_{\odot}$), c'est le flash d'hélium. Pendant quelques heures, la puissance produite par le cœur est de l'ordre de $10 L_{\odot}$. Lorsque la température du cœur devient suffisamment élevée pour que la dégénérescence électronique ne soit plus importante, ce phénomène prend alors fin. La taille du cœur augmente, ce qui diminue la température et stabilise la fusion de l'hélium. L'énergie libérée par ce phénomène est absorbée dans l'éjection partielle et l'expansion de l'enveloppe très étendue. Quand la fusion de l'hélium devient stable, l'étoile rentre dans une nouvelle phase de l'évolution stellaire appelée la Branche Horizontale (Iben 1991; Eggen & Iben 1991).

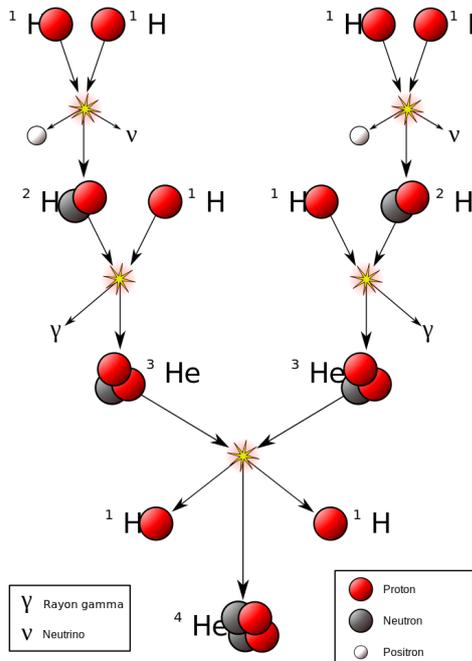


FIGURE 2.4 – Schéma des fusions qui interviennent dans la branche PP1, incluant celles de l'hydrogène et celles de l'hélium (Source https://fr.wikipedia.org/wiki/Cha%C3%A9ne_proton-proton).

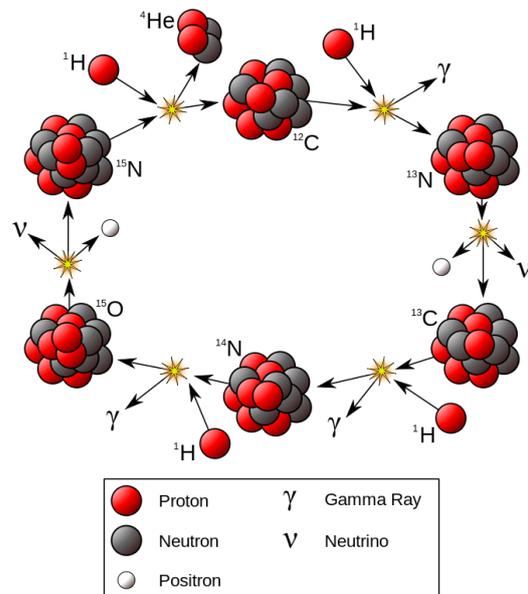


FIGURE 2.5 – Schéma du cycle CNO de la combustion de l'hydrogène (Source https://fr.wikipedia.org/wiki/Cycle_carbone-azote-oxyg%C3%A8ne).

2.2.2 La branche horizontale et second "dredge-up"

La luminosité et le rayon diminuent brusquement d'un ordre de grandeur par rapport à leur valeur immédiatement avant le flash d'hélium. Le coeur d'hélium continue à brûler jusqu'au moment où se forme un coeur dégénéré électroniquement de carbone par la réaction 3α ($3\text{He} \rightarrow \text{C} + 2\gamma$, voir figure 2.6). Après épuisement de l'hélium central, la couche d'hydrogène est éteinte. Il se produit alors le 2nd dredge-up (surtout important pour les étoiles avec une masse supérieure ou égale à $4 M_{\odot}$). L'étoile est alors composée d'une structure en couches ; la plus proche du coeur est celle de l'hélium et la plus externe est celle de l'hydrogène. Le matériel du second dredge-up (He et N) est transporté à la surface stellaire par convection ; il peut être éjecté par le vent stellaire. L'hélium et l'azote sont enrichis à la surface (le cycle CNO convertit la plupart du C et O en N). C'est le début de la branche asymptotique des géantes (en anglais, *asymptotic giant branch* (AGB)).

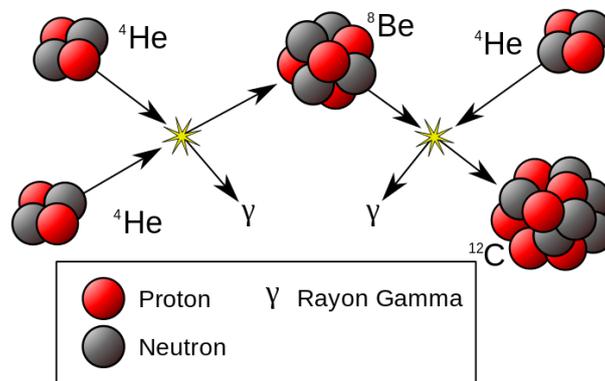


FIGURE 2.6 – Schéma de la réaction triple α (Source https://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9action_triple_alpha)

2.2.3 La branche asymptotique des géantes

Au début de la branche asymptotique des géantes, la couche d'hydrogène s'éteint, la majeure partie de l'énergie provient alors de la couche mince d'hélium en combustion. Pendant la phase AGB, l'étoile est composée d'un coeur de C-O avec un gaz d'électrons dégénérés, puis d'une couche d'hélium en combustion entourée d'une couche de mélange hélium-hydrogène, puis d'une couche d'hydrogène qui se réactive/brûle par intermittence lors des pulsations thermiques et enfin d'une enveloppe convective d'hydrogène (voir figure 2.7).

Un vent stellaire se développe dans l'enveloppe de l'étoile pendant son ascension sur la phase AGB ; il est entraîné par la pression de rayonnement sur la poussière se condensant dans la haute atmosphère de l'étoile. Ce vent produit un taux de perte de masse compris entre 10^{-6} et $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. La perte de masse intense de l'étoile en fin de la phase AGB est dans bien des cas invisible en optique. Cela est dû aux enveloppes épaisses de poussières, qui réémettent la lumière absorbée dans les longueurs d'onde optique et infrarouge (IR).

À la fin de la phase de la branche asymptotique des géantes, la couche d'hydrogène se remet à brûler et devient la principale source d'énergie. Mais occasionnellement, tous les 10^4 ans environ, la couche d'hélium s'enflamme en raison de la nature instable de cette couche ; cela entraîne des changements structurels et chimiques importants (Schwarzschild & Härm 1965). De ce fait, de nombreuses oscillations sont créées dans le trajet évo-

lutf, nommées **Pulsation Thermiques (PTs)**. Entre deux pulsations thermiques consécutives, le matériau traité dans la couche d'hydrogène en combustion augmente lentement la masse de la couche riche en hélium (phase interpulse). Cela augmente la pression et la température du nouveau matériau devenu riche en hélium, ce qui active la réaction triple- α à l'intérieur de la couche d'hélium, il est alors produit un pulse thermique. La seconde réaction importante est $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$; qui est en compétition avec la réaction 3α pour la production du ^{12}C et ^{16}O (Woosley et al. 2002).

Dans la phase interpulsation, la partie convective de l'enveloppe s'étend jusqu'à la limite avec la couche d'hydrogène en combustion; et quasiment tout le ^{12}C et ^{16}O sont convertis en ^{14}N . Cette phase n'engendre aucun changement notable sur la luminosité stellaire. L'excès d'énergie engendré par les pulsations thermiques produit un transport convectif de matière de la couche d'hydrogène vers les couches externes de l'atmosphère stellaire tandis que l'enveloppe extérieure se dilate. Cela entraîne un refroidissement des couches d'hydrogène en combustion et un arrêt de la réaction nucléaire de l'hélium. Alors, la température de l'hélium diminue pendant la phase interpulsation et un nouveau cycle de pulses thermiques commence.

À la fin de la phase **AGB**, pendant la phase **PT**, l'étoile subit après chaque impulsion des réajustements structurels et thermiques qui changent sa luminosité et son rayon stellaire. À chaque pulsation thermique, l'énergie nucléaire convertie en énergie thermique est utilisée pour l'expansion de la matière. Au fur et à mesure de l'augmentation de l'amplitude des pulsations, la base de l'enveloppe convective rejoint la région contenant les matériaux les plus lourds synthétisés comme le ^{12}C , ^{16}O et ^{14}N . Ces éléments sont alors dragués à la surface stellaire, c'est le troisième dredge-up, il n'a lieu que pour les étoiles suffisamment massives ($M > 2M_{\odot}$).

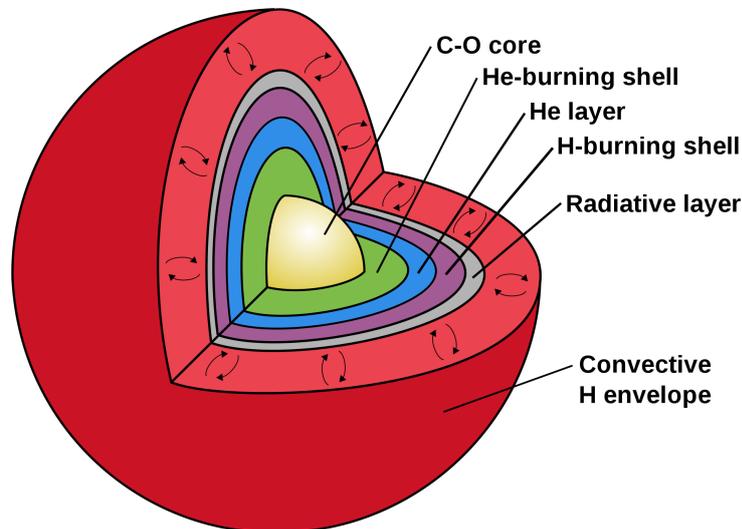


FIGURE 2.7 – Structure interne d'une étoile **AGB**, composée d'un coeur contenant C, O (en jaune), d'une couche d'hélium brûlant (vert), une couche d'hélium (bleu), d'une autre couche d'hydrogène brûlant (violet), puis d'une couche radiative (gris) et enfin d'une enveloppe d'hydrogène en convection. (Crédit : M.V Persson, Chalmers University of Technology)

2.2.4 Fin de vie des étoiles de faible masse : les Nébuleuses Planétaires et Naines Blanches

La fin de vie de ces étoiles est assez spectaculaire et encore assez mal comprise. L'atmosphère étendue de l'étoile devient instable et l'étoile perd une grande partie de sa masse. L'enveloppe autour du coeur de l'étoile est perdue entièrement pendant un laps de temps plus court que 50 000 ans. Ainsi, la morphologie de l'étoile change drastiquement, passant d'un objet plutôt sphérique à un objet asymétrique avec des outflows (jet de matière aux pôles des étoiles, voir figures. 2.8 et 2.9). Le taux de perte de masse devient important de l'ordre de 10^{-8} à $10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Kudritzki et al. 1997). La rotation étant insuffisante pour expliquer ce taux, deux hypothèses sont avancées. La première est que le champ magnétique joue un rôle dans ce processus (Vlemmings & van Langevelde 2008) ; la seconde est que ces étoiles sont des binaires (Soker & Zoabi 2002). Une fois toute son enveloppe dispersée, il reste en son centre un objet dégénéré très compact de masse 0.5 - 1 M_{\odot} de rayon comparable à celui de la Terre et de température de surface très élevée (quelque 10 000 K). Cet objet perd progressivement son énergie thermique et devient alors une naine blanche (voir la figure. 2.3). Il existe un dernier stade, qui est celui de la naine noire (l'étoile est suffisamment refroidie pour ne plus émettre de lumière dans le visible), non encore observé car pour le moment l'Univers est trop jeune pour qu'une naine blanche ait eu le temps de se refroidir et de se transformer en naine noire.

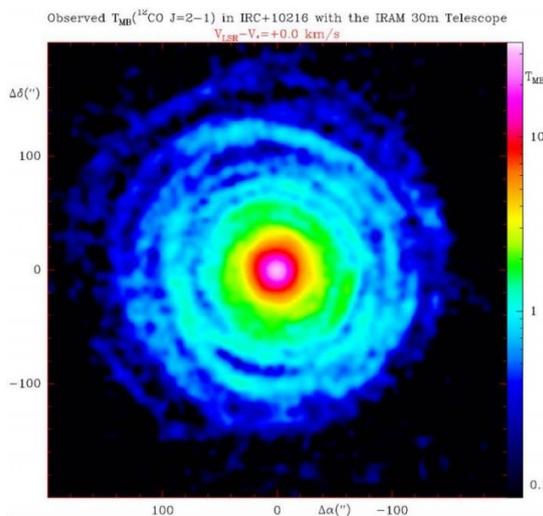


FIGURE 2.8 – Observation du $^{12}\text{CO}(2-1)$ de l'étoile AGB IRC+10216 avec le radiotélescope IRAM 30m, extrait de l'article de Cernicharo et al. (2015a).

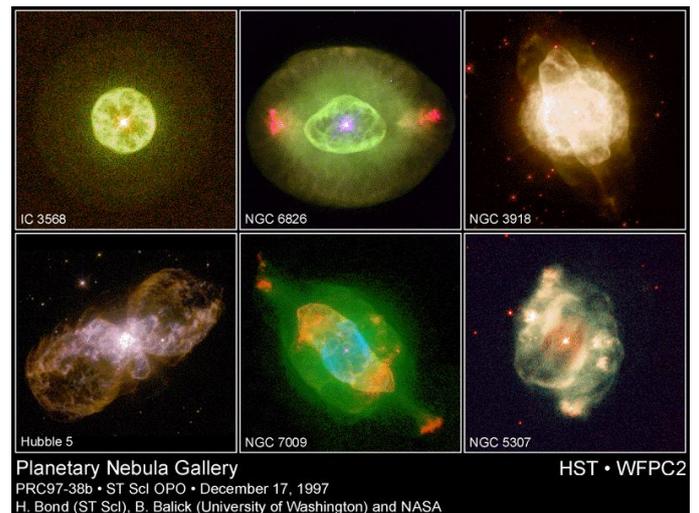


FIGURE 2.9 – Six nébuleuses planétaires observées avec Hubble Space Télescope (HST) (Crédit H. Bond, B. Balick and NASA).

Phase	Durée
Combustion de H	6.5×10^7 ans
Contraction	2.2×10^6 ans
Début de la combustion de H en couche	1.4×10^5 ans
Combustion de H (couche épaisse)	1.2×10^6 ans
Combustion de H (couche mince)	8×10^5 ans
Zone convective s'étend vers l'intérieur	
Phase géante rouge	5×10^5 ans
Début combustion He	
Disparition zone convective extérieur	10^6 ans
Contraction	
Combustion He	9×10^6 ans
Épuisement He du coeur et contraction	
Combustion He couche épaisse	
Combustion He couche mince	2×10^6 ans

TABLEAU 2.2 – Phase de l'évolution d'une étoile de $5M_{\odot}$ depuis la séquence principale jusqu'à la fin de la phase AGB, tiré du livre de [Monier \(2006\)](#).

2.3 Évolution des étoiles massives

2.3.1 Les différentes étoiles massives

Contrairement à leurs consœurs, les étoiles massives ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) ont un temps d'évolution plus court : par exemple une étoile de $15 M_{\odot}$ passera seulement 11 millions d'années sur la séquence principale, ce qui est environ 1000 fois moins que le Soleil. Couplé à un faible taux de formation, ces échelles de temps expliquent le faible nombre de ces étoiles comparé aux étoiles de faible masse. Les étoiles massives n'évoluent pas toutes de la même façon et n'ont pas le même nombre de étapes au cours de leur vie qui va dépendre de la masse initiale de l'étoile.

Les étoiles qui ont une masse entre $8 M_{\odot}$ et $15 M_{\odot}$, après avoir passé la majeure partie de leur vie sur la séquence principale, deviennent des supergéantes bleues (en anglais, [blue supergiant \(BSG\)](#)) et ont pour type spectral OB. Ces étoiles ont la particularité d'être très lumineuses, de 10^3 à un million de fois plus que le Soleil, avec un taux de perte de masse élevé et sont généralement instables. Lorsqu'elles ont brûlé tout le combustible contenu dans leur coeur, elles sont alors composées d'un coeur de carbone et d'oxygène qui est inerte, entouré d'une couche d'hélium et d'une couche d'hydrogène où s'effectue leur combustion. Elles subissent ensuite un effondrement gravitationnel du coeur contrebalancé par la pression de radiation engendrée par les réactions thermonucléaires, entraînant une explosion cataclysmique de l'étoile. L'étoile est alors une supernova (noté SN) de type II, son enveloppe circumstellaire est éjectée. Quand toute son enveloppe aura enrichi le milieu interstellaire, il ne restera plus que l'objet central, c'est-à-dire une étoile à neutrons. Ces étoiles ont la particularité d'avoir une vitesse de rotation très grande avec un champ magnétique très intense environ 10^{12} G mais pouvant aller jusqu'à 10^{15} G pour les magnétoiles ([Viganò 2013](#); [Viganò et al. 2015](#)).

Les étoiles avec une masse comprise entre $15 M_{\odot}$ et $25 M_{\odot}$ connaissent une étape supplémentaire dans leur évolution. Cette étape se situe entre la phase des supergéantes bleues et les supernovae : ces étoiles deviennent des supergéantes rouges (noté [red supergiant](#)

(RSG) de type spectral K ou M. Elles ont pour particularités d'être les étoiles les plus volumineuses de l'univers, et leur température effective est de l'ordre de 4 000 K (Levesque et al. 2005). De plus, ces étoiles sont classées comme irrégulières et/ou semi-variables. Elles ont aussi un taux de perte de masse important mais pas suffisant pour éjecter entièrement leur enveloppe d'hydrogène. La puissance du flux rayonnant de l'étoile repousse en permanence ses couches externes, provoquant une perte de masse d'environ $10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.

Pour expliquer ce taux de perte de masse important, deux hypothèses sont avancées. La première est proposée par Josselin & Plez (2007) dont les observations spectroscopiques ont révélé des cellules géantes de convection sur des supergéantes rouges; cela pourrait initier la perte de masse en faisant diminuer la gravité effective de l'étoile par leur mouvement turbulent. Si ce phénomène est associé à la pression de radiation, les cellules de convection géantes pourraient effectivement être suffisantes pour initier la perte de masse. La deuxième hypothèse est liée aux premières observations du champ magnétique à la surface de Bételgeuse, réalisées par Aurière et al. (2010) : il n'est pas impossible que le facteur initial puisse être des ondes d'Alfvén qui transféreraient leur énergie et leur impulsion à l'enveloppe externe de l'astre (Airapetian et al. 2010).

Pour résumer, après avoir passé une bonne partie de leur vie sur la séquence principale, ces étoiles deviennent des supergéantes bleues puis des supergéantes rouges, pour ensuite devenir des supernovae de type II avant de finir leur vie en étoile à neutrons.

Les étoiles avec une masse entre $25 M_{\odot}$ et $40 M_{\odot}$ deviennent des supergéantes bleues puis des supergéantes rouges, puis des Wolf-Rayet (WR). La combustion de la couche d'hélium est alors très puissante, créant un vent opaque et dense qui rend impossible de distinguer la surface de l'astre. Le vent est si fort (taux de perte de masse d'environ $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) qu'il disperse alors petit à petit la couche externe d'hydrogène. Tant que l'hydrogène est détecté dans le vent stellaire, l'étoile est considérée comme une Wolf-Rayet tardive (notée, late N-rich Wolf-Rayet (WNL)). Ces étoiles sont riches en azote et leur température de surface peut aller de 30 000 K à 60 000 K (Morton 1970). Une fois que toute la couche d'hydrogène a disparu, la couche la plus externe est celle d'hélium.

À ce moment l'étoile est considérée comme une Wolf-Rayet précoce (notée, early N-rich Wolf-Rayet (WNE)). La couche d'hélium continue sa fusion et synthétise du carbone et de l'oxygène. Quand le carbone devient visible, l'objet devient une Wolf-Rayet carbonée (notée, C-rich Wolf-Rayet (WC)). Enfin, l'étoile s'effondre sur elle-même et explose en supernova de type SN Ib. Ces supernovae ont des raies d'hélium très intenses. La SN s'effondre et finit par former une étoile à neutrons.

Il est à noter que les étoiles qui ont une masse comprise entre 12 et $40 M_{\odot}$ ont la particularité d'effectuer des allers-retours horizontaux sur le diagramme HR après avoir quitté la séquence principale. Cela se traduit par des variations importantes de rayons dues aux variations de la structure interne de l'étoile qui entraîne des cycles de gonflement et dégonflement de l'astre.

Pour les étoiles qui ont une masse supérieure à $40 M_{\odot}$, la phase des supergéantes rouges n'existe pas. Dans ce cas, l'étoile devient une variable lumineuse bleue (en anglais, luminous blue variable (LBV)); l'étoile éjecte alors toute son enveloppe d'hydrogène avant d'atteindre le stade RSG. Ces étoiles ont un changement lent de luminosité qui est ponctué par des explosions occasionnelles et importantes de matière conduisant

à un taux de perte de masse élevé de l'ordre $0,2 \cdot 10^{-5}$ à $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Nugis et al. 1998; Hamann et al. 2000; Nugis & Lamers 2002). De plus, ces objets sont extrêmement rares ; on n'en recense que 20 dans le General Catalogue of Variable Stars¹. Ces étoiles suivront le même cursus que leurs consœurs un peu moins massives ; elles deviennent des WNLs puis des WNEs et des WCs avant de devenir des supernovae de type Ib ou Ic, puis elles finissent en trou noir.

2.3.2 Structure de l'étoile pendant son évolution

Tout comme les étoiles de faible masse et intermédiaire pendant la séquence principale, les étoiles massives transforment l'hydrogène en hélium par le cycle CNO (voir figure 2.5). Puis, le reste d'hydrogène en combustion forme une couche autour du cœur d'hélium qui synthétise du carbone par réaction triple- α (figure 2.6). De plus, il s'avère que ces étoiles connaissent aussi un dredge-up, modifiant ainsi les abondances moléculaires et les rapports isotopiques (Lyubimkov et al. 2015; Richards et al. 2013; Przybilla et al. 2010). À partir de ce moment, le cœur est alors composé de carbone entouré d'une première couche d'hélium en fusion, d'une seconde couche d'hydrogène en fusion et d'une troisième couche plus étendue d'hydrogène inerte. Lorsque la température a atteint $6 \cdot 10^8$ K dans le cœur de l'étoile et qu'une quantité suffisante de ^{12}C a été créée, le carbone se transforme en oxygène par la réaction : $^{12}\text{C} + ^2\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$ (le taux de cette réaction est incertain). De plus, cette réaction entraîne la contraction du cœur de l'étoile qui induit à son tour une augmentation de la température et de la densité de ce dernier. Quand la température du cœur de l'étoile devient supérieure à 10^9 K, le carbone fusionne par la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, produisant un mélange majoritairement composé de néon (^{20}Ne), d'un peu de magnésium (^{24}Mg), ainsi que du sodium (^{23}Na). Pour les étoiles avec une masse allant jusqu'à $20 M_{\odot}$, la luminosité nucléaire importante produit un noyau convectif d'environ $0,5 M_{\odot}$. De plus, pour les étoiles les plus massives, le carbone fusionne du centre vers l'extérieur du cœur, dû à l'abondance initiale plus faible du ^{12}C , donnant une réaction nucléaire moins efficace. Les photons sont alors capables de transporter le petit excès d'énergie non émise dans les neutrinos, cette phase dure environ $2 \cdot 10^3$ ans. Il ne faut pas perdre de vue que ces résultats sont sensibles au taux initial de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma) ^{16}\text{O}$ qui détermine l'abondance du ^{12}C laissé après la phase de la fusion de l'hélium. Un taux initial bas laissera plus de ^{12}C à brûler, ce qui augmentera la taille du noyau convectif ainsi que la durée de la phase de fusion du carbone. Quand le carbone au centre est épuisé, le noyau composé de O, Ne et Mg se contracte à l'échelle de temps de Kelvin-Helmholtz (durée pendant laquelle la couche de gaz en contraction restera lumineux en utilisant son énergie gravitationnelle de contraction) et la fusion du carbone se poursuit dans une couche convective autour du noyau.

Avant que la température requise pour la combustion de l'oxygène soit atteinte, la réaction $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ devient énergétiquement possible en utilisant des photons à haute énergie à partir de la fin de la distribution de Planck. La particule α provenant de la réaction du ^{20}Ne vient se coupler au ^{16}O pour recréer ainsi du ^{20}Ne . Mais bientôt cette réaction atteint l'équilibre et les particules α commencent à se coupler au ^{20}Ne pour former du ^{24}Mg . Finalement, pour deux noyaux de ^{20}Ne qui se désintègrent, il y a création d'un noyau de ^{16}O et ^{24}Mg . De plus, il existe d'autres réactions qui ont lieu au même moment, provenant de la nucléosynthèse telle que $^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)^{20}\text{Ne}$, $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$, $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$, $^{26}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$, $^{26}\text{Mg}(\alpha, \gamma)^{30}\text{Si}$, $^{27}\text{Al}(\gamma, p)^{30}\text{Si}$, et $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$. La composition finale

1. <http://www.sai.msu.su/gcvs/gcvs/index.htm>

du coeur est rehaussée en ^{16}O , tous les isotopes de magnésium, aluminium, silicium, et phosphore, ainsi que des quantités supplémentaires de ^{36}S , ^{40}K , ^{46}Ca , ^{58}Fe , $^{61,62,64}\text{Ni}$, et des traces de ^{22}Na , et ^{26}Al . Cette phase dure 9 mois pour une étoile de $15 M_{\odot}$ (Woosley et al. 2002).

L'oxygène étant l'élément le plus léger à présent dans le coeur de l'étoile, il est le prochain élément à rentrer en fusion. Pour les températures où l'oxygène brûle dans une étoile massive, la fusion de l'oxygène est favorisée par la photodésintégration. Pendant la phase de combustion explosive d'oxygène, la photodésintégration du ^{16}O et la réaction de fusion d'oxygène peuvent se produire à des taux comparables (Woosley et al. 2002). En outre, dans des conditions explosives, la réaction $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a une certaine importance. La réaction la plus importante à ce stade-là de la vie de l'étoile est la fusion de l'oxygène $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ qui produit du ^{31}S , ^{31}P , ^{30}P et du ^{28}Si . Une fois de plus, des réactions secondaires existent et sont assez importantes, la nucléosynthèse peut être décrite par un réseau de réactions.

En considérant toutes les réactions possibles, les principaux produits de la combustion de l'oxygène sont ^{28}Si , $^{32,33,34}\text{S}$, $^{35,37}\text{Cl}$, $^{36,38}\text{Ar}$, $^{39,41}\text{K}$, et $^{40,42}\text{Ca}$. Parmi toutes ces espèces, le ^{28}Si et le ^{32}S représentent la majorité de la composition finale du coeur pour ce stade (environ 90% Woosley et al. 2002). L'étoile est alors composée de son coeur de ^{28}Si et ^{32}S , entouré d'une couche de néon, puis d'une couche d'oxygène, entourée d'une couche de carbone suivie d'une couche d'hélium et d'une couche d'hydrogène; toutes ces couches sont en fusion.

Contrairement à la combustion du carbone et de l'oxygène, la combustion du silicium n'est pas principalement produite à partir de sa fusion, c'est-à-dire par la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ne}$. À la place, le silicium brûle de façon unique, par une combustion similaire à celle du néon. Une partie du silicium fusionne par une chaîne de réaction produite par photodésintégration, par les neutrons, protons et spécialement par la chaîne $^{28}\text{Si}(\gamma, \alpha)^{24}\text{Mg}(\gamma, \alpha)^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}(\gamma, \alpha)^{12}\text{C}(\gamma, 2\alpha)\alpha$. Alors, un équilibre est maintenu par les particules α et les nucléons libres, qui est dû à l'existence de la chaîne $^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma)^{32}\text{S}(\gamma, p)^{31}\text{P}(\gamma, p)^{30}\text{Si}(\gamma, n)^{29}\text{Si}(\gamma, n)^{28}\text{Si}$; chaque réaction est en équilibre avec sa réaction inverse. Les particules α et les nucléons associés, libérés par la photodésintégration du silicium augmentent progressivement la quantité de ^{28}Si en quasi-équilibre avec eux, ce qui a pour effet d'entraîner l'augmentation de la masse atomique moyenne du noyau.

Finalement, la plupart du matériel est constitué d'espèces lourdes concentrées autour du fer et l'abondance de silicium devient petite (Woosley et al. 2002). À ce moment-là, le noyau est principalement constitué de fer, entouré de plusieurs couches de différentes molécules en combustion (voir figure 2.10). De plus, l'énergie n'est plus assez grande pour permettre la poursuite des réactions nucléaires (l'énergie de liaison du fer est trop grande). La compensation de la perte d'énergie par contraction gravitationnelle du coeur augmente sa température, conduisant à la dissociation du fer en protons et neutrons. Cette contraction entraîne une augmentation de la densité du coeur, provoquant une recombinaison des électrons avec les protons pour former des neutrons avec émission de neutrinos.

L'effondrement s'arrête à partir du moment où les neutrons sont dégénérés dans le coeur de l'étoile, des ondes de choc sont alors émises. La matière éjectée forme un nuage de gaz interstellaire qui se dissipe rapidement, ce qui donne lieu à des restes de supernova. Ce gaz riche en éléments chimiques enrichit le milieu interstellaire. Le coeur res-

Processus de fusion	Produit principal issu de la fusion	Durée de la fusion
H	He	$10 \cdot 10^7$ ans
He	C, O	$2 \cdot 10^6$ ans
C	Ne, O	$2 \cdot 10^3$ ans
Ne	O, Mg	9 mois
O	S, Si	2,6 ans
Si	Fe, Ni	18 jours

TABLEAU 2.3 – Phases de l'évolution d'une étoile de $15M_{\odot}$ depuis la séquence principale jusqu'à la fin de la phase supergéante rouge, tiré de l'article de (Woosley et al. 2002).

tant après l'explosion est un objet très compact : si sa masse est inférieure à $3 M_{\odot}$, il s'agit d'une étoile à neutrons (dont certaines sont des pulsars) formée essentiellement de neutrons. En revanche, si la masse est supérieure à $3 M_{\odot}$, la pression de dégénérescence des neutrons ne peut pas s'opposer à la gravitation et le coeur s'effondre pour former un trou noir.

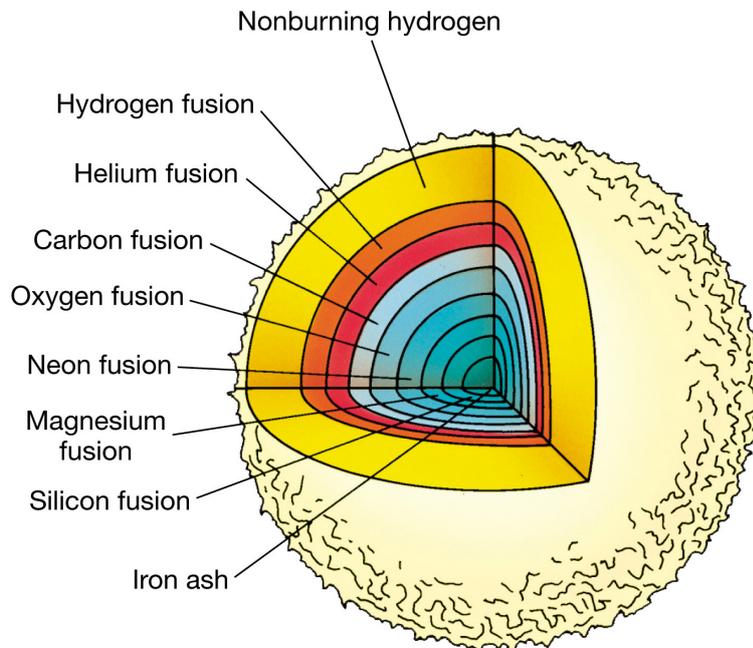


FIGURE 2.10 – Structure interne en "pelure d'oignon" d'une étoile supergéante. (Crédit : Pearson Prentice hall, Inc 2005)

2.4 Spécificités des étoiles évoluées

2.4.1 Composition chimique de l'enveloppe circumstellaire

Au début du stade évolué, les étoiles sont plus riches en oxygène qu'en carbone ($C/O < 1$), ce qui reflète la composition du milieu interstellaire (en anglais, *interstellar medium* (ISM)), mais après plusieurs cycles de pulsations thermiques les étoiles s'enrichissent en carbone par le biais du troisième dredge-up. Ainsi, on observe trois types d'étoiles évoluées ; les plus jeunes qui sont alors des étoiles oxygénées ($C/O < 1$), les étoiles carbonées ($C/O > 1$) qui sont des étoiles en fin de cycle AGB ou RSG et entre ces deux stades les

étoiles S ($C/O \sim 1$).

Ce changement de rapport entre l'abondance du carbone et de l'oxygène provient d'une chimie propre à chaque couche de l'enveloppe de ces étoiles. Ainsi, au niveau de la photosphère, le principal processus nucléaire est le processus "s" qui est une nucléosynthèse lente ("s" pour slow en anglais) par capture des neutrons par les noyaux atomiques, créant des nouveaux éléments (éléments s). Ces éléments sont formés à partir de l'interaction entre deux pulsations thermiques consécutives. Après un dredge-up, l'hydrogène peut être partiellement mélangé dans la région entre la couche d'hydrogène et d'hélium, où ^{12}C et ^4He existent. Cette région de mélange partiel peut être vue comme conséquence d'une semi-convection, ou bien d'une convection étendue ("overshooting" en anglais [Mowlavi 2002](#); [Lattanzio 2003](#)). L'hydrogène peut alors réagir avec ^{12}C pour former le ^{13}C pendant la phase entre les pulsations. Le rapport $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ est un bon indicateur du stade évolutif de l'étoile. Le ^{13}C est une bonne source pour créer des neutrons par la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Ces neutrons peuvent être à leur tour capturés par des noyaux de fer et d'autres éléments lourds pour former des éléments qui pourront être dragués à la surface de l'étoile à la prochaine pulsation thermique ([Busso et al. 2001](#)).

Dans l'enveloppe interne entre $1 R_{\star}$ et $5 R_{\star}$, la principale cause de réaction chimique est l'atmosphère dynamique liée aux pulsations et aux chocs. On y trouve aussi bien des molécules qui ne sont pas à l'équilibre thermodynamique (ET); mais aussi d'autres qui sont à l'ET. Dans la région intermédiaire entre $5 R_{\star}$ et $100 R_{\star}$, le vent stellaire est le plus rapide et la poussière se condense pour former des grains jouant un rôle important dans la chimie circumstellaire en accréant certaines molécules et en catalysant la formation de molécules à leur surface. À la fin de cette région et dans l'enveloppe externe entre $100 R_{\star}$ et $20\,000 R_{\star}$, la principale source de création de nouvelles molécules est la photodissociation liée au rayonnement UV interstellaire. Bien entendu, suivant le type d'étoiles, carbonée ou oxygénée, il n'y aura pas les mêmes réactions chimiques et donc les molécules présentes dans l'enveloppe circumstellaire ne seront pas les mêmes.

Les étoiles oxygénées

La chimie des enveloppes circumstellaires (en anglais, [circumstellar envelope \(CSE\)](#)) pour les étoiles oxygénées ($C/O < 1$) est moins étudiée que celle des étoiles carbonées. Cependant, grâce au satellite Herschel et au réseau d'antennes radio ALMA, de nouvelles informations sur la chimie des CSEs oxygénées ont été découvertes, spécialement pour l'enveloppe interne proche de la photosphère (voir figure 2.11). Les principales molécules détectées pour cette zone sont : SiO, TiO, H₂O, H₂ et CO.

Il peut être surprenant de ne pas détecter des molécules carbonées en sachant que ces dernières sont formées en premier dans le coeur de l'étoile. Cela vient du fait qu'à une distance inférieure à $2 R_{\star}$, les densités post-choc sont très élevées, supérieures à 10^{13} cm^{-3} , et la température est également élevée, plus de 4 000K. À ces température et densité, toutes les molécules formées à l'équilibre thermodynamique locale (ETL) sont détruites.

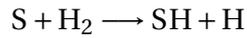
Parmi les espèces oxygénées certaines comme le SiO TiO mais aussi le TiO₂, AlO, et AlOH sont impliquées dans le processus de création de grains de silicates dans ces étoiles. Ces derniers sont formés à partir du gaz choqué par les pulsations stellaires périodiques de l'étoile (la période de ces pulsations est propre à chaque étoile, il peut exister plusieurs périodes pour une même étoile).

Plusieurs modèles ont été développés pour expliquer et reproduire la formation de la

poussière et des grains, ainsi que la formation et le changement d'abondance des molécules détectées. Le modèle le plus détaillé a été réalisé pour l'AGB IK TAU par [Gobrecht et al. \(2016\)](#). Il prend en compte l'onde de choc périodique produite par les pulsations stellaire et se déplaçant de l'intérieur vers l'extérieur avec une vitesse initiale de 32 km.s^{-1} et qui décroît de façon proportionnelle à r^{-2} , avec r la distance radiale depuis la photosphère.

Pendant la phase de pulsation, la densité ainsi que la température décroissent et de nouvelles molécules se forment ; leur composition et abondance dépendant de la cinétique chimique froide et du flux d'expansion. Dans ce gaz post-choc la chimie est dominée par des réactions neutres-neutres (les réactions chimiques qui se produisent dans les collisions entre espèces atomiques ou moléculaires qui ne perdent pas de charge électrique) à haute température ([Millar 2016](#)).

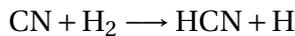
Il n'est pas surprenant de trouver des oxydes et dioxydes dans les étoiles évoluées oxygénées, ainsi que des hydroxydes se formant facilement en phase gazeuse. La présence de molécules carbonées au delà de $2 R_{\star}$ est quant à elle surprenante puisque tout le carbone présent devrait être enfermé dans le CO. On retrouve dans la CSE interne du HCN, CS et CO₂ avec des abondances relativement importantes ([Royer et al. 2010](#); [Ziurys et al. 2009](#); [Tenenbaum et al. 2010b](#)). [Gobrecht et al. \(2016\)](#) montrent que la chimie complexe se produit sur une échelle de temps très rapide. Ainsi, le CS se forme dans le gaz chaud via :



Tandis que le CN et HCN se forment par :



Suivi de :



Grâce à la coexistence des espèces carbonées et oxygénées, il est alors possible de tracer la rupture des molécules de CO par les chocs et/ou l'existence d'un champ UV pour l'enveloppe externe ([Cherchneff 2006, 2012](#)). De plus, la synthèse des molécules telles que le CO, H₂O, PN et HCl ne participe pas à la formation de la poussière. De nombreuses autres espèces sont produites dont plusieurs sont susceptibles d'être intimement liées au processus de formation de grappes et croissance des grains.

L'enveloppe intermédiaire (de quelques rayons stellaire à $100 R_{\star}$, voir figure 2.11) contient principalement du CO et des silicates oxygénés tels que le SiO, MgO, SiO₂. De plus, le SiO peut-être émis sous forme d'un maser, tout comme les deux autres molécules H₂O et OH. Le SO et SO₂ sont deux autres molécules couramment présentes dans l'enveloppe un peu plus externe. Leur chimie est liée aux espèces OH et H₂. La présence de la molécule HCN montre qu'il existe du carbone sous une autre forme que CO. Le principal processus de création des molécules dans l'enveloppe externe et intermédiaire est la photodissociation produite par les UV provenant du milieu interstellaire. La photodissociation du CO est un

processus efficace mais limité par le processus d'autocentrage ("self-shielding"). Le carbone ainsi libéré peut réagir avec H_2O pour former l'un des rares ions détectables dans les CSEs, le H_3O^+ . Un second processus peut expliquer la détection de CN dans la partie la plus interne de l'enveloppe externe. Cette molécule viendrait d'une couche plus inférieure de l'enveloppe et remonterait alors par la convection des couches intermédiaires.

Les étoiles carbonées

Les enveloppes des étoiles carbonées ($\text{C}/\text{O} > 1$) connaissent les mêmes processus physiques que celles des étoiles oxygénées, mais leur contenu moléculaire est très différent (voir figure 2.11) que ce soit à la fois d'un point de vue de composition que de complexité. Cela provient de la nature réactive et des propriétés de liaison unique de l'atome de carbone contenue dans l'enveloppe de ces étoiles du fait que leur température soit plus faible. De plus, la chimie de ces étoiles est plus étudiée du fait de la présence à environ 123 pc (Groenewegen et al. 2012) d'une AGB à fort taux de perte de masse (environ $1,5 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) IRC+10216, aussi appelée CW Leo. De nombreuses études observationnelles ont été réalisées en infrarouge, millimétrique et submillimétrique. (Tenenbaum et al. 2010c; Ziurys 2006).

De plus, cette étoile a permis la création d'un modèle de la formation de la poussière prenant en compte la vitesse d'expansion de son enveloppe de $14,5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, le taux de perte de masse et le non-équilibre chimique de la région intérieure (Cherchneff 2012).

Le relevé spectral de cette étoile à 1 mm réalisé par Tenenbaum et al. (2010c) a révélé 717 raies détectées avec la présence de nombreuses espèces chimiques; environ 80 différentes dans l'enveloppe. Cette étoile étant carbonée, la composition moléculaire de l'enveloppe est majoritairement dominée par les hydrocarbonates telles que C_nN (avec $n = 1, \text{ à } 9$), HNC, C_nN , H_2CCH_2 . Cependant, ceux ne sont pas les seules molécules détectées, des espèces oxygénées sont présentes comme CO, C_2O , SiO, HCO^+ . Plus surprenant, l'enveloppe de cette étoile contient de l'eau sous la forme de glace (Melnick et al. 2001), ainsi que OH (Ford et al. 2003), et H_2CO (Ford et al. 2004). Pour expliquer ces trois détections, Willacy (2004) avance l'hypothèse qu'il existe une formation de glace de sur les gains métalliques et la seconde explication est la possibilité de l'évaporation des corps glacés dans l'enveloppe (Saavik Ford & Neufeld 2001), mais ces deux processus présentent des difficultés.

Une première étude avait été réalisée par Herpin & Cernicharo (2000) avec le satellite ISO pour détecter l'eau en phase gazeuse pour l'étoile CRL 618. Suite à aux découvertes faites pour l'étoile CW Leo, des observations ont été réalisées avec le satellite Herschel pour détecter toujours de l'eau en phase gazeuse dans différentes AGBs carbonées. Pour plusieurs d'entre elles, de la vapeur d'eau a été détectée en abondance à proximité de la région de la formation de la poussière, soit dans l'enveloppe intermédiaire (Decin et al. 2010; Neufeld et al. 2010). Pour expliquer ces détections, un scénario basé sur des mécanismes de formations alternatifs est avancé. Deux de ces mécanismes sont liés à la chimie, le premier est dû à la chimie liée aux chocs moléculaires provoquée par les pulsations stellaires, similaire à celle des étoiles oxygénées (Cherchneff 2012), et le second provient de la chimie produite par la pénétration des photons du milieu interstellaire dans l'enveloppe dense de l'étoile (Agúndez et al. 2010a).

Plus récemment, [Lombaert et al. \(2016\)](#) ont observé la molécule H_2O pour 18 AGBs carbonées afin de déterminer s'il existe une corrélation entre l'abondance, la dynamique et les conditions physiques. Ils ont détecté de la vapeur d'eau pour toutes ces étoiles et concluent que l'eau se situe à proximité de la zone d'accélération du vent, c'est-à-dire la zone où se forme la poussière, puisque le vent est entraîné par le transfert du moment cinétique de la poussière et du gaz ([Kwok 1975](#)). Il est à noter que l'estimation de l'abondance de l'eau par des modèles de transfert radiatif prenant en compte des calculs détaillés de l'excitation moléculaire est d'environ de 10^{-6} à 10^{-4} , ce qui est plus grand que les prédictions pour le modèle de la chimie des chocs ($7,1 \cdot 10^{-7}$ [Cherchneff 2012](#)) et le modèle de la photodissociation par UV (10^{-8} [Agúndez et al. 2010a](#)).

De plus, les enveloppes des AGBs carbonées sont les seules sources qui contiennent un grand nombre de composé du silicium comme SiS, SiO, SiC, SiN, SiC₂, SiC₃, SiCN, SiC₄ ou encore SiH₄ ([Ziurys 2006](#); [Tenenbaum et al. 2010c](#)). Ces molécules sont liées à la formation de poussière dans l'enveloppe interne de l'étoile. L'interféromètre ALMA a permis d'observer les molécules SiS, SiO et SiC₂ ([Velilla Prieto et al. 2015](#)) dans CW Leo, et il semblerait que ces espèces ont des distributions radiales différentes indiquant des mécanismes de formation différents. L'émission de SiS provient d'une région petite qui a un rayon d'environ 1'' centrée sur l'étoile; l'émission de SiO est également centrée sur l'étoile mais à un rayon plus étendu de 3 à 3,5''. Quant à celle de SiC₂, elle montre un pic central ainsi qu'un anneau d'émission de rayon de 10'' à une distance au centre de l'étoile de $2 \cdot 10^{16}$ cm qui est en accord avec l'origine photochimique de cette espèce provenant de l'enveloppe externe. Enfin pour la première fois, la molécule SiCs a été détectée dans l'espace ([Cernicharo et al. 2015b](#)).

Les enveloppes des étoiles évoluées sont les seules sources où des centaines de métaux ont été identifiées. Dans l'enveloppe de CW Leo, neuf espèces ont été détectées. Elles peuvent être regroupées en deux familles : les halogénures métalliques NaCl, KCl, AlCl, et AlF et les isocyanures et cyanure métalliques MgNC, MgCN, NaCN, AlNC et KCN ([Ziurys 2006](#); [Tenenbaum et al. 2010c](#)). Ces espèces ont été prédites par le modèle de [Tsuji \(1973\)](#), hormis le NaCl. Ces calculs ont montré que les halogénures métalliques se forment dans l'enveloppe interne de l'étoile à l'équilibre thermodynamique local mais disparaissent de la phase gazeuse au début de la formation de la poussière. De plus, le MgCN et son isomère métastable sont tous les deux des radicaux qui existent dans l'enveloppe externe ([Ziurys 2006](#)). Des cartes interférométriques ont été réalisées pour cette espèce et ont montré que le MgCN est situé dans une enveloppe étroite coïncidant avec les distributions spatiales de C₂H, HC₅N, C₄H.

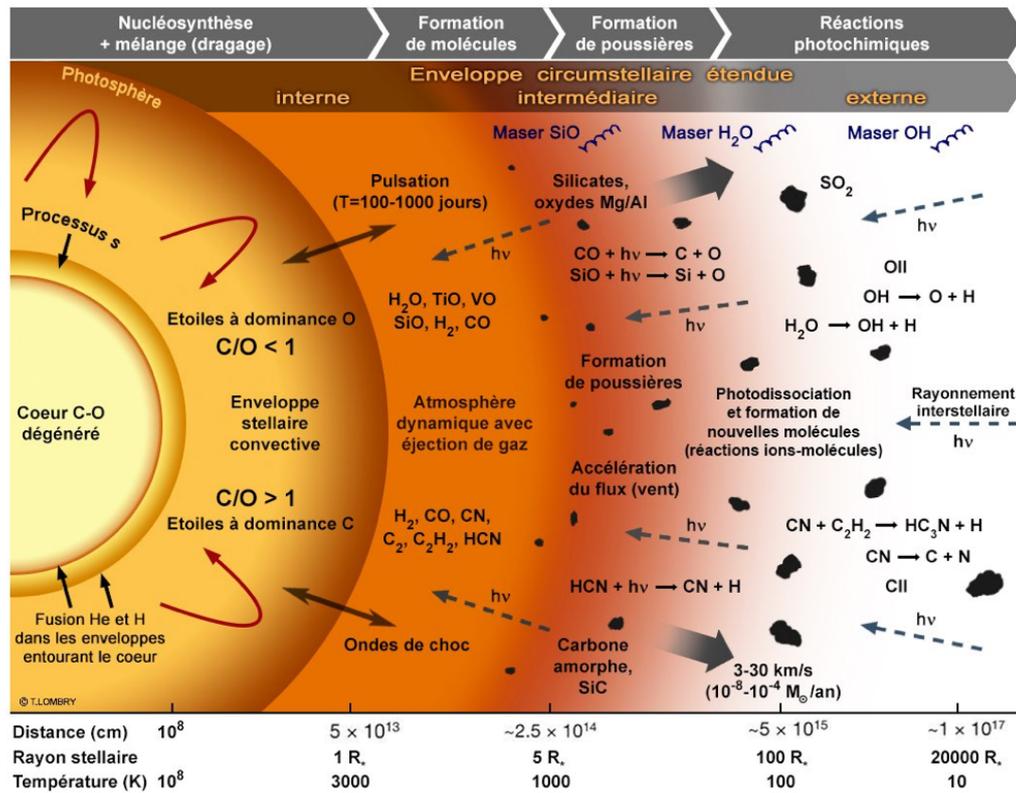


FIGURE 2.11 – Schéma représentant la chimie dans l'enveloppe circumstellaire d'une étoile AGB, depuis son coeur jusqu'à son enveloppe la plus externe. En haut les réactions chimiques pour les étoiles oxygénées, en bas les réactions pour les étoiles carbonées. (Adaptée de <http://www.astrosurf.com/luxorion/Illustrations/etoile-agb-enveloppe.jpg>)

2.4.2 Perte de masse

Les étoiles évoluées, qu'elles soient massives, de masse solaire ou intermédiaire, ont un taux de perte de masse (\dot{M}) important pendant leur évolution sur le digramme HR. Pour les étoiles AGBs, ce taux est estimé entre 10^{-7} et $1 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Höfner 2015). Pour les étoiles massives, ce taux est différent suivant à quel stade de l'évolution est l'étoile considérée. Ainsi, pour une étoile BSG de type OB, \dot{M} est compris entre 10^{-9} et $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ alors qu'il est plus important pour les RSGs 10^{-7} et $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Pour les variables lumineuses bleues, la perte de masse est estimée entre 10^{-6} et $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Martins 2015). Ces valeurs varient avec la température effective ainsi que le rayon de l'étoile (Stahl et al. 2001; Vink & de Koter 2002).

Pour les étoiles AGBs, la perte de masse pourrait être induite par la combinaison des pulsations thermiques et de la pression de radiation exercée sur la poussière et les grains formés au niveau de l'enveloppe intermédiaire. L'idée de base est que les pulsations induisent des ondes de choc dans l'atmosphère stellaire augmentant la taille du rayon de l'enveloppe de gaz et donc augmentant aussi sa densité dans l'atmosphère externe. À 1,5 - 2 rayons de l'étoile, la température est assez basse (~ 1500 K) pour permettre la condensation de la poussière. Les particules de poussière étant très opaques une fois formées, elles peuvent être facilement accélérées par la pression de radiation résultant de la luminosité de l'étoile. Sans pulsation, la densité du gaz à une telle distance de l'étoile serait trop faible pour former de la poussière. Bien que l'atmosphère soit surtout composée d'un gaz moléculaire et de seulement 1% de poussière, le gaz moléculaire est entraîné par les particules

de poussières accélérées, provoquant un écoulement à grande échelle et crée un vent stellaire. Ce vent a une vitesse comprise entre 5 et 30 km.s⁻¹ et connaît une accélération dans les parties les plus externes de l'enveloppe de l'étoile (Woitke 2006a,b; Höfner 2015) et peut même atteindre plusieurs centaines de kms⁻¹ dans le stade des proto-nébuleuses planétaires comme AFGL618 (Cernicharo et al. 1989).

Contrairement aux AGBs, les étoiles évoluées massives ne sont pas des étoiles pulsantes et ne produisent pas de jets de matière ; pourtant elles aussi connaissent un taux de perte de masse élevée et ont un vent stellaire. De plus, la région où se forment la poussière et les grains se situe plus loin dans leur enveloppe et leur morphologie ainsi que la physique qui les décrit sont différentes de leurs consœurs moins massives. Une explication est que les RSGs ont des cellules de convection géantes qui pourraient initier le processus de perte de masse en diminuant la gravité effective de l'étoile par leur mouvement turbulent (Josselin & Plez 2007). Ce phénomène couplé à la pression de radiation exercée par les raies d'absorption moléculaire, pourrait être suffisantes pour initier la perte de masse.

Cependant, que ce soit pour les AGBs ou les RSGs, ces explications ne permettent pas de rendre compte du changement de morphologie avec leur prochain stade d'évolution et d'un taux de perte de masse si élevé. Plusieurs hypothèses sont avancées pour la transition AGB → PN. L'une des explications est que ces étoiles seraient des étoiles binaires, ce qui implique qu'il y aurait un transfert de masse entre le compagnon et son étoile principale (Blackman 2014). Une autre explication avancée aussi bien pour les AGBs et les RSGs est la présence d'un champ magnétique qui a été observé et estimé à 1 G à la surface de Bételgeuse (Aurière et al. 2010) et pour l'étoile Mira χ Cyg à 2 - 3 G (Lèbre et al. 2014). Par ailleurs, il n'est pas à exclure que des ondes d'Alfvén puissent transférer leur énergie et leur impulsion à l'enveloppe de l'étoile (Airapetian et al. 2010) provoquant ainsi une perte de masse.

Chapitre 3

Le champ magnétique

*« Les étoiles sont le fruit doré d'un arbre
hors d'atteinte. »*

George Eliot

Sommaire

3.1	Mesure du champ magnétique	26
3.1.1	Méthode du continuum	26
3.1.2	Méthode de l'effet Zeeman et raies moléculaires : spectropolarimétrie	27
3.1.3	Méthode de l'effet maser	30
3.1.4	Méthode de l'effet Faraday	32
3.1.5	Méthode de l'effet synchrotron	34
3.2	Le champ magnétique dans le système solaire	34
3.2.1	Le champ magnétique terrestre	34
3.2.2	Le champ magnétique des autres planètes	36
3.2.3	Le champ magnétique solaire	36
3.3	Le champ magnétique et la formation des étoiles	38
3.3.1	Les grandes lignes de la formation stellaire	38
3.3.2	Les rôles du champ magnétique pendant la formation stellaire	40
3.4	Le champ magnétique et l'évolution stellaire	41
3.4.1	Présence du champ magnétique dans les étoiles de la séquence principale	41
3.4.2	Présence du champ magnétique dans les étoiles massives	42
3.4.3	Binarité contre champ magnétique	43
3.4.4	Présence du champ magnétique dans les étoiles évoluées	43

Le champ magnétique est omniprésent dans notre quotidien, que ce soit le magnet accroché au réfrigérateur, à la majorité des disques durs en informatique. Il est facile de se persuader que le champ magnétique est omniprésent dans l'univers : la boussole indique non pas le pôle Nord géographique, mais le pôle Nord magnétique de notre planète, car la Terre est dotée d'un champ magnétique, comme tous les objets stellaires (planètes, étoiles, galaxies) ; même le milieu interstellaire est plongé dans un champ magnétique. Le champ magnétique agit sur les particules chargées en mouvement, mais son effet peut être transmis à des particules électriquement neutres par le biais de collisions entre ces particules neutres et des ions électriquement chargés.

Il se mesure en Gauss ou en Tesla, $1 \text{ G} = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ T}$.

3.1 Mesure du champ magnétique

Pour détecter et estimer le champ magnétique présent dans l'Univers, il existe plusieurs méthodes. Ces méthodes utilisent deux sondes : la première est la poussière qui émet un rayonnement de spectre continu et la seconde est l'émission des raies moléculaires ou atomiques sensibles au champ magnétique (par exemple dans le visible on peut utiliser l'émission par les atomes de fer et en onde radio l'émission du radical CN). Toutes ces méthodes mettent en jeu la polarisation de la lumière.

3.1.1 Méthode du continuum

Cette méthode se base sur l'observation de l'orientation des grains de poussière stellaire ou interstellaire. Les grains de poussière du milieu interstellaire sont majoritairement de forme allongée et en mouvement de rotation rapide autour de leur axe court. En présence d'un champ magnétique, leur axe de rotation s'aligne avec la direction du champ magnétique ; le grand axe des grains est alors orthogonal au champ (voir figure 3.1). Dans ces conditions, lors de la propagation de la lumière émise par une étoile, ses rayons rencontrent de nombreux grains de poussière alignés avec le champ magnétique interstellaire. Ces grains diffusent et absorbent la lumière stellaire et plus particulièrement la composante polarisée parallèle à leur grand axe. Ce qui signifie que les grains laissent passer la composante lumineuse polarisée dans la direction du champ magnétique ambiant. Sous l'influence du champ magnétique interstellaire, les grains de poussière jouent le rôle de filtre de polarisation pour la lumière émise depuis un astre. Grâce à cette méthode, on peut observer la présence du champ magnétique et son orientation mais on ne peut pas mesurer son intensité de façon directe. Cependant, avec l'aide de modèles et d'hypothèses (contestées), il est possible de déduire un ordre de grandeur du champ magnétique d'environ quelques microGauss dans le milieu interstellaire par l'approximation de Chandrasekhar-Fermi (Fermi 1949; Chandrasekhar & Fermi 1953).

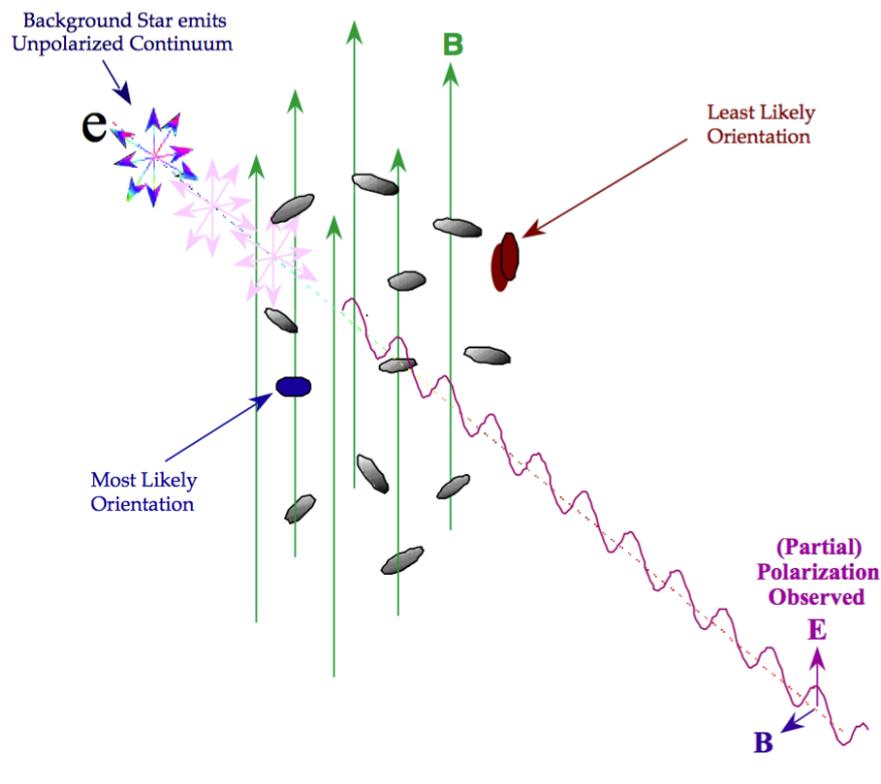


FIGURE 3.1 – Représentation des alignements des grains en présence du champ magnétique. (Crédit : S. Basu, University of Western Ontario)

3.1.2 Méthode de l'effet Zeeman et raies moléculaires : spectropolarimétrie

Cette méthode se base sur un phénomène de physique atomique : l'effet Zeeman. Les atomes sont constitués d'un noyau constituant 99,9% de la masse autour duquel se distribuent des électrons en formant un nuage étendu. Ces électrons ont un moment magnétique lié propre ou de spin (qui leur confère des propriétés analogues à celle d'une aiguille aimantée). Suivant l'orientation des spins (up ou down) dans le champ magnétique ambiant, leur énergie augmente s'ils sont antiparallèles à ce champ et diminue s'ils sont parallèles d'une petite quantité proportionnelle au champ magnétique. De cette façon, un niveau d'énergie donné d'un atome se démultiplie, en présence d'un champ magnétique, en plusieurs sous-niveaux énergétiques. Il y a une levée de dégénérescence des niveaux énergétiques. Ce qui se traduit dans le spectre de l'atome par une démultiplication des raies en présence du champ magnétique (voir figure 3.2).

Pour observer ce phénomène en astronomie, on utilise un spectropolarimètre permettant de recueillir le spectre de l'étoile et de récupérer d'une part l'intensité totale non polarisée, le paramètre de Stokes I, et d'une autre part l'intensité en polarisation circulaire (droite et/ou gauche), le paramètre de Stokes V.

Dans le spectre d'intensité totale, plus l'écart entre les raies est important plus le champ magnétique est intense. En réalité, on observe plus souvent pour les étoiles un élargissement des raies qu'un dédoublement. Parfois, le champ est même tellement faible qu'il n'y a pas d'élargissement du tout. Mais il reste une signature polarisée. Cet effet est aussi visible sur le spectre en polarisation circulaire. Il se traduit par une forme de S horizontale dans le spectre (voir figure 3.3). De plus, le spectropolarimètre récupère aussi la polarisa-

tion linéaire par les paramètres de Stokes Q et U, qui sont respectivement la polarisation verticale/horizontale et la polarisation inclinée de $\pm 45^\circ$ (voir figure 3.4). Enfin, pour utiliser cette méthode, il faut que l'atome ou la molécule étudié soit paramagnétique, c'est-à-dire sensible au champ magnétique.

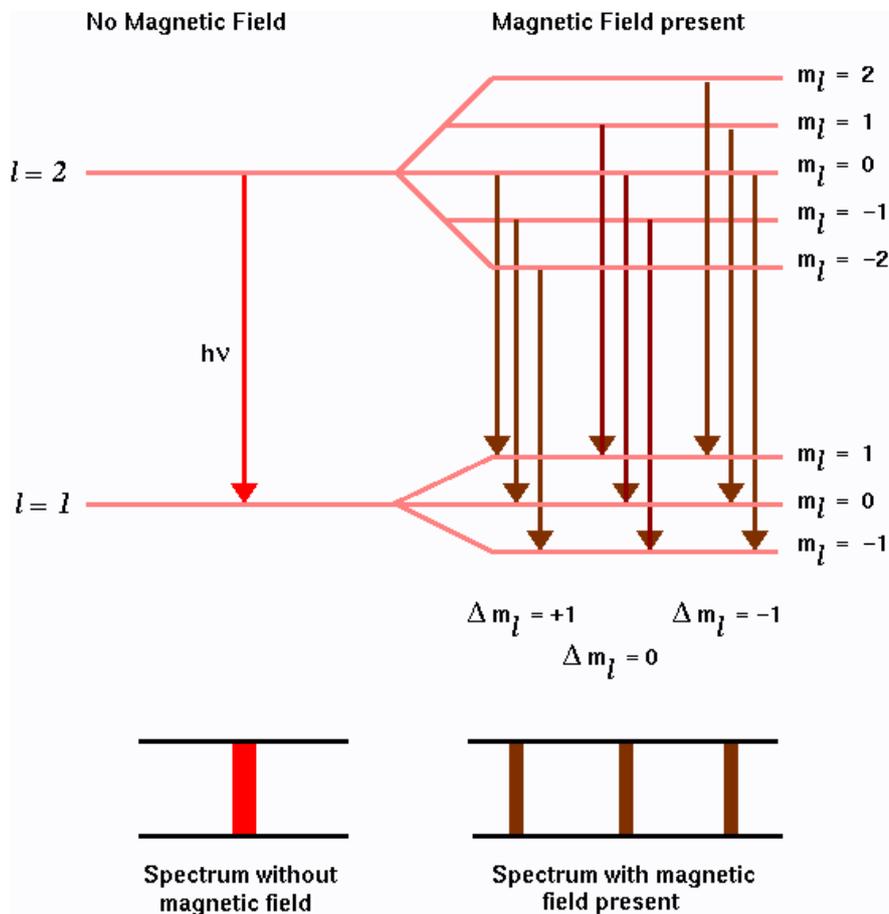


FIGURE 3.2 – Représentation de l'effet Zeeman. À gauche, la transition entre niveaux d'énergie sans champ magnétique. À droite, en présence du champ magnétique, on observe une démultiplication de la raie atomique due à la levée de dégénérescence de sous-niveaux d'énergie (Source : <http://122.physics.ucdavis.edu/?q=node/35>).

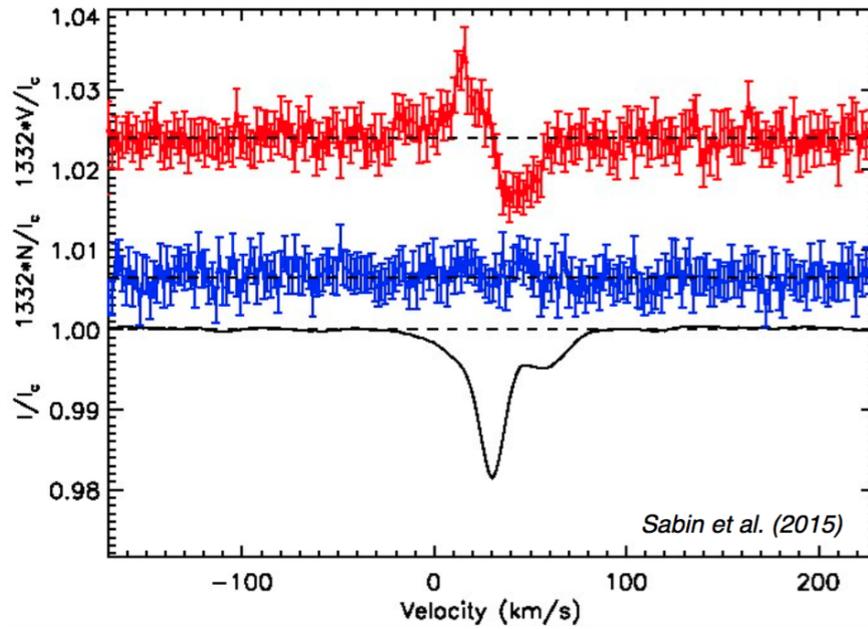


FIGURE 3.3 – Spectres obtenus pour l'étoile U Mon. En haut, la courbe rouge est le spectre obtenu pour la polarisation circulaire, on peut voir la signature Zeeman en forme de S. La courbe noire, en bas, représente l'intensité totale, l'élargissement de la raie est dû au passage de chocs à grande échelle. Extrait de l'article de [Sabin et al. \(2015\)](#)

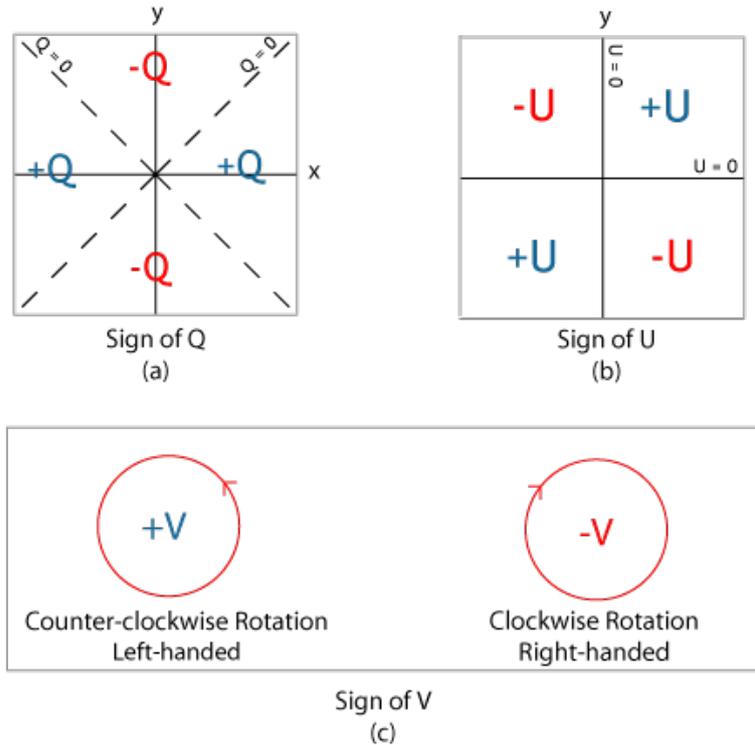


FIGURE 3.4 – Figures illustrant les paramètres de Stokes Q, U et V, ainsi que leur signe (Crédit : Dam Mouton, CC-BY-S).

3.1.3 Méthode de l'effet maser

Une autre méthode se basant sur la polarisation est la méthode des masers. Pour rappel, un maser est oscillateur en onde radio utilisant l'émission stimulée, qui est entretenu grâce à un processus de pompage énergétique dans ce domaine de longueur d'onde ; c'est l'analogie du laser dans le visible.

Cette méthode est utilisée avec les masers SiO (voir figure 3.5), OH et H₂O présents dans l'enveloppe circumstellaire des étoiles évoluées. Comme pour la méthode précédente, on utilise un spectropolarimètre permettant de récupérer les quatre paramètres de Stokes I, V, Q, U simultanément. Grâce à eux, on peut en déduire le taux de polarisation circulaire par la formule :

$$p_c = \frac{V}{I} \quad (3.1)$$

et aussi le taux de polarisation linéaire :

$$p_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (3.2)$$

enfin l'angle de polarisation :

$$\chi = \frac{\arctan U/Q}{2} \quad (3.3)$$

L'une des principales caractéristiques des masers SiO d'après le modèle de [Watson & Wyld \(2001\)](#); [Wiebe & Watson \(1998\)](#); [Nedoluha & Watson \(1994\)](#) est qu'il n'y a pas de relation directe entre le taux de polarisation circulaire p_c et le champ magnétique B. L'estimation du champ magnétique peut être déduite seulement à partir du calcul complet du transfert radiatif. Cependant, quand la saturation du maser n'est pas importante, il est possible d'appliquer l'équation de la raie spectrale "thermique" ([Fiebig & Guesten 1989](#)) :

$$\frac{V}{\delta I / \delta v} = \alpha B \cos \theta \quad (3.4)$$

où v est la vitesse Doppler, θ l'angle entre B et la ligne de visée et α une constante.

En opposition avec ces études, le modèle développé par [Elitzur](#) est basé sur l'effet Zeeman et la croissance exponentielle de l'intensité du maser dans la phase non saturée ; les caractéristiques de la polarisation sont préservées alors que la radiation est amplifiée dans le régime saturé ([Elitzur 1994, 1996, 1998](#)).

De plus, le principal mécanisme de pompage pour ce maser est un processus d'excitation radiatif, et le champ magnétique est à l'origine de la polarisation circulaire. Pour les masers saturés, il existe une relation directe entre le champ magnétique et le taux de polarisation circulaire qui provient d'un calcul simple. Le rapport χ_B du dédoublement Zeeman Δv_B sur l'élargissement spectral de raie Doppler à mi-hauteur peut être obtenu à partir de v_{peak} , le rapport des paramètres de Stokes V/I par feature donné :

$$\chi_B = \frac{3\sqrt{2}}{16} v_{peak} \cos \theta \quad (3.5)$$

De plus :

$$\chi_B = 14g\lambda \frac{B}{\Delta v_d} \quad (3.6)$$

avec g le facteur de Landé dépendant de la raie étudiée, λ la longueur d'onde en cm, B le champ magnétique en Gauss et Δv_d la largeur Doppler (convertie en vitesse) en km.s^{-1} .

La valeur de Δv_d est obtenue à partir des observations (typiquement de 1 km.s^{-1} pour la raie SiO, [Herpin et al. 2006](#)) ; la valeur du facteur de Landé g , dépendant de la raie considérée, est connue. Le seul paramètre à fixer est donc θ . D'après les études de [Barvainis et al. \(1987\)](#) et [Elitzur \(1994\)](#), il peut être fixé arbitrairement à 45° .

Ainsi, l'équation 3.5 devient :

$$\chi_B = \frac{3}{16} v_{peak} \quad (3.7)$$

Soit,

$$\chi_B = 0,1875 \cdot 10^{-2} m_C \quad (3.8)$$

où m_C est la fraction de polarisation donnée en pourcentage (i-e $100p_c$). Finalement, en combinant les formules 3.5 et 3.6 la valeur du champ magnétique peut être estimée grâce à la formule :

$$B = 0,1875 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta v_d}{14g\lambda} m_C \quad (3.9)$$

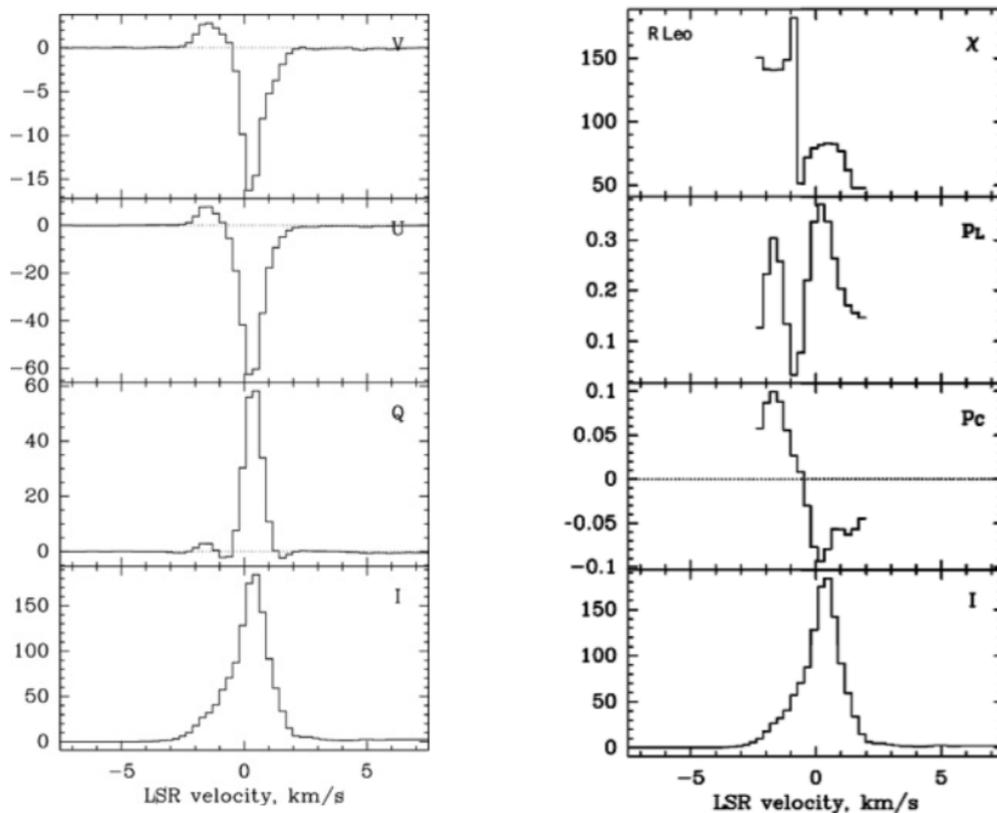


FIGURE 3.5 – À gauche les spectres obtenus pour les quatre paramètres de Stokes de l'étoile R Leo pour l'émission SiO. À droite l'angle de polarisation, la polarisation linéaire, la polarisation circulaire et l'intensité non polarisée. Extrait de l'article de [Herpin et al. \(2006\)](#).

3.1.4 Méthode de l'effet Faraday

Cette méthode est utilisée pour les régions ionisées du milieu interstellaire où les électrons périphériques des atomes sont arrachés ; dans ces conditions, la méthode Zeeman n'est pas utilisable.

Dans ces régions, il existe un autre phénomène nommé la polarisation rotatoire de Faraday (figure 3.6).

Ce phénomène agit sur la polarisation linéaire de la lumière (figure 3.6 partie c), mais il ne faut pas oublier que cette polarisation rectiligne peut être considérée comme le résultat de la superposition de deux ondes polarisées circulairement, l'une dont le champ électrique tourne dans le sens des aiguilles d'une montre, la composante gauche (figure 3.6 partie a), et la seconde dont le champ électrique tourne dans le sens opposé, composante droite (figure 3.6 partie b).

Quand l'onde se propage dans un milieu ionisé, la vitesse de phase de chacune de ses composantes circulaires est ralentie par les électrons libres. Ces derniers tournant autour des lignes du champ magnétique dans le sens contraire des aiguilles d'une montre, la vitesse de phase de la composante droite se trouve alors moins ralentie que celle de la composante gauche. Cette différence se traduit par une rotation progressive du plan de polarisation de l'onde initiale (figure 3.6 partie d).

Les pulsars sont utilisés comme sources d'arrière-plan pour fournir la valeur moyenne de la composante du champ magnétique le long de la ligne de visée, pondérée par la densité d'électrons libres.

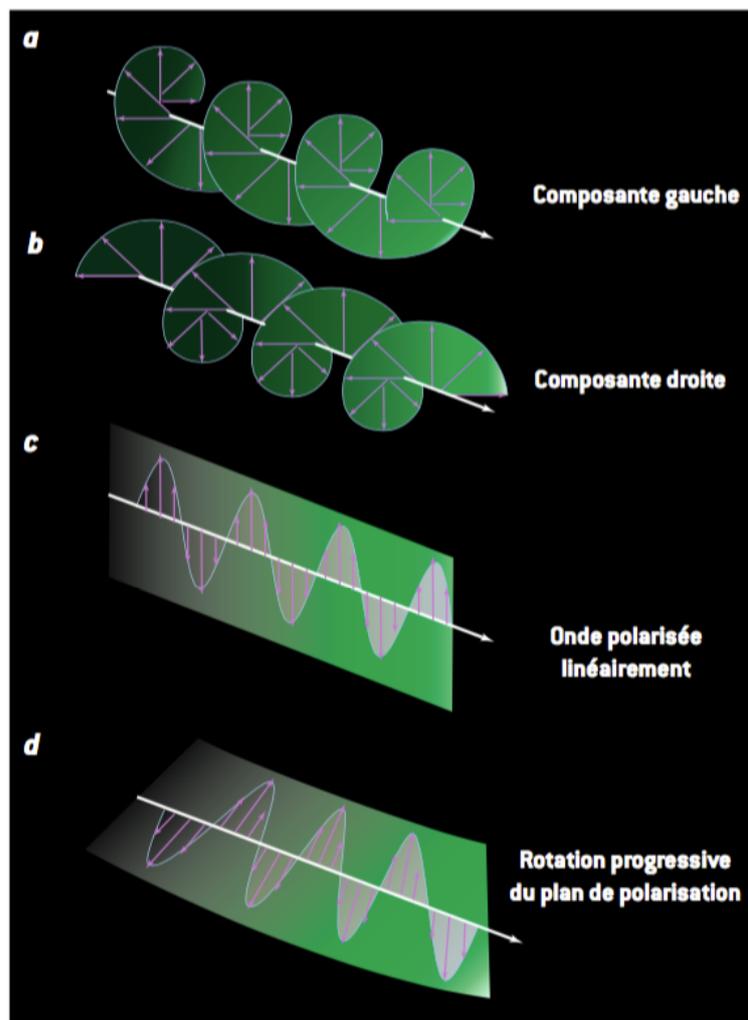


FIGURE 3.6 – Rotation de Faraday. Partie a) onde polarisée circulaire gauche, b) polarisation circulaire droite, c) onde polarisée linéairement et d) rotation progressive du plan de polarisation. (Crédit : Ferrière : Pour la Science, avril 2003).

3.1.5 Méthode de l'effet synchrotron

Enfin, la dernière méthode d'observation du champ magnétique interstellaire est plus globale. Elle ne se limite pas aux nuages denses ni aux régions ionisées. Elle utilise le rayonnement synchrotron produit par les électrons dont le mouvement de rotation autour des lignes du champ magnétique atteint des vitesses relativistes. Elle permet de faire des cartes de distribution spatiale du champ magnétique et des rayons cosmiques à travers la Voie Lactée, et aussi d'autres galaxies. Ainsi, pour les galaxies spirales extérieures, la valeur du champ magnétique pour les zones les plus magnétisées est estimée à 10^{-6} G. Les galaxies vues par la tranche montrent que les lignes de champ sont contenues dans le disque galactique (voir figure 3.7) tandis que les galaxies vues de face révèlent des lignes de champ orientées le long des bras spiraux, au sein desquels le champ est plus intense (voir figure 3.8).

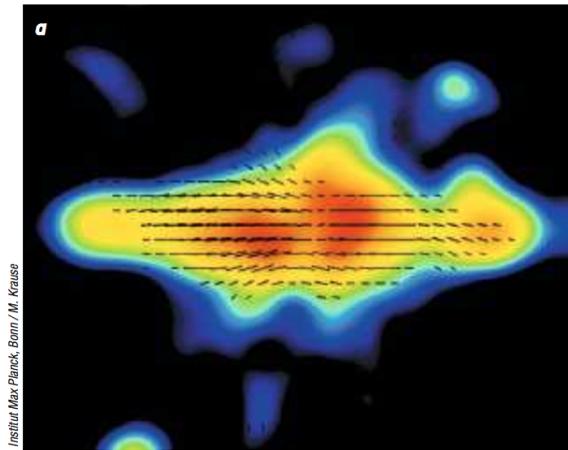


FIGURE 3.7 – Distribution spatiale du champ magnétique pour la galaxie M104 vue de la tranche. (Crédit : Krause / MPIfR).

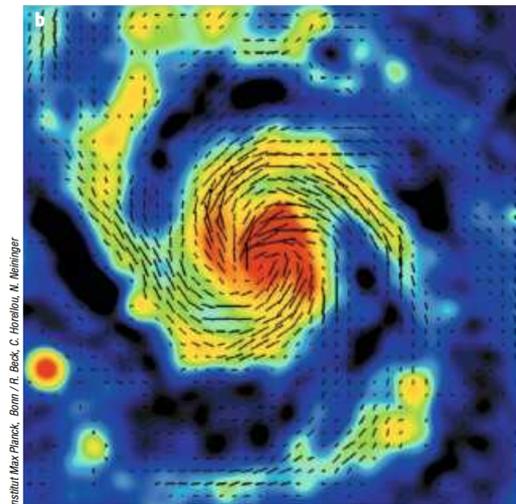


FIGURE 3.8 – Distribution spatiale du champ magnétique pour la galaxie M51 vue de face. (Crédit : Beck, Horellou & Neininger / MPIfR).

3.2 Le champ magnétique dans le système solaire

Dans la section précédente, on a vu comment détecter le champ magnétique de différentes façons. Chacune de ces méthodes est plus amène à être utilisée sur un type d'objet astronomique. Dans cette section, je vais décrire le champ magnétique qui est présent au sein de notre système Solaire.

3.2.1 Le champ magnétique terrestre

La Terre est évidemment le premier astre pour lequel un champ magnétique global a été découvert. L'étude et la mise en évidence du champ géomagnétique remontent aux années 1600, quand le physicien anglais William Gilbert comprit le fonctionnement de la boussole, c'est-à-dire que l'aiguille d'une boussole s'aligne dans la direction sud-nord.

Ce phénomène peut s'expliquer en admettant que la Terre peut être assimilée en première approximation, à un gigantesque aimant dipolaire.

Depuis cette découverte, on a remarqué que les pôles magnétiques subissent une lente dérive au cours du temps. De plus, grâce à l'analyse des roches volcaniques ferromagnétiques, on sait que le champ magnétique terrestre s'est inversé plusieurs centaines de fois au cours de l'histoire de la Terre, la dernière inversion remontant à quelques 780 000 ans.

À l'heure actuelle, le champ magnétique terrestre peut être approximativement assimilé au champ magnétique produit par un aimant droit (voir figure 3.9), avec l'axe dipolaire incliné de 10° par rapport à l'axe de rotation. L'intensité du champ magnétique à la surface du globe est estimée de l'ordre de 0,3 G à l'équateur et à environ 0,6 G aux pôles.

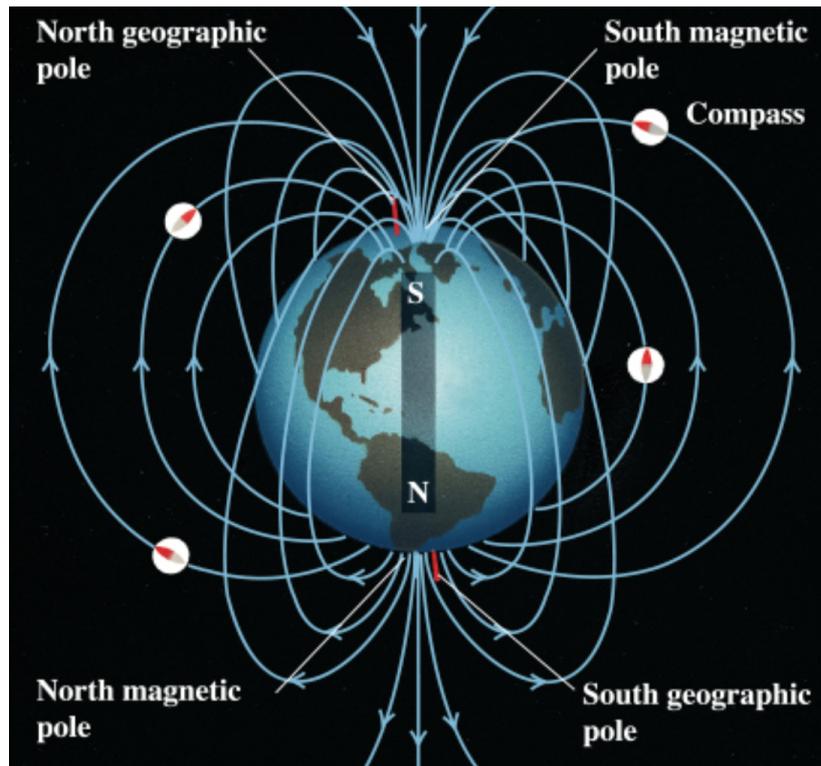


FIGURE 3.9 – Représentation du champ magnétique Terrestre, comparable à celui d'un gigantesque aimant (Crédit : Addison Wesley Longman, Inc).

L'origine du champ magnétique provient du noyau externe liquide de 2270 km d'épaisseur, situé entre le noyau interne solide et le manteau. Ce liquide est essentiellement composé de fer en fusion, brassé en permanence par des mouvements de convection (analogues à la convection régnant à l'intérieur des étoiles) dus au refroidissement séculaire de la Terre. La convection de ce fluide conducteur, couplé à la rotation de la planète, génère des courants électriques, qui sont sources de champ magnétique, c'est ce que l'on appelle le mécanisme de "dynamo terrestre".

De plus, le champ magnétique terrestre joue un rôle important en protégeant la Terre des effets très nocifs du vent solaire, flux de particules s'échappant de l'atmosphère externe du Soleil et se propageant dans le milieu interplanétaire. La magnétosphère faisant face au Soleil (côté jour) est "comprimée" par le vent solaire et ne s'étend que sur une dizaine de rayons terrestres, contre une centaine de rayons pour le côté nuit. Cependant, la magnétosphère terrestre n'est pas parfaitement étanche au vent solaire, la plus belle des preuves est donnée par les aurores boréales (dans l'hémisphère nord) et australes (dans l'hémisphère sud) qui sont dues à un afflux de particules pénétrant la magnétosphère et atteignant la haute atmosphère (voir figure 3.10).

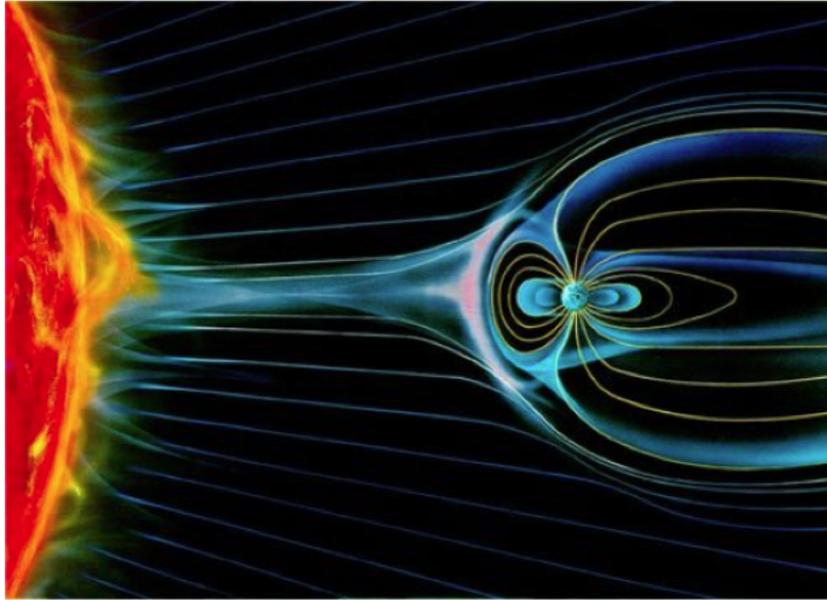


FIGURE 3.10 – Vue d’artiste de la magnétosphère de la Terre, déformée par le vent solaire. À noter que la distance Soleil-Terre, n’est pas à l’échelle (Crédit : Y.Kamide, Nikkei Science , Tokyo).

3.2.2 Le champ magnétique des autres planètes

Grâce aux missions spatiales et notamment à celles de *Voyager 1* et *2*, on sait maintenant que les planètes externes, à savoir les quatre géantes gazeuses, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune, possèdent un champ magnétique. Jupiter est la planète ayant le champ magnétique le plus intense estimé à environ 4 G à l’équateur, ainsi que la magnétosphère la plus étendue jusqu’à 13 000 rayons joviens soit 6 UA. Cependant, les missions spatiales vers la partie interne de notre système (Mercure, Venus, et Mars) ont révélé que seul Mercure possède un faible champ magnétique global d’environ 0,003 G à l’équateur. Venus semble être totalement dépourvue de champ magnétique ; quant à Mars il n’y reste plus que des zones de magnétisme rémanent dans l’hémisphère sud, ce changement de magnétisme à entrainer la perte partielle de son atmosphère.

3.2.3 Le champ magnétique solaire

Pour comprendre le magnétisme des étoiles, le plus simple est, dans un premier temps, d’étudier l’étoile la plus proche de nous, c’est-à-dire le Soleil. C’est ainsi qu’en 1908, l’astronome américain George Hale mesura pour la première fois un effet Zeeman dans le spectre d’une tache solaire (zone sombre à la surface du Soleil) (Hale 1908). Il estima à partir de l’effet Zeeman que la tache observée avait un champ magnétique d’environ 3 kG. Cinq ans plus tard, le champ magnétique global du Soleil fut détecté mais non quantifié de façon rigoureuse (Hale 1913).

Actuellement, on sait que le Soleil possède un champ magnétique global de l’ordre de 1 à 2 G avec des polarités opposées dans les deux hémisphères (Sanderson et al. 2003). Ces polarités s’inversent tous les 11 ans, ce qui donne un cycle magnétique de 22 ans. La morphologie du champ magnétique évolue au cours du cycle passant d’un champ dipolaire étiré par le vent solaire pendant le minimum d’activité à un champ complexe et multipolaire en période d’activité solaire intense. Ces configurations sont visibles sur les

photos ci-dessous prises au moment d'une éclipse (figure 3.11 et 3.12).



FIGURE 3.11 – Photo de la couronne solaire observée pendant l'éclipse de juillet 2009 montrant la configuration minimale d'activité du champ magnétique solaire (Crédit M. Druckmuller / SWNS).

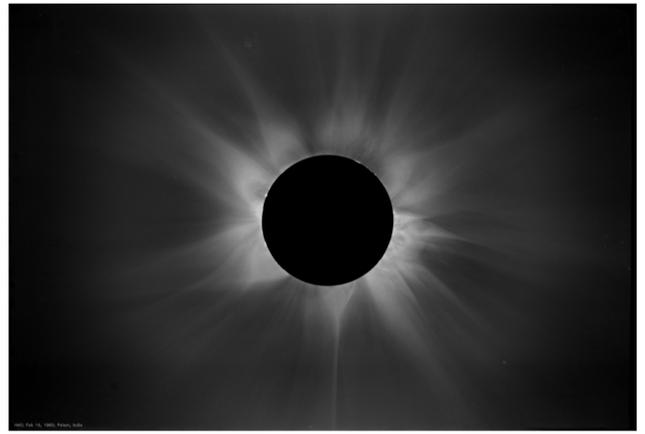


FIGURE 3.12 – Photo de la couronne solaire observée pendant l'éclipse de février 1980 montrant la configuration maximale d'activité du champ magnétique solaire (Crédit B. C. Low / HAO).

Au niveau de la photosphère solaire, l'intensité typique du champ magnétique au niveau des taches est de l'ordre de 3 000 G, c'est-à-dire 1000 fois plus importante que celle du champ magnétique global.

Ces taches apparaissent par paires et ont une polarité opposée. Elles correspondent aux deux empreintes laissées sur la photosphère par une boucle de flux magnétique émergeant localement d'une zone de convection se produisant dans une couche interne du Soleil.

Quant au champ magnétique interne, il est estimé entre 10^4 et 10^5 G. Cette valeur maximale est valable au niveau de la tachocline, en dehors de cette fine couche d'interface le champ magnétique est beaucoup plus faible. Le champ magnétique du Soleil est produit par le flux de plasma via le mécanisme de dynamo. Ce phénomène agit dans la zone de convection, une région située dans la couche en dessous de la photosphère, et qui s'étend sur 30 % de son rayon.

Cependant, la rotation différentielle enrôle les lignes du champ magnétique autour de l'étoile et amplifie son intensité, transformant ainsi progressivement le champ poloïdal en champ toroïdal très intense. Puis, la turbulence à l'intérieur du champ toroïdal génère un nouveau champ poloïdal et ainsi de suite (voir figure 3.13). Ce cycle correspond au cycle d'inversion de polarité de 11 ans.

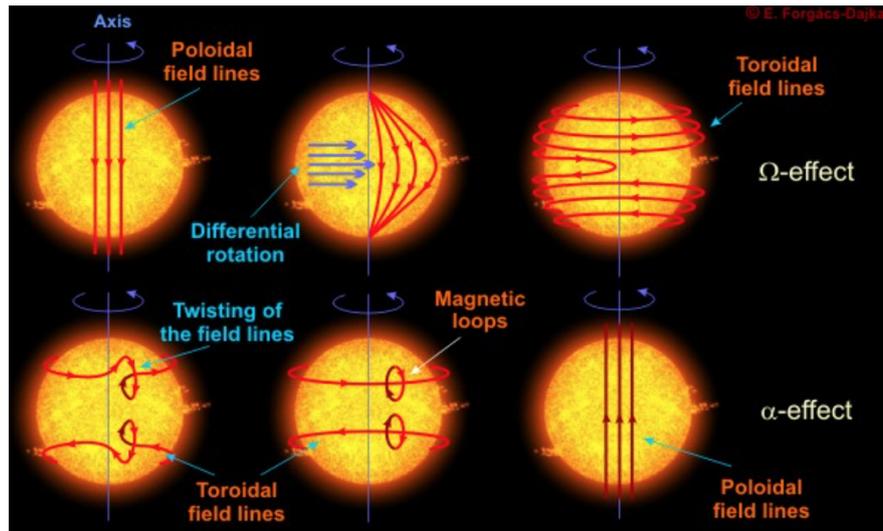


FIGURE 3.13 – Schéma représentant, en haut l'effet Ω pour passer d'un champ poloïdal à un champ toroïdal, et en bas l'effet α permettant de passer d'un champ toroïdal à poloïdal (Crédit : E. F. Dajka, Eötvös University).

3.3 Le champ magnétique et la formation des étoiles

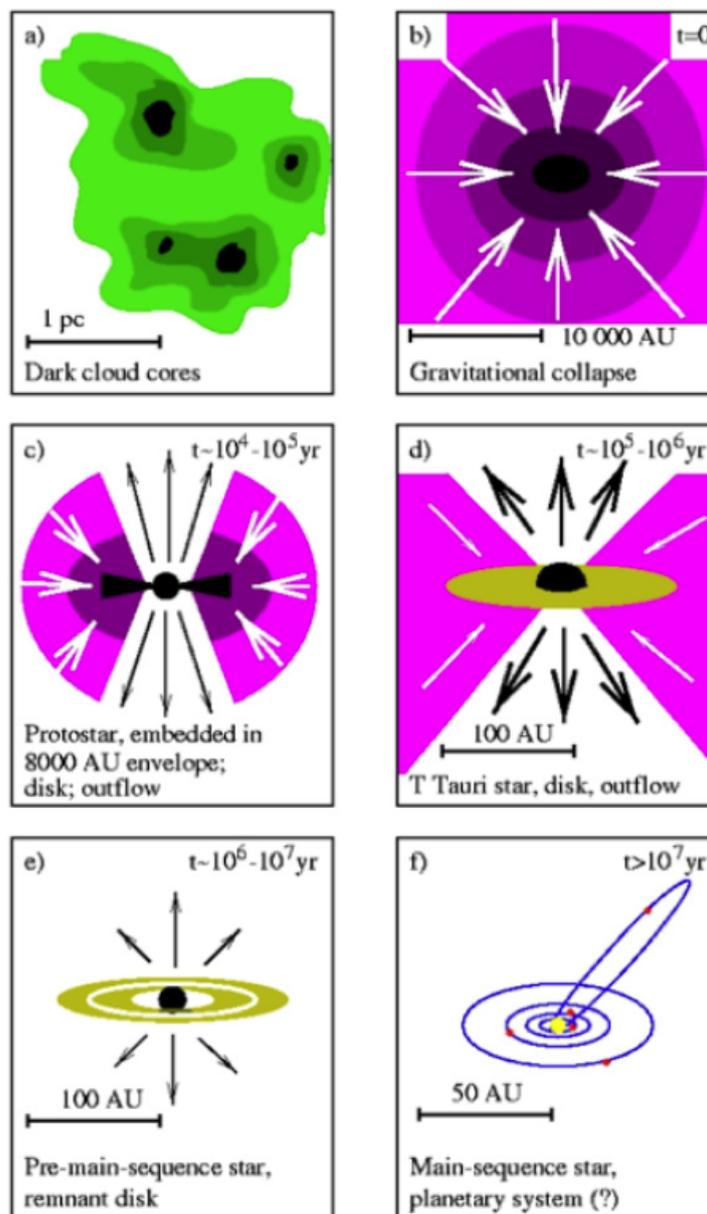
En 1947, pour la première fois, un champ magnétique de 1,5 kG a été détecté à la surface de l'étoile 78 Vir de type spectral A (Babcock 1947). Depuis, la technique de spectropolarimétrie basée sur l'effet Zeeman a permis de mettre en évidence le champ magnétique d'un grand nombre d'étoiles et, dans certains cas, d'en faire une cartographie. Puis, en 1949, il y eut la découverte d'un champ magnétique imprégnant l'espace entre les étoiles : il s'agit du champ de la Voie Lactée (Spitzer & Tukey 1949).

3.3.1 Les grandes lignes de la formation stellaire

Le champ magnétique joue un rôle dans le processus de formation des étoiles. Il sert de support au nuage, tout comme la gravité. La formation d'étoiles se déroule en trois grandes étapes avant d'aboutir à une étoile de la séquence principale. La première étape est la phase pré-stellaire qui commence par la contraction gravitationnelle d'une surdensité au sein des nuages moléculaires ; ces surdensités sont appelées coeurs préstellaires.

Cette contraction a lieu quand l'énergie de gravitation est supérieure à l'énergie magnétique et que le rapport normalisé masse totale/masse du flux magnétique est supérieur à 1, avec le ma masse du flux magnétique qui est égale au flux magnétique divisé par 2π multiplié par la racine carré de la constante universelle de gravitation G . Dans le cas contraire, le nuage ne se contracte pas car il est impossible de rassembler assez de gaz le long du champ pour contrer le champ magnétique d'après Mestel & Spitzer (1956). Dans ce cas, les atomes neutres subissent la contraction de la gravité en *glissant* à travers les ions et le champ magnétique dans les régions protégées, c'est la diffusion ambipolaire. Cette diffusion permet au gaz de passer de magnétiquement sous-critique à magnétiquement supercritique.

Puis, la seconde étape commence, c'est la phase protostellaire. Le coeur va attirer de la matière lentement, c'est le phénomène d'accrétion. La température du coeur devient assez élevée pour que l'ionisation de l'hydrogène commence. La principale source d'énergie de la proto-étoile est l'énergie cinétique. À ce stade la proto-étoile de classe 0 émet dans le domaine centimétrique. De plus, des jets de matière collimatés apparaissent à la perpendiculaire du plan d'accrétion de la matière et un freinage magnétique se met en place qui a pour effet de diminuer le moment cinétique. Quand la proto-étoile a consommé l'essentiel de l'enveloppe de gaz et accrète la matière seulement à partir du disque, cette proto-étoile est alors appelée T Tauri ou encore étoile de classe II. Ce type d'astre est encore entouré d'un disque d'accrétion, appelé disque protoplanétaire, où peuvent se former des embryons de planètes. Puis, lorsqu'il ne reste plus que des débris et éventuellement des planètes, on dit que l'objet central est de classe III. La proto-étoile devient une étoile de la séquence principale quand débute la fusion de l'hydrogène.



Hogerheijde 1998, after Shu et al. 1987

FIGURE 3.14 – Schéma des étapes de la formation stellaire, allant du nuage moléculaire jusqu'à un système planétaire. (Crédit : Hogerheijde (1998) et Shu et al. (1987))

3.3.2 Les rôles du champ magnétique pendant la formation stellaire

Maintenant que les différentes phases de la formation stellaire ont été expliquées, dans cette section les différents rôles que joue le champ magnétique pendant ce processus de création d'étoiles seront discutés.

Support magnétique

Lors de la phase préstellaire, le champ magnétique joue le rôle important de support magnétique dans les nuages moléculaires les plus froids, où la pression de radiation est faible, et les plus denses, c'est-à-dire où la gravité est importante. En l'absence de la pression magnétique, la majorité de ces coeurs préstellaires s'effondreraient sur eux-mêmes pour former des étoiles.

Or, dans la réalité, la formation stellaire est lente et consomme le gaz au même rythme que l'approvisionnement du milieu interstellaire par les vents stellaires et l'explosion des supernovae. Lors de cette phase, le rôle du champ magnétique est de contrecarrer la gravité dans les nuages interstellaires.

Le champ magnétique a été observé en utilisant la méthode du continuum dans la proto-étoile de faible masse NGC1333IRAS4A par Girart et al. (2006) à 880 μm avec l'interféromètre SMA (The Submillimeter Array). La morphologie du champ magnétique est proche de la forme d'un *sablier* et son intensité est estimée entre 0,4 et 0,9 mG. Cette morphologie est conservée pour la formation des étoiles massives. Cependant l'intensité du champ magnétique y est plus importante, 10 mG pour G31.41+0.31 (Girart et al. 2006). De plus, grâce aux cartes réalisées par Girart et al. (2013) de DR21(OH), on sait que le champ magnétique empêche la fragmentation en petits coeurs, favorisant la création de grosses proto-étoiles.

Formation des filaments

Depuis le lancement des satellites Planck et Herschel en 2009, des études ont montré que les proto-étoiles se formeraient le long des filaments denses, qui sont la convergence de flots à petite échelle (Peretto et al. 2012).

Dans le milieu interstellaire diffus, les filaments sont préférentiellement alignés avec le champ magnétique dans le plan du ciel alors que, dans les nuages moléculaires, les filaments sont perpendiculaires au champ magnétique. De plus, ces observations suggèrent aussi que le champ magnétique joue un rôle dans la formation de structures de densité notamment pour la création des filaments (Cox et al. 2016).

Enfin, une étude de André et al. (2013) a montré que les propriétés de la polarisation, à la résolution des observations du satellite Planck, peuvent être modélisées par un champ magnétique uniforme dans les filaments, qui est différent de celui qui se trouve dans les nuages moléculaires.

Les jets

À l'heure actuelle, l'origine des jets de matière est encore mal connue et débattue. Leur origine se trouve dans les régions très proches des proto-étoiles ($< 10 \text{ U.A.}$). Pour les observer, il faut donc une bonne résolution angulaire qui est pour le moment seulement accessible avec ALMA, pour les étoiles de faible masse. De plus, il a été démontré qu'il existe une forte corrélation entre l'accrétion et l'éjection de matière, suggérant que le processus d'éjection est alimenté par l'énergie gravitationnelle libérée par l'accrétion (Cabrit et al.

1990; Hartigan 1995). Cependant, cette énergie seule ne peut pas expliquer entièrement ce processus. Des modèles théoriques ont montré que l'énergie rotationnelle du système "proto-étoile-disque" est la principale source d'énergie des jets mais qu'il existe un transfert d'énergie au vent qui s'effectue par le biais du champ magnétique.

Au début du mécanisme, avant le lancement des jets, le champ magnétique est initialement poloidal mais son origine reste inconnue. Au bout d'un certain temps, le disque circumstellaire en rotation entraîne une rotation du champ magnétique ce qui a pour effet de créer une distorsion radiale de ce dernier, accélérant les ions qui se couplent alors au gaz neutre par collision. Le champ magnétique prend alors une forme toroïdale. Il freine la rotation du disque, provoquant des instabilités, et accélère le processus d'accrétion ainsi que les ions, provoquant une accélération du gaz s'échappant du disque sous forme de vent. Les lignes de champ prennent alors une forme d'hélice évasée propre à l'éjection magnéto-centrifuge de la matière superficielle du disque. La matière est propulsée perpendiculairement au plan du disque à des vitesses pouvant atteindre plusieurs milliers de km.s^{-1} .

3.4 Le champ magnétique et l'évolution stellaire

3.4.1 Présence du champ magnétique dans les étoiles de la séquence principale

Grâce à l'étude du Soleil, il a été mis en évidence que les étoiles de type solaire qui ont un coeur radiatif et une enveloppe convective possèdent un champ magnétique global compris entre environ 1 et 100 G (Marsden et al. 2014) avec une variabilité importante dans le temps et une morphologie complexe. Parmi les étoiles de type solaire, les naines rouges sont les étoiles les plus courantes dans la Voie Lactée, elles représentent environ 80% de la population. Ce sont des étoiles de faible masse (10 à 40% de la masse du Soleil), petites et qui ont une température de surface faible (moins de 3 500 K). Pour les naines rouges et T Tauri entièrement convectives, leur champ magnétique peut atteindre plusieurs kilos Gauss (Morin et al. 2008; Donati et al. 2007).

Contrairement au Soleil, elles sont entièrement convectives et n'ont pas de fines couches d'interface avec un coeur interne où l'énergie est évacuée par rayonnement. De ce fait, des théories prédisent que leur dynamo doit être très différente de celle du Soleil; elles seraient incapables d'engendrer un champ poloidal simple, fort et aligné avec l'axe de rotation de l'étoile (Waite et al. 2017).

Cependant, les observations faites avec ESPaDOnS¹ et NARVAL² montrent un champ magnétique plutôt simple et aligné avec l'axe de rotation de l'étoile, pour les étoiles les plus actives, avec une période de rotation inférieure à environ une semaine (Morin et al. 2008; Petit et al. 2008; Jardine & Donati 2009). De plus, l'intensité du dipôle magnétique a été estimée à mille fois celle du champ magnétique global du Soleil.

Cette différence entre les théories et les observations montre à quel point le travail à faire pour comprendre le mécanisme de dynamo pour les étoiles froides ainsi que pour le Soleil est important. Cependant pour les étoiles de type naine rouge, des modèles développés

1. spectropolarimètre (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars) installé au CHT à Hawaii <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/Espadons/>

2. copie du spectropolarimètre ESPaDOnS installé au TBL au Pic du Midi <http://www.tbl.obs-mip.fr/INSTRUMENTATION2>

par [Browning \(2008\)](#) tel que le Anelastic Spherical Harmonic code permet de reproduire plus fidèlement les observations spectropolarimétriques de ces étoiles.

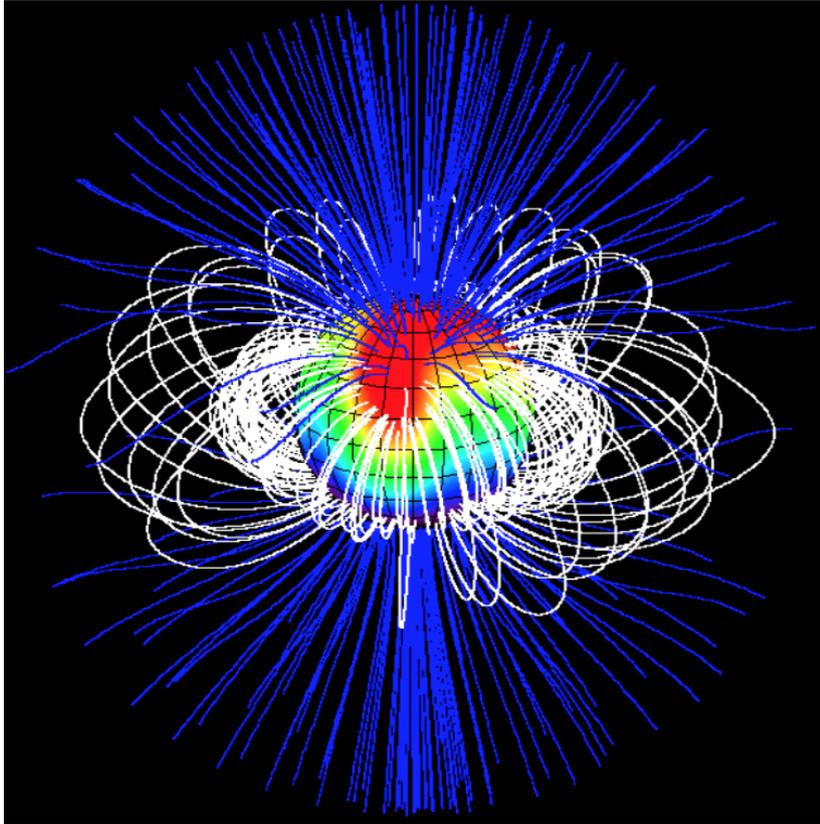


FIGURE 3.15 – Modélisation des lignes de champ magnétique pour l'étoile V374 Peg. En blanc, les lignes de champ fermées et en bleu, les lignes de champ ouvertes ([Jardine & Donati 2009](#)).

3.4.2 Présence du champ magnétique dans les étoiles massives

Seulement 5 à 10 % des étoiles massives sont pourvues d'un champ magnétique global de quelques kGauss et la morphologie du champ magnétique est simple et stable dans le temps ([Bard & Townsend 2016](#)). Les autres étoiles massives n'auraient pas de champ magnétique supérieur à quelques Gauss ([Petit et al. 2013](#)).

Contrairement au Soleil, leur champ magnétique serait une empreinte fossile datant de la création de l'étoile. Quand l'étoile se forme suite à l'effondrement du nuage interstellaire, le nuage emporte avec lui dans sa contraction une partie du champ magnétique galactique qu'il amplifie ([Shultz et al. 2015](#)).

Les étoiles massives ayant un champ magnétique de quelques kGauss montrent souvent des particularités qui pourraient provenir du champ magnétique, telles que la surabondance de certaines espèces chimiques proches de la photosphère ou encore la rotation plus lente en moyenne que celle des étoiles non magnétiques ([Song et al. 2016](#); [Buyschaert et al. 2017](#)). Plusieurs études théoriques récentes montrent qu'un champ magnétique de quelques centaines de gauss suffit à modifier la rotation interne de l'étoile en rigidifiant la rotation globale. Le champ inhibe aussi le mélange des éléments chimiques et perturbe ainsi l'évolution ([Meynet et al. 2017](#)). Cependant, le champ magnétique n'explique pas la rotation lente de ces étoiles, mais il affecte le vent et parvient à le confiner.

3.4.3 Binarité contre champ magnétique

Nous avons vu dans le chapitre 2 l'évolution des étoiles dans le diagramme HR ainsi que les réactions chimiques qui rythment leur vie. Lors de cette évolution, le champ magnétique joue un rôle clé sur plusieurs processus comme la collimation des vents ainsi que leur entraînement, mais aussi dans le changement de morphologie de son enveloppe de CS, passant d'une forme sphérique à une forme asymétrique. Cependant, les morphologies observées des PNs peuvent aussi être expliquées par la binarité de l'astre, ainsi que par la présence d'un disque circumstellaire post-AGB (Blackman 2014; Darlington Landstreet 2015).

Certaines étoiles centrales des AGB et PNs sont en effet connues pour être des binaires. C'est le cas de l'étoile Mira A et B se situant à 92 pc de nous. Les deux étoiles de ce système sont séparées de 40 UA l'une de l'autre ; le disque d'accrétion autour de Mira B (voir figure.3.16) est formé à partir du vent de Mira A (Mohamed & Podsiadlowski 2012).

Cependant, la mise en place de supervent pour les étoiles AGBs dû à l'éjection de l'enveloppe est difficile pour les étoiles ayant une masse inférieure à $2,5 M_{\odot}$.

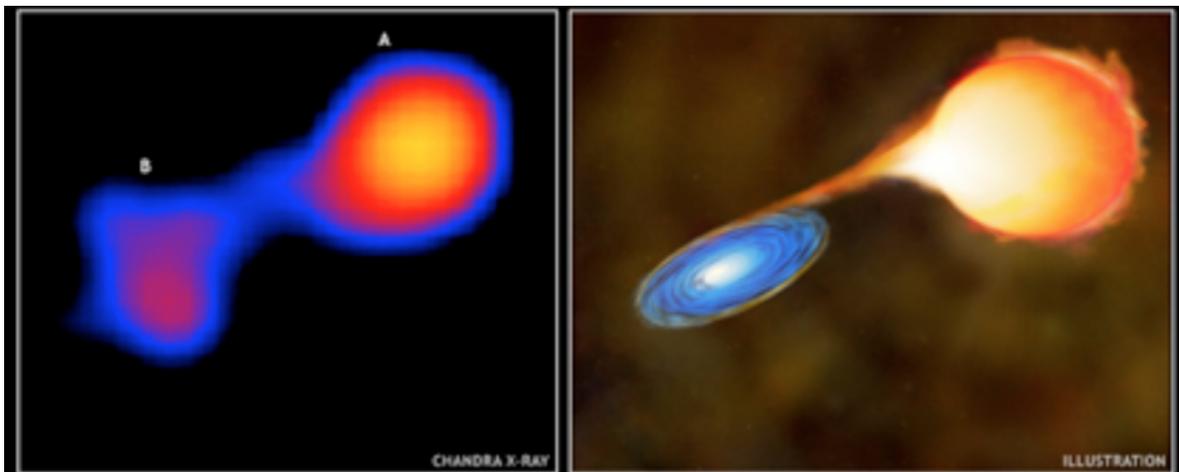


FIGURE 3.16 – À gauche, image prise avec le satellite Chandra en longueur d'onde X de l'étoile Mira A et son compagnon B. À droite une vue d'artiste de ce système binaire (Crédit : Karosvska, NASA).

3.4.4 Présence du champ magnétique dans les étoiles évoluées

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les étoiles évoluées ont un taux de perte de masse important. Ce processus peut être expliqué par une combinaison de la rotation et du champ magnétique (rotateur magnétique) ; la rotation seule ne peut expliquer ces forts taux observés. La seconde caractéristique de ces étoiles est le changement de morphologie de leur enveloppe, qui est notamment important pour la transition AGB \rightarrow PN, passant d'une forme quasi-sphérique à une forme asymétrique. Le rôle du champ magnétique est majeur quand la densité d'énergie magnétique est supérieure ou égale à la densité d'énergie radiative.

Le champ magnétique à la surface des AGBs est prédit supérieur à 10 G (Soker & Zoabi 2002). La première mesure du champ magnétique à la surface d'une étoiles AGB a révélé une intensité de 2-3 G pour l'étoile χ Cyg (réalisée par observations spectropolarimétriques avec l'instrument Narval, Lèbre et al. 2014). D'autres estimations du champ magnétique par des observations du maser SiO ont été réalisées par Herpin et al. (2006)

et [Vlemmings & van Langevelde \(2008\)](#) et l'intensité trouvée dans l'enveloppe circumstellaire est comprise entre 0 et 18 G avec une valeur moyenne à 3 G à environ cinq rayons stellaires de la surface. Pour les étoiles de la phase évolutive des sous géantes, [Donati et al. \(1990\)](#) ont mesuré une intensité du champ magnétique de 985 ± 270 G pour l'étoile HR 1099. L'intensité du champ magnétique a aussi été mesuré entre -15 et -5 G à la surface de l'étoile géante V390 Aur pour cinq dates différentes (de Novembre 2006 à Mars 2007, [Konstantinova-Antova et al. 2008](#)). Plus récemment, [Konstantinova-Antova et al. \(2010\)](#) ont mesuré un champ magnétique compris entre -0.1 et -8 G pour l'étoile EK Bob, géante de type M. Enfin, pour les supergéante froide le champ magnétique a été détecté à la surface de Bételgeuse par [Aurière et al. \(2010\)](#), et pour plusieurs supergéantes plus chaudes par [Grunhut et al. \(2010\)](#).

Pour les étoiles les plus massives, une fois le combustible nucléaire épuisé, elles s'effondrent sur elles même et enrichissent le milieu interstellaire avec environ 90% de leur masse expulsée, c'est la phase SN. Le coeur de l'astre, d'environ une masse solaire, devient alors une étoile à neutrons très dense et compacte qui produit parfois de violentes éruptions de rayons γ . Ces phénomènes sont attribués à de puissants séismes dans un champ magnétique si intense qu'il fait craquer la croûte solide de l'étoile et libère l'énergie. Pour les étoiles à neutrons, le champ magnétique est d'environ 10^{12} G et pour les super étoiles à neutrons appelées magnétoiles, le champ magnétique atteindrait 10^{15} G, qui est le champ le plus intense connu dans l'univers.

Chapitre 4

La Radioastronomie



Sommaire

4.1 Rappels	46
4.1.1 Présentation de la radioastronomie	46
4.1.2 Fenêtres atmosphériques	47
4.2 Un peu d'histoire	48
4.3 Fonctionnement d'un radiotélescope	52
4.3.1 Constitution d'un radiotélescope	52
4.3.2 Détection hétérodyne	53
4.3.3 Théorie des antennes	54
4.4 Observations avec le radiotélescope IRAM 30m	59
4.4.1 Spectromètre : Eight Mixer Receiver EMIR	61
4.4.2 Backends	63
4.4.3 Le Polarimètre : Xpol	63

4.1 Rappels

4.1.1 Présentation de la radioastronomie

La radioastronomie est la science qui étudie le rayonnement électromagnétique émis par les sources astronomiques à des longueurs d'onde plus grandes que celles de l'optique et de l'infrarouge, entre quelques MHz et 2 THz. Plus précisément de 30 MHz (soit environ $\lambda = 20$ m) à 300 GHz ($\lambda = 1$ mm), on est alors dans le domaine millimétrique. Au-delà de 300 GHz, on passe dans le domaine submillimétrique, et les observations deviennent plus compliquées depuis la Terre car la vapeur d'eau atmosphérique absorbe ces rayonnements. Quelques lieux privilégiés géographiquement permettent d'observer au-delà de 300 GHz comme les montagnes situées à Hawaï et au Chili, ou encore l'Antarctique. Les domaines submillimétrique et millimétrique permettent d'explorer des régions inaccessibles dans le domaine du visible et de l'ultraviolet en particulier les régions jeunes de formation stellaire. Ces régions sont relativement froides et émettent donc essentiellement dans le domaine radio.

Cette discipline permet de détecter les signatures radio des atomes et des molécules du milieu observé. À la suite de chocs et/ou à l'interaction avec le milieu ambiant, les atomes et les molécules du milieu observé sont excités sur différents niveaux d'énergies vibrationnelles et rotationnelles. Leur désexcitation s'accompagne d'une émission électromagnétique à différentes longueurs d'onde. Les spectres millimétriques et submillimétriques captés par les radiotélescopes nous renseignent sur la nature des sources observées, sur l'abondance et la distribution spatiale des espèces observées, mais aussi sur les conditions physiques du milieu.

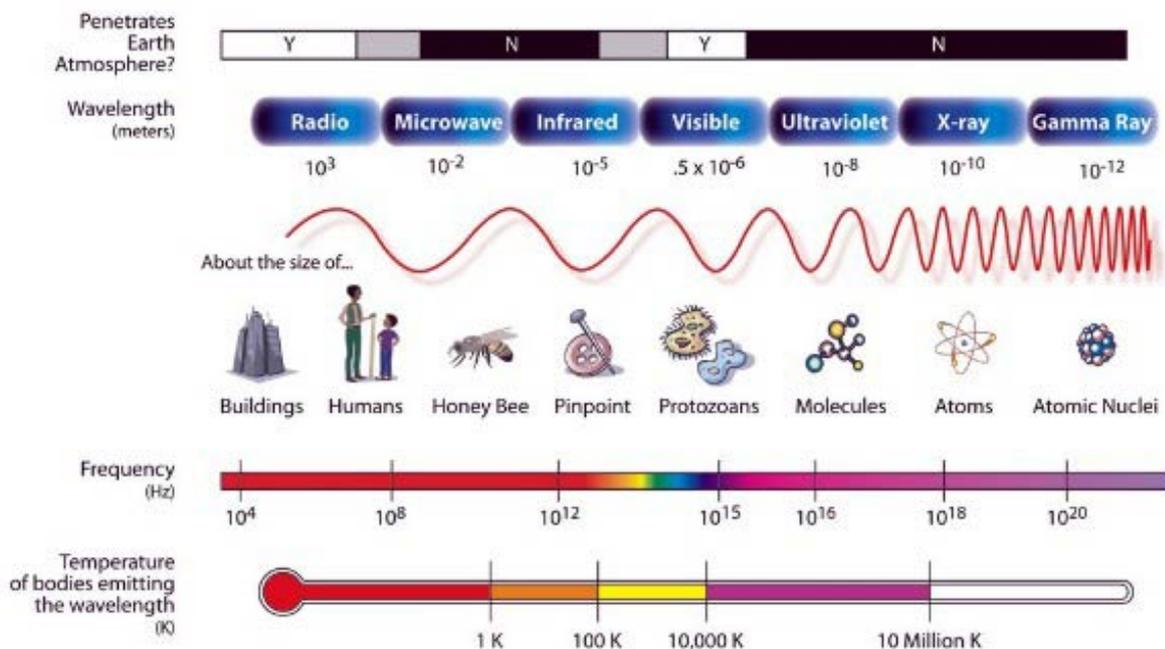


FIGURE 4.1 – Les domaines de longueur d'onde (Source www.atnf.csiro.au, Crédit : NASA).

4.1.2 Fenêtres atmosphériques

Notre planète, la Terre, a une atmosphère qui permet d'arrêter la majeure partie des rayonnements arrivant de l'espace et nocifs pour l'homme. À certaines fréquences, le rayonnement stellaire traverse l'atmosphère sans être absorbé ou réfléchi, on dit que la fenêtre atmosphérique est "transparente". C'est le cas dans le domaine du visible, des ondes radiométriques et certaines longueurs d'onde infrarouge. La fenêtre radio s'étend de la fréquence inférieure de $\nu \approx 10$ MHz (soit $\lambda \approx 30$ m) à une coupure à haute fréquence $\nu \approx 1.5$ THz ($\lambda \approx 0.2$ mm). Ces limites ne sont pas nettes (voir figure 4.2), il existe des variations dues à l'altitude, la position géographique et des variations dans le temps. La fréquence de coupure haute est due à l'absorption de résonance des bandes de rotation faible des molécules de la troposphère tombant dans cette fréquence. Deux molécules en sont essentiellement responsables, la vapeur d'eau et le dioxygène.

La molécule d'eau présente plusieurs transitions, notamment aux fréquences $\nu = 22$ GHz et 183 GHz. Dans le cas de O_2 , on observe un groupe de raies vers 60 GHz (5 mm). L'état fondamental de la molécule O_2 est composé de niveaux d'énergie électronique rapprochés. Il en résulte deux séries de raies d'absorption entrelacées entre elles et avec celles de l'ozone O_3 , près de 60 GHz et une raie près de 119 GHz.

D'autres molécules abondantes dans l'atmosphère comme N_2 et CO_2 absorbent aussi les signaux astronomiques. Pour ces deux molécules cet effet se produit à des fréquences supérieures à 300 GHz. Le meilleur moyen de s'affranchir de ces limites en submillimétrique est de faire des mesures hors atmosphère terrestre, donc d'utiliser un satellite comme le Herschel Space Observatory¹ ou encore l'avion SOFIA².

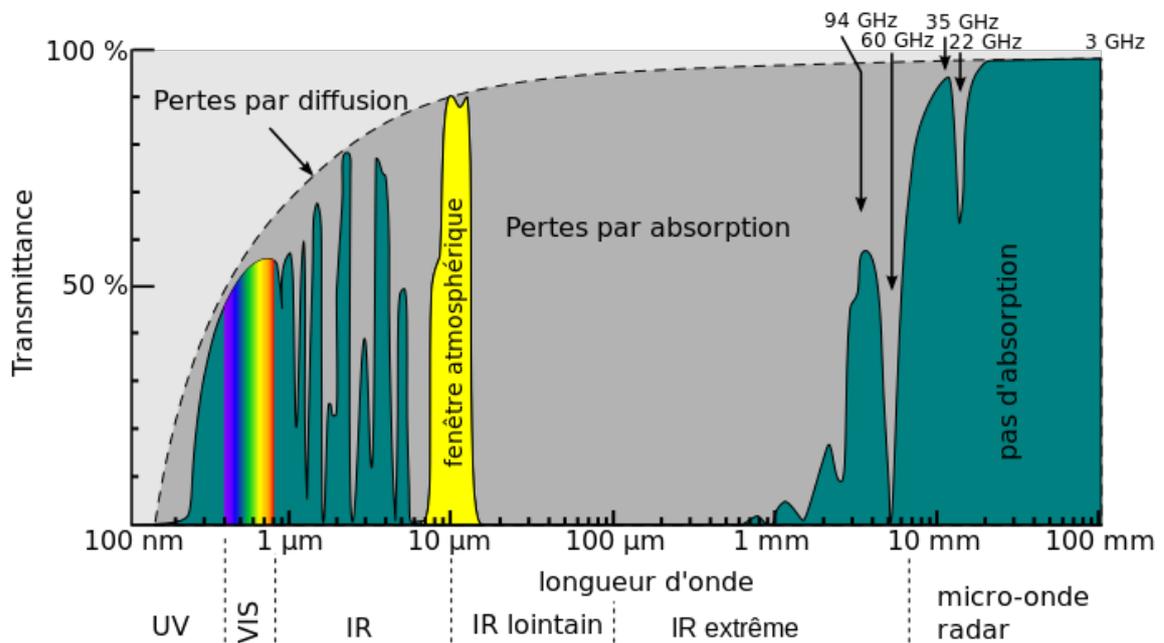


FIGURE 4.2 – Exemple pour la transmission de l'atmosphère terrestre pour un rayonnement électromagnétique (Source fr.wikipedia.org).

1. <http://sci.esa.int/herschel/>
 2. <https://www.sofia.usra.edu>

4.2 Un peu d'histoire

La radioastronomie est un domaine de l'astronomie relativement jeune. Les débuts de cette science remontent aux années 1930. Elle a pour but d'observer et d'étudier des objets stellaires dans le domaine des ondes radio. Avant cette date l'astronomie était destinée à étudier seulement les objets visibles dans le ciel nocturne.

Jusqu'au XIX^e siècle, l'unique partie connue du spectre électromagnétique était le spectre visible, en d'autres mots la "lumière". Si le phénomène de la décomposition de la lumière blanche en différentes couleurs était connu depuis l'Antiquité, il fallut attendre le XVII^e siècle pour que ce phénomène soit étudié par Newton.

En 1800, William Herschel découvrit l'existence d'une radiation lumineuse non visible, le rayonnement infrarouge. L'année suivante Johann Wilhelm Ritter, physicien allemand, prolongea le spectre électromagnétique en mettant en évidence l'existence du rayonnement ultraviolet.

En 1860, James Clerk Maxwell interpréta la lumière comme la propagation d'une onde électromagnétique. De plus, il prédit l'existence des ondes électromagnétiques de toutes fréquences possibles, se propageant dans le vide à la vitesse c de la lumière (299792458 m/s) et étant polarisées.

Vingt ans après, la toute première tentative de détection des ondes radio fut réalisée par Thomas Edison. Il décida d'observer le soleil avec un radiotélescope. Après quelques essais infructueux ces observations furent définitivement abandonnées lorsque, à partir de la loi de Planck, on estima en 1902 que le rayonnement émis par le Soleil était proche d'un rayonnement d'équilibre thermique de 5800 K, et qu'il était par conséquent inutile de chercher à faire des observations dans le domaine des ondes radio, où l'intensité du flux émis est bien trop faible.

Il faudra attendre 1932 pour que Karl Jansky détecte pour la première fois un signal radio d'origine extraterrestre. Il travaillait alors pour les laboratoires Bell Telephone sur une expérience destinée à comprendre la cause de perturbations sur les radiocommunications transatlantiques en ondes courtes. Pour cela il construisit une grande antenne tournante appelée "Jansky's Merry-go-round", conçue pour recevoir des ondes radio à une fréquence de 20,5 MHz. Il pu ainsi localiser la direction d'un signal radio grâce à la capacité de rotation de l'antenne.

Après plusieurs mois d'étude, Jansky fut en mesure de classer les signaux en trois différents types. Les deux premières sources provenaient des orages proches et lointains, la troisième source semblait différente. Il commença à réaliser qu'il y avait un motif caractérisant ces signaux. Ils provenaient d'une direction voisine du Soleil, mais après quelques mois pendant lesquels il réalisa des mesures plus précises (il observa des signaux répétés toutes les 23 heures et 56 minutes et 4 secondes, c'est-à-dire un jour sidéral) Jansky conclut que le rayonnement venait en réalité de la constellation du Sagittaire dans la Voie Lactée. Cette découverte fut rendue publique dans le New York Times du 5 mai 1933.

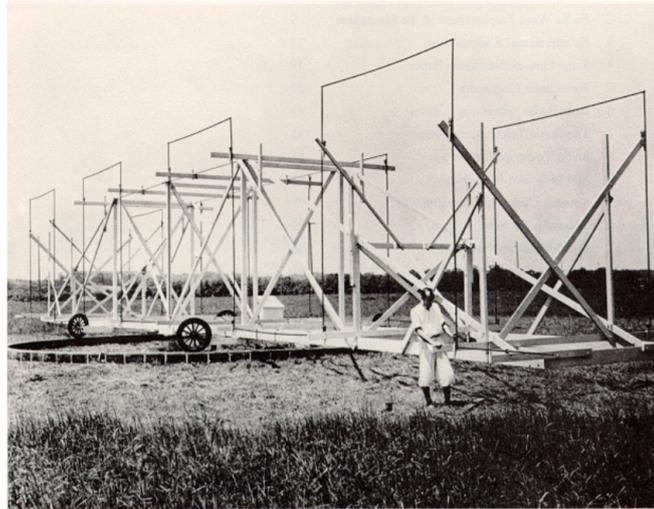


FIGURE 4.3 – Jansky's Merry-go-round (1932) (Source http://www.nrao.edu/whatisra/hist_jansky.shtml).

Les travaux de Karl Jansky suscitèrent des vocations notamment chez un astronome amateur, Grote Reber. Celui-ci décida de travailler dans ce champ de recherche et envoya sa candidature aux laboratoires Bell, candidature qui fut refusée car la Grande Dépression battait son plein. Reber décida alors de construire son propre radiotélescope à Wheaton (dans l'état de l'Illinois aux États Unis) en 1937. Son radiotélescope était constitué d'un miroir parabolique en acier de neuf mètres de diamètre avec un récepteur radio foyer, placé à huit mètres au-dessus du miroir. Le tout était monté sur un berceau permettant le pointage dans des directions variées mais ne pouvait pas tourner sur lui-même. En 1938, Reber confirma les observations de Jansky, en détectant un signal provenant de la direction de la Voie Lactée, ce qui permit de mettre en évidence l'émission continue du plan galactique. Il décida ensuite de cartographier les émissions radio de la Voie Lactée, et fit alors la première carte du ciel en longueur d'onde radio.



FIGURE 4.4 – Première carte du ciel en longueur d'onde radio réalisée par Reber en 1933 à 160 MHz (Source <http://www.bigear.org/CSMO/HTML/CS13/cs13p14.htm>).

En 1942, pendant la Seconde Guerre Mondiale, un ingénieur anglais, James Stanley Hey, travaillant sur des radars, remarqua que les écrans de contrôle étaient brouillés par une émission de nature inconnue. De plus, il constata que le brouillage était particulièrement élevé quand les appareils étaient dans la direction du Soleil, ce qui le conduisit à la

conclusion que seul le Soleil pouvait être une source aussi puissante de rayonnement.

Il décida d'observer le Soleil au Royal Observatory de Greenwich avec un télescope optique et il remarqua qu'une tache solaire très active traversait le disque solaire. Il en conclut qu'une région de tache solaire pouvait émettre un rayonnement dans le domaine du métrique alors que jusqu'ici on pensait que seul des flux d'ions et d'électrons énergétiques dans le champ magnétique de l'ordre de 100 G pouvaient émettre. Enfin il localisa pour la première fois une source radio extragalactique dans la constellation du Cygne. Plus tard en 1945, Hey utilisa des radars pour suivre les trajets des fusées V-2 s'approchant de Londres à 161 km d'altitude. Un problème avait été détecté, il résultait d'échos radar passagers spasmodiques à la hauteur de 96,5 km arrivant à une fréquence de 5 à 10 fois par heures. Quand les attaques de V-2 cessèrent les échos étaient toujours présents. Hey conclut que des traînées de météores étaient responsables de ces derniers et que le radar pourrait être utilisé pour suivre à la trace les météores de jour comme de nuit.

À cette même période, Bernard Lovell, à l'observatoire de Jodrell Bank en Angleterre dont il deviendra le directeur en 1945 pendant 35 ans, utilisa des radars en surplus pour faire des observations de météores.

Un an plus tard, Martin Ryle et Antony Hewish mirent au point l'interférométrie radio. Cette technique consiste à observer, en même temps, une même source avec deux ou plusieurs antennes radio distantes d'une longueur B appelée ligne de base et de recombiner ensemble les deux signaux obtenus (voir figure 4.5). Ainsi la résolution d'ouverture obtenue est égale $1/B$, ce qui est équivalent à une antenne unique de dimension B . Cette découverte leur permit d'obtenir le prix Nobel de physique en 1974.

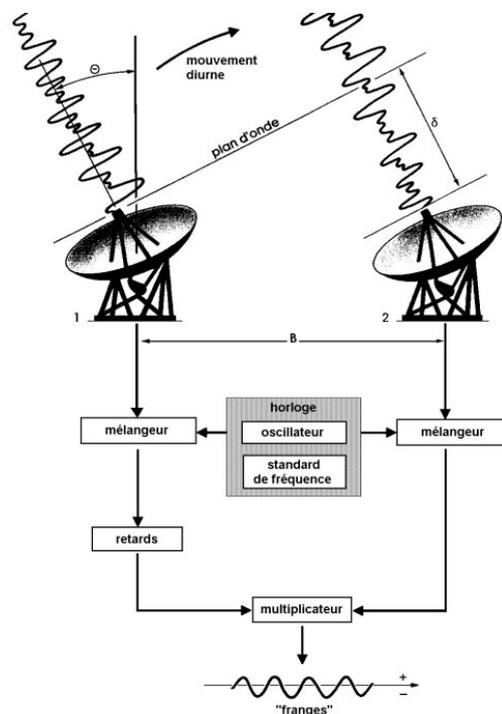


FIGURE 4.5 – Schéma d'un interféromètre radio (Source <http://arecibo.pagesperso-orange.fr/utilisation/interferometre.htm>).

À la fin de la Seconde Guerre Mondiale, Yves Rocard pionnier de la radioastronomie en France, fut nommé directeur du laboratoire de physique de l'Ecole Normale Supérieure. Il constitua la première équipe de recherche en radioastronomie composée de Jean-François Denisse, Jean-Louis Steinberg et Émilie Jacques Blum. Les premières antennes furent installées en région parisienne mais les observations étaient trop bruitées en raison de l'activité humaine. Ils se mirent en quête d'un endroit assez loin de Paris pour éviter les parasites, tout en étant assez proche pour s'y rendre facilement. Les 43 hectares de Nançay étaient de ce fait un lieu idéal pour créer la station de radioastronomie. Dans un premier temps, ils installèrent des radars allemands de la Seconde Guerre mondiale de type Würzburg de 7,5 m de diamètre. Puis en 1960, la décision de construire un radiotélescope décimétrique à Nançay fut prise. La construction fut donnée à la Compagnie Française d'Entreprise. Dans un premier temps seule la partie centrale a été construite (représentant un cinquième de l'ensemble) pour des raisons de contrainte de précision du montage. L'inauguration de ce radiotélescope a été faite par Charles de Gaulle, alors président de la République et eut lieu le 15 mai 1965.

À partir de cette période, les découvertes en radioastronomie ne cessèrent plus. Le 25 mars 1951, les physiciens Harold Ewen et Edward Purcell détectèrent la raie neutre de l'hydrogène à 21 cm (atome la plus abondante dans l'univers) dans la Voie Lactée à l'aide d'une antenne cornet (antenne en forme de cylindre utilisant le principe d'ouverture rayonnante). Cette découverte fournit la première "image" des bras spiraux de notre galaxie.

En 1955, Bernard Flood Burker et Kenneth Franklin détectèrent pour la première fois l'émission radio de la planète Jupiter à 22 MHz et trois ans après, cette émission fût détectée à 3 GHz par Sloanaker. En 1960, Allan Sandage découvrit pour la première fois un quasar qui est une galaxie très énergétique avec un noyau actif.

Cinq ans après, Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson découvrirent le rayonnement thermique cosmologique accidentellement. Alors qu'ils travaillaient aux Laboratoire Bell, ils trouvèrent une source de bruit dans l'atmosphère qui était inexplicée. Le bruit était toujours présent dans toutes les directions et il s'avéra être un rayonnement micro-onde cosmologique uniforme et isotrope. La partie du spectre détectée permit de l'identifier comme le rayonnement thermique du corps noir à 3 K. Cette découverte contribua à l'argumentation en faveur du Big Bang. Grâce à cette découverte, Penzias et Wilson obtinrent le prix Nobel de physique en 1978.

En 1967, Jocelyn Bell découvrit le premier pulsar (étoile à neutrons), en examinant des enregistrements d'un radiotélescope conçu spécialement pour observer le scintillement des étoiles. Elle remarqua un signal différent des signaux radioastronomiques connus. Ce signal semblait uniforme sur la sphère céleste et ses pulsations, environ une par seconde, étaient régulières. Avant que la source soit identifiée comme une étoile à neutrons, elle fut temporairement baptisée "Little Green Man 1" (LGM 1). De nos jours, les étoiles à neutrons sont toujours référencées dans des catalogues tel que ATNF Pulsar catalogue comme LGM.

Avant les années 70, l'idée de régions moléculaires massives dans le milieu interstellaire n'était pas admise par tous, même si Solomon et Wickramasinghe avaient montré que les nuages denses avec une densité d'hydrogène $n > 100 \text{ cm}^3$ seraient des nuages moléculaires contenant essentiellement la molécule H_2 et très peu d'hydrogène atomique HI.

Cependant depuis 1930, la présence des molécules CH, CN et CH⁺ était connue dans les nuages diffus et par leurs raies d'absorption.

Charles Townes, physicien américain suggère en 1955 aux radioastronomes de rechercher un certain nombre des transitions dans les molécules simples telles que OH, NH₃, H₂O et CO. Puis quelques années après, en 1963, Sander Weinreb a détecté la première raie moléculaire spectrale cosmique en longueur d'onde radio, OH. En 1968 et 1969, l'eau, l'ammoniac et le formaldéhyde ont été détectés, mais pas dans les nuages moléculaires vastes. Il faudra attendre l'année 1970, pour que CO soit détecté pour la première fois dans notre galaxie, plus précisément dans la nébuleuse d'Orion (Wilson et al. 1970) avec le radiotélescope NRAO (National Radio Astronomy Observatory).

À partir de cette époque, de nombreuses antennes furent construites un peu partout dans le monde pour progresser dans cette science, comme le radiotélescope Effelsberg en Allemagne, l'IRAM 30m en Espagne ou encore Arecibo sur l'île de Porto Rico. Les interféromètres VLBA et VLBI et bien entendu le plus récent et bien connu ALMA au Chili furent créés.

4.3 Fonctionnement d'un radiotélescope

Dans cette partie, nous allons voir comment fonctionne un radiotélescope. Le rôle de ce dernier est de collecter les radiations électromagnétiques dans une direction particulière du ciel (selon la ligne de visée).

Pour avoir une bonne résolution angulaire, la taille de l'antenne doit être la plus grande possible. Son maillage, donc ses imperfections doivent être au maximum de l'ordre du dixième de la longueur d'onde pour pouvoir collecter le signal émis par la source observée. Dans le domaine millimétrique et submillimétrique, les antennes ont des diamètres qui varient entre quelques mètres et quelques dizaines de mètres.

La composition d'une antenne est très proche d'un télescope du type Cassegrain. Comme ce dernier, elle est constituée d'un réflecteur principal parabolique couplé à un réflecteur secondaire hyperbolique.

Par la suite je vais détailler la constitution d'un radiotélescope, ainsi que son fonctionnement.

4.3.1 Constitution d'un radiotélescope

Un radiotélescope peut être considéré comme un wattmètre, on mesure la puissance par unité de surface et par unité de fréquence F_ν , ou flux, en Janskys ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$), provenant d'une direction du ciel.

Un radiotélescope peut être schématisé de la façon suivante :

- une antenne collectrice de rayonnement dite primaire
- une antenne secondaire
- un cornet
- une partie électronique.

La partie électronique est elle-même constituée de deux parties, la première est la partie appelée "frontend". On y trouve les premiers amplificateurs, l'oscillateur local de référence et le mélangeur. La seconde partie appelée "backend" comprend toute la chaîne d'amplification et de mélange de fréquences intermédiaires, ainsi que les spectromètres.

4.3.2 Détection hétérodyne

La détection hétérodyne est une méthode de traitement du signal qui consiste à multiplier des signaux de plusieurs fréquences entre eux. Cette méthode permet de transposer un signal d'une fréquence moyenne (ou "porteuse") donnée à une fréquence inférieure ou supérieure permettant de faire une démodulation ou une détection.

En radio, pour les fréquences étudiées il n'existe pas d'amplificateur. De ce fait, le signal ν_S (S pour signal) est mélangé avec celui provenant d'un oscillateur local de fréquence ν_{LO} , ce qui produit un signal de fréquence intermédiaire ν_{IF} . Ce dernier est envoyé dans un détecteur appelé "backend" (spectromètre ou bolomètre). Le backend envoie par la suite le signal vers un ordinateur. En d'autres termes, dans un système hétérodyne, le signal incident de fréquence ν_S et le signal de référence ν_{LO} provenant d'un oscillateur local sont mélangés dans un élément non linéaire (mélangeur ou mixeur) produisant un signal à plus basse fréquence ν_{IF} (voir figure 4.6).

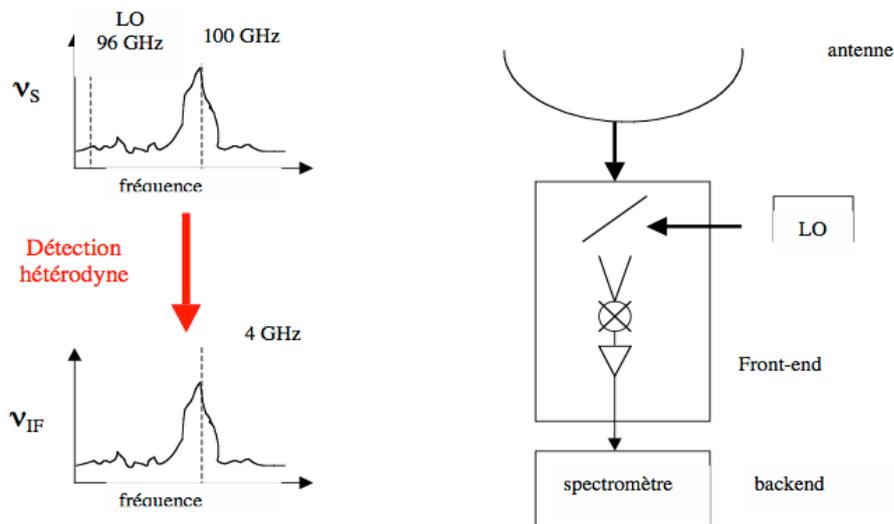


FIGURE 4.6 – Principe de la détection hétérodyne. À gauche, signal avant et après le passage dans le récepteur hétérodyne. À droite position de l'oscillateur local dans la chaîne des instruments.

La fréquence intermédiaire est récupérée à la sortie du mélangeur, elle s'écrit de la forme suivante :

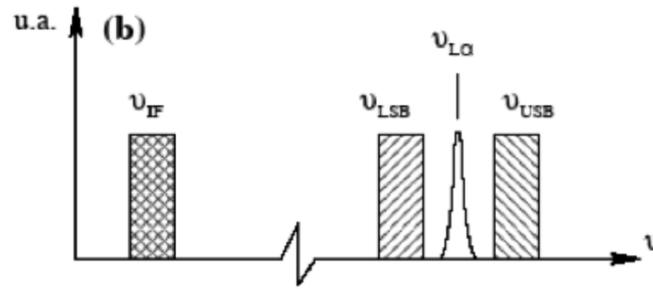
$$\nu_{IF} = | \nu_S - \nu_{LO} | . \quad (4.1)$$

On peut facilement l'amplifier, contrairement aux fréquences hautes de départ. Ce signal de fréquence abaissée peut être alors analysé par des analyseurs de spectre (spectromètres), avec une très grande précision en amplitude et en fréquence (ou résolution). Il existe deux fréquences ν_S rendant le mélange possible :

$$\nu_{USB} = \nu_S = \nu_{LO} + \nu_{IF} = \text{bande latérale supérieure (Upper Side Band, USB)} \quad (4.2)$$

$$\nu_{LSB} = \nu_S = \nu_{LO} - \nu_{IF} = \text{bande latérale inférieure (Lower Side Band, LSB)} \quad (4.3)$$

Pour un montage avec un oscillateur local réglé sur la fréquence ν_{LO} , on reçoit par défaut les deux fréquences ν_{USB} et ν_{LSB} . La fréquence non désirée appelée fréquence image doit être à l'extérieur de la bande passante du filtre d'antenne (voir figure 4.7).

FIGURE 4.7 – Exemple de réglage d'un oscillateur local en ν_{LO} .

4.3.3 Théorie des antennes

Un radiotélescope se caractérise par son domaine de longueur d'onde d'utilisation. La qualité d'un radiotélescope est caractérisée par deux facteurs essentiels : la sensibilité et le pouvoir de résolution.

La sensibilité dépend à la fois de la surface de l'antenne, des récepteurs et aussi de la qualité du site. Pour connaître la sensibilité de l'antenne, des mesures de la puissance totale interceptée par l'antenne à son foyer sont effectuées. Afin d'augmenter la sensibilité il faut augmenter la surface collectrice de l'antenne. Plus la surface est grande, plus grande est l'énergie reçue provenant d'une source lointaine. Toutefois il est compliqué de construire des antennes de très grande taille.

La seconde caractéristique d'un radiotélescope est le pouvoir séparateur, appelé aussi le pouvoir de résolution, qui est analogue à celui qui correspond à la tache de diffraction en optique. En astronomie le pouvoir séparateur est défini comme le plus petit angle sous lequel on peut distinguer deux sources l'une de l'autre. Le pouvoir séparateur de l'instrument est donné par :

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (4.4)$$

où λ est la longueur d'onde et D le diamètre de l'instrument.

Donc plus D est grand, meilleur sera le pouvoir de résolution. En revanche plus λ est grand, moins bon sera le pouvoir séparateur. Par exemple, à $\lambda = 3$ mm pour une antenne de 30 m, θ est égale à $25''$.

En revanche, plus le diamètre de l'antenne est grand plus il y a un risque d'irrégularité à la surface. Ces irrégularités doivent rester inférieures au dixième de la longueur d'onde. Ainsi, pour des λ élevés, e.g. 21 cm, un radiotélescope avec des mailles de 2,1 cm sera suffisant.

Pour comprendre le fonctionnement d'un radiotélescope, il faut se tourner vers l'optique gaussienne qui permet de décrire la nature des faisceaux auxquels doivent être couplés l'antenne et les détecteurs. Cela est dû à la longueur d'onde étudiée qui n'est plus très petite devant le diamètre de l'antenne, mais aussi à la dimension des optiques utilisées qui permettent de collecter et de réfléchir les faisceaux.

Optique gaussienne

En optique gaussienne, le régime de propagation est modifié par la diffraction et peut être traité en première approximation par des modes dit de faisceaux gaussiens. C'est une

classe de solutions de l'équation d'onde d'Helmholtz $(\Delta + k^2)\psi = 0$ à variation transverse et direction de propagation parfaitement définies.

L'intensité du champ électrique du mode d'ordre le plus bas est donnée par :

$$E(z, x) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(\frac{-x^2}{W^2(z)} - ikz - \frac{i\pi x^2}{\lambda R(z)} + i\phi_0(z)\right) \quad (4.5)$$

où z est la direction de propagation axiale et x la direction de propagation transversale, et $k = 2\pi/\lambda$ (voir figure 4.8).

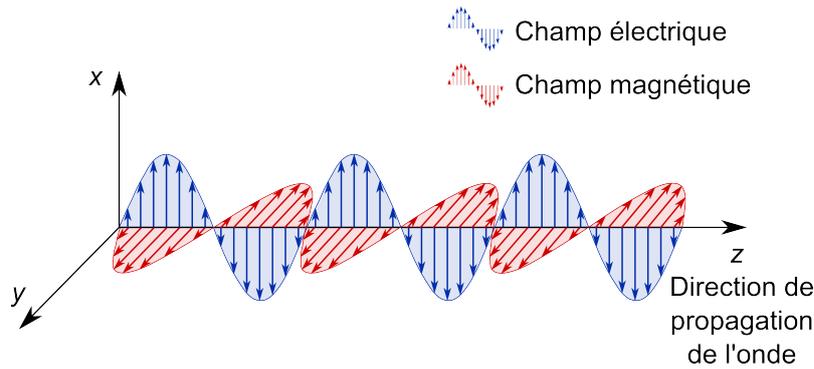


FIGURE 4.8 – Propagation d'une onde électromagnétique (Source fr.science-questions.org).

Le terme $\frac{-x^2}{W^2(z)}$ est la distribution d'énergie dans le plan perpendiculaire à l'axe. Cette distribution a une forme gaussienne qui est définie par une enveloppe $\omega(z)$ (largeur du faisceau) dont le minimum ω_0 noté "waist", correspond à $z=z_c$ (z_c est la longueur Rayleigh qui est la distance au bout de laquelle la taille du faisceau a augmenté d'un facteur de $\sqrt{2}$) au rayon pour lequel l'énergie vaut $1/e^2$ de la valeur au pic (soit -8.68 dB). Enfin R et ϕ_0 sont respectivement le rayon de courbure et la phase du faisceau gaussien. Ces paramètres se propagent tous selon z , sous la forme :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_c^2}} \quad (4.6)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z^2}{z_c^2}\right) \quad (4.7)$$

$$\phi_0(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_c}\right) \quad (4.8)$$

avec $z_c = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ qui est la distance à laquelle le faisceau commence à ne plus être collimaté.

La connaissance de λ et du *waist* ω_0 décrit entièrement le faisceau et son évolution spatiale. Quand $\lambda \rightarrow 0$, les paramètres ω et z_c tendent respectivement vers ω_0 et ∞ , correspondant à un faisceau parfaitement collimaté qui ne subit plus aucun effet lié à la diffraction.

Les dimensionnements des éléments optiques de la chaîne de détection sont contraints par la description des faisceaux selon le formalisme gaussien. Il faut que les surfaces optiques soient traversées par la plus grande partie possible de l'énergie contenue dans le faisceau. En général, ces surfaces sont dimensionnées par une troncature du faisceau à

$4\omega_0$ (-34.7 dB), c'est-à-dire que 99.7% du signal est couplé à l'optique. À une distance F_d du plan focal, la taille du faisceau augmente de façon asymptotique avec un angle $\theta_0 = \lambda/(\pi\omega_0)$. En utilisant l'approximation des petits angles on a : $\theta_0 = \omega(F_d)/F_d$. On note alors $k' = d/\omega(F_d)$. Ce qui permet d'obtenir l'expression suivante : $\omega_0 = \frac{\lambda k'}{\pi} F$.

La connaissance de l'apodisation (soit la troncature de l'illumination venant du plan focal) permet de dimensionner pour chaque longueur d'onde λ la taille du waist ω_0 associé qui illuminera de façon optimale le réflecteur secondaire à partir du plan focal. La connaissance de ces waists permet de contraindre la dimension de toute l'optique en aval du plan focal.

Antenne quasi parfaite

Pour une antenne idéale, la réponse directionnelle aussi appelée lobe du télescope P correspond au diagramme de diffraction du front d'onde plane incidente par le réflecteur. Il peut être décrit comme la composante de lobes primaire P_{mb} et secondaires P_{sl} :

$$P_d = P_{mb} + P_{sl} \quad (4.9)$$

Pour un réflecteur circulaire de diamètre D parfait, le lobe peut être représenté par une fonction d'Airy : $A(r) = (J_1(r)/r)^2$, où $J_1(r)$ est la fonction de Bessel de premier ordre et r la coordonnée spatiale du plan focal. Ce qui donne :

$$Ai(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{t^3}{3} + rt\right) dt. \quad (4.10)$$

On peut visualiser les lobes d'un radiotélescope dans les trois dimensions grâce au diagramme de rayonnement. Pour définir le diagramme de rayonnement, il faut introduire le diagramme de champ pour un champ rayonné à l'infini $E(\theta, \phi)$. Ainsi le diagramme relatif de puissance peut-être défini comme $E(\theta, \phi)E^*(\theta, \phi) = |E(\theta, \phi)|^2$. En normalisant cette dernière expression, on obtient le diagramme normalisé de rayonnement :

$$P_n(\theta, \phi) = \frac{|E(\theta, \phi)|^2}{|E_{max}|^2} \quad (4.11)$$

Le diagramme d'antenne aussi appelé "point spread function" décrit la réponse directionnelle du télescope. Grâce aux précédentes définitions, on peut introduire l'angle solide de l'antenne :

$$\Omega_A = \int \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (4.12)$$

Pour un télescope le pouvoir de résolution est caractérisé par la largeur à mi-hauteur du lobe principal (notée HPBW). La largeur à mi-hauteur dépend de la longueur d'onde et du diamètre de l'antenne. Pour un lobe principal gaussien, en approximant à l'ordre 0, l'angle solide du lobe est :

$$\Omega_A = \pi \frac{HPBW^2}{4 \ln 2}. \quad (4.13)$$

En faisant le bon choix d'apodisation, le pouvoir de résolution angulaire est $HPBW = \theta_{mb} = k\lambda/D$ avec D le diamètre de l'antenne, k dépend de l'apodisation et varie entre 1 et 1.4. En général, on a $k=1,22$.

Maintenant que nous avons vu comment fonctionne une antenne quasi parfaite, passons à l'antenne réelle.

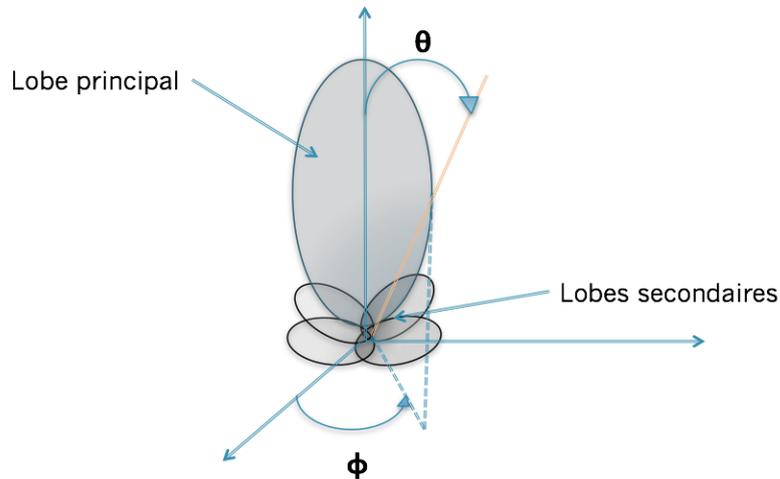


FIGURE 4.9 – Représentation du lobe principal et des secondaires pour une antenne.

Antenne réelle

En réalité, une antenne radio présente des imperfections. Ces imperfections résultent de déformations produites par des effets mécaniques ou thermiques, ainsi qu'un possible désalignement des optiques. Certaines de ces déformations sont systématiques. La plus connue d'entre elles est appelée défocalisation. Elle a pour conséquence une diminution du rendement sur l'axe optique. Elle est souvent due à un déplacement du réflecteur secondaire dans la direction de l'axe du télescope. Mais il arrive parfois que ce soit le plan transverse à l'axe du télescope qui se désaligne, ce qui provoque une coma qui se traduit pour l'observateur par une erreur de pointage.

Mais il existe des déformations permanentes dues à la structure intrinsèque du télescope. Ces déformations s'appliquent sur la forme du lobe, elles peuvent être traitées de façon purement statistique (Ruze 1966). Cette méthode consiste à décrire les erreurs de surface à partir de leur écart-type σ et de la longueur d'onde λ sur laquelle elles s'exercent.

Les paramètres fondamentaux

Chaque radiotélescope a ses propres caractéristiques techniques. D'une antenne à une autre, on peut comparer les caractéristiques grâce à des paramètres fondamentaux. L'un de ces paramètres est le gain de l'antenne qui est la quantité dépendant de la position considérée sur le ciel. Ce maximum appelé gain de directivité G_m de l'antenne, est défini par :

$$G_m = \frac{\eta_r \times 4\pi P_n(0)}{\int \int_{4\pi} P_n(\Omega) d\Omega} \quad (4.14)$$

où P_n est le lobe total normalisé et η_r le rendement traduisant les pertes résistives de l'antenne. Si on considère maintenant la surface dite efficace A_{eff} qui est assimilable à la section efficace avec laquelle une densité de puissance F_v (flux) interceptée par l'antenne de diamètre réel A_{geo} est convertie en puissance P , cela donne :

$$G_m = 4\pi \frac{A_{eff}}{\lambda^2} \quad (4.15)$$

On peut en déduire l'efficacité de surface (ou rendement de surface, en anglais "aperture efficiency" η_A) par :

$$\eta_A = \frac{A_{eff}}{A_{geo}} \quad (4.16)$$

En remplaçant dans la formule précédente, on trouve :

$$G_m = 4\pi \frac{A_{geo}\eta_A}{\lambda^2} \quad (4.17)$$

Ce qui donne au final :

$$\eta_A = \epsilon_0 \exp \left[- \left(\frac{4\pi R \sigma_R}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (4.18)$$

où σ_R est l'écart-type au paraboloïde parfait (donne la qualité de surface générale du réflecteur) et ϵ_0 le rendement normalisé, dans l'axe du télescope parfait avec apodisation. Il existe d'autres efficacités que celle de surface. Les efficacités décrivent l'efficacité relative du télescope à détecter la radiation provenant d'une source. Elles varient entre 0 et 1, et ne dépendent pas du diamètre de l'antenne.

La première efficacité est celle du couplage vers l'avant ("forward efficiency") η_{eff} , qui est le rapport entre la puissance détectée venant de la partie avant et la puissance totale détectée.

$$\eta_{eff} = \frac{\Omega_{2\pi}}{\Omega_A} = F_{eff} \quad (4.19)$$

La seconde est l'efficacité d'ouverture ("aperture efficiency") qui est le rapport d'aire collectrice effective sur l'aire géométrique de l'antenne.

$$\eta_A = \frac{A_{eff}}{A_{geo}} = \frac{2k}{A_{geo}} \frac{T_A \eta_{eff}}{F_{v,tot}} = \frac{2k}{A_{geo}} \frac{1}{\chi_{PSS}} \quad (4.20)$$

avec $A_{geo} = \pi(D_{teles}/2)^2$ et $A_{eff} = \frac{\lambda^2}{\Omega_A}$.
 χ_{PSS} la sensibilité pour une source ponctuelle (point source sensitivity) en Jy/K :

$$\chi_{PSS} = \frac{F_{v,beam}}{\eta_{eff} T_A} \quad (4.21)$$

La dernière efficacité est celle du lobe principal ("main beam efficiency") $\eta_{mb} = B_{eff}$. Elle est définie par le pourcentage de la puissance captée par le lobe principal :

$$\eta_{mb} = \frac{\Omega_{mb}}{\Omega_A} = \frac{\Omega_{mb}}{\Omega_{2\pi} \eta_{eff}} = B_{eff} \quad (4.22)$$

De plus l'efficacité du lobe principal est directement reliée à une autre grandeur importante qui est la température d'antenne notée T_A^*

$$T_A^* = \frac{\eta_{mb} J_\nu(T_B)}{\eta_{eff}} \quad (4.23)$$

avec $J_\nu(T_B) = \frac{c^2}{2k\nu^2} B_\nu(T_B)$ l'intensité spécifique moyenne qui est aussi égale à la température du lobe principal T_{mb} . D'où :

$$T_A^* = \frac{B_{eff}}{F_{eff}} T_{mb} \quad (4.24)$$

La température d'antenne est propre à chaque radiotélescope. Ce n'est pas la température à laquelle se fait l'émission mais une valeur fictive. Notons toutefois que la température du lobe principal est indépendante du télescope.

Enfin la dernière grandeur, non des moindres, est la température système T_{sys} , qui est la température décrivant le bruit de toutes les sources du ciel jusqu'au bruit du backend. Ce bruit est donné par la formule :

$$\sigma_T = \frac{\kappa T_{sys}}{\sqrt{\delta\nu \Delta t}} \quad (4.25)$$

où $\delta\nu$ est la résolution spectrale, Δt le temps d'intégration totale lors de l'observation et κ un facteur dépendant du mode d'observation.

4.4 Observations avec le radiotélescope IRAM 30m

Pendant ma thèse, j'ai observé plusieurs fois avec le radiotélescope submillimétrique IRAM 30m (figure 4.10). Cette antenne est située en dessous du Pico Veleta dans la Sierra Nevada en Espagne, à 2850 m d'altitude. Il aura fallu seulement 4 ans pour construire ce radiotélescope (de 1980 à 1984) avec une surface collectrice de 30 m de diamètre, ce qui lui donne une sensibilité très grande et lui permet de détecter des sources faibles. De plus, ce télescope est équipé de deux récepteurs hétérodynes, EMIR (Eight Mixer Receiver) et HERA ainsi que quatre caméras continuum NIKA-1 et 2, GISMO et MAMBO2 et plusieurs récepteurs fonctionnant à 3, 2, 1 et 0,9 mm.

Dans la suite de cette partie je vais décrire les instruments que j'ai utilisés pour les deux projets de cette thèse, qui sont l'étude de l'influence du champ magnétique sur les étoiles évoluées et l'étude spectrale de l'enveloppe circumstellaire de Bételgeuse.



FIGURE 4.10 – Radiotélescope IRAM 30m (Crédit : IRAM).

Sur le site internet de l'IRAM³ sont données les efficacités F_{eff} et B_{eff} et la largeur à mi-hauteur du lobe du télescope (HPBW) pour différentes fréquences (voir tableau 4.1). La valeur du HPBW est calculée par la formule :

$$HPBW = \frac{2460}{Freq(GHz)} \quad (4.26)$$

TABLEAU 4.1 – Les principaux paramètres de l'antenne IRAM 30m mesurés avec EMIR.

Fréquence GHz	B_{eff} %	F_{eff} %	HPBW "	S/T_A^* Jy/K
86	81	95	28,1	5,9
115	78	94	21,4	-
145	73	93	17	6,4
210	63	94	11,7	7,5
230	59	92	10,7	-
280	49	87	8,8	-
340	35	81	7,2	10,9
345	34	80	7,1	-

3. <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/Iram30mEfficiencias>

4.4.1 Spectromètre : Eight Mixer Receiver EMIR

Un spectromètre est un instrument permettant de séparer les longueurs d'onde spécifiques d'une lumière polychromatique. En d'autres termes ces instruments permettent de balayer un large éventail de longueurs d'onde. Cependant chaque spectromètre est associé à une bande de fréquence propre qui nécessite une technologie particulière.

Le récepteur EMIR a été installé en 2009, il fonctionne à 3, 2, 1.3 et 0.9 mm dans la fenêtre atmosphérique (voir figure 4.11). Ces quatre bandes sont désignées comme E090, E150, E230 et E330 où les nombres correspondent approximativement au centre des fréquences étudiées en GHz. Chacune de ces bandes fournit deux canaux de polarisations linéaires orthogonales à la même fréquence provenant du même oscillateur local. Les huit récepteurs individuels d'EMIR sont très bien alignés avec un décalage de 2'' entre deux bandes et 1'' entre la polarisation horizontale et verticale pour toutes les bandes.

EMIR offre une température de bruit compétitive et une largeur de bande passante assez importante. La bande E330 nécessite de très bonnes conditions climatiques pour être utilisée (p_{wv} < 2mm).

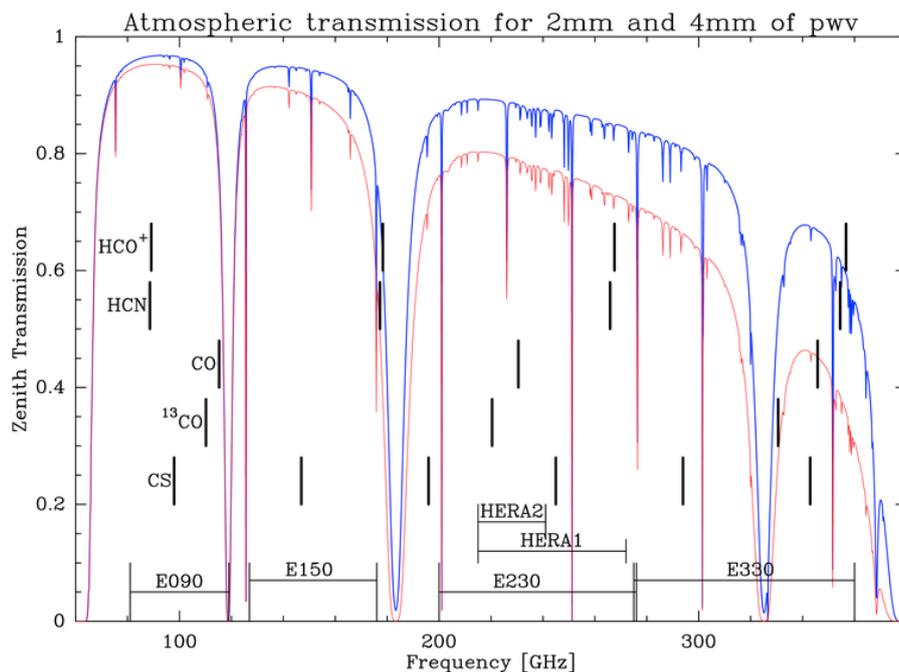


FIGURE 4.11 – Transmission atmosphérique sur le site du 30m entre 60 et 400 GHz pour des précipitations de vapeur d'eau de 2 et 4 mm provenant du model ATM. Les différentes bandes utilisables d'EMIR sont marquées ainsi que quelques transitions moléculaires importantes (Source <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/EmirforAstronomers>).

Toutes les bandes d'EMIR sont équipées avec des mélangeurs à double bande latérale qui offrent 8 GHz de bande passante instantanément par bande latérale et par polarisation (voir figure 4.12).

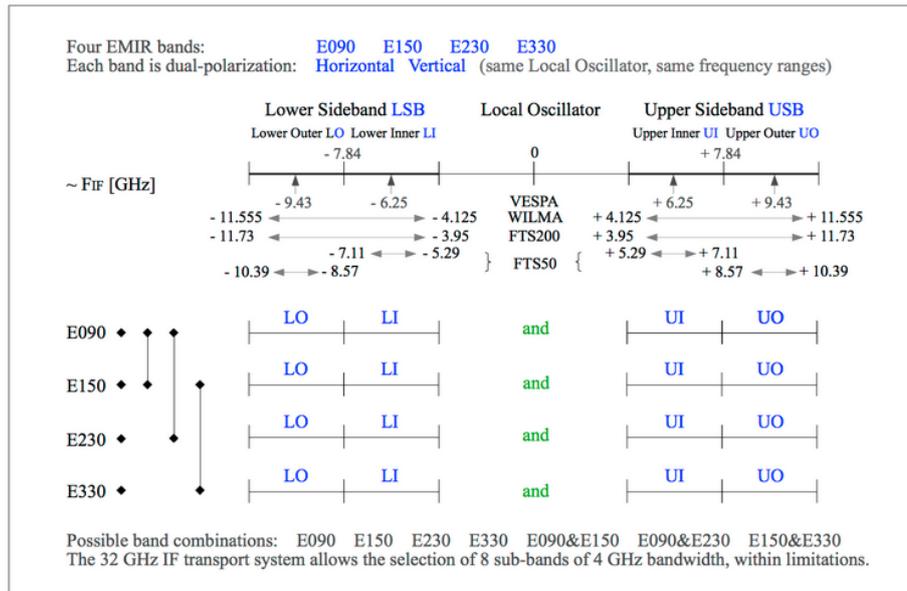


FIGURE 4.12 – Aperçu visuel des bandes d’EMIR. Les huit sous bandes peuvent être transférées vers les backends pour une bande passante totale de 32 GHz instantanée. Les fréquences indiquées au-dessus de l’échelle de fréquences indiquent les fréquences centrales des bandes et sous-bandes. Les fréquences sur les bords latéraux donnent la fréquence des backends (Source <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/EmirforAstronomers>).

Chaque bande de 8 GHz est divisée en deux sous-bandes de 4 GHz, la bande inférieure (lower sideband) et la bande supérieure (upper sideband), elles-mêmes divisées en deux bandes, une extérieure (outer) et une intérieure (inner).

De plus, il est possible d’utiliser deux récepteurs grâce aux miroirs dichroïques combinant les faisceaux de deux récepteurs de sorte qu’ils regardent la même position sur le ciel et aient les mêmes valeurs de focalisation à 0,3 mm près. Les combinaisons possibles entre les récepteurs sont : E090 et E150, E090 et E230, et enfin E150 et E330. Ce mode double faisceaux n’est pas sélectif en polarisation, c’est-à-dire que les faisceaux combinés resteront à double polarisation. Cependant, il existe un petit désavantage à utiliser ce mode, le bruit du récepteur augmente substantiellement (pour plus de détails voir [EMIR homepage](#)).

Il est possible de connecter des backends grâce au système de transport IF qui se compose de huit câbles IF, chacun avec une bande passante de 4 GHz, offrant ainsi une bande passante totale de 32 GHz. Cette bande passante peut être entièrement couverte par le backend FTS (Fast Fourier Transformer Spectrometer) en utilisant son mode spectral de résolution 200 kHz. Les autres backends VESPA, WILMA (deux autocorrélateurs) et le second mode FTS avec une résolution spectrale de 50 kHz ne couvrent pas toute la largeur de la bande (voir figure 4.13).

4.4.2 Backends

Fast Fourier Transform Spectrometer (FTS)

Ce backend se connecte à EMIR, et est constitué de 24 modules FTS. Il fonctionne à une résolution de 200 kHz ou 50 kHz, toutefois il n'est pas possible d'utiliser les 24 modules individuellement à différentes résolutions. Pour la résolution de 200 kHz, les 24 modules fournissent 32 GHz de bande passante instantanée où chaque bloc de 3 modules FTS couvre une bande de 4 GHz du frontend EMIR. Pour la résolution à 50 kHz, trois unités FTS couvrent les bandes internes de 1,8 GHz d'EMIR. Mais ce backend n'est pas parfait, les spectres obtenus peuvent montrer un effet de platforming entre les différentes unités FTS.

Le Versatile SPectrometer Array (VESPA)

Le Versatile SPectrometer Array (VESPA) se connecte à EMIR. Il est utilisé pour les mesures de polarimétrie (pour plus de détails reportez-vous à la section suivante). Quand il est connecté à un ensemble de quatre canaux IF d'EMIR, VESPA fournit jusqu'à 12 000 canaux spectraux. La résolution nominale peut aller de 3,3 kHz à 1,25 MHz, et la bande passante nominale est comprise entre 10 et 512 MHz. Il est possible de décaler les bandes de VESPA du centre jusqu'à ± 250 MHz.

Pour plus de détails sur ces deux backends, voir la page internet [Backends](#) de l'IRAM.

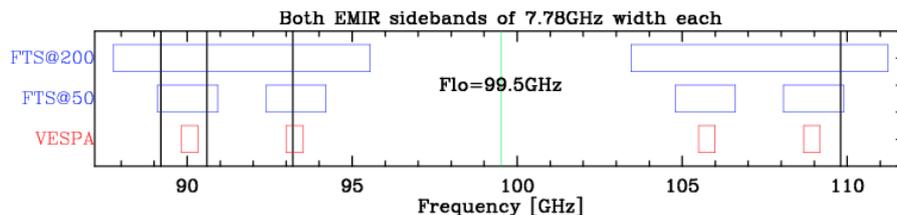


FIGURE 4.13 – Fréquences couvertes pour les différents backends (Source <http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/EmirforAstronomers>).

4.4.3 Le Polarimètre : Xpol

Les observations polarimétriques utilisent la bande double de polarisation d'EMIR connecté à VESPA, cette configuration est appelée XPOL. XPOL génère automatiquement les spectres pour les quatre paramètres de Stokes I, Q, U, V. Les combinaisons possibles entre la résolution spectrale (en kHz) et la bande passante (en MHz) sont : 40/120, 80/240, et 320/480.

Les observations faites avec cette configuration utilisent le mode d'observation wobbler-switching. Le wobbler-switching est une procédure qui utilise le réflecteur secondaire oscillant pour changer de position entre la source et une position de référence située très proche de la source en azimut.

De plus il est possible de l'utiliser dans une configuration plus complexe qui utilise les deux bandes d'EMIR et les deux sous-bandes de VESPA.

Xpol est constitué de plusieurs miroirs et récepteurs. Une fois le faisceau collecté par l'antenne, il passe dans le spectromètre EMIR puis il rentre dans Xpol. À l'intérieur, le rayonnement descendant du sous-réflecteur est relayé par plusieurs miroirs, dont M3 qui

tourne autour de l'axe d'élévation, la grille métallique G3 réfléchit la puissance polarisée verticalement linéaire au récepteur A100 à 3mm et transmet la puissance horizontale à B100. La première taille de rayon (beam waist) est située à l'interféromètre Martin-Puplett (MPI). Lorsque le miroir M5 est retiré du chemin optique (indiqué par le symbole \leftrightarrow), les deux récepteurs regardent le miroir M6, qui concentre leurs rayons sur l'unité de calibration. La grille réseau filaire G4 est de temps en temps insérée pour faire la calibration de l'orientation G5. Les paramètres de polarisation sont définis dans le système de coordonnées cartésiennes K_N , stationnaire dans la cabine de Nasmyth qui est située au plan de référence, où X est transversal horizontal, Y est vertical (pointant vers le haut) et Z est dans la direction de la propagation du rayon (voir figure 4.14).

Pour plus de détails voir la page internet consacré à [Xpol](#) sur le site de l'IRAM.

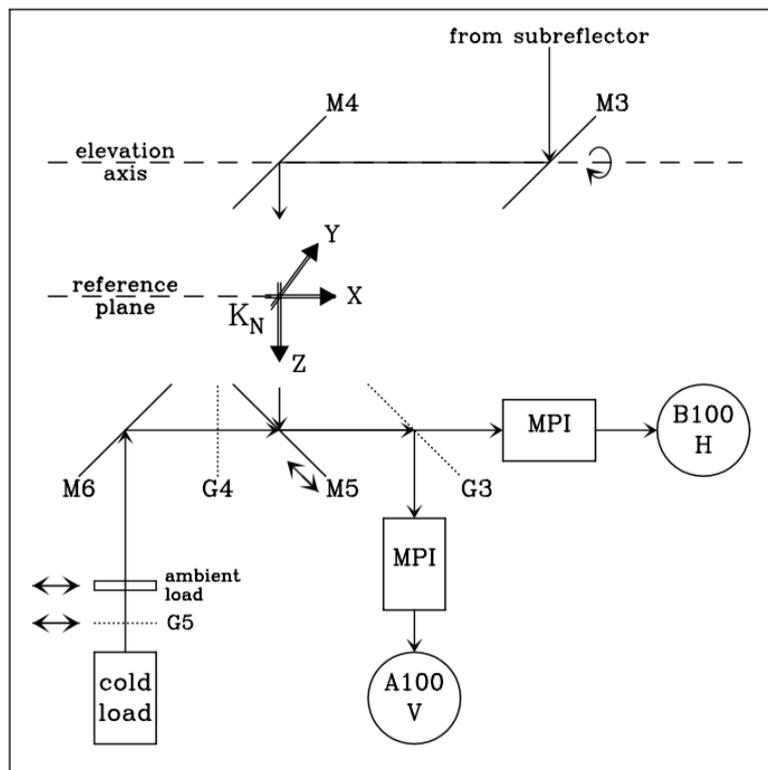


FIGURE 4.14 – Schéma du chemin optique contenue dans la cabine Nasmyth (Thum et al. 2008).

Chapitre 5

Étude de l'enveloppe de Bételgeuse

« Le connu est fini, l'inconnu infini ; ce que nous comprenons n'est qu'un îlot perdu dans l'océan illimité de l'inexplicable »

T.H. Huxley

Sommaire

5.1 Bételgeuse	66
5.2 Observations et réduction de données	69
5.3 Analyse des relevés spectraux	70
5.3.1 Outils utilisés	72
5.3.2 Identification des raies	75
5.3.3 Courbe d'ajustement et modélisation des raies	77
5.4 Résultats	79
5.4.1 CO et ¹³ CO	79
5.4.2 SO et SO ₂	81
5.4.3 SiO	82
5.4.4 CN et HCN	83
5.5 Discussions	89
5.5.1 Bételgeuse : une très jeune supergéante rouge ?	89
5.5.2 Vitesses d'expansion de l'enveloppe circumstellaire	90
5.5.3 Variabilité des raies SiO	91
5.5.4 Comparaison avec d'autres étoiles évoluées dont VY CMa	92
5.6 Perspectives	92
5.6.1 Étude commune à toutes les longueurs d'onde	92
5.6.2 Étude du champ magnétique	93

5.1 Bételgeuse

Bételgeuse connue aussi sous le nom de α Ori est une jeune RSG du type spectral M2Ib, elle forme avec d'autres étoiles comme Rigel et Bellatrix la constellation d'Orion (figure 5.1) visible depuis les deux hémisphères durant l'hiver boréal. Contrairement, à une partie des étoiles constituant cette constellation (Alnitak, Mintaka), Bételgeuse n'a pour l'heure aucun compagnon détecté. De plus, la forme caractéristique de la constellation d'Orion la brillance ainsi que la couleur rouge-orangée de Bételgeuse permettent de la voir à l'oeil nu, ce qui fait d'elle l'une des étoiles les plus observées.

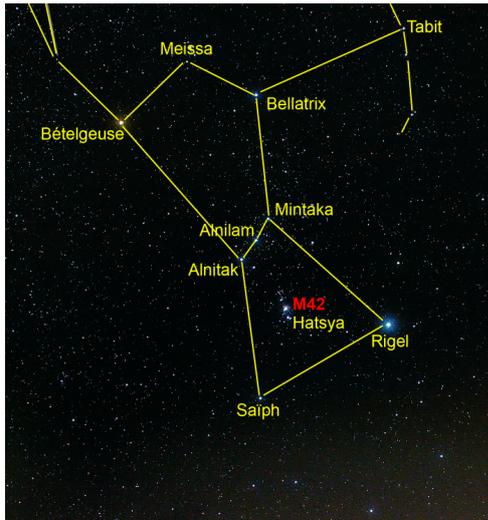


FIGURE 5.1 – La constellation d'Orion composée de supergéantes (Bételgeuse et Rigel), de géantes essentiellement composées de systèmes multiples, triple pour Alnitak et quintuple pour Mintaka. On peut distinguer au centre de la partie inférieure de cette constellation, la Grande Nébuleuse d'Orion M42, contenant entre autres la célèbre nébuleuse à tête de cheval.

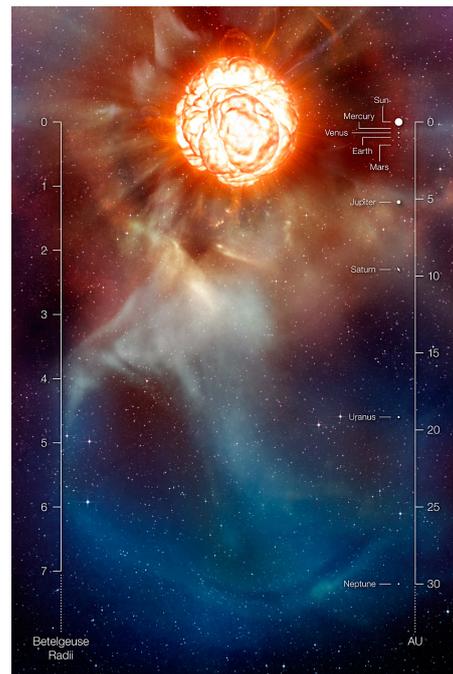


FIGURE 5.2 – Vue d'artiste de Bételgeuse (Crédits ESO).

Cette étoile est la RSG la plus proche de nous, située à une distance de 197 ± 45 pc (Harper et al. 2008), sa masse a été estimée à $15-20 M_{\odot}$ par Dolan et al. (2008). α Ori est l'une des étoiles les plus brillantes dans le ciel, avec une magnitude visuelle oscillant entre 0 et 1 du fait qu'elle est une étoile semi-régulière avec deux périodes, la première d'environ 400 jours qui correspondrait aux pulsations radiales et la seconde d'environ 2100 jours qui correspondrait au temps de renversement des cellules de convection géantes dans l'enveloppe convective (Stothers 2010).

La morphologie et la composition chimique de Bételgeuse ont été étudiées par plusieurs auteurs, dans différentes longueurs d'onde allant de l'étude de la photosphère à $1 R_{\star}$ (soit $0.025''$) jusqu'à l'enveloppe externe s'étendant jusqu'à $10^4 R_{\star}$ (soit $4'$, figure 5.3). Le but commun de ces recherches est de déterminer et mieux comprendre les processus et leurs rôles dans la perte de masse des RSG.

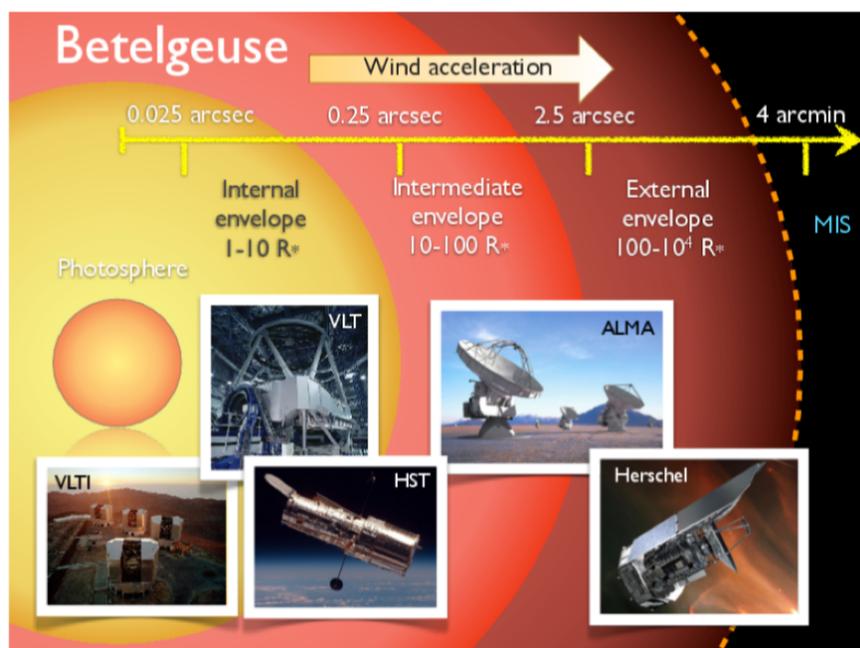


FIGURE 5.3 – Représentation des différentes enveloppes de Bételgeuse avec les principaux instruments permettant de les observer (Kervella et al. 2013).

Le diamètre apparent de cette étoile a été estimé à environ 42 mas, ainsi que son rayon stellaire d'environ $900 R_{\odot}$ par Montargès et al. (2014). Si on reporte cette taille à l'échelle de notre système solaire, la photosphère de Bételgeuse arriverait environ jusqu'à l'orbite de Jupiter (figure 5.2). De plus, une cellule géantes de convection a été observé quatre fois (entre janvier 2012 et novembre 2014) dans la basse atmosphère Montargès et al. (2016) avec l'instrument VLTi/PIONIER. La présence de ce point chaud non centré sur la photosphère déplace le photocentre de l'étoile, et implique que la brillance de l'étoile n'est pas symétrique.

À la même époque, des observations de la polarisation de la raie de Na I D1 ont été réalisées avec l'instrument TBL/NARVAL par Aurière et al. (2016). Elles ont permis mettre en évidence deux points brillants qui ont été suivis pendant une durée de 1,4 an ; leurs positions coïncident avec le hotspot détecté au VLTi. Ces deux résultats sont en accord avec la reconstruction d'image en bande H montrant la présence de cellules de convection à la surface de α Ori (Haubois et al. 2009).

Josselin & Plez (2007) émettent l'hypothèse que cette convection permettrait à la matière de quitter la photosphère et d'arriver dans l'enveloppe interne, ce qui correspond avec les observations de l'atmosphère de Bételgeuse montrant la présence de CO à $1,2 R_{\star}$, mais aussi de H₂O (Montargès et al. 2014). D'autres molécules plus complexes ont été observées comme du SiO (Perrin et al. 2007), l'aluminium Al₂O₃ (Verhoelst et al. 2009), et CN (Kervella et al. 2009).

En plus la détection de CN, Kervella et al. (2009) ont obtenu des images dans la gamme spectrale 1,04 - 2,17 μm de Bételgeuse montrant la présence de plusieurs "plumes" de gaz s'étendant à $6 R_{\star}$. Deux points chauds ont été également détectés dans l'enveloppe interne de Bételgeuse à environ $5 R_{\star}$ par Richards et al. (2013). Des études plus récentes de Kervella et al. (2016) ont montré que la distribution du gaz et de la poussière détecté jusqu'à une dizaine de rayons stellaires est inhomogène. De plus, les cartes réalisées avec le

satellite Herschel Space Observatory (Decin et al. 2012) révèlent que l'enveloppe externe de poussière montre des signes évidents d'une structure agglomérée non homogène au-delà de $15''$, probablement liée aux cellules de convections géantes de l'atmosphère étendue (extérieure).

L'enveloppe intérieure chaude de CO ($T_{ex} \sim 200\text{K}$) s'étend sur environ $4''$, tandis que le flux de CO externe s'étend sur $17''$ (O'Gorman et al. 2012). Ces structures gazeuses n'ont pas de mouvement d'ensemble, leurs vitesses projetées sur la ligne de visée ne sont pas égales les unes aux autres. Ces études suggèrent une éjection de matière qui persiste depuis plusieurs siècles.

L'une des particularités de l'enveloppe externe de cette étoile est d'être chaude avec une température supérieure à 100 K à 10^{15} cm de l'étoile (occupant environ $4''$) (Rodgers & Glassgold 1991). De plus, nous avons vu dans le chapitre 2, section 2.3 que les RSGs ont un taux de perte de masse d'environ $10^{-3}\text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}$ (Matsuura et al. 2016; Humphreys et al. 2005), alors que celui de Bételgeuse est estimé à environ $1-3.10^{-6}\text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}$ (Le Bertre et al. 2012b), ce qui est considéré comme faible. En conséquence, la densité de l'enveloppe est relativement faible, ce qui pourrait entraîner une augmentation de la photodissociation due aux photons ultraviolets stellaires et par conséquent un milieu chimiquement pauvre. Aurière et al. (2010) ont détecté un champ magnétique faible à la surface qui pourrait jouer un rôle dans le mécanisme de perte de masse.

La composition de l'enveloppe circumstellaire de Bételgeuse est encore méconnue et peu d'études ont été réalisées. Toutefois, certaines molécules incluant ^{12}CO , ^{13}CO , H_2O , et OH ont été détectées par Teyssier et al. (2012) avec le satellite Herschel dans l'enveloppe externe. Les fractions d'abondance relative par rapport au H_2 du ^{12}CO et ^{13}CO ont été respectivement estimées à $8,0.10^{-4}$ et $1,0.10^{-4}$, donnant un taux de $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ de 8 (Milam et al. 2009). Au vu de ces résultats, Bételgeuse est une étoile riche en oxygène malgré la détection de molécules de carbone.

Toutes ces observations montrent qu'il existe des structures non homogènes et asymétriques, aux différentes échelles et températures de la structure de Bételgeuse. De plus, l'interprétation globale de ces résultats pour comprendre le processus de perte de masse est délicate du fait que ces observations sont réparties dans le temps. Il faudrait dans le futur faire un programme pour observer simultanément toute l'enveloppe de Bételgeuse.

Durant ma thèse, je me suis intéressée à la composition moléculaire de l'enveloppe circumstellaire de cette dernière. L'un des buts de cette observation était de voir si il y a présence ou non d'une molécule sensible au champ magnétique qui pourrait permettre de l'étudier.

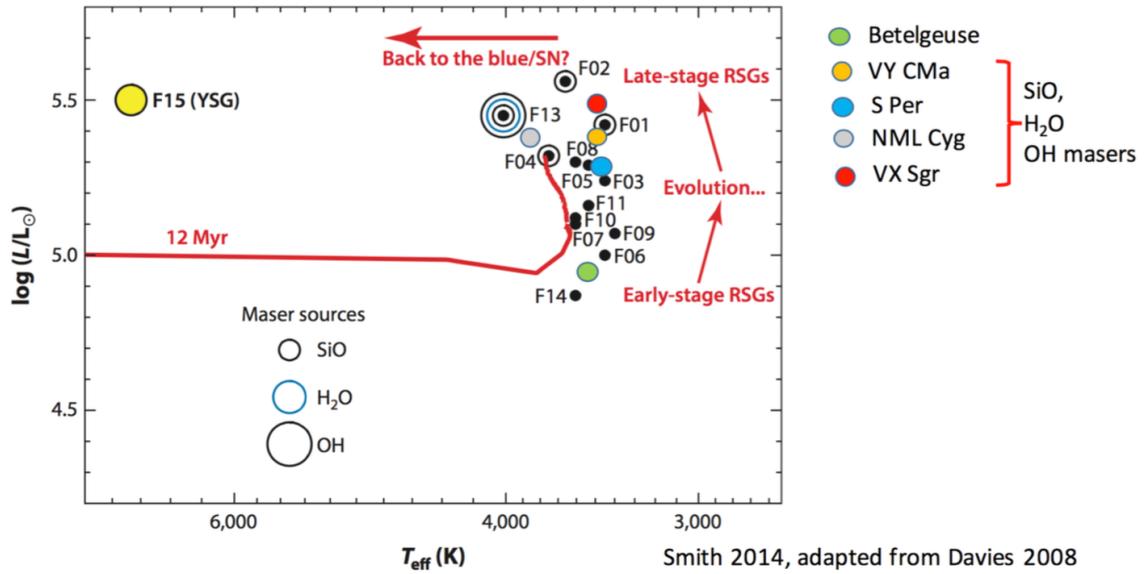


FIGURE 5.4 – Diagramme HR pour les RSGs. Les masers SiO, H₂O et OH peuvent être observés pour les RSGs ayant des enveloppes denses. Des positions approximatives ont été ajoutées pour quelques RSGs bien connues (voir la légende à droite).

5.2 Observations et réduction de données

Les observations ont été faites en mars 2015 avec le radiotélescope IRAM 30m. J'ai obtenu deux relevés spectraux complets à 1.3 mm et 3 mm, pour Bételgeuse qui se trouve aux coordonnées (ascension droite, déclinaison, J2000) $05^{\text{h}}55^{\text{m}}10^{\text{s}}.305, +07^{\circ}24'25''.43$ avec $v_{\text{LSR}} = 21.91 \text{ km.s}^{-1}$ (local standard of rest). J'ai utilisé le receveur EMIR avec deux bandes de longueur d'onde différentes : E90=3 mm et E230=1,3 mm (pour plus de détails sur l'instrument voir chapitre 4 section 4.4.1).

Pour résoudre des profils de raies avec une largeur à mi-hauteur typique (FWHM) de $\sim 20\text{--}30 \text{ km.s}^{-1}$, j'ai eu besoin d'une résolution spectrale d'environ 5 kHz pour les deux bandes, ce qui correspond respectivement à une résolution de 0,017 et 0,007 km.s^{-1} pour les bandes E90 et E230. Pour couvrir les deux bandes en entier, j'ai utilisé le backend FTS200 (voir section 4.4.2) permettant d'avoir 16 GHz de bande passante simultanément avec les deux récepteurs en utilisant les quatre sous-bandes (LI +LO, UI +UO), ce qui a permis d'avoir la bande à 3mm en 3 étapes et celle de 1,3 mm en 6. Deux bandes consécutives se chevauchent de 45 MHz, permettant de recombinaison toutes les bandes pour former le relevé complet et de supprimer de possibles raies fantômes dans le spectre final. Malheureusement, la bande comprise entre 238 GHz et 244 GHz à 1,3 mm n'a pas pu être observée en raison de conditions météo défavorables. Le mode wobbler switching a été utilisé avec une position de référence sur Bételgeuse et une autre à $120''$ en azimut de la source.

Pour chaque étape, j'ai intégré 1,7 heure et 4,0 heures pour 3 mm et 1,3 mm. La taille du lobe du télescope est comprise entre $21''$ et $29''$ à 3 mm et entre $9''$ et $13''$ à 1,3 mm. Pendant les observations, Jupiter et Venus nous ont servi de calibrateur, le focus étant fait en début d'observation et après le coucher du soleil. Le pointage a été réalisé toutes les heures sur la source 0528+134. Les spectres obtenus ont un rms de 3,5 mK et 5 mK à 3 mm et 1,3 mm pour les résolutions spectrales données plus haut. Enfin il est à noter que l'intensité des spectres observés est donnée en température d'antenne T_{A}^* .

La réduction de données a été réalisée avec le logiciel CLASS de la suite GILDAS¹ et s'est déroulée en plusieurs étapes.

La première a consisté à nettoyer individuellement tous les spectres à 3 mm et à 1,3 mm. Ceci consiste à inspecter toutes les données, à enlever les pics ("spike" en anglais) instrumentaux et à faire la moyenne de la polarisation horizontale et verticale qui donne la polarisation linéaire du spectre. Dans un second temps, j'ai retiré une ligne de base polynomiale de premier ordre.

L'étape suivante a consisté à créer les spectres complets à 1,3 mm et 3mm. Pour cela, la procédure *FtsPlatformingCorrection5.class* fournie par l'IRAM a été utilisée; elle permet de résoudre le problème de platforming (le fait qu'il y a une "marche" en intensité dans le spectre entre deux bandes observées, voir figure 5.5).

Dans un premier temps, la procédure retire une ligne de base dont on fixe la valeur, ici la plupart du temps d'ordre 1, puis elle effectue la moyenne des paires de spectres se chevauchant sur 45 MHz, enfin la moyenne de l'ensemble des spectres donne le spectre final.

```
1826; 4 B0355+508 12CO(1-0) 30M-V02-B100 0:12-SEP-2005 R:23-AUG-2009
RA: 03:59:29.74 DEC: 50:57:50.1 Eq 2000.0 Offs: +107.8 +20.0
Unknown tau: 0.310 Tsys: 209. Time: 1.2 min El: 75.5
N: 2689 IO: 1476.20 VO: -10.00 Dv: -0.1016 LSR
FO: 115271.204 Df: 3.9063E-02 Fi: 118267.104
```

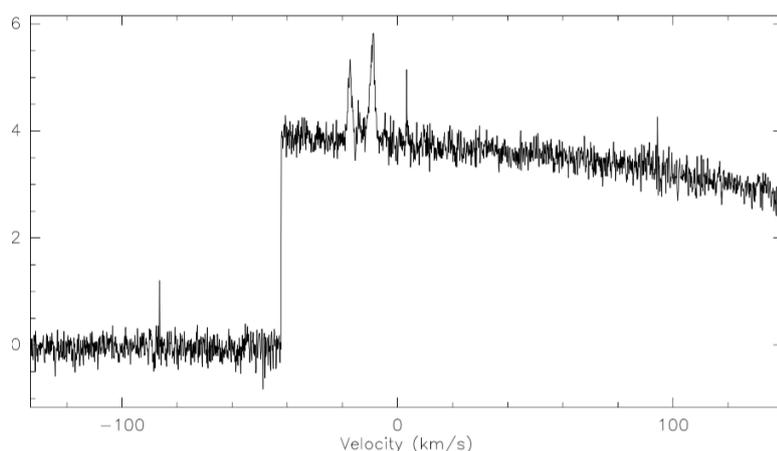


FIGURE 5.5 – Exemple d'effet de platforming dans un spectre. L'échelle des ordonnées correspond à la température d'antenne donnée en Kelvin.

5.3 Analyse des relevés spectraux

Maintenant que les deux spectres à 1,3 mm et 3mm ont été obtenus (voir figure 5.6 et 5.7), passons à l'analyse. Pour cela, un catalogue de raies spectrales en ligne Splatlogue² et deux logiciels (voir section 5.3.1) ont été utilisés. Le premier outil est un module dans CLASS appelé Weeds³ utilisant deux catalogues en ligne : CDMS⁴ (Müller et al. 2005) et JPL⁵ (Pickett et al. 1998), mais aussi des catalogues personnels. Le second est le logiciel

1. <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>
2. <http://www.cv.nrao.edu/php/splat/advanced.php>
3. <https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/doc/html/weeds-html/node1.html>
4. <https://www.astro.uni-koeln.de/cdms/catalog>
5. <https://spec.jpl.nasa.gov/>

CASSIS⁶ développé par l'IRAP⁷, utilisant lui aussi les deux mêmes catalogues en ligne. Ces deux logiciels se ressemblent mais ont chacun leurs propriétés et outils propres qui se complètent, je les présente dans cette partie.

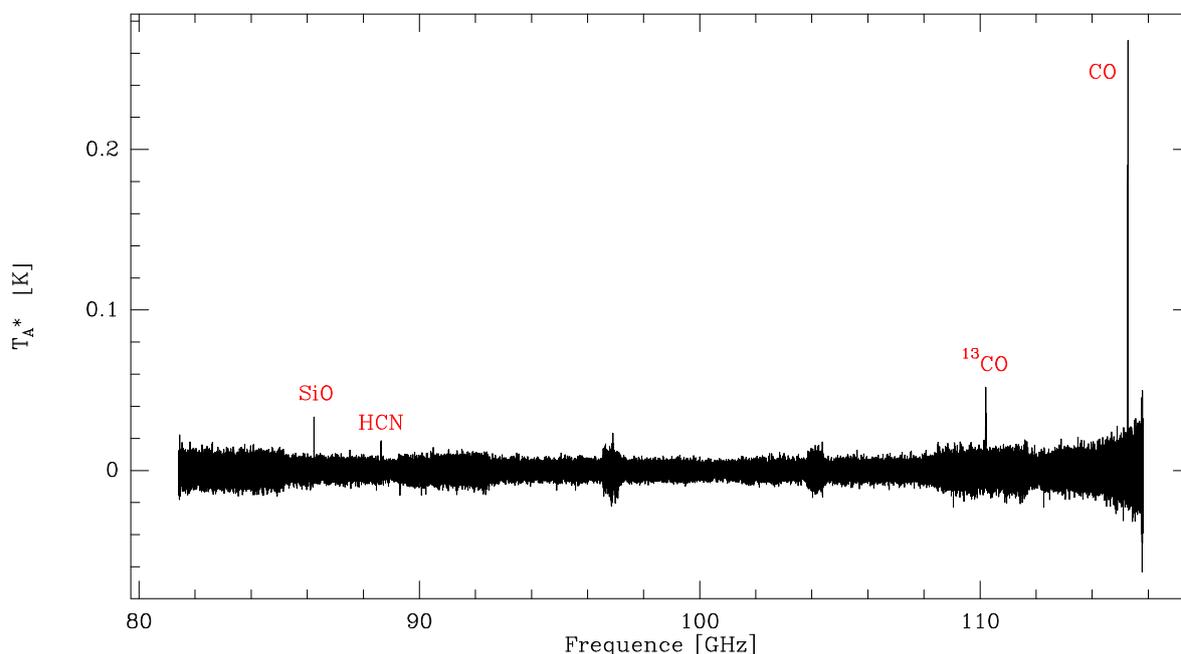


FIGURE 5.6 – Relevé spectral à 3 mm de Bételgeuse obtenu avec FTS200 à la résolution spectrale de $0,65 \text{ km.s}^{-1}$, les espèces dont les raies sont les plus intenses sont indiquées en rouge.

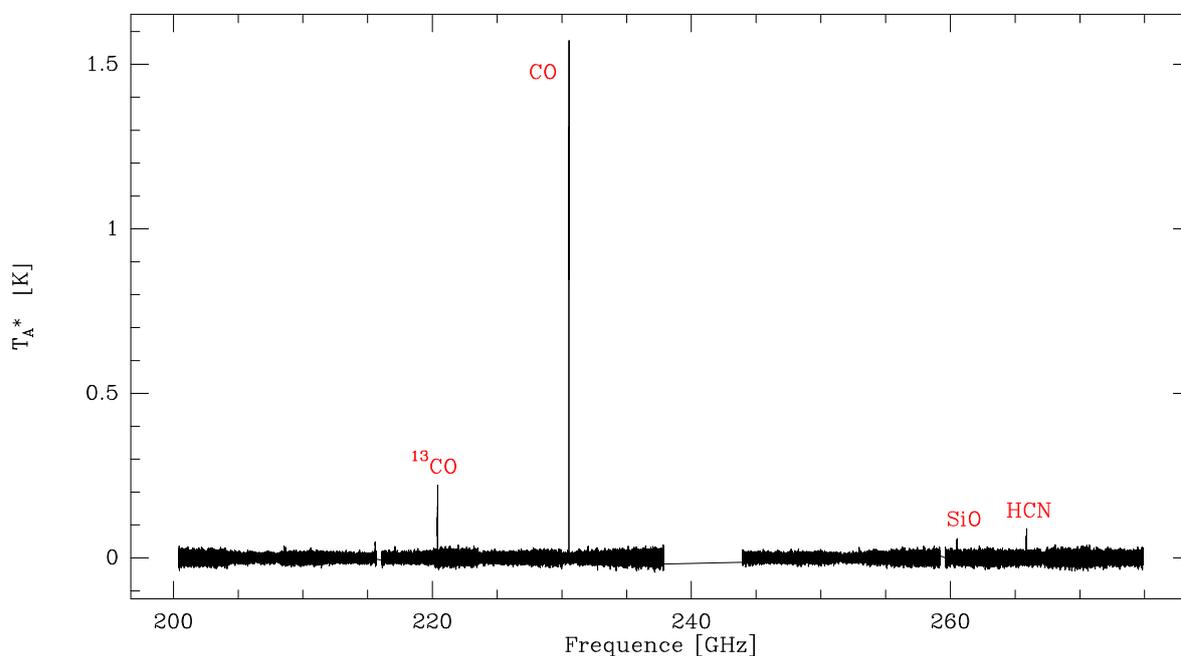


FIGURE 5.7 – Relevé spectral à 1,3 mm de Bételgeuse obtenu avec FTS200 à la résolution spectrale de $0,25 \text{ km.s}^{-1}$, les espèces dont les raies sont les plus intenses sont indiquées en rouge.

6. <http://cassis.irap.omp.eu/>

7. Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, <http://www.irap.omp.eu/>

5.3.1 Outils utilisés

Weeds, l'extension de CLASS

Weeds est une extension du logiciel CLASS permettant de réduire les données spectroscopiques obtenues par un radiotélescope (pour plus d'information voir la page internet de CLASS). Cette extension permet d'analyser rapidement des relevés spectraux en recherchant des raies spectrales sur de grandes bandes passantes, à l'aide de plusieurs commandes qui utilisent des catalogues en ligne.

Weeds permet aussi de faire une modélisation des spectres observés, sous l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) permettant d'identifier de façon efficace les raies dans un spectre pouvant être encombré, où le chevauchement des raies peut être important. N'ayant pas utilisé la fonctionnalité de modélisation de spectre synthétique à l'ETL, je ne décrirai pas cette fonctionnalité.

La première commande très utile est "*go browse*", elle permet de balayer rapidement le relevé spectral et d'identifier les premières raies évidentes. Dans la fenêtre de visualisation de CLASS, la totalité du spectre ouvert est visible dans la partie inférieure et dans la partie supérieure, une partie du spectre agrandie est visible (figure 5.8). Cette commande permet d'agrandir ou rétrécir une partie du spectre et aussi de s'y déplacer (figure 5.9). De plus, sur la partie du spectre visualisé, les fréquences des raies contenues dans le catalogue choisi sont repérées par le nom de la molécule écrite en rouge.

La seconde commande de weeds *lid* permet d'identifier spécifiquement une raie sélectionnée; pour cela il faut dans un premier temps choisir le catalogue à utiliser, soit le JPL soit le CDMS en ligne. Si on ne peut accéder à une connexion internet, il faut au préalable faire une copie locale de ces deux catalogues et la sélectionner par la suite. Une fois le catalogue sélectionné, il ne reste plus qu'à utiliser la commande *lid*; pour cela il suffit de cliquer sur la raie à identifier. La commande va rechercher dans le catalogue sélectionné les molécules se trouvant dans les dix canaux de fréquence autour de l'endroit où l'on a cliqué; puis elle listera toutes les molécules trouvées avec leur fréquence, l'énergie du niveau supérieur, le coefficient d'Einstein, les nombres quantiques et la transition correspondante.

Il est aussi possible de rechercher toutes les transitions possibles pour une molécule dans le spectre, grâce à une suite de commandes. Pour cela, il faut dans un premier temps utiliser la commande *lfind* qui va rechercher toutes les transitions dans l'espace des fréquences que l'on aura choisi en sélectionnant le rang du spectre visualisé à l'écran (par exemple pour le CO, la commande sera *lfind "CN, vt=0,1"*). En utilisant la commande *lhist*, on verra le résultat de la recherche. Si l'on veut visualiser dans le spectre la fréquence d'une transition, il faut utiliser la commande permettant de choisir dans la liste précédente la transition voulue avec la commande *lget*, puis utiliser *lplot* pour visualiser où devrait se trouver la raie sélectionnée dans le spectre. Cette fonctionnalité est utile quand on a déjà identifié une transition moléculaire et qu'on souhaite rechercher d'autres transitions dans le spectre.

Toutefois, il manque deux fonctionnalités à cette extension, la première est qu'elle ne tient pas compte du fait que les raies détectées peuvent provenir de la fréquence image de la bande, et la seconde est qu'elle ne permet pas de créer des spectres synthétiques avec des modèles qui ne sont pas à l'ETL. C'est pour ces deux raisons que j'ai dû utiliser le logiciel CASSIS.

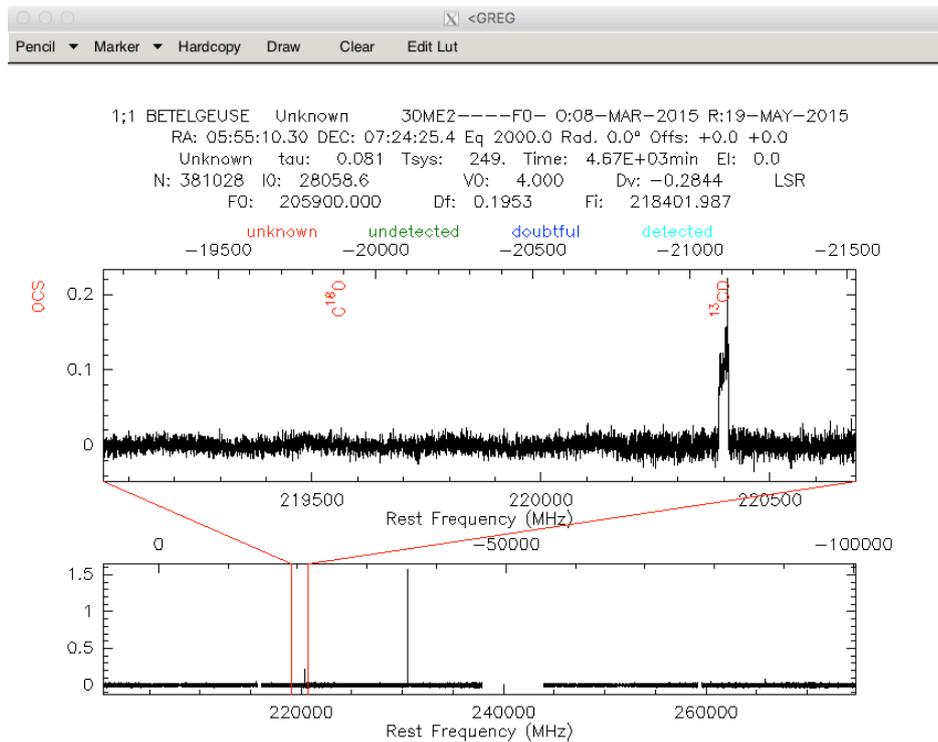


FIGURE 5.8 – Fenêtre de visualisation de Weeds. Le spectre du haut est le zoom de la partie encadrée par les barre rouge du spectre du bas.

```
LAS> let browse%cat mycatalog.cat
LAS> go browse
Authors: S.Bardeau & J.Pety (2010-2011)
Left clic: Center zoom at cursor location
Right clic: Exit
Press SPACE key: Center zoom at cursor location
Press Z key: Zoom at cursor location
Press U key: Unzoom at cursor location
Press B key: Reset zoom factor to default
Press D key: Default zoom width and location
Press V key: Values at cursor location
Press N key: Shift forward the zoom window b
Press P key: Shift backward the zoom window b
Press Y key: Zoom Y axis scale (Intensity)
Press T key: Back to full scale for Y axis
Press E key: Exit loop
Press H key: Help display

Y scales are ruled by the current SET MODE Y value
```

FIGURE 5.9 – La première ligne permet de sélectionner le catalogue, ici un catalogue fait par l'utilisateur "mycatalog.cat". La seconde commande permet de lancer la visualisation interactive du spectre. En bleu, les instructions d'utilisation des options de go browse.

CASSIS

Tout comme Weeds, CASSIS permet de visualiser et naviguer de façon simple dans un spectre ; mais contrairement à Weeds, on peut le faire simultanément pour plusieurs spectres ouverts. Ainsi dans le cas de cette étude, on peut rechercher toutes les transitions possibles pour une même espèce à 1,3 et 3mm en même temps, et donc confirmer ou infirmer de façon certaine une détection. Tout comme Weeds, il utilise les catalogues en ligne JPL, CDMS, mais il dispose aussi d'entrées ajoutées par C. Vastel (IRAP) comme par exemple la version ortho ou para d'une molécule. Il permet aussi de visualiser la position

des raies d'une espèce, pour une gamme de fréquence/vitesse voulue, de niveau d'énergie E_{up} et de probabilité d'émission spontanée (le coefficient d'Einstein) A_{ij} , mais aussi pour les transitions moléculaires d'un ou de plusieurs catalogues en même temps. Il est aussi possible par le biais d'un outil simple de réaliser des opérations sur les spectres comme la soustraction, l'addition, ou la division et multiplication par une constante ou encore d'effectuer un changement de v_{LSR} , ou de passer de T_A^* à T_{mb} . Les efficacités des télescopes (IRAM 30m, APEX, etc) sont prises en compte dans un fichier donnant le rapport B_{eff}/F_{eff} pour la gamme de fréquence observable.

Une autre fonctionnalité très proche de la commande *lid* est la fonctionnalité *spectrum analyse* qui permet de choisir le catalogue à utiliser et de sélectionner les molécules recherchées dans le spectre. Mais le grand avantage de cette fonctionnalité est qu'elle prend aussi en compte le signal image; on peut donc visualiser les molécules susceptibles d'être présentes dans cette bande (voir figure 5.10). Une autre fonctionnalité de ce logiciel est *lines analysis*, très proche de la commande *lfind*: le logiciel va rechercher dans tout le spectre les différentes transitions pour une molécule dans la gamme de fréquence/vitesse.

De plus, il est possible de rentrer des critères sur le niveau d'énergie E_{up} et sa probabilité A_{ij} pour affiner la recherche, ce que je n'ai pas eu besoin de faire au vu de la pauvreté moléculaire de Bételgeuse.

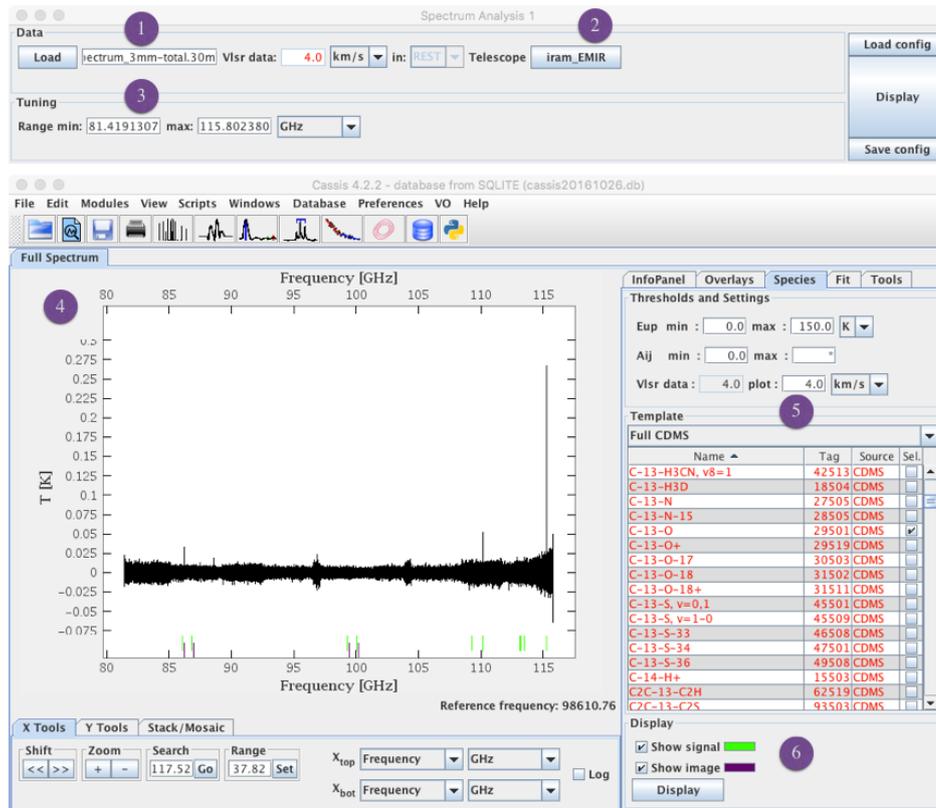


FIGURE 5.10 – Mode de visualisation du spectre et des fréquences des molécules dans CASSIS. Fenêtre du haut : 1) chargement du spectre, 2) choix du télescope, 3) choix de la gamme de fréquences.

Fenêtre du bas : 4) visualisation du spectre et des molécules sélectionnées (traits verts et violets), 5) choix du catalogue et des molécules à visualiser sur le spectre, 6) visualisation des molécules dans la bande réelle et image.

Enfin, CASSIS permet de modéliser les raies, à l'aide de deux modèles, le premier est celui à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et le second est un code de transfert radiatif hors équilibre thermodynamique local en approximation LVG (Large Velocity Gradient, code nommé RADEX).

Les spectres synthétiques sont obtenus à partir d'un script Jython qui permet d'ajuster un ensemble de paramètres, le but étant que ces spectres soient le plus proche possible du spectre observé. Le code à l'ETL suppose que l'équilibre thermodynamique local est établi ; les paramètres ajustables sont alors : la taille de la source absolue en seconde d'arc, la largeur à mi-hauteur de la raie, la température d'excitation de l'espèce chimique sélectionnée, la vitesse LSR, la densité de colonne $N(\text{Sp})$ et l'abondance relative par rapport à H_2 (ces deux derniers paramètres sont liés l'un à l'autre). Une partie des paramètres est fixée à l'aide de valeurs trouvées dans différents articles.

Une fois le spectre synthétique généré, CASSIS calcule la valeur de χ^2 pour l'écart entre le spectre synthétique et le spectre observé par la formule :

$$\chi_i^2 = \sum_{j=1}^N \frac{(I_{obsj} - I_{modèlej})^2}{rms_i^2 + cal_i^2 (I_{obsj} - I_{contj})^2} \quad (5.1)$$

où I_{obs} et $I_{modèle}$ sont les intensités observées et modélisées, rms_i la valeur du bruit dans le spectre i mesuré sous CLASS avec une ligne de base polynomiale, j est l'indice courant et N est le nombre total de points, I_{cont} est l'intensité du continuum, cal_i est l'incertitude sur la calibration du spectre i dépendant de la bande observée (10% à 3mm et 20% à 1 mm). Puis, χ^2 réduit est calculé par la formule :

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N_{spectra}} \sum_{i=1}^{N_{spectra}} \frac{\chi_i^2}{\frac{N}{N_{ind}} - dof} \quad (5.2)$$

où $N_{spectra}$ est le nombre de spectres, N_{ind} le nombre de points indépendants et dof (degrees of freedom) le nombre de degrés de liberté.

5.3.2 Identification des raies

L'identification des raies spectrales s'est faite en plusieurs étapes. La première étape consiste à inspecter les spectres pour déterminer les molécules importantes. Pour cela j'ai utilisé la navigation interactive dans CLASS avec la commande *go browse* (pour plus de détails sur cette commande se reporter à la section 5.3.1) en affichant le spectre par fenêtres de 500 MHz. Chacune de ces parties de spectre est inspectée avec les yeux pour identifier toutes les raies au-dessus du bruit avec un critère à 3σ . Pour chaque détection possible, l'identification est faite à l'aide de Weeds et de sa commande *lid*, mais aussi avec l'analyse de spectre du logiciel CASSIS.

Une fois que les deux relevés ont été inspectés en entier et certaines raies déterminées, la fonction d'analyse de raies de CASSIS est utilisée pour rechercher dans les deux spectres d'autres transitions des espèces détectées. Pour vérifier qu'il s'agit bien des différentes transitions de la même molécule, j'ai synthétisé des spectres avec le modèle ETL dans CASSIS en prenant en compte les deux spectres (1,3 mm et 3 mm) à la fois. Le rms pris pour le modèle est celui de la moyenne des deux spectres soit environ 4 mK. Les autres paramètres sont la vitesse radiale $V_{LSR} = 4 \text{ km.s}^{-1}$, la densité de colonne $N(\text{H}_2) = 7.10^{21} \text{ cm}^{-2}$ déduite du taux de perte de masse de l'étoile ; la largeur de la raie prise sur la raie la

plus intense. La taille de la source (différente pour chaque espèce) et la température d'excitation sont prises à partir d'articles. Les deux seuls paramètres libres sont l'abondance relative de la molécule choisie et sa densité de colonne $N(\text{Sp})$ en sachant que ces deux paramètres sont liés.

Ainsi 16 raies ont été détectées et 5 marginalement (à $1-2\sigma$), respectivement 15 et 6 à 1,3 mm et 3 mm. Mais seulement sept espèces ont été identifiées : CO, ^{13}CO , CN, HCN, SO, SO_2 et pour la première fois SiO $v=1$. Toutes les raies détectées sont listées dans les tableaux 5.1 et 5.2, les raies non identifiées sont notées "U". Ces raies correspondent dans les deux catalogues à des molécules complexes qui ne peuvent pas avoir été encore formées au vu des raies identifiées.

TABLEAU 5.1 – Paramètres des raies d'émission de Bételgeuse à 1,3 mm. Le rapport S/N est calculé par la formule : $\frac{\int T_A^* dV}{r_{ms} \cdot \delta\nu}$ où $\delta\nu$ est la résolution spectrale (km.s^{-1}).

ν_{obs} MHz	ν_{lab} MHz	Molécule	Transition	$E_{u/k}$ K	V_{LSR} km.s^{-1}	ΔV_{FWHM} km.s^{-1}	$\int T_A^* dV$ K.km.s^{-1}	S/N
205922	U	U	U	U	U	2.7	0.055	1.8
208661	U	U	U	U	U	4	0.25	6.3
215580	U	U	U	U	U	7	0.17	4.4
217103	217105	SiO	$v=0$ 5 - 4	31.30	5.63	16	0.59	15.5
219948	219949	SO	5 - 4	34.99	4.82	3	0.04	1.1
220399	220399	^{13}CO	2 - 1	15.90	3.92	28	3.36	88.4
226282	226287	CN	$2_{1/2,3/2} - 1_{3/2,3/2}$	16.31	-0.42	0.6	0.005	0.1
226341	226342	CN	$2_{5/2,3/2} - 1_{1/2,3/2}$	16.31	0.55	2.3	0.02	0.5
226617	226617	CN	$2_{1/2,3/2} - 1_{3/2,1/2}$	16.31	-0.95	1.8	0.04	1.0
226665	226664	CN	$2_{1/2,3/2} - 1_{1/2,1/2}$	16.31	0.78	28.5	0.342	9
226876	226876	CN	$2_{3/2,5/2} - 1_{1/2,3/2}$	16.31	-1.01	43.3	0.433	11.4
226894	226892	CN	$2_{5/2,5/2} - 1_{5/2,3/2}$	16.34	-2.64	4.5	0.03	0.8
230538	230538	CO	2 - 1	16.60	3.57	31	35	875
232020	U	U	U	U	U	29	0.145	3.8
253064	U	U	U	U	U	23	0.276	10.3
255950	255958	SO_2	3 - 2	27.62	13.15	4	0.07	1.8
260517	260518	SiO	$v=0$ 6 - 5	43.76	5.32	22	1.16	30
265886	265886	HCN	3 - 2	25.52	3.66	28	2.52	66.3

TABLEAU 5.2 – Paramètres des raies d'émission de Bételgeuse à 3 mm. Le rapport S/N est calculé par la formule : $\frac{\int T_A^* dV}{r_{ms} \cdot \delta\nu}$ où $\delta\nu$ est la résolution spectrale (km.s^{-1}).

ν_{obs} MHz	ν_{lab} MHz	Molécule	Transition	$E_{u/k}$ K	V_{LSR} km.s^{-1}	ΔV_{FWHM} km.s^{-1}	$\int T_A^* dV$ K km.s^{-1}	S/N
86242	86243	^{28}SiO	$v=1$ 2 - 1	6.25	6.89	2.5	0.11	8.1
88635	88631.42	HCN	1 - 0	4.25	5.85	25	0.35	22.6
93862	U	U	U	U	U	5.3	0.035	3.1
110201	110201.35	^{13}CO	1 - 0	5.29	4.12	28	0.78	32
111946	U	U	U	U	U	18.5	0.09	5.8
115721	115271.20	CO	1 - 0	5.53	3.63	25	4.75	106

5.3.3 Courbe d'ajustement et modélisation des raies

Profils de raies

Pour une enveloppe circumstellaire sphérique, plusieurs profils de raies sont communément trouvés : parabolique, triangulaire, semblable à une gaussienne, sommet plat, et en forme de U. Tous ces profils ont une interprétation particulière en terme de taille du lobe du télescope (θ_b), des propriétés cinétiques du gaz, et de l'épaisseur optique de la raie (e.g. Zuckerman 1987; Habing & Olofsson 2004). Chacun de ces profils peut être décrit avec une bonne précision par la fonction *shell* contenue dans le logiciel CLASS, développée spécialement pour décrire les profils symétriques rencontrés dans l'enveloppe des étoiles :

$$f(\nu) = \frac{A}{\Delta \nu} \frac{1 + 4H[(\nu - \nu_0)/\Delta \nu]^2}{1 + H/3} \quad (5.3)$$

A est l'aire sous le profil de la raie centrée à la fréquence ν_0 , $\Delta \nu$ la largeur totale à l'intensité zéro, et H le rapport de horn au centre en fonction de la forme du profil de raie ajusté⁸, et $\Delta \nu$ la vitesse d'expansion de la couche de molécule qui peut être déduite par la relation :

$$\nu_{exp} = c \frac{\Delta \nu}{2\nu_0} \quad (5.4)$$

où c est la vitesse de la lumière ($2,99.10^8 \text{ m.s}^{-1}$).

Les figures 5.11 et 5.12 montrent plusieurs profils de raies observées. La plupart des profils de raie correspondent à l'un des profils mentionnés précédemment, mais certains profils sont plus complexes, avec plusieurs enveloppes/couches de la même molécule (voir figure 5.17), ils seront traités soigneusement dans l'analyse par molécule.

Plusieurs raies détectées sont plus étroites et présentent un profil étroit et piqué, ce qui correspond à l'émission d'un maser (voir figure 5.14). Grâce à ces courbes d'ajustement, on peut déduire le nombre d'enveloppe et leur vitesse caractéristique dans les régions d'accélération du vent. Le principal intérêt de ces courbes est de déterminer le centre, les largeurs des raies et la vitesse d'expansion de la couche qui serviront dans la modélisation RADEX. Tous ces paramètres sont donnés dans les tableaux 5.3, 5.4, ??, 5.5, 5.6. Je discuterai plus en détail les profils de raie trouvés pour chaque molécule dans la section 5.4.

Modélisation des raies d'émission avec le modèle RADEX

Pour déterminer l'abondance de chaque molécule détectée, je ne peux pas utiliser le diagramme rotationnel car il y a trop peu de transitions détectées pour une même molécule. La plupart des molécules ne sont présentes qu'une seule fois par relevé, et quand il y a plusieurs détections il n'y en a pas plus de deux dans le spectre.

De ce fait, la solution pour déterminer l'abondance de ces espèces est d'utiliser la modélisation de raies avec le code RADEX⁹ dans le logiciel CASSIS. RADEX est un code de transfert radiatif hors équilibre thermodynamique local (non ETL) qui utilise la base de données LAMBDA¹⁰. Cette méthode est comparable à la méthode LVG et contraint la température d'excitation en plus de la densité de colonne. Le programme est basé sur

8. si $H > 0$ le profil sera convexe, si $H = 0$ le sommet sera plat et si $H < 0$ le profil sera concave

9. <http://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/radex.html>

10. the Leiden Atomic and molecular DAtabase <http://www.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>

l'approximation de la probabilité d'évasion (β) (pour plus de détails voir [van der Tak et al. 2007](#)). Cette probabilité dépend seulement de la profondeur optique τ qui est liée à l'intensité du milieu, en ignorant le rayonnement de fond et du continuum local :

$$\bar{J}_{v_{ul}} = S_{v_{ul}}(1 - \beta) \quad (5.5)$$

où $S_{v_{ul}}$ est la fonction source qui dépend de l'émission locale et du coefficient d'extinction.

Cette probabilité dépend des propriétés de l'enveloppe. Pour une enveloppe sphérique en expansion, le programme utilise la formule de [Mihalas & Kunasz \(1978\)](#) et de [de Jong et al. \(1980\)](#) :

$$\beta_{LVG} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau e^{-\tau'} d\tau' = \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau} \quad (5.6)$$

Pour le cas d'une symétrie sphérique et d'un milieu homogène la probabilité d'évasion est donnée par ([Osterbrock & Ferland 2006](#)) :

$$\beta_{sphere} = \frac{1.5}{\tau} \left[1 - \frac{2}{\tau^2} + \left(\frac{2}{\tau} + \frac{2}{\tau^2} \right) e^{-\tau} \right] \quad (5.7)$$

Enfin la dernière géométrie prise en compte est celle d'un plan parallèle "slab" qui s'applique pour les chocs, la formule provient des travaux de [de Jong et al. \(1975\)](#) :

$$\beta_{slab} = \frac{1 - e^{-3\tau}}{3\tau} \quad (5.8)$$

Ce modèle permet de calculer l'abondance pour chaque espèce identifiée en fixant plusieurs paramètres tels que : la densité de colonne $N(\text{sp})$, v_{LSR} , la température équivalente de Rayleigh-Jeans du champ rayonnant arrière du fond cosmique, la température cinétique T_{kin} , la largeur de la raie (voir section 5.4), et la taille de la source. La valeur du rms, v_{LSR} , et les largeurs des raies sont estimées à partir des spectres observés. Pour obtenir un spectre synthétique le plus proche possible de celui observé, il faut adapter avec la valeur de la densité de colonne. La température cinétique du gaz peut être estimée par la loi de puissance :

$$T_{kin} = T_* \left(\frac{r}{R_*} \right)^{0,6} \quad (5.9)$$

où T_* est la température à la surface de l'étoile soit 3500 K, R_* le rayon stellaire soit pour α Ori $8,21 \cdot 10^{13}$ cm ([De Beck et al. 2010](#); [Decin et al. 2012](#)). Les autres paramètres sont fixés à l'aide de valeurs publiées dans divers articles (les références sont données dans la section suivante pour chaque molécule).

Pour cette modélisation, il existe deux types d'erreurs : les erreurs liées aux observations qui sont de l'ordre de quelques pour-cent que nous pouvons donc négliger, et les erreurs liées aux paramètres d'entrées de la modélisation. Pour les paramètres d'entrés, la valeur de densité de colonne de H_2 , ainsi que la valeur de la température cinétique sont que des ordres de grandeurs, et la taille de l'enveloppe de la molécule dans le lobe du télescope est tirée de différents articles pour Bételgeuse quand elle est connue et pour d'autres supergéantes quand elle est inconnue pour cette étoile (voir tableau 5.7), ces valeurs sont données sans incertitude. Finalement, les valeurs obtenues pour les abondances moléculaires par la modélisation RADEX ne sont que des ordres de grandeurs.

5.4 Résultats

La grande majorité (68,5%) des raies détectées et identifiées dans les deux relevés spectraux sont celles de molécules oxygénées (voir tableaux 5.1 et 5.2).

Dans cette partie, je présente les résultats de l'analyse par famille de molécules.

5.4.1 CO et ^{13}CO

J'ai détecté une raie de CO, et de ^{13}CO , pour chacun des deux spectres. Pour le spectre à 3 mm, la transition $J = 1 \rightarrow 0$ du CO et ^{13}CO est détectée, et pour le spectre à 1 mm la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de ces deux molécules est présente.

Ces raies peuvent être ajustées par un profil de raie en double forme de U (voir figure 5.11), ce qui suggère qu'il existe deux couches de gaz contenant la même molécule avec une vitesse d'expansion différente (Agúndez et al. 2010b). Grâce à la méthode *shell* permettant de réaliser des courbes d'ajustement pour les raies spectrales, je trouve comme vitesse d'expansion moyenne (faite avec les détections à 3 et 1 mm, voir tableau 5.4 et 5.6) pour la première couche de CO $v_{exp} = 13,2 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$ et pour la seconde couche $v_{exp} = 4,8 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$. Une connue variation de ces vitesses n'est attendue à échelle de temps humaine.

De même pour ^{13}CO , la vitesse d'expansion de la première couche est estimée à $v_{exp} = 13,6 \pm 1,1 \text{ km.s}^{-1}$ et de la seconde couche à $v_{exp} = 1,68 \pm 1,1 \text{ km.s}^{-1}$, des vitesses donc similaires à celles mesurées pour CO.

Ces vitesses indiquent que la première couche de CO et ^{13}CO est plus externe, elle subit une accélération due au vent stellaire, et la seconde ayant une vitesse d'expansion moins rapide se trouve dans une zone plus interne que la première (Woitke 2006b,a). De plus, la vitesse d'expansion terminale de l'enveloppe circumstellaire (CSE) peut être estimée à partir de la largeur des raies spectrales qui proviennent des régions des enveloppes extérieures ($r > 8 R_*$ Gobrecht et al. 2016) où le gaz a été accéléré à cette vitesse maximale notée v_∞ . L'émission de ^{13}CO et de CO s'étend certainement au-delà de la région d'accélération du vent. Le profil des raies en forme de U signifie que l'opacité des raies est optiquement mince et qu'aucun élargissement d'opacité important n'est attendu (Phillips et al. 1979).

Je peux en déduire que la vitesse d'expansion terminale est de $v_\infty = 13,4 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$.

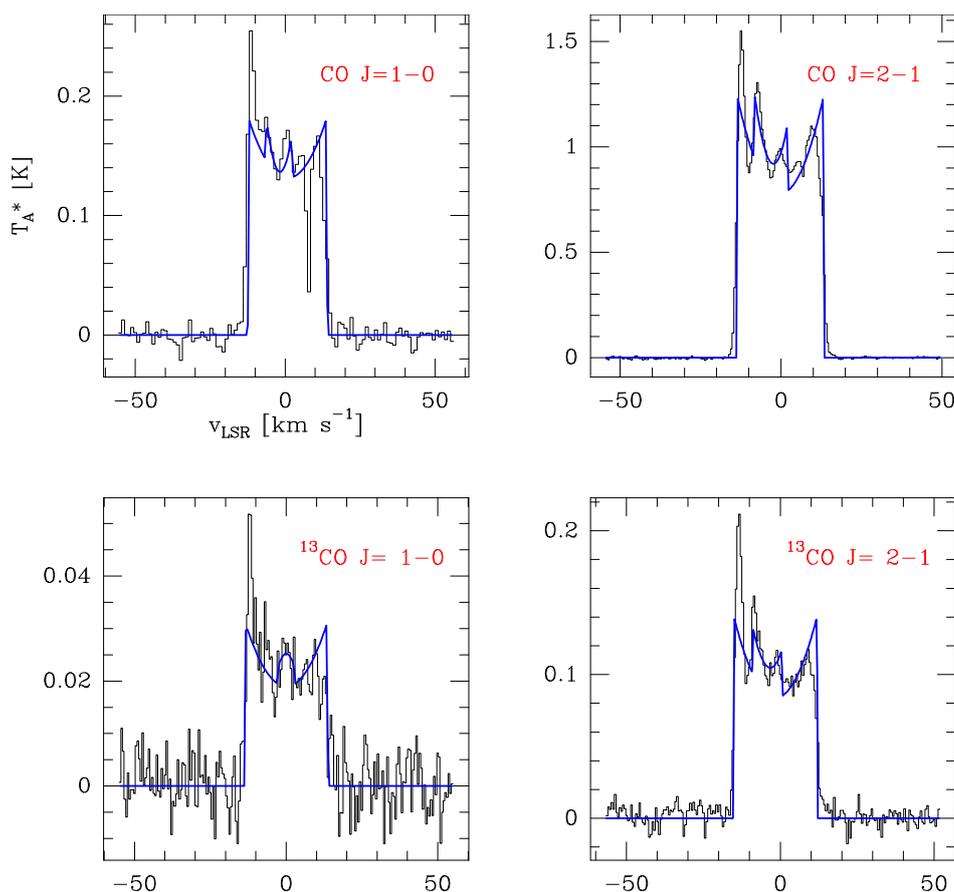


FIGURE 5.11 – Raies détectées pour CO et ^{13}CO avec un profil de raies en forme de U simple et double. La résolution spectrale est de $0,55 \text{ km.s}^{-1}$

Pour déterminer l'abondance de ces deux espèces, j'ai utilisé la modélisation avec le code RADEX. Par souci de cohérence, j'ai effectué la modélisation sur les deux spectres simultanément, pour avoir l'abondance moyenne des espèces. Pour ces deux espèces certains paramètres de la modélisation sont les mêmes : le rms est estimé à 5 mK (j'ai pris le plus important des deux spectres), la taille de la source a été estimée par Harper et al. (2009) à $7''$, et la température cinétique du gaz $T_{kin} \sim 137 \text{ K}$ est calculée à partir de la formule 5.7.

Je suis partie du postulat que l'enveloppe de CO et ^{13}CO se situe dans la même région. D'après la figure 5.11, la largeur de la raie à mi-hauteur de CO est de 14 km.s^{-1} et celle de ^{13}CO est de 15 km.s^{-1} . La modélisation par RADEX me donne une abondance de $7,3 \cdot 10^{-6}$ pour CO et de $1,3 \cdot 10^{-6}$ pour ^{13}CO , (voir tableau 5.7), ce qui donne un rapport isotopique de 5,8 (voir tableau 5.8), ce qui est en accord avec les précédentes études de Milam et al. (2009) trouvant un rapport de 8. Toutefois, l'abondance de ces deux molécules dans Bételgeuse est plus faible que dans la plupart des RSGs. Ainsi Tenenbaum et al. (2010a) trouvent une abondance pour le CO de $6,5 \cdot 10^{-5}$ dans VY CMa.

5.4.2 SO et SO₂

Deux autres molécules oxygénées, SO et SO₂ il y a une tentative de détection de raie mais seulement sur le relevé spectral à 1,3 mm. La première concerne la transition $J = 5 \rightarrow 4$ pour SO à $1,1\sigma$, et la seconde la transition $J = 3 \rightarrow 2$ pour SO₂ à $1,8\sigma$.

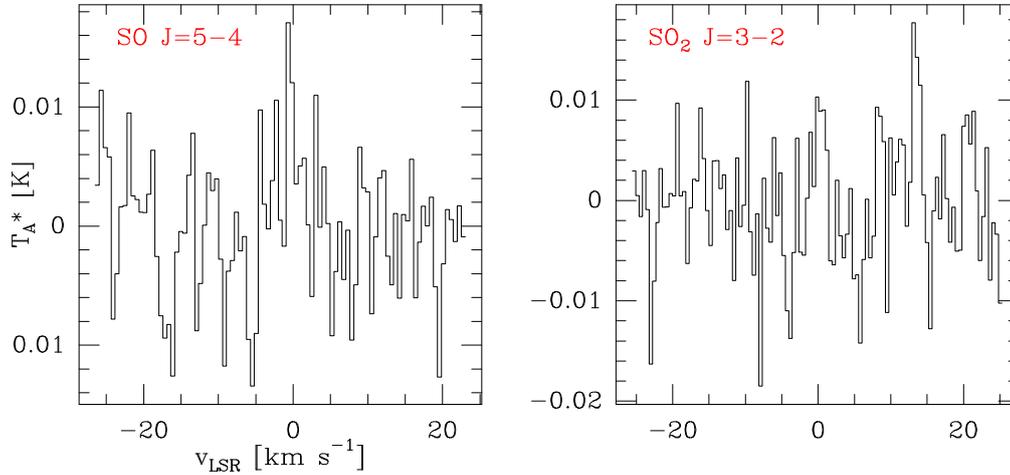


FIGURE 5.12 – Raies détectées pour SO et SO₂ avec des profils de raies en forme de U simple. La résolution spectrale est de $0,55 \text{ km.s}^{-1}$

Comme ces deux molécules ne sont présentes que dans le relevé spectral à 1,3 mm, pour la modélisation avec RADEX le rms est fixé à 3 mK, la taille de la source est fixée à $6''$ arbitrairement car il n'y a pas à l'heure actuelle de carte d'émission faite en interférométrie radio pour Bételgeuse. La température cinétique est estimée à 169 K, et la largeur des raies est prise à 2 km.s^{-1} pour les deux molécules à partir des largeurs de raie à mi-hauteur. Ainsi, la valeur limite supérieure de l'abondance pour SO est déterminée à $2,0 \cdot 10^{-8}$ et de $7,0 \cdot 10^{-9}$ pour SO₂, ces valeurs limites d'abondance sont inférieures à celles trouvées pour les AGB et les super géantes.

Quintana-Lacaci et al. (2016b) ont estimé l'abondance de SO à $1,1 \cdot 10^{-6}$ et de SO₂ à $3,4 \cdot 10^{-7}$ pour la super géante jaune IRC+10240, alors que pour l'AGB IK Tau l'abondance trouvée pour SO₂ est de $9,6 \cdot 10^{-6}$ et pour SO $8,0 \cdot 10^{-6}$ (Velilla Prieto et al. 2015).

Les valeurs limites supérieures des abondances de SO et SO₂ sont plus faibles de deux ordres de grandeurs dans Bételgeuse.

5.4.3 SiO

Pour la première fois SiO a été détecté pour cet objet. Nous avons détecté les transitions $v = 1 J = 2 \rightarrow 1$, $v = 0 J = 5 \rightarrow 4$ et $v = 0 J = 6 \rightarrow 5$. Richards et al. avaient déjà essayé de détecter la transition $v = 1 J = 1 \rightarrow 0$ avec l'antenne Effelsberg mais sans succès. En 2014, les premières observations ont été réalisées pour détecter la transition $v = 1 J = 2 \rightarrow 1$ avec le télescope IRAM 30m et aucune raie n'a été détectée (voir figure 5.13). Cependant, il se peut que la raie n'ait pas été détectée en raison du bruit trop élevé (10 mK à la résolution de 5 km.s^{-1}).

Pour les données de 2015, le bruit est moindre (4 mK à la résolution spectrale $1,0 \text{ km.s}^{-1}$). Les raies sont ajustées par la méthode shell qui produit un profil de raie proche d'une gaussienne. Pour la raie à 3 mm, la largeur de la raie est de $2,5 \text{ km.s}^{-1}$, et de 16 à 22 km.s^{-1} à 1 mm respectivement pour les raies $v = 0, J = 5 - 4$ et $J = 6 - 5$. D'après la forme du profil qui est piqué et différent d'une gaussienne (voir figure 5.14), et le fait que l'intensité soit variable dans le temps, la raie $v = 1 J = 2 - 1$ est celle probablement un maser. En revanche, les émissions $v = 0 J = 5 - 4$ et $6 - 5$ sont proches d'une gaussienne et ont une largeur en vitesse beaucoup plus grande, proche de ce qui est observé pour les raies thermiques. Ces émissions sont donc probablement thermiques.

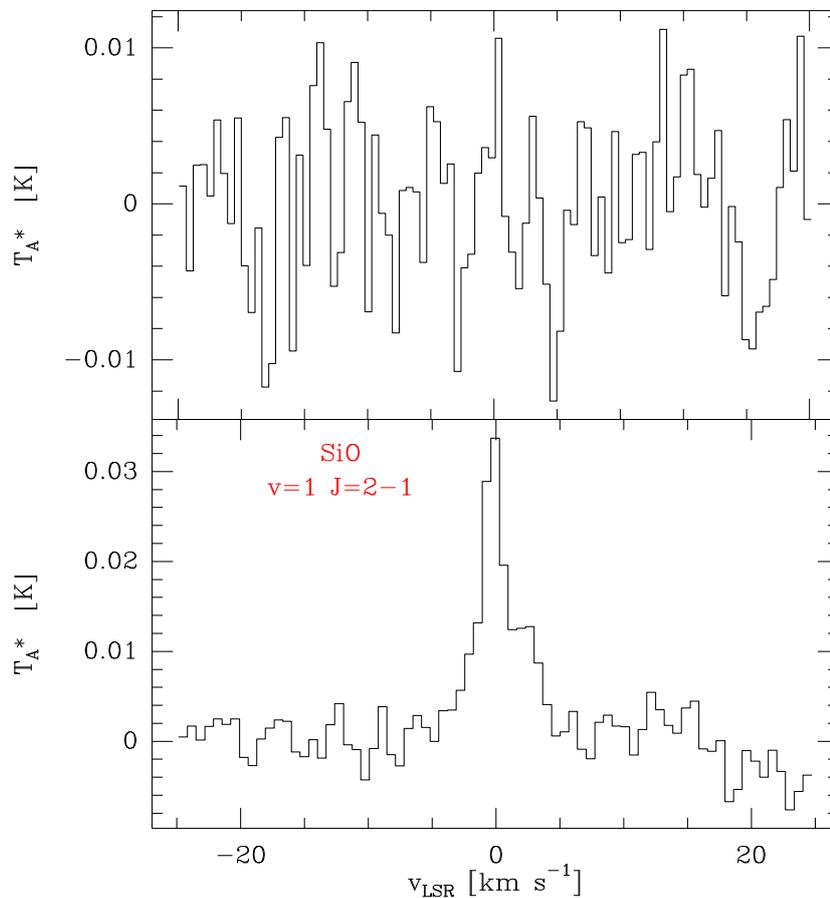


FIGURE 5.13 – Comparaison détection du maser SiO entre 2014 et 2015. *En haut* : observation faite en 2014. *En bas* : observations faite en 2015. La résolution spectrale est de $1,0 \text{ km.s}^{-1}$.

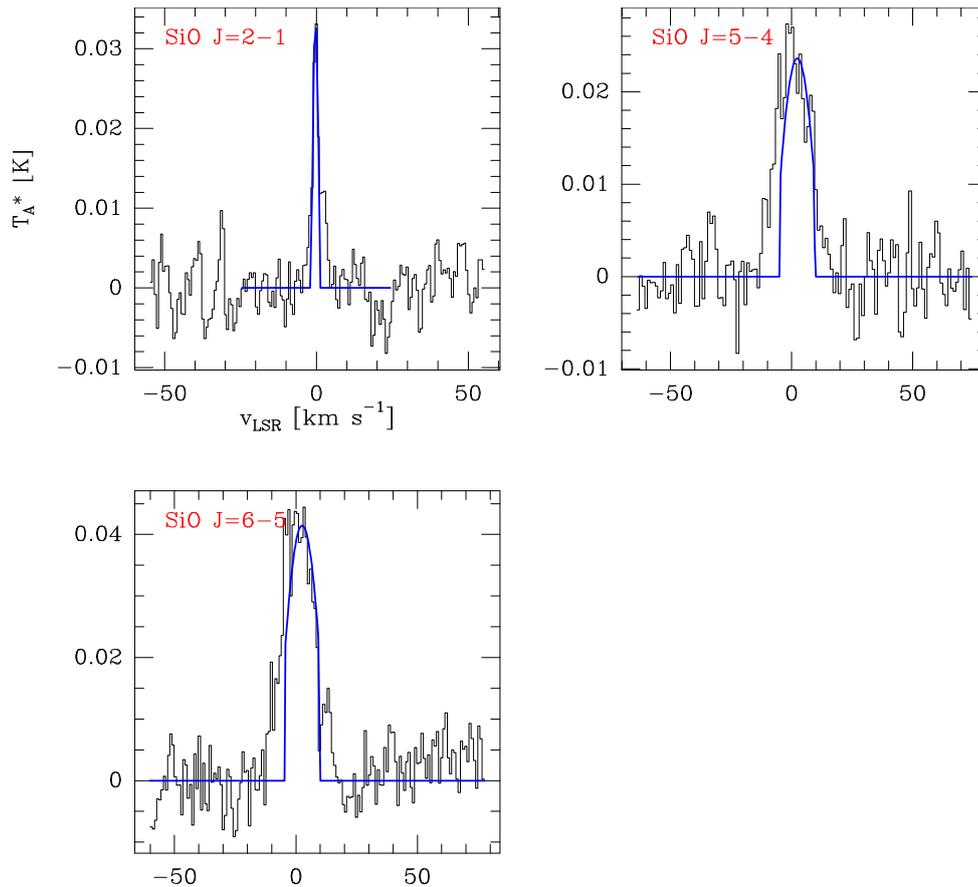


FIGURE 5.14 – Raies détectées pour SiO. Les courbes d’ajustements ont un profil proche de la gaussienne. La résolution spectrale est de $0,8 \text{ km.s}^{-1}$.

Pour créer un spectre synthétique et ainsi déterminer l’abondance de SiO (dans le cas d’une raie thermique), j’ai pris comme valeur pour le rms 5 mK, valeur la plus grande entre les deux spectres. La taille de la source est prise à $6''$ comme pour SO et SO₂ qui se trouvent probablement dans la même couche que SiO, les vitesses d’expansion étant similaires. La température cinétique est d’environ 151 K, et la largeur des raies est prise à 5 km.s^{-1} pour que la largeur à mi-hauteur des raies du spectre synthétique corresponde à celles des spectres observés. Avec ces paramètres fixés, l’abondance est estimée par la modélisation RADEX à $2,0 \cdot 10^{-9}$, cette valeur est inférieure à celle trouvée pour plusieurs AGBs entre $1,2 \cdot 10^{-7}$ et $5,0 \cdot 10^{-5}$ (Schöier et al. 2006). Le fait qu’un modèle thermique reproduise les intensités SiO observées tendrait à infirmer l’hypothèse d’une excitation maser. En fait, si la raie est bien de nature maser, cela impliquerait une abondance de SiO encore plus faible.

5.4.4 CN et HCN

Deux molécules carbonées sont présentes dans l’enveloppe circumstellaire intermédiaire, CN qui est présent dans les couches internes (Kervella et al. 2013) et HCN. Les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ à 3 mm et $J = 3 \rightarrow 2$ à 1,3 mm sont détectées pour HCN. Pour CN deux raies hyperfines ($2_{1/2,3/2} - 1_{1/2,1/2}$ et $2_{3/2,5/2} - 1_{1/2,3/2}$) de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ à 1 mm sont détectées à 9 et $11,4\sigma$ (voir figures 5.15 et 5.16). Quatre autres transitions hyperfines sont dans le bruit ($2_{1/2,3/2} - 1_{3/2,3/2}$, $2_{5/2,3/2} - 1_{1/2,3/2}$, $2_{1/2,3/2} - 1_{3/2,1/2}$ et $2_{5/2,5/2} - 1_{5/2,3/2}$) avec un σ compris entre 0,13 et 1 (voir tableau 5.1 et figure 6.3). Les deux raies détectées à plus de 3σ ont un profil à sommet respectivement plat (flat-topped) et parabolique. Leur vitesses

d'expansion sont respectivement $16,3$ et $22,2 \text{ km.s}^{-1}$ avec une erreur de $\pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$.

La raie HCN $J = 3 \rightarrow 2$ peut être ajustée par deux profils en forme de U, avec des vitesses d'expansion pour chaque couche de $15,4 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$ et $8,7$ et $\pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$. La vitesse la plus grande est en accord avec celle déterminée pour les deux raies détectées de CN, ce qui suggère que ces molécules sont contenues dans la même enveloppe de gaz. Quant à la raie

$J = 1 \rightarrow 0$, le profil est ajusté par une courbe à sommet plat qui a pour vitesse $12,8 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$. Ces vitesses sont en accord avec celle estimée à partir de la vitesse d'expansion terminale de CO et ^{13}CO .

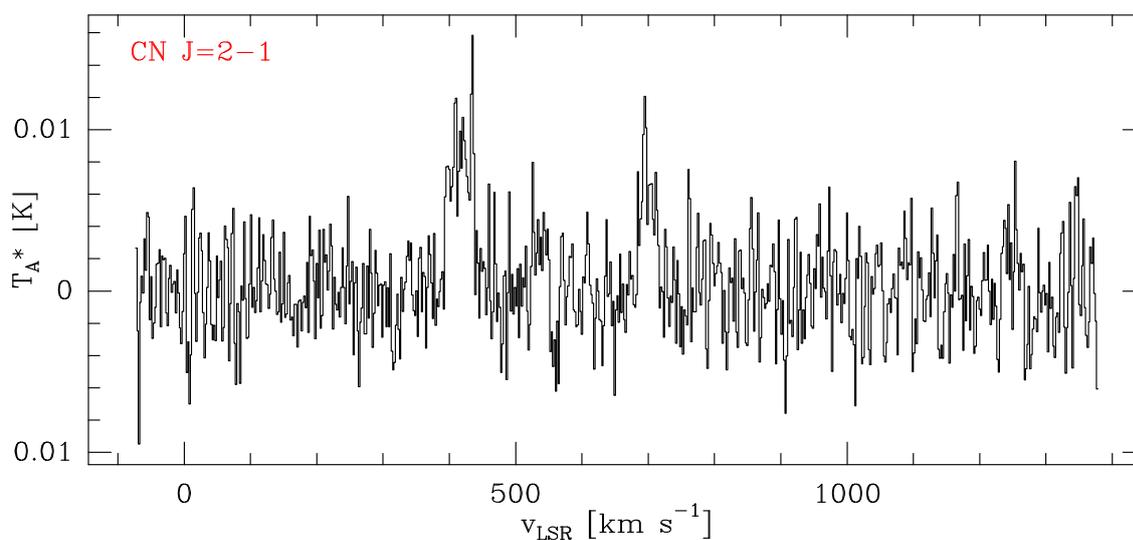


FIGURE 5.15 – Raies détectées pour la transition $J = 2 - 1$ de CN. La résolution spectrale est de $2,28 \text{ km.s}^{-1}$.

Pour déterminer l'abondance de HCN présent dans les deux spectres, le rms est fixé à 5 mK , la largeur de raie est estimée à 16 km.s^{-1} , la taille de la source est estimée à $5,5''$ (basée sur la taille de l'enveloppe de HCN de VY CMa, Ziurys et al. 2009) qui est en accord avec les tailles prises précédemment pour les autres espèces, et T_{kin} à 160 K .

Avec ces paramètres, l'abondance trouvée est de $5,3 \cdot 10^{-8}$, ce qui est en accord avec l'estimation pour les étoiles évoluées riches en oxygène (Bachiller et al. 1997b, $6,6 \cdot 10^{-8}$), mais elle reste inférieure à celle de l'étoile VY CMa (Tenenbaum et al. 2010b, $1,2-7,5 \cdot 10^{-6}$) et aussi à celle qui est mesurée dans IRC+10420 (Quintana-Lacaci et al. 2016a).

Pour CN qui n'est présent que dans le spectre à $1,3 \text{ mm}$, le rms vaut 3 mK , la largeur de raie moyenne est de $13,5 \text{ km.s}^{-1}$, la taille de la source est prise à $6,5''$ (qui est un peu plus grande que la valeur estimée pour l'AGB IK Tau $6''$ Velilla Prieto et al. 2017), enfin la température cinétique est estimée à 144 K , ce qui donne sous RADEX une abondance estimée à $8,0 \cdot 10^{-9}$. Ce résultat reste proche des valeurs trouvées pour d'autres étoiles évoluées comme VY CMa (Tenenbaum et al. 2010b, $1,8 \cdot 10^{-8}$), mais inférieur à ce qui est mesuré dans IRC+10420 ($1,310^{-6}$ Quintana-Lacaci et al. 2016a).

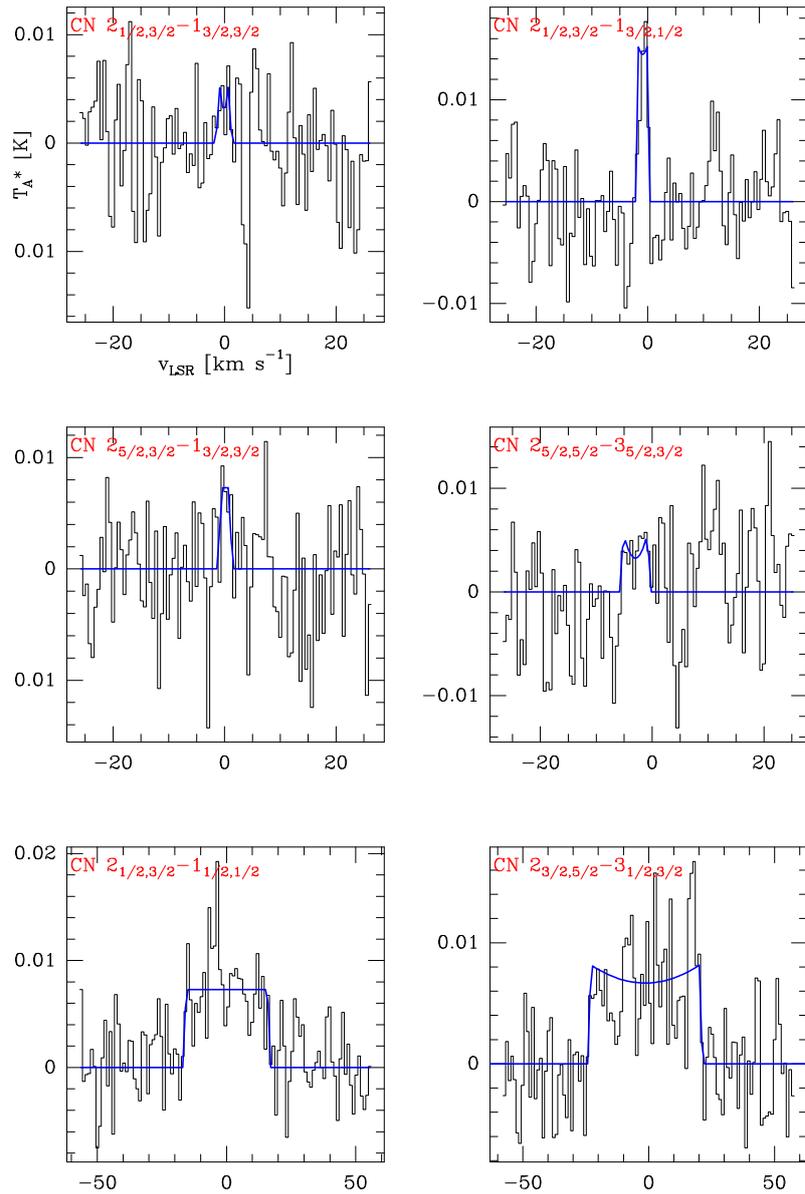


FIGURE 5.16 – Raies détectées pour CN. Les courbes d’ajustements ont un profil en forme de U et sommet plat. La résolution spectrale est de $0,55 \text{ km.s}^{-1}$.

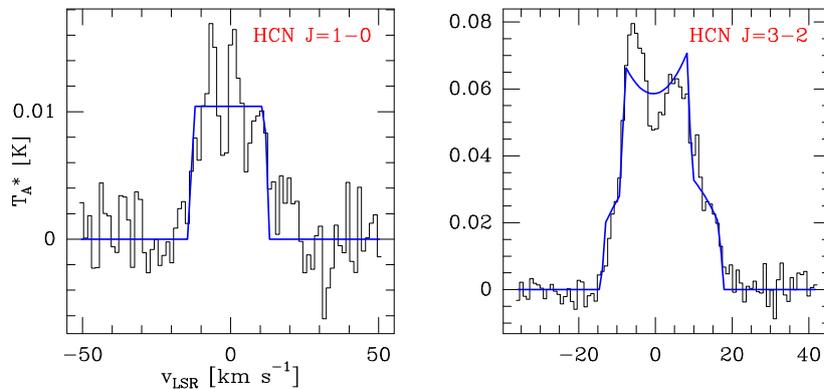


FIGURE 5.17 – Raies détectées pour HCN. Les courbes d’ajustements ont un profil simple à sommet plat pour la transition $J = 1 - 0$ et double en forme de U pour la transition $J = 2 - 3$. La résolution spectrale est de $0,8 \text{ km.s}^{-1}$.

TABLEAU 5.3 – Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil simple shell des raies détectées à 1,3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s⁻¹.

Espèce	Transition	V_{obs} MHz	Position km.s ⁻¹	Aire K.MHz	V_{exp} km.s ⁻¹	Horn/Center	T_{pic} mK
U		205922	0.57	0.02	1.36	1.002	9
SiO	v=0 5- 4	217103	0.25	0.27	9.78	-0.566	24
SO	5 - 4	219949	-0.40	0.01	0.42	-0.309	8
CN	2 _{1/2,3/2} - 1 _{3/2,3/2}	226287	-0.63	0.01	0.35	0.970	6
CN	2 _{5/2,3/2} - 1 _{1/2,3/2}	226342	0.41	0.01	1.07	0.0	8
CN	2 _{1/2,3/2} - 1 _{3/2,1/2}	226617	-0.87	0.02	1.12	-0.951	21
CN	2 _{1/2,3/2} - 1 _{1/2,1/2}	226665	0.80	0.18	16.32	0.000	8
CN	2 _{3/2,5/2} - 1 _{1/2,3/2}	226876	-1.68	0.24	22.15	0.236	8
CN	2 _{5/2,5/2} - 1 _{5/2,3/2}	226892	-1.15	0.02	4.66	-0.132	3
U		253064	2.15	0.21	11.35	0.332	10
SiO	v=0 6 - 5	2605167	0.10	0.02	8.11	-0.492	41

TABLEAU 5.4 – Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil double shell des raies détectées à 1,3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s⁻¹.

Espèce	Transition	V_{obs} MHz	Position km.s ⁻¹	Aire K.MHz	V_{exp} km.s ⁻¹	Horn/Center	T_{pic} mK
¹³ CO	2 - 1	220400	-1.58	2.06	13.60	0.685	84
			-4.237	4.76	0.65	20	
CO	2 - 1	230540	-0.21	19.35	13.48	0.600	778
			-3.001	1.52	5.20	1.520	126
U		215580	0.42	0.04	1.16	-0.440	29
			-0.397	0.10	3.83	0.063	18
HCN	3 - 2	265886	-0.10	0.86	15.39	-0.524	0.038
			-0.24	0.41	8.74	0.900	0.020

TABLEAU 5.5 – Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil simple shell des raies détectées à 3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s⁻¹.

Espèce	Transition	ν_{obs} MHz	Position km.s ⁻¹	Aire K.MHz	V_{exp} km.s ⁻¹	Horn/Center	T_{pic} mK
SiO	v=1 2 - 1	86242	-1.18	0.005	1.18	-0.678	33
HCN	1 - 0	88631	0.60	0.079	12.76	-0.000	0.01
U		89365	0.25	0.001	0.67	-0.999	4
U		93862	0.35	0.012	2.35	0.900	6

TABLEAU 5.6 – Paramètres des courbes d'ajustement pour un profil double shell des raies détectées à 3 mm. Le rapport Horn/Center détermine le profil de raie. S'il est positif, la raie a un profil en U, s'il est nul on observe un flat-top et s'il est négatif on a une parabole. La position correspond à la position de la courbe d'ajustement quand la raie est centrée à 0 km.s⁻¹.

Espèce	Transition	ν_{obs} MHz	Position km.s ⁻¹	Aire K.MHz	V_{exp} km.s ⁻¹	Horn/Center	T_{pic} mK
¹³ CO	1 - 0	110201	-0.04	0.23	13.60	0.650	19
			-0.04	0.01	2.72	-0.487	6
CO	1 - 0	115271	0.77	1.48	13.00	0.383	131
			-4.82	0.05	4.38	11.052	3

TABLEAU 5.7 – Paramètres pour la modélisation avec RADEX. Deux paramètres sont fixes : la densité de colonne $N(\text{H}_2) = 7.10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et la vitesse radiale $v_{lsr} = 4.0 \text{ km s}^{-1}$. Pour les molécules SO et SO_2 la valeur de l'abondance donnée est une valeur limite supérieure.

Espèce	θ_s "	T_{kin} K	FWHM km.s^{-1}	rms mK	$N(\text{Sp})$ cm^{-2}	$f(\text{X}/\text{H}_2)$	$f(\text{X}/\text{H}_2)$ VY CMa	$f(\text{X}/\text{H}_2)$ IRC+10420	$f(\text{X}/\text{H}_2)$ autres étoiles
CN	6,5	144	3	3	$6,0.10^{13}$	$8,0.10^{-9}$	$2,0.10^{-8} z, 1,8.10^{-8} a$	$1,3.10^{-6} c$	$6,6.10^{-6d}$
CO	7	137	14	5	$5,5.10^{16}$	$7,3.10^{-6}$	$6,0.10^{-5} b, 2,0.10^{-4} a$	$5,3.10^{-4d}$	
^{13}CO	7	137	15	5	$9,5.10^{15}$	$1,3.10^{-6}$		$7,4.10^{-5d}$	
HCN	5,5	160	16	5	$4,0.10^{14}$	$5,3.10^{-8}$	$2,0.10^{-6}, 1,2 - 7,5.10^{-6} a$	$> 1,1.10^{-6d}$	$6,6.10^{-8e}$
SiO	6	151	5	5	$1,5.10^{13}$	$2,0.10^{-9}$			$5.10^{-5} 2.10^{-7f}$
SO	5	169	2	3	$1,5.10^{13}$	$2,0.10^{-8}$		$1,1.10^{-6d}$	8.10^{-6g}
SO_2	5	169	2	3	$5,3.10^{13}$	$7,0.10^{-9}$		$3,4.10^{-7d}$	$9,6.10^{-6g}$

^(a) Ziurys et al. (2009, pour VY CMa), ^(b) Tenenbaum et al. (2010b, pour VY CMa), ^(c) Quintana-Lacaci et al. (2016a, pour IRC+10420), ^(d) Bachiller et al. (1997b), ^(e) Bachiller et al. (1997a), ^(f) Schöier et al. (2006), ^(g) Velilla Prieto et al. (2015)

TABLEAU 5.8 – Rapport isotopique

Espèce	Ratio trouvé	Ratio autres études
$^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$	5.8	$8^a - 7,2^b$
$^{28}\text{SiO}/^{29}\text{SiO}$	2.9	

(*a*) Milam et al. (2009, pour Bételgeuse),
 (*b*) Quintana-Lacaci et al. (2016a, pour IRC+10420)

5.5 Discussions

5.5.1 Bételgeuse : une très jeune supergéante rouge ?

Pour la première fois, un inventaire des espèces chimiques contenues dans l'enveloppe circumstellaire de Bételgeuse a été réalisée. Grâce aux deux relevés spectraux à 3 et 1,3 mm, 21 raies ont été détectées, 6 à 3 mm et 15 à 1,3 mm, seulement 7 espèces chimiques ont été identifiées correspondant à 16 raies, dont CO, ^{13}CO , CN, HCN, SO, SO_2 et SiO. Pour certaines d'entre elles, plusieurs transitions sont observées.

Toutefois il reste 17 raies non identifiées. Cela confirme l'hypothèse que Bételgeuse est une RSG encore jeune et donc pauvre chimiquement, ce qui est renforcé par la détection d'espèces chimiques majoritairement oxygénées et non complexes. Ces deux relevés spectraux sont pour l'heure les plus pauvres observés pour une étoile évoluée.

Pour plusieurs espèces telles que CO, ^{13}CO et HCN, l'étude a montré que les profils de raies sont ajustés au mieux par plusieurs composantes. Cela indique qu'il existe plusieurs couches de gaz contenant une même molécule avec chacune sa propre vitesse d'expansion.

De plus, les profils de raie ne sont pas symétriques, ce qui peut être expliqué par le fait que la zone d'émission soit asymétrique. Une précédente étude a montré qu'il existe un flux asymétrique polarisé significatif autour de Bételgeuse. Cette asymétrie proviendrait de la diffusion de la poussière (Kervella et al. 2016). Une autre étude de l'émission résolue à $\lambda = 5$ cm avec le télescope e-MERLIN, a mis en évidence un arc orienté Sud-Ouest avec une forme plus ou moins sphéroïdale (Richards et al. 2013). Un second d'environ 100 mas à l'extérieur du rayon photosphérique est orienté dans la même direction que la panache de CN vu par Kervella et al. (2009).

De plus, une précédente étude de l'émission CO à 1,3 mm a mis en évidence deux jets externes S1 et S2, avec pour vitesses moyennes respectives $9,8 \text{ km.s}^{-1}$ et $14,3 \text{ km.s}^{-1}$ (O'Gorman et al. 2012), ce qui est en accord avec les résultats trouvés dans cette étude. L'asymétrie de l'enveloppe circumstellaire se retrouve dans toutes les parties de l'enveloppe depuis la plus interne jusqu'à la plus externe.

La seconde partie de l'étude portant sur les abondances relatives des espèces détectées montre que les valeurs trouvées sont relativement faibles par rapport à celle des autres étoiles évoluées AGB et RSG confondues. La molécule avec l'abondance la plus élevée est CO avec $f(\text{CO}/\text{H}_2) \sim 7,3 \cdot 10^{-6}$, suivie de ^{13}CO avec $f \sim 1,3 \cdot 10^{-6}$. L'abondance relative de l'espèce HCN de $5,3 \cdot 10^{-8}$ par rapport à H_2 est un peu plus faible que celle des autres étoiles évoluées qui est estimée $f(\text{HCN}/\text{H}_2) > 10^{-6}$ (Ziurys et al. 2009).

Cette abondance plus faible peut être expliquée par le faible taux de perte de masse (1-

$3.10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, [Le Bertre et al. 2012a](#)). En effet, d'après [Olofsson et al. \(1991\)](#), l'abondance relative de HCN augmente avec le taux de perte de masse de l'astre. Par ailleurs, le fait que CN soit détecté à 1,3 mm et non à 3 mm comme pour HCN, indique qu'il n'est pas créé à partir du processus de photodissociation de HCN. L'hypothèse la plus probable est qu'il provient des couches inférieures de l'enveloppe et remonte alors par un processus de dragage dans les couches intermédiaires, ce qui signifie que Bételgeuse subirait un dredge-up. Ceci est d'ailleurs confirmé par les valeurs des abondances isotopiques trouvées pour CO. Cette hypothèse a déjà été avancée par [Richards et al. \(2013\)](#) pour expliquer la présence de point chaud dans l'enveloppe intermédiaire. Enfin la détection pour la première fois du maser SiO suggère que Bételgeuse rentre dans un nouveau cycle de sa vie et évolue sur la branche des super géantes rouges.

5.5.2 Vitesses d'expansion de l'enveloppe circumstellaire

Pour chaque enveloppe d'espèces chimiques, la vitesse d'expansion a été déterminée. Il en ressort deux principaux groupes. Le premier a une vitesse d'expansion d'environ $14 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui correspond à une couche plutôt externe dans l'enveloppe qui est accélérée par le processus de perte de masse et le vent stellaire. Le second groupe a une vitesse proche de $4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ correspondant une couche plus interne ([Woitke 2006b,a](#)). Ces deux couches sont aussi observées pour l'étoile IRC+10216 ([Tenenbaum et al. 2010b](#)) avec une vitesse légèrement inférieure pour le groupe le plus externe, environ $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Plusieurs profils de raie mettent en évidence ces deux enveloppes qui existent pour une même molécule, telle que ^{12}CO et ^{13}CO ou encore HCN. Pour cette dernière, la partie à faible vitesse ($8\text{-}10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) peut correspondre au CN détecté à 1,3mm qui a environ la même vitesse $4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. De plus, une couche de gaz de CN plus externe avec une vitesse plus grande (avec une moyenne de $19 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) est aussi présente et domine.

Cette vitesse est proche de celle de HCN ($15 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Le CN détecté dans cette partie peut être produit à partir des UV du milieu interstellaire pénétrant cette enveloppe et donc par dissociation de HCN en CN. Cependant l'enveloppe la plus interne, donc à vitesse plus faible et plus dense, est protégée des UV; HCN n'est donc pas produit à partir de CN mais plutôt par la perte de masse de l'étoile. Pour ^{12}CO et ^{13}CO nous retrouvons bien ces deux enveloppes que ce soit à 1,3 ou 3 mm, avec les mêmes vitesses $13,6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la couche externe et $4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la couche interne.

Le fait que ces deux molécules ont la même vitesse dans les deux couches, et que le ratio $^{12}\text{CO} / ^{13}\text{CO}$ est d'environ 6 suggère l'hypothèse d'un dredge-up. Ainsi le ^{13}CO est produit par le cycle CNO (voir chapitre 2) ([Przybilla et al. 2010](#)) dans la couche la plus interne et remonte vers la couche la plus externe par convection couplée avec la perte de masse. Les autres molécules oxygénées, SO et SO_2 font partie du second groupe avec une vitesse d'expansion moyenne d'environ $0,6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui suggère que ces espèces sont contenues dans la couche la plus interne. Ces molécules sont généralement présentes dans l'enveloppe intermédiaire de l'étoile où se forme la poussière et les grains soit entre $3 R_{\star}$ et $15 R_{\star}$. Le fait de ne pas les détecter dans l'enveloppe plus externe peut provenir du faible taux de perte de masse de Bételgeuse. Dans le cas d'un faible taux, la séquence de condensation de la poussière peut se finir prématurément si la densité de poussière diminue fortement avec la distance à l'étoile (suivant une distribution en $1/r^2$), la densité devient alors insuffisante pour permettre de passer à l'étape suivante du processus de la séquence de condensation de la poussière ([Jones 2013](#)), ce qui expliquerait la non-détection de molécules telles que MgCN, MgNC ou encore CS.

Cependant, la vitesse d'expansion de $9,8 \text{ km.s}^{-1}$ pour les raies $v = 0, J = 5 \rightarrow 4$ et $6 \rightarrow 5$, de SiO, indique la présence de cette espèce dans les régions intermédiaires de l'enveloppe. Enfin, la vitesse du premier groupe pour Bételgeuse est très proche de la vitesse d'expansion terminale $v_{\infty} = 13,4 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$, qui est déterminée à partir de la largeur de la raie de CO. Cette vitesse est inférieure à celle trouvée pour l'AGB IK Tau estimée à $18,6 \pm 1,2 \text{ km.s}^{-1}$ par [Velilla Prieto et al. \(2017\)](#), ce qui s'explique par un taux de perte de masse pour cette étoile de $1.10^{-5} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ contre $1-3.10^{-5} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ pour α Ori.

5.5.3 Variabilité des raies SiO

Pour la première fois en mars 2015, l'émission maser SiO $v = 1 J = 2 \rightarrow 1$ de Bételgeuse a été détectée à 3 mm (voir section 5.4.3) ainsi que l'émission thermique $v = 0 J = 5 \rightarrow 4$ et $6 \rightarrow 5$. Cependant des observations avaient été réalisées un an avant pour la raie $v = 1 J = 2 \rightarrow 1$ mais sans succès.

Il y a plusieurs explications possibles :

1. Une meilleure sensibilité dans les observations récentes. Pour les observations de 2014, le rms est d'environ 10 mK, contre 3,2 mK en 2015 pour les mêmes résolution spectrale et conditions physiques.
2. Le maser SiO est activé pour la première fois, ce qui indique une modification dans l'évolution de α Ori.
3. L'émission maser est très variable et faible voire parfois absente, de sorte qu'elle pourrait être présente pendant une longue période mais difficile à détecter. La variabilité de l'étoile est une cause plausible expliquant le fait que les masers SiO sont absents ou faibles pendant la phase stellaire de 0,4 à 0,7 (voir les observations à une seule antenne de [Gray et al. 1999](#)) pour les AGB, le rayonnement IR est moindre et, comme le maser est pompé radiativement, il est moins excité.

Pour déterminer quelle est la meilleure possibilité entre ces trois hypothèses, j'ai mené une étude de la variabilité avec les télescopes IRAM 30m (pour observer la transition $v = 1 J = 2 \rightarrow 1$) et Effelsberg (pour observer la transition $v = 0 J = 1 \rightarrow 0$). Le but est de suivre la variabilité de ce maser sur un demi-cycle de pulsation radiale de Bételgeuse soit environ 200 jours.

Pour cela, j'ai pu bénéficier d'une durée d'observation entre 3 et 6h d'observation tous les mois entre décembre 2016 et mai 2017, avec les deux antennes radios citées ci-dessus. Plusieurs études sur les étoiles Miras ont été réalisées sur le rapport d'intensité entre les transitions du SiO $v = 1 J = 1 \rightarrow 0$ et $v = 1 J = 2 \rightarrow 1$. Des études théoriques ont montré que le rapport d'intensité entre ces deux transitions est de 50% (voir [Yun & Park 2012](#); [Gray et al. 2009](#)).

Si l'explication 2 est exacte, et que le maser vient de s'activer pour la première fois, nous pourrions peut-être voir des indications sur la variabilité à long et court terme.

5.5.4 Comparaison avec d'autres étoiles évoluées dont VY CMa

L'étude de l'enveloppe circumstellaire de Bételgeuse a révélé très peu d'espèces chimiques, avec des profils de raies plutôt complexes pour les molécules telles que CO, ^{13}CO , et HCN, ce qui suggère que plusieurs enveloppes contenant une même espèce coexistent et n'ont pas les mêmes vitesses d'expansion, ce qui peut venir de jets provenant de l'enveloppe interne perturbant les couches intermédiaires voire externes (Richards et al. 2013; Kervella et al. 2013).

Ce type de profil de raie a déjà été observé dans une autre RSG, VY CMa (Ziurys et al. 2009). Trois jets de matière séparés (un jet sphérique, et deux vents décalés, l'un vers le rouge et l'autre vers le bleu) ont été mis en évidence à partir des raies de CO entre autres.

De manière générale, les abondances trouvées pour α Ori (voir Tableau 5.7) sont plus faibles que celles d'autres super géantes rouges plus avancées dans leur vie. Ziurys et al. (2009) trouvent des abondances comprises entre $f \sim 4,0 \cdot 10^{-5}$ et $8,0 \cdot 10^{-5}$ pour CO, et $f \sim 1,2 \cdot 10^{-6}$ et $2,0 \cdot 10^{-6}$ pour HCN (pour les étoiles VY CMa et NML Cyg) contre $f(\text{CO}/\text{H}_2) \sim 7,3 \cdot 10^{-6}$ et $f(\text{HCN}/\text{H}_2) \sim 5,3 \cdot 10^{-8}$ pour α Ori.

De plus, le rapport $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$ est environ 5 fois inférieur pour Bételgeuse (0,007), il se rapproche davantage de celui de W Hya une AGB (0,003 Ziurys et al. 2009). Cette différence peut être en partie expliquée par le fait que Bételgeuse soit une jeune RSG qui pourrait commencer le premier dredge-up, alors que VY CMa étant en fin de vie en aurait déjà subi plusieurs (voir 5.4).

Par ailleurs, le fait que certaines molécules ne sont pas présentes dans l'enveloppe circumstellaire de Bételgeuse telles que, CS produit de la réaction $\text{CO} + \text{S}$ due aux chocs, tend à indiquer une faible importance des chocs, ce qui signifie que l'enveloppe est peu dense.

Cependant, la valeur du rapport $[\text{HCN}]/[\text{CO}] \sim 0,004\text{-}0,02$ est proche de celle obtenue par des modèles de chocs (Duari et al. 1999; Cherchneff 2006), et elle est 10 fois supérieure aux valeurs estimées par les modèles photochimiques. Cela suggère que les réactions chimiques sont principalement dues aux chocs moléculaires dans cet objet, et que cette enveloppe est dense.

5.6 Perspectives

5.6.1 Étude commune à toutes les longueurs d'onde

De nombreuses études ont été menées et sont encore menées sur Bételgeuse. Elles révèlent que cette étoile a une activité de convection intense à sa surface qui se traduit par des taches et qui se répercute dans son enveloppe interne sous forme de points chauds pouvant aller jusqu'à l'enveloppe intermédiaire. Dans l'enveloppe interne, la détection de CN et de SiO suggère la mise place d'un épisode de dredge-up. De plus un phénomène a déclenché pour la première fois le processus du pompage pour émettre le maser SiO. Il serait aussi souhaitable d'effectuer une carte de la distribution spatiale des espèces détectées dans l'enveloppe circumstellaire, en réalisant des cartes en longueur d'onde radio. Cela permettrait de mettre en évidence certaines structures et de voir si on retrouve les plumes et les hotspots détectés par Kervella et al. (2009) et Kervella et al. (2009); Richards et al. (2013).

Enfin, il serait souhaitable de pouvoir observer Bételgeuse à toutes les longueurs d'ondes

de l'optique au domaine radio simultanément, ce qui pourrait affirmer ou infirmer que tous ces processus observés sont liés les un aux autres, et joueraient éventuellement un rôle dans la perte de masse de l'étoile.

5.6.2 Étude du champ magnétique

Grâce à la détection du maser SiO, et des transitions hyperfines de CN, il est possible d'étudier le champ magnétique dans l'enveloppe circumstellaire externe de Bételgeuse, par la méthode de la polarisation du maser et de l'effet Zeeman.

Cependant cette étude risque d'être assez compliquée en raison de la variabilité du maser SiO, et du fait que les coefficients Zeeman (équivalant des facteur de Landé en longueur d'onde radio) n'ont jamais été publiés à l'heure actuelle pour la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de CN. En effet, sans la connaissance de ces coefficients il est impossible d'estimer la valeur du champ magnétique (voir 3).

La polarisation linéaire à la surface de α Ori a été étudiée par [Aurière et al. \(2016\)](#) en utilisant la méthode LSD sur les deux raies du doublet de sodium. Elle a permis de suivre sur une période de 2 ans deux points chauds à la surface de l'étoile. De plus, grâce à des observations spectropolarimétrique du spectre de la polarisation circulaire, le champ magnétique à la surface de Bételgeuse a pu être estimé [Aurière et al. \(2010\)](#). Il serait donc fort intéressant d'estimer le champ magnétique simultanément à la surface et dans l'enveloppe externe. Ainsi il serait possible de voir si le champ magnétique décroît avec la distance à l'étoile en $1/r$ ou en $1/r^2$, ce qui permettrait de savoir s'il s'agit d'un champ toroïdal ou poloïdal.

Chapitre 6

Le champ magnétique dans les étoiles évoluées

« Ce n'est pas dans la science qu'est le bonheur, mais dans l'acquisition de la science. »

Edgar Allan Poe

Sommaire

6.1 Contexte	96
6.2 Le champ magnétique et le radical CN	97
6.3 Étoiles observées	98
6.4 Observations	101
6.5 Analyses des données et méthode	102
6.5.1 Formalisme et réduction de données	102
6.5.2 Calcul numérique du spectre V	103
6.6 Problèmes instrumentaux	105
6.6.1 Caractérisation de la fuite du signal I dans V	105
6.6.2 Calcul numérique du spectre V pour les données de 2016	107
6.6.3 Diagramme de puissance des lobes du télescope pour les paramètres de Stokes I et V	108
6.7 Incertitudes et limites de la méthode	109
6.7.1 Limite de la méthode	109
6.7.2 Détection Zeeman dans les spectres du signal V	109
6.7.3 Précision des estimations de l'intensité du champ magnétique	110
6.8 Estimation du champ magnétique pour notre échantillon	114
6.8.1 Carte du champ magnétique de IRC+10216	114
6.8.2 Les autres étoiles	117
6.9 Interprétations	120
6.9.1 La distribution du champ magnétique dans l'enveloppe de IRC+10216	120
6.9.2 Comparaison avec les précédentes études et implications sur le mécanisme du champ magnétique	121
6.9.3 Impact sur l'évolution stellaire	123
6.10 Conclusion et perspectives	124

6.1 Contexte

Au cours du chapitre 2, nous avons vu que les étoiles de masse solaire et intermédiaire avant de devenir des PN sont des AGBs et deviennent des milliers de fois plus lumineuses que les étoiles de la séquence principale. L'objet central subit des pulsations thermiques (Habing 1996) entraînant une perte importante de leur masse sous la forme de vent stellaire, qui crée une enveloppe circumstellaire chimiquement riche autour des étoiles AGBs. Ce mécanisme de perte de masse est principalement dû à la pression de rayonnement de la poussière, bien qu'elle résulte probablement de plusieurs autres facteurs (Höfner et al. 2016) tels que la pulsation stellaire, la condensation et l'opacité de la poussière et des grains dans la haute atmosphère et d'une activité magnétique.

De plus, cette transition est accompagnée d'un changement de morphologie important, passant d'une forme quasi-sphérique sur la séquence principale à une forme asymétrique ou tout au moins complexe (symétrie ponctuelle) lorsqu'elles atteignent la phase pré-nébuleuse planétaire et nébuleuse planétaire (Balick & Frank 2002). Les modèles classiques comme le *Generalized Interacting Stellar Winds* (GISW, Kwok 2000) tentent d'expliquer ces formes comme résultant de l'interaction entre un vent lent pendant la phase AGB avec un vent plus rapide post-AGB. Cependant les modélisations de structures complexes avec émission de jet de matière sont difficiles à mettre en oeuvre. La compréhension du lancement des jets post-AGB est fondamentale pour comprendre l'évolution post-AGB. Dans plusieurs cas la présence d'un compagnon voisin pourrait produire et entretenir des disques, des jets et une rotation de l'enveloppe, et pourrait aussi expliquer ainsi la forme de l'étoile (Akashi et al. 2015; Boffin et al. 2012). Il existe des indications sur des disques stables, probablement en rotation, pour certaines post-AGB et nébuleuses, principalement autour des étoiles binaires (Alcolea et al. 2007; Bujarrabal & Alcolea 2013).

Le magnétisme stellaire peut-être l'un des principaux ingrédients de ces processus d'évolution, en jouant le rôle de catalyseur et/ou d'agent de collimation. Il pourrait être à l'origine du taux de perte de masse élevé dans le plan équatorial, et/ou ainsi déterminer la forme globale des astres (Blackman 2009). En outre, l'éjection de vent massif des étoiles AGBs pourrait être déclenchée par une activité magnétique dans le noyau dégénéré, comme en témoignent les simulations magnéto-hydrodynamiques (MHD) (Pascoli & Lahoche 2008, 2010).

Plusieurs études du champ magnétique ont été réalisées pour les étoiles évoluées de masse faible et intermédiaire. La présence d'un champ magnétique pour les géantes rouges a été mise en évidence par Aurière et al. (2015) avec 29 détections Zeeman obtenues avec l'instrument Narval/ESPADOnS pour un échantillon des géantes de type G-K actives, révélant pour la plupart un champ magnétique de type dynamo. Konstantinova-Antova et al. (2014) ont estimé l'intensité du champ magnétique de l'ordre du Gauss pour 50% de leur échantillon constitué de RGBs et AGBs, démontrant que le champ magnétique peut être détecté à la surface de ces objets. De plus, plusieurs études ont révélé la présence d'un champ magnétique fort dans les CSEs d'AGB, post-AGB, et planetary nebulae (PNe). Pour les étoiles oxygénées, la force du champ magnétique est estimée à partir de l'émission des masers polarisés pour plusieurs molécules situées à différentes distances de l'objet central : $B \sim 0-18$ G avec une valeur moyenne de 3.5 G dans la région interne à 5-10 UA (masers SiO, Herpin et al. 2006), quelques 100 mG à 100 UA (masers d'eau, Vlemmings et al. 2001; Leal-Ferreira et al. 2013), et aux alentours de 10 mG dans la région externe 1000-10 000 UA (masers OH, Kemball & Diamond 1997; Rudnitski et al. 2010). Plus récemment, pour

la première fois l'intensité du champ magnétique a été estimée à la surface d'une étoile Mira de type S, χ Cyg, à 2-3 G (Lèbre et al. 2014). De plus, des preuves directes d'observation des champs magnétiques à grande échelle sur la surface et dans l'environnement des étoiles Post-AGB ont récemment été établies (Sabin et al. 2007, 2014, 2015). L'étude post-AGB (des masers OH) de Gonidakis et al. (2014) indique que l'intensité B du champ détecté dans les CSE augmente avec l'âge de l'étoile post-AGB. Bien qu'aucun champ magnétique intense n'ait été détecté dans les étoiles centrales de PNe (Jordan et al. 2012; Leone et al. 2014; Steffen et al. 2014), des champs de grande envergure ont été observés dans leur nébuleuse (Gómez et al. 2009) et se révèlent responsables des structures à petite échelle observées.

En ce qui concerne les étoiles AGB, l'origine du champ détecté dans les CSE reste incertaine, ainsi que sa variabilité possible avec le temps. Toutes les mesures effectuées jusqu'à présent dans l'ensemble des CSEs des AGBs (Vlemmings & van Langevelde 2008) montrent une décroissance avec la distance centrale (r) à l'objet. Trois lois sont proposées : l'une en $1/r$ qui suggère que le champ magnétique est toroïdal, une autre en $1/r^2$ suggérant que le champ magnétique est poloïdal, et enfin en $1/r^3$.

L'intensité du champ magnétique n'a jamais été estimée pour les étoiles AGBs et PNe carbonées. Dans cette partie de ma thèse, j'ai estimé les valeurs du champ magnétique pour ces étoiles par effet Zeeman et je les ai comparées avec les précédentes études pour déterminer si le champ magnétique décroît en $1/r$ ou $1/r^2$ dans l'enveloppe de ces étoiles, et ainsi savoir si ces étoiles ont un champ magnétique toroïdal ou poloïdal.

Le travail présenté dans ce chapitre a été publié dans Duthu et al. (2017). L'article est en Annexe B.

6.2 Le champ magnétique et le radical CN

Les observations du CN 1-0 sont une bonne opportunité de mesurer le champ magnétique dans les étoiles carbonées. Tout d'abord, en raison de la grande abondance du radical CN dans ces objets (proche de $\sim 10^{-5}$, Bachiller et al. 1997a,b). Ensuite, les raies des transitions $N=1 \rightarrow 0$ and $N=2 \rightarrow 1$ ont déjà été observées et détectées facilement dans différentes étoiles AGBs et PNe carbonées par Bachiller et al. (1997a,b); Josselin & Bachiller (2003). De plus, CN est une espèce paramagnétique (sensible au champ magnétique), présentant de ce fait un effet Zeeman lorsqu'un champ magnétique est présent dans sa région d'émission spectrale. Pour le moment, la seule technique pour mesurer l'intensité du champ magnétique dans l'enveloppe circumstellaire de ces étoiles est de détecter l'effet Zeeman dans les raies spectrales excitées dans l'enveloppe. L'effet Zeeman normal divise la raie en trois composantes en fréquence : la fréquence de repos ν_0 et deux composantes polarisées séparées, $\nu_0 - \nu_z$ et $\nu_0 + \nu_z$, avec $2\nu_z = |B|Z$ où Z est le coefficient Zeeman. La raie de CN 1-0 a un total de neuf composantes hyperfines séparées en deux groupes, un centré en 133,17 MHz et l'autre centré en 113,49 MHz), avec sept composantes principales dont quatre présentent un fort effet Zeeman (voir tableau 6.1).

TABLEAU 6.1 – Caractéristiques des sept composantes hyperfines de la transition CN 1-0. Z est le facteur de division Zeeman pour les composantes hyperfines de la transition CN $N=1 \rightarrow 0$ (Crutcher et al. 1996). R.I est l'intensité relative dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local (ETL). On distingue deux groupes CN : le premier pour les raies 1 à 3 et le second pour les raies 4 à 7.

#	$N'_{J',F'} \rightarrow N_{J,F}$	ν_0 [GHz]	Z [Hz/ μ G]	R.I.	Z \times R.I.
1	$1_{1/2,1/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113,14434	2,18	8	17,4
2	$1_{1/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,1/2}$	113,17087	-0,31	8	-2,5
3	$1_{1/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113,19133	0,62	10	6,2
4	$1_{3/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,1/2}$	113,48839	2,18	10	21,8
5	$1_{3/2,5/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113,49115	0,56	27	15,1
6	$1_{3/2,1/2} \rightarrow 0_{1/2,1/2}$	113,49972	0,62	8	5,0
7	$1_{3/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113,50906	1,62	8	13,0

6.3 Étoiles observées

Les étoiles observées sont de masse faible ou intermédiaire, et riches en carbone. Notre échantillon est composé de trois AGBs : IRC+10216 (aussi appelée CW Leo), RY Dra et RW LMi, une proto-planetary nebula (p-PN) AFGL618 et une PN NGC7027. Les paramètres stellaires (coordonnées, distance, vitesse LSR, luminosité bolométrique et estimation du taux de perte de masse) sont donnés dans le tableau 6.2 pour chacune des étoiles observées. La plupart de ces sources ont été observées en CN par plusieurs auteurs, la taille de l'enveloppe de CN et la distance de l'objet central pour chaque étoile ont été estimées (voir tableau 6.3).

TABLEAU 6.2 – Liste des sources et paramètres d'observation. Le rms est donné pour une résolution spectral de 0.2 km.s^{-1} en Stokes I.

Object	Type	RA [h m s]	Dec ^a [° ' "]	d [pc]	V_{LSR} [km s^{-1}]	L_{bol} [$10^3 L_{\odot}$]	\dot{M} [$10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$]	T_{sys} [K]	rms [mK]
IRC+10216	AGB	09 47 57.38	+13 16 43.7	120 ^d	-25.5	9.8 ^d	10-40 ^e	200-220	12-14
RW LMi	AGB	10 16 02.35	+30 34 19.0	400 ^d	-1.6	10 ^d	5.9 ^f	200-260	12
RY Dra	AGB	12 56 25.91	+65 59 39.8	431 ^d	-7.3	4.5 ^d	0.2 ^g	290-360	60
AFGL618	PPN	04 42 53.67	+36 06 53.2	900 ^a	-25.0	10-14 ^b	20-110 ^c	200	14
NGC7027	PN	21 07 01.59	+42 14 10.2	980 ^h	25.0	7.2 ^h	N/A	230-250	14

^(a) Sanchez Contreras & Sahai (2004), ^(b) Knapp et al. (1993), ^(c) Lee et al. (2013b,a), ^(d) Ramstedt & Olofsson (2014), ^(e) De Beck et al. (2012), ^(f) De Beck et al. (2010), ^(g) Cox et al. (2012), ^(h) Zijlstra et al. (2008).

TABLEAU 6.3 – Pour chaque objet de l'échantillon sont donnés : l'abondance moléculaire de CN relative au H₂, la distance d_{CN} au centre de l'étoile, et le rayon stellaire.

Object	[CN/H ₂]	d _{CN} [AU]	R _* [AU]
RW LMi	3. 10 ⁻⁵	2675-3340 (3-9")	2.6
RY Dra	5.1 10 ⁻⁵	61-615 (0.14-1.5)"	1.0
IRC+10216	8.0 10 ⁻⁶	2500 (21")	3.3
AFGL618	2.1 10 ⁻⁶	2700 (3")	0.24
NGC7027	2.3 10 ⁻⁷	10000 (11")	3.5 × 10 ⁻⁴

IRC+10216 est l'une des étoiles AGBs les plus proches (120pc, période de rotation de 630 jours, [Ramstedt & Olofsson 2014](#)) et elle est l'étoile carbonée la plus étudiée. De nombreuses molécules interstellaires sont connues et observées dans son enveloppe externe. Elle est entourée d'une CSE riche en carbone et optiquement épaisse qui résulte de l'éjection du matériel stellaire à raison de $1 - 4.10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ ([De Beck et al. 2012](#)). De prime abord, CW Leo est presque sphérique et son expansion est radiale (plus de 45'' en CO) avec une vitesse d'expansion de $14,5 \text{ km.s}^{-1}$ ([Cernicharo et al. 2015a](#)). Les écarts à la symétrie sphérique sont visibles aux petites échelles angulaires (voir, [Skinner et al. 1998](#)) avec une structure générale bipolaire.

De plus, les observations à haute résolution angulaire ont montré la présence de clumps et des structures plus internes à l'échelle de sous-arcseconde sont en cours de changement sur une échelle temporelle de quelques années ([Tuthill et al. 2000](#)), ce qui pourrait indiquer que cette étoile commencerait son évolution PN. Les observations faites avec ALMA par [Decin et al. \(2015\)](#) ont mis en évidence la structure bipolaire avec des enveloppes concentriques en forme de spirale probablement induites par la binarité de l'étoile. Un compagnon semblerait d'ailleurs avoir été détecté pour cette AGB par [Kim et al. \(2015\)](#), ce qui expliquerait ainsi la géométrie observée de l'enveloppe. Cependant, une activité magnétique cyclique à la surface stellaire, similaire à celle du Soleil, est une autre explication possible ([Soker 2000](#)).

L'étude de l'intensité du champ magnétique pourrait permettre de déterminer laquelle de ces deux propositions est la bonne. Une carte interférométrique a été réalisée avec l'interféromètre du plateau de Bure de l'IRAM par [Lucas et al. \(1995\)](#), le diamètre de l'anneau de CN est de 40'' (à 5000 UA). Par ailleurs, [Lindqvist et al. \(2000\)](#) ont estimé l'abondance du CN $0.8.10^{-6}$ et déduit la taille de l'anneau de CN à 5.10^{16} cm ($\sim 3300 \text{ UA}$) avec une largeur de 4.10^{16} cm .

Deux autres AGBs carbonées, RW LMi et RY Dra ont été étudiées, en plus de CW Leo. RW LMi aussi connue sous le nom de CIT6, est une étoile de type spectral M (avec une période de 640 jours [Ramstedt & Olofsson 2014](#)) avec une enveloppe circumstellaire riche ([Schmidt et al. 2002](#)). Cette étoile est censée être en transition entre la phase AGB et post-AGB. [Schmidt et al. \(2002\)](#) ont trouvé la présence d'une nébuleuse bipolaire naissante. De plus, le contenu moléculaire de l'enveloppe de RW LMi suggère que cet astre est plus évolué que CW Leo ([Chau et al. 2012](#)). Ceci montre que la phase évolutive de CIT6 se situe juste au-delà de la pointe de la branche asymptotique des géantes (voir figure 6.1). Comme IRC+10216, une structure en spirale a été découverte dans l'enveloppe circumstellaire. Elle est probablement induite par une étoile binaire ([Kim et al. 2013](#)) et s'étend sur 20''. Les observations interférométriques de [Lindqvist et al. \(2000\)](#) révèlent un anneau

de CN avec un rayon de 2675-3340 UA.

RY Dra est une étoile de type J carbonée (son rapport $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ est d'environ 3) semi-variable de type b avec une période de 173 jours (Ramstedt & Olofsson 2014). Une enveloppe détachée a été révélée par les observations ISO de Izumiura & Hashimoto (1999) et pourrait être produite par un précédent épisode de perte de masse. Aucune donnée interférométrique ni image Hubble n'est disponible pour cet objet. La carte PACS Herschel (archive Herschel) de cet astre ne résout pas spatialement l'enveloppe circumstellaire sphérique dont la taille semble être de quelques arcsecondes. Seul des observations faites avec une seule antenne sont disponibles pour RY Dra (Bachiller et al. 1997a), l'abondance de CN est estimée à $5,1 \cdot 10^{-5}$ et sa taille est estimée entre $0,4\text{-}1,5''$ (61-615 UA).

AFGL618 est une jeune proto-nébuleuse planétaire d'environ 200 ans (Kwok & Bignell 1984), avec une étoile B0 centrale, une région HII centrale compacte (Sánchez Contreras et al. 2002), et deux paires de lobes rapidement développés (Balick et al. 2013). Les observations SMA du continuum et de raies de CO polarisées réalisées par Sabin et al. (2014) ont révélé un champ magnétique bien aligné et organisé le long de la direction polaire, ce qui suggère un mécanisme de lancement magnétique. L'enveloppe moléculaire étendue est composée de matériaux éjectés pendant la phase AGB et partiellement reprocessés chimiquement (par exemple, Herpin et al. 2002). Les jets moléculaires s'étendent sur $20''$ (Sánchez Contreras et al. 2002). Deux épisodes de vent rapide collimaté ont été identifiés (Lee et al. 2013a) : l'un avec un énorme taux de perte de masse $\sim 1,1 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ et un second plus ancien avec $\sim 2 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. L'abondance de CN ($2,1 \cdot 10^{-6}$) est déduite de l'article de Bachiller et al. (1997a). Pour estimer la distribution et l'abondance de CN dans cet objet, seule une carte HCN est disponible (Sánchez Contreras et al. 2002). Étant donné que HCN est une molécule d'origine photosphérique qui est photodissociée par le champ UV interstellaire en CN (voir Huggins & Glassgold 1982), on peut supposer que les molécules CN entourent l'enveloppe HCN, ce qui conduit à une approximation de la taille de l'enveloppe de CN d'environ $6''$ de diamètre soit, $8,1 \cdot 10^{16} \text{cm}$ (ou 5400 UA).

Enfin la dernière source étudiée est NGC7027, une jeune PN (âge cinétique de 600 ans, Masson 1989), avec un haut degré de symétrie axiale (voir figure 6.1). Des études ont montré que cet objet est une PN actuellement multipolaire (voir Huang et al. 2010). Les jets à grande vitesse présentent une forme multipolaire en H_2 s'étendant sur environ $20''$ (Sabin et al. 2007). Une enveloppe sphérique de CO s'étend sur $60''$ autour de la région HII centrale. Alors que la partie interne a été ionisée, le contenu moléculaire anormal de l'AGB a été complètement retraité dans l'enveloppe (Herpin et al. 2002). L'émission de HCN s'étend sur $20''$ (Huang et al. 2010). J'ai eu accès à une estimation de la distribution du radical CN à partir des observations du Plateau de Bure (Josselin et al., communication privée) montrant la présence du CN à une distance de 10 000 UA de l'objet central.

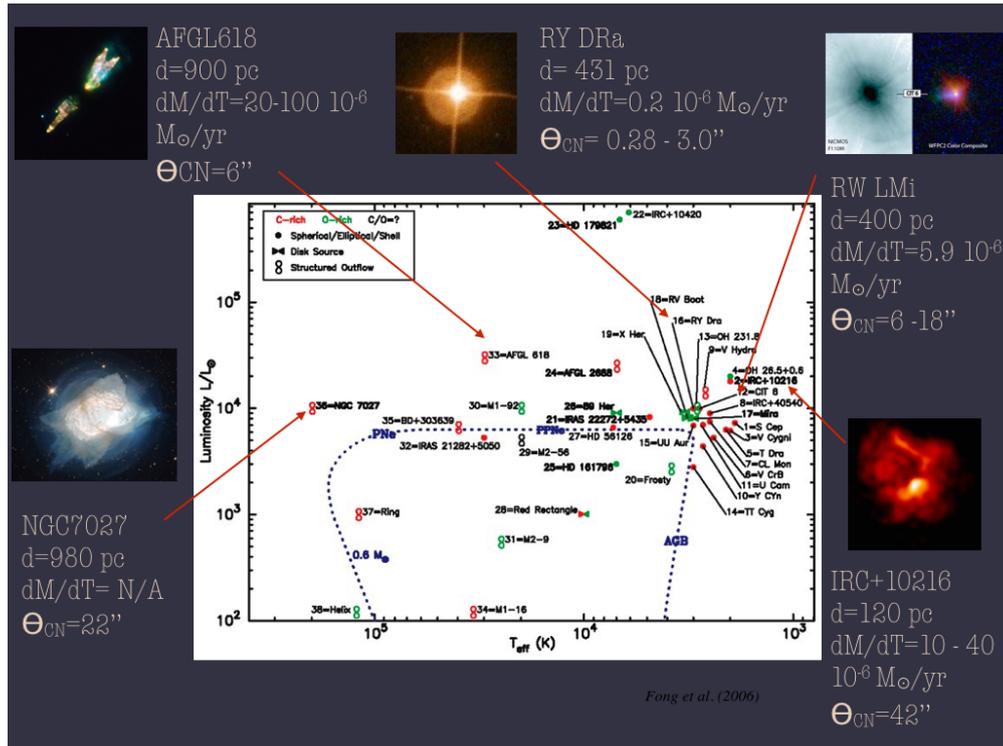


FIGURE 6.1 – Les étoiles observées placées dans le digramme HR pour la transition AGB PN (Fong et al. 2006), avec leurs propriétés (perte de masse et taille de l’enveloppe de CN).

6.4 Observations

Les observations ont été réalisées en trois parties, une première session a été faite en novembre 2006, et deux autres en mars et juin 2016, avec l’antenne IRAM-30m, au mont Pico Veleta, et le polarimètre Xpol. Ainsi, j’ai obtenu simultanément des mesures spectroscopiques des quatre paramètres de Stokes : I l’intensité totale non polarisée, V la polarisation circulaire, Q la polarisation horizontale/verticale, et U la polarisation inclinée de $\pm 45^\circ$, pour chacune des sept transitions hyperfines du radical CN 1-0 données dans le tableau 6.1.

Pour les premières observations faites en 2006, le pointage a été fait régulièrement (environ toutes les heures) directement sur les étoiles observées. La température du récepteur SIS ainsi que le rms obtenus sont donnés dans le tableau 6.2. Les récepteurs frontend utilisés sont A100 et B100 (améliorés en E090 en 2010) et le récepteur backend est le spectromètre VESPA (pour plus de détails sur ces récepteurs voir chapitre 4 section 4.4.3). Les raies ont été observées avec une résolution spectrale de $0,11 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (soit 40 kHz) afin d’observer l’effet Zeeman avec une précision suffisante. Toutes les transitions ont été couvertes en même temps grâce aux deux sections de VESPA de 80 et 40 MHz, chacune centrée au milieu de la bande de fréquence de chaque groupe de transition. Le temps d’intégration (pointage, et observation en mode wobler-swinching) sont de 137 minutes pour AFGL618, 175 minutes pour IRC+10216, 248 minutes pour RW MI, 170 minutes pour RY Dra et 215 minutes pour NGC7027. L’efficacité vers l’avant et celle du lobe principal sont respectivement de 0,95 et 0,74 pour cette gamme de fréquence du radical de CN, avec une largeur à mi-hauteur du lobe principal de $21,7''$. L’angle de polarisation (voir Thum et al. 2008) a été vérifié en faisant des observations sur la Nébuleuse du Crabe. De plus, les planètes ont permis de vérifier la polarisation instrumentale le long de l’axe

optique (la polarisation intrinsèque instrumentale est négligeable à cette fréquence, ou bien s'annule pour Mars et Vénus dans le lobe principal). Pour plus de détails sur les effets instrumentaux voir la partie 6.6 de ce chapitre.

Les observations de 2016 se sont concentrées uniquement sur IRC+10216. Le but étant de faire une carte de l'intensité du champ magnétique dans l'enveloppe de CN qui est plus large que le lobe principal du télescope. Pendant les observations de 2006, les positions ($0''$, $0''$) correspondant au centre de l'anneau de CN et ($-10''$, $-20''$), ($+15''$, $-15''$) ont été observées. En 2016 j'ai observé quatre autres positions : ($-18''$, $-10''$), ($-18''$, $+10''$), ($+18''$, $-04''$), and ($+20''$, $+16''$). Pour ces dernières observations, le récepteur EMIR a été utilisé avec la bande E090 et le backend VESPA, permettant d'observer toutes les composantes hyperfines de CN 1-0 comme pour les observations de 2006. Cependant, contrairement à ces dernières, la largeur de bande a été augmentée passant de 80 et 40 MHz à 160 et 80 MHz pour faciliter la définition de la ligne de base spectrale à retirer pendant l'analyse des données. Le focus a été fait sur Jupiter. Enfin, la bande 3 mm d'EMIR a subi des modifications en novembre 2015. Le mélangeur a été changé, passant d'un système double cornet (double-horn) à un système simple cornet (simple horn). En conséquence, la séparation de la polarisation horizontale et verticale n'est plus faite par une grille mais par un transducteur orthomode permettant ainsi de s'affranchir de l'effet de la mauvaise superposition du lobe de la polarisation verticale et de celui de la polarisation horizontale (beam squint). Le récepteur est donc composé d'un simple cornet suivi d'un guide d'ondes dans lequel le signal est séparé en composantes horizontale et verticale.

Dans la section 6.6, je parlerai plus en détail du nouveau design de l'instrument et de l'impact qu'il a eu sur les observations de 2016, c'est-à-dire de la fuite du paramètre de Stokes I dans le signal V. L'une de ces conséquences est que j'ai dû augmenter le temps d'intégration pour chaque position de l'anneau de CN observé, passant à 11 heures par position contre 1 heure auparavant, pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant dans le spectre de la polarisation circulaire.

6.5 Analyses des données et méthode

6.5.1 Formalisme et réduction de données

Les ondes électromagnétiques peuvent être décrites par une composante horizontale et une composante verticale :

$$e_H(z, t) = E_H e^{j(\omega t - kz - \delta)} \quad (6.1)$$

$$e_V(z, t) = E_V e^{j(\omega t - kz)} \quad (6.2)$$

avec δ la différence de phase entre les deux composantes.

Pour chaque source observée avec le polarimètre du radiotélescope IRAM-30m, et chaque section de VESPA utilisée pour couvrir les deux groupes des sept composantes hyperfines de CN (les raies 1 à 3 et 4 à 7 dans le tableau 3.3), la sortie du spectromètre est convertie en paramètres de Stokes définis dans le plan équatorial de référence (c'est-à-dire en prenant en compte l'angle de polarisation du Nord vers l'Est) :

$$I = \langle E_H^2 \rangle + \langle E_V^2 \rangle \quad (6.3)$$

$$Q = \langle E_H^2 \rangle - \langle E_V^2 \rangle \quad (6.4)$$

$$U = 2 \langle E_H E_V \cos \delta \rangle \quad (6.5)$$

$$V = 2 \langle E_H E_V \sin \delta \rangle \quad (6.6)$$

Toutes les données ont été réduites sous CLASS¹. Dans un premier temps, les spectres obtenus par le polarimètre (c'est à dire les spectres de la polarisation horizontale H et verticale V ainsi que les paramètres de Stokes U et V) sont inspectés individuellement, certains d'entre eux ont été éliminés en raison de problèmes techniques.

La deuxième étape consiste à obtenir les paramètres de Stokes I et Q à partir des polarisations horizontale et verticale. Pour cela, il faut commencer par enlever une ligne de base polynomiale ici d'ordre 2 autour des raies pour tous les spectres. Puis, pour obtenir le paramètre de Stokes I, il suffit de faire la moyenne de tous les spectres obtenus avec chaque polarisation, puis d'additionner le spectre moyen de la polarisation horizontale et verticale. Pour obtenir le paramètre de Stokes Q on soustrait le spectre moyen pour la polarisation horizontale à celui de la polarisation verticale.

6.5.2 Calcul numérique du spectre V

Pour déterminer l'intensité du champ magnétique, [Crutcher et al. \(1996\)](#) ont mis au point une méthode numérique permettant de calculer une courbe d'ajustement pour le paramètre V, pour les sept composantes hyperfines. Cette méthode n'utilise que les spectres de Stokes I et V obtenus après la réduction de données.

$$V_i(\nu) = C_1 I_i(\nu) + C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} + C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} \quad (6.7)$$

où $i = 1$ à 7 pour les sept composantes hyperfines présentant un fort effet Zeeman.

Dans cette formule, $V_i(\nu)$ et $I_i(\nu)$ sont respectivement le paramètre de Stokes V et I, pour chacune des composantes hyperfines des raies de CN. Cette méthode prend à la fois en compte l'effet Zeeman ainsi que les effets instrumentaux propres au radiotélescope utilisé. La contribution instrumentale est déterminée par les coefficients C_1 et C_2 , où C_1 est la différence de gain entre les polarisations circulaires droite (notée D) et gauche (notée G) du télescope. C_2 prend en compte les fausses détections Zeeman provenant de la divergence des faisceaux du télescope lorsqu'il observe une source avec un gradient de vitesse ou des effets instrumentaux résiduels, conduisant à un décalage en fréquence entre D et G. Enfin le paramètre qui nous intéresse ici est le coefficient C_3 qui nous donne la valeur du champ magnétique le long de la ligne de visée, une fois que les coefficients C_1 et C_2 ont été estimés :

$$C_3 = \frac{B_{los}}{2} \quad (6.8)$$

Pour utiliser cette méthode, j'ai développé un programme d'ajustement s'appliquant simultanément sur les sept composantes hyperfines. Cependant ce programme diffère un peu de la méthode de Crutcher ; il n'estime pas les trois paramètres C_i simultanément, mais séparément dans un premier temps afin de grossièrement contraindre l'intervalle de

1. <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

variation de chaque paramètre. Une valeur est initialement attribuée par défaut aux paramètres C_1 et C_2 (généralement prise égale à zéro). Puis lors d'un processus itératif, un grand espace de paramètres est simultanément exploré pour C_1 et C_2 permettant d'obtenir une première estimation approximative de la contribution instrumentale. Ces paramètres peuvent toujours varier (mais dans une gamme de valeur à explorer plus petite et la valeur précédemment trouvée pour ces deux paramètres est alors prise comme valeur initiale), l'espace C_3 est exploré par dichotomie (processus itératif) tandis que V est calculé simultanément pour les sept transitions. De plus, la convergence de ce processus est vérifiée en utilisant une méthode de χ^2 . Cette dernière est atteinte quand $0,18 < \chi^2 < 0,23$ pour les données de 2006 et quand $0,11 < \chi^2 < 0,17$ pour les données de 2016.

La difficulté principale rencontrée lors de l'utilisation de cette méthode est la détermination de la gamme de fréquences correspondant à l'émission de chacune des composantes hyperfines de CN. Les composantes du premier groupe (raies 1 à 3 du tableau 3.3) sont bien séparées spectralement (figure 6.2 partie de gauche), mais les raies 4 à 7 sont mélangées pour toutes les étoiles étudiées (figure 6.2 partie de droite). Il est donc nécessaire de déterminer les intervalles de fréquences où les composantes se chevauchent. Pour ces intervalles, on observe un mélange des caractéristiques individuelles du paramètre V des deux composantes qui se superposent. Par exemple pour la superposition des composantes 4 et 5, on a alors :

$$V_4 + V_5 = C_3 \left(Z_4 \frac{dI_4(v)}{dv} + Z_5 \frac{dI_5(v)}{dv} \right). \quad (6.9)$$

Dans l'exemple de la figure 6.2, on peut voir en orange la gamme de fréquences où les composantes hyperfines se superposent (partie de droite). Ces composantes, tracées en vert sont dérivées d'un ajustement gaussien (en utilisant CLASS) des profils de raie de CN 1-0 tracés (toujours dans la partie de droite).

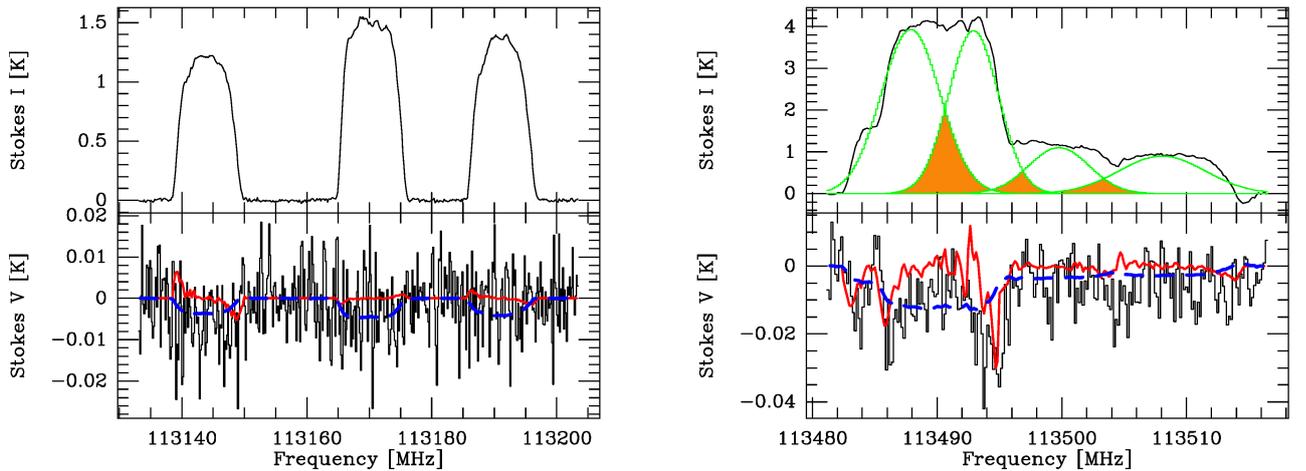


FIGURE 6.2 – IRC+10216 : Observations faites en novembre 2006 pour la position $(-10'', +20'')$. *En haut à gauche* : CN $(1, 1/2) \rightarrow (0, 1/2)$ spectre de Stokes I . *En bas à gauche* : le spectre V (en noir) et la courbe d'ajustement en moindres carrés (en rouge) obtenue par la méthode de [Crutcher et al. \(1996\)](#) décrite dans le texte. La ligne en pointillé bleu montre la courbe d'ajustement obtenue en supposant que $C_3 = 0$. *Droite* : Même chose pour la transition $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN, avec en plus, les courbes d'ajustement gaussiennes pour chacune des raies hyperfines tracées en vert et en orange l'aire où les raies hyperfines se superposent pour le spectre I .

6.6 Problèmes instrumentaux

Dans la section 6.4, j'ai parlé des modifications apportées au spectromètre EMIR : le mélangeur à 3 mm ainsi que l'optique ont été modifiés. Le système à double cornet a été remplacé par un système à simple cornet. La séparation entre la polarisation horizontale (H) et verticale (V) est maintenant faite non par la grille G3 dans la cabine Nasmyth (voir le chapitre 4 section 4.4.3 figure 4.14), mais par un transducteur orthomode. L'utilisation d'un cornet simple permet de s'affranchir du désalignement des lobes de la polarisation H et V, principale contribution de la polarisation instrumentale.

D'après les tests techniques réalisés par l'IRAM, la contamination instrumentale de la polarisation linéaire est réduite et l'effet du beam squint est supprimé (communication privée de l'IRAM). Cependant les observations d'IRC+10216 de mars 2016 montrent que la polarisation instrumentale V a fortement augmenté. Ce changement de design a produit une fuite importante du signal du paramètre de Stokes I dans le Stokes V , comme le montre l'effet miroir du signal I dans le signal V présent dans les figures 6.3, 6.4 et 6.5. Ce problème a eu pour effet de rajouter une étape dans le traitement des données pour déduire le vrai signal V sans contamination I (la méthode est décrite à la section 6.6.1), et aussi d'augmenter le temps d'intégration (passant d'une heure à onze heures par positions) pour avoir un rapport signal à bruit correct dans le vrai signal V , d'où les deux sessions d'observations en 2016.

6.6.1 Caractérisation de la fuite du signal I dans V

Les modifications apportées à la bande 3 mm d'EMIR permettent de supprimer l'effet du beam squint. Ce qui a pour effet de rendre le paramètre C_2 de la formule 6.7 égal à zéro, mais malheureusement aussi d'avoir un signal V dominé par la fuite de I , ce qui se répercute sur le coefficient C_1 . Pour pouvoir estimer la fuite du signal I dans V par le coefficient C_1 , je suppose que le champ magnétique est négligeable face à cette fuite, c'est-à-dire que je prends $C_3 = 0$. Par conséquent, la formule 6.7 devient alors :

$$V = V_{cal_i}(v) = C_1 I_i(v) \quad (6.10)$$

où C_1 donne le pourcentage de la fuite du signal I dans V pour les observations faites en mars et juin 2016 (soit pour les positions $(-18'', -10'')$, $(-18'', +10'')$, $(+18'', -04'')$, et $(+20'', +16'')$). Pour déterminer le pourcentage de cette fuite, j'ai développé un programme itératif similaire à celui fait pour la méthode de Crutcher. Il permet de calculer $V_{cal_i}(v)$ pour un espace de C_1 exploré puis de déterminer, par une méthode de χ^2 , le meilleur signal V calculé.

Finalement, je trouve que le coefficient C_1 prend des valeurs autour de 1,0 et 1,4% (voir tableau 6.4). Le spectre de V_{cal} obtenu est représenté en bleu sur les figures 6.3, 6.4 et 6.5. Certaines des positions de l'anneau de CN ont été observées sur deux nuits, j'ai pu refaire ce travail pour chaque nuit d'observation, pour une même position, ce qui m'a permis de déduire qu'il n'y a pas de corrélation entre le pourcentage de la fuite du signal I et le degré d'élévation de la source.

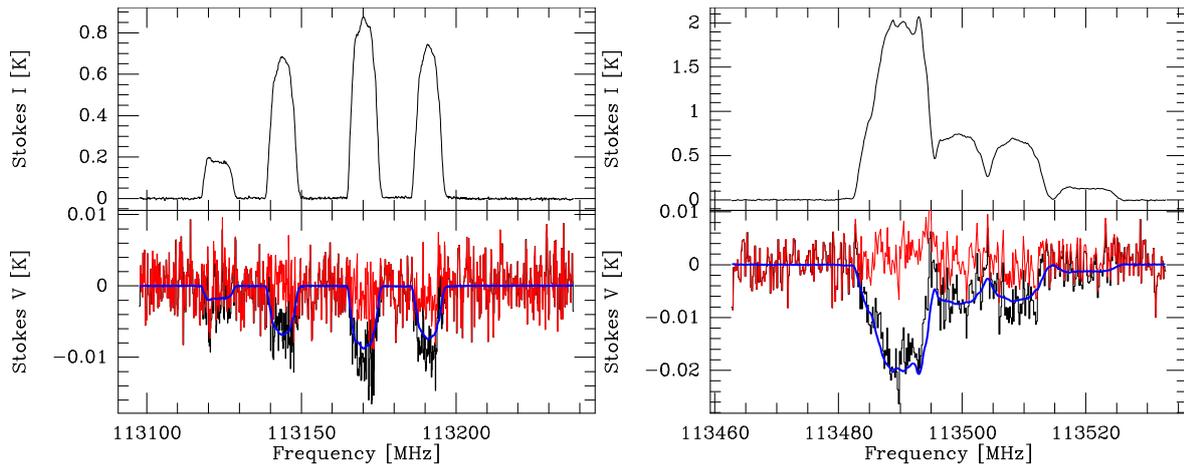


FIGURE 6.3 – IRC+10216 : observation de mars 2016 pour la position (+20'', +16''). À gauche : CN (1, 1/2) → (0, 1/2). À droite : CN (1, 3/2) → (0, 1/2). Stokes I (en haut) et V (en bas). Le spectre obtenu est en noir, et l'estimation de la fuite du signal I est en bleu. Le résultat du vrai spectre V après avoir enlevé la fuite de I est en rouge.

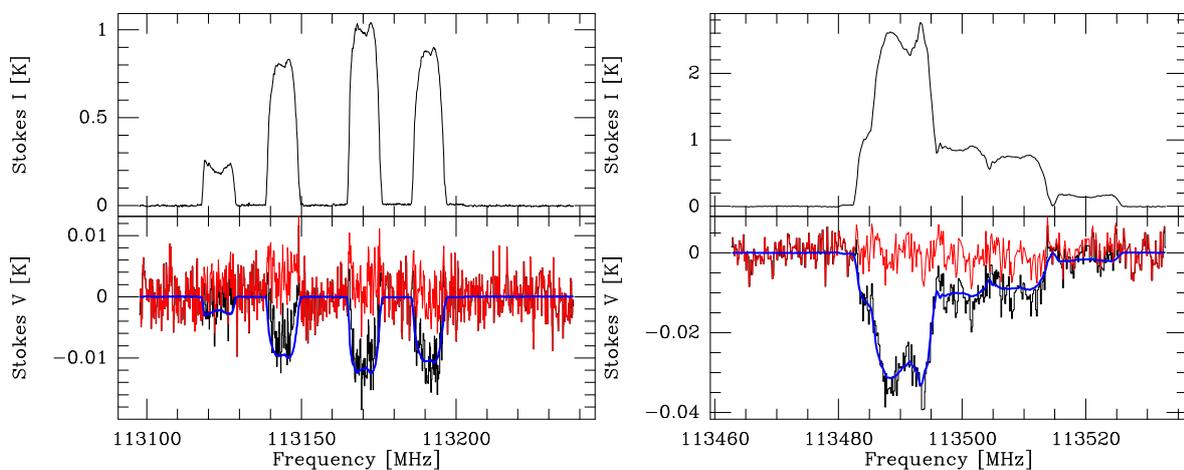


FIGURE 6.4 – IRC+10216 : observation de mars 2016 pour la position (-18'', -10''). À gauche : CN (1, 1/2) → (0, 1/2). À droite : CN (1, 3/2) → (0, 1/2). Stokes I (en haut) et V (en bas). Le spectre obtenu est en noir, et l'estimation de la fuite du signal I est en bleu. Le résultat du vrai spectre V après avoir enlevé la fuite de I est en rouge.

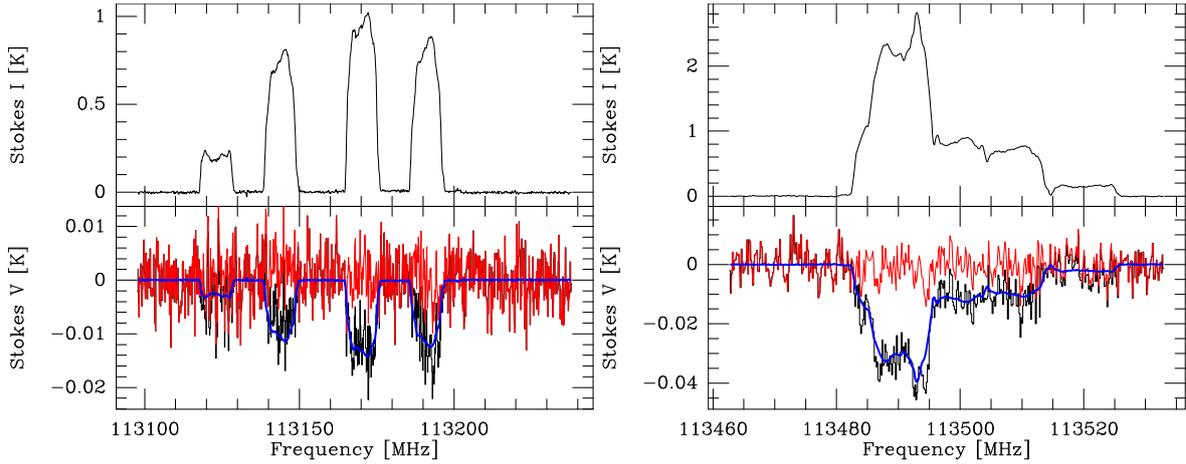


FIGURE 6.5 – IRC+10216 : observation de mars 2016 pour la position (+18'', -04''). À gauche : CN (1, 1/2) → (0, 1/2). À droite : CN (1, 3/2) → (0, 1/2) Stokes I (en haut) et V (en bas). Le spectre obtenu est en noir, et l'estimation de la fuite du signal I est en bleu. Le résultat du vrai spectre V après avoir enlevé la fuite de I est en rouge.

TABLEAU 6.4 – Estimation de la fuite de I sur V pour chaque position observée en 2016.

positions observées ('', '')	$ C_1 $ %
-18, +10	1,2
-18, -10	1,2
+18, -04	1,4
+20, +16	1,0

Enfin, pour estimer le vrai signal de Stokes V non contaminé par le signal I (noté V_{true}), il suffit de soustraire le spectre V recalculé V_{cal} au spectre original V_{ori} , c'est-à-dire :

$$V_{true}(\nu) = V_{ori}(\nu) - V_{cal_i}(\nu) = V_i - C_1 I_i(\nu) \quad (6.11)$$

Ce spectre V sans fuite est représenté en rouge sur les figures 6.3, 6.4 et 6.5.

6.6.2 Calcul numérique du spectre V pour les données de 2016

Une fois le vrai signal de Stokes V estimé par la méthode précédente, je peux enfin analyser ce signal par la méthode décrite dans la section 6.5.2, pour estimer la valeur du champ magnétique par le coefficient C_3 . Cependant il ne faut pas oublier que suite à l'upgrade de la bande à 3 mm d'EMIR, l'effet du beam squint est à présent supprimé, c'est-à-dire que $C_2 = 0$. La formule 6.7 devient donc :

$$V_i(\nu) = C_1 I_i(\nu) + C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} \quad (6.12)$$

De plus, suite au traitement des données pour sortir le vrai signal V (vu dans la section 6.6.1), le coefficient C_1 est soit proche de zéro soit nul, pour cette nouvelle analyse. Les valeurs de C_1 pour les observations de 2016 qui seront données dans la suite de ce chapitre sont celles qui ont été obtenues pour la caractérisation de la fuite de I sur V .

6.6.3 Diagramme de puissance des lobes du télescope pour les paramètres de Stokes I et V

Comme mentionné dans la section 6.6.1, le paramètre C_1 est lié à la fuite du paramètre de Stokes I dans Stokes V , de telle façon que le diagramme de puissance correspondant puisse être décrit par une copie agrandie du lobe de I . Généralement, les diagrammes de puissance sont mesurés en observant une source émettant suffisamment dans le continuum, non polarisée et résolue. Lorsque le transducteur orthomode a été installé sur EMIR, une série d'observations d'Uranus a été réalisée en décembre 2015 pour différentes élévations. Une valeur de C_1 de 2,5% a été mesurée sur l'axe optique et cette valeur augmente de l'extérieur du lobe principal vers l'axe optique (figure 6.6).

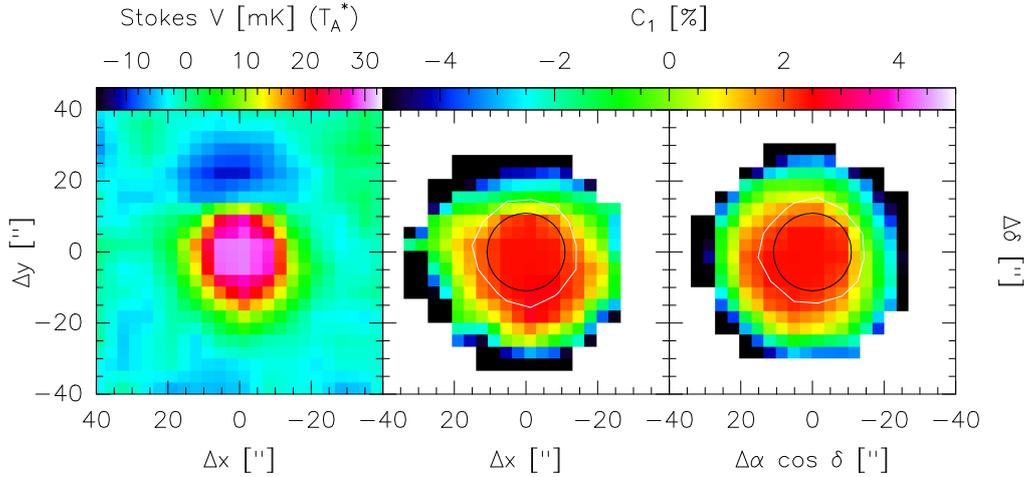


FIGURE 6.6 – Diagramme de puissance du signal Stokes V mesuré sur Uranus. **À gauche** : coordonnées de Nasmyth. L'échelle de couleur en % indique la température de l'antenne (en mK). **Au centre** : Idem pour C_1 avec une échelle de couleur en %. Le contour blanc indique le contour de la moitié du maximum du lobe Stokes I mesuré, à 91,5 GHz. Le contour noir est le contour à mi-hauteur du lobe principal à la fréquence du CN 1-0. La carte est limitée par un seuil de $S/N \sim 5$. **À droite** : La carte moyenne de C_1 en coordonnées astronomiques.

L'indexation du diagramme de puissance des lobes du télescope suit la nomenclature des matrices de Müller, par exemple IV décrit la conversion du signal Stokes I en Stokes V dans la cabine de Nasmyth du télescope, et B_{IV} est le diagramme de puissance correspondant. Le signal V observé devient alors :

$$\begin{aligned} V_{\text{obs}} &= V_{\text{int}} * B_{VV} + I_{\text{int}} * B_{IV} \\ I_{\text{obs}} &= I_{\text{int}} * B_{II} \end{aligned} \quad (6.13)$$

où I_{int} et V_{int} sont respectivement les distributions de luminosité intrinsèque aux paramètres de Stokes I et V , et où I_{obs} et V_{obs} sont les densités de flux observées après que la convolution entre le diagramme de puissance et l'antenne a été faite. Comme les lobes B_{II} et B_{VV} sont dominés par l'ouverture du télescope et l'illumination de son sous-réflecteur par le récepteur, B_{II} et B_{VV} sont supposés égaux. Comme il a déjà été mentionné, la fuite du paramètre de Stokes I sur V , B_{IV} a été mesurée (voir figure 6.6). La distribution spatiale de la polarisation circulaire fractionnée observée est alors donnée par :

$$\left(\frac{V_{\text{obs}}}{I_{\text{obs}}} \right) = C_3 \frac{d \ln I}{d \nu} + C_1 = \frac{V_{\text{int}} * B_{VV} + I_{\text{int}} * B_{IV}}{I_{\text{int}} * B_{II}}. \quad (6.14)$$

où le terme C_2 est négligé (comme vu dans la section 6.6.2). La seule quantité qui varie avec le temps est B_{IV} . Cela est dû au fait que B_{IV} n'est pas entièrement symétrique axialement, mais montre un lobe secondaire asymétrique dans les coordonnées de référence Nasmyth. Le diagramme de puissance équivalent à B_{IV} est étalé par la rotation parallactique. Ceci est montré dans la figure 6.6. L'équation 6.14 montre que l'application de la méthode de Crutcher sur des spectres moyennés temporellement équivaut à appliquer la matrice B_{IV} moyennée et pondérée aux sous-ensemble des données triées par élévations et angles parallactiques. Les spectres V de ces sous-ensembles devraient alors être corrigés individuellement. Cependant, la méthode du diagramme de puissance présentera une grande incertitude, car la sensibilité inférieure des sous-ensembles des spectres peut introduire des artefacts dans la détermination des coefficients C_i . Je peux donc appliquer la méthode de Crutcher pour les Stokes I et V_{true} obtenus pour les observations de 2016, et faire une carte de l'intensité du champ magnétique dans l'anneau CN pour IRC+10216 sans me soucier de l'émission reçue par les lobes secondaires de l'antenne.

La valeur de C_1 dépend alors de l'émission capturée à partir, par exemple, de l'enveloppe d'émission de CN 1-0 d'IRC+10216, qui est décrite par le diagramme de puissance de B_{IV} . Cela explique pourquoi le coefficient C_1 varie d'une position à une autre (voir tableau 6.4). La valeur moyenne de C_1 délimitée pour 5 rayons dans le signal I est de 0,3%. La moyenne pour le contour à la moitié du diagramme de puissance avec la même valeur seuil (5 rayons) est de 0,5%, variant entre 0,4 et 1,4% dans les quatre quadrants de cette région. Ces valeurs sont raisonnablement proches des valeurs absolues données dans le tableau 6.4. Dans la pratique, les valeurs exactes dépendent de la position dominante de Stokes I donné par le diagramme de puissance B_{IV} . Une analyse plus quantitative ne serait possible qu'avec une carte de haute résolution ($\sim 1''$) de l'émission CN 1-0 pour le paramètre de Stokes I .

6.7 Incertitudes et limites de la méthode

6.7.1 Limite de la méthode

D'après la méthode de Crutcher (formule 6.7), la précision de l'intensité du champ magnétique (B_{los}) mesurée dépend de deux facteurs :

- le rms des observations du signal I et V ,
- la caractérisation précise de la contamination instrumentale.

6.7.2 Détection Zeeman dans les spectres du signal V

Pour toutes les sources et positions observées, le rms pour I et V est compris entre 9 et 14 mK pour une résolution spectrale de $0,2 \text{ km.s}^{-1}$, sauf pour RY Dra qui a une valeur pour les deux signaux 4,5 fois plus grande car la source est plus faible. Le rapport signal sur bruit S/N résultant est calculé à partir de l'aire intégrée du spectre V de la façon suivante :

$$S/N = \frac{\int T_A^* dv}{\text{rms} \times \delta v} \quad (6.15)$$

Pour les étoiles RW LMi, RY Dra, et NGC7027 le S/N résultant d'une tentative de détection Zeeman pour le spectre V est inférieur à 3, alors qu'il est supérieur à 5 pour AGL618.

En ce qui concerne CW Leo, pour cinq des sept positions observées l'effet Zeeman est détecté avec un rapport S/N plus grand que 5 (voir les figures 6.2, 6.7, 6.8, 6.10, 6.12, et 6.13).

Pour les données de 2016, le rapport S/N est estimé à partir du spectre V_{true} , c'est-à-dire une fois que l'effet miroir du spectre I dans V a été retiré. Les deux positions $(-10'', +20'')$ et $(+20'', +16'')$ ont le plus grand S/N et donc les deux plus belles détections Zeeman comme le montrent les figures 6.2 et 6.7. Pour deux autres positions $(-18'', -10'')$ et la position centrale $(0'', 0'')$ le rapport signal sur bruit est inférieur à 3. Pour S/N inférieur à 3, on ne peut que déduire la limite supérieure de B_{los} .

Pour résumer, il y a cinq détections Zeeman pour IRC+10216 et une autre pour AGL618. Pour les positions $(0'', 0'')$ et $(-18'', -10'')$ de IRC+10216 et pour les autres étoiles, on peut seulement en déduire la limite supérieure de B_{los} .

6.7.3 Précision des estimations de l'intensité du champ magnétique

Comme expliqué dans la section 6.5, j'ai estimé par un processus itératif, la contribution instrumentale de la polarisation circulaire et de l'intensité totale, en tenant compte pour les données de 2016 de la fuite du paramètre Stokes I sur V . Pour les données de 2006 l'effet du beam squint est pris en compte pour toutes les sources et positions observées de l'échantillon (voir les tableaux 6.5 et 6.6). Il est important d'estimer l'incertitude sur l'estimation du paramètre C_3 de la formule 6.12 pour pouvoir donner la valeur de l'intensité du champ magnétique de façon fiable.

Pour cela, il faut tenir compte de l'effet du beam squint quand les signaux de la polarisation horizontale et verticale sont collectés par un cornet simple, c'est-à-dire quand il existe entre ces deux signaux un décalage dans la gamme de vitesse pour la même région observée. Cet effet est donné par le coefficient C_2 , et existe seulement pour les observations de 2006 avant que les modifications sur la bande à 3 mm d'EMIR n'aient été effectuées. Ce coefficient est estimé entre 530 et 800 Hz pour les données de 2006, et il est nul pour les données de 2016.

Pour le paramètre C_1 correspondant à la différence de gain entre les polarisations circulaires droite et gauche dans le télescope, la valeur de ce paramètre varie entre $5,5 \cdot 10^{-4}$ et $3,0 \cdot 10^{-3}$, pour le premier jeu de données. Sa valeur augmente pour les observations faites après la modification du spectropolarimètre elle est proche de $1,4 \cdot 10^{-2}$ pour toutes les positions observées et résulte de la fuite du signal I dans V .

Pour estimer l'incertitude sur C_3 notée δC_3 , j'ai pris en compte le rms du signal V , et une valeur moyenne pour les coefficients C_1 et C_2 soit 10% et 300 Hz. À partir de l'équation 6.7, j'obtiens :

$$C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} = V_i(\nu) - C_1 I_i(\nu) - C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} \quad (6.16)$$

et, je suppose que l'erreur sur $dI_i(\nu)/d\nu$ est négligeable devant les autres erreurs. Ainsi je peux déterminer l'erreur sur C_3 par la formule :

$$\delta \left(C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} \right) = \delta V_i(\nu) - \delta C_1 I_i(\nu) - C_1 \delta I_i(\nu) - \delta C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}. \quad (6.17)$$

L'erreur sur les signaux I et V est donnée par leur rms respectif notés rms_I et rms_V , ainsi l'incertitude sur C_3 et donc sur la valeur de l'intensité du champ magnétique est :

$$\delta C_3 = \frac{1}{Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}} \times \left(\text{rms}_V + \delta C_1 I_i(\nu) + C_1 \text{rms}_I + \delta C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} \right) \quad (6.18)$$

Grâce à cette méthode, je peux estimer des barres d'erreur pour chaque fréquence du spectre V (voir figures 6.7 et 6.8).

De plus, il est possible de relier les paramètres C_1 et C_2 aux diagrammes de puissance de Stokes V et I de l'antenne. Grâce au transducteur orthomode, le diagramme de puissance pour la conversion instrumentale de Stokes I et V est presque axialement symétrique (voir section 6.6.3). Cela justifie l'hypothèse selon laquelle C_2 est nul dans les observations 2016.

Un autre aspect à prendre en compte est que, pour l'observation de la position ($0''$, $0''$) de IRC+10216, les spectres obtenus sont légèrement contaminés par l'émission de l'anneau de CN capté par les lobes secondaires du télescope (voir section 6.6.3).

Enfin, il ne faut pas perdre de vue que ces mesures étant faites avec une seule antenne l'intensité du champ magnétique trouvée est mesurée seulement selon la ligne de visée du télescope. En conséquence, une estimation nulle ne veut pas dire qu'il n'y a pas de champ magnétique, mais que, faute de résolution spatiale suffisante, la somme des composantes du vecteur champ magnétique selon la ligne de visée s'annule dans le lobe du radiotélescope.

Même si une carte interférométrique de l'effet Zeeman était réalisée pour une taille angulaire plus grande que la composante de la ligne visée, elle ne nous donnerait pas accès au vecteur complet du champ magnétique. Néanmoins, pour étudier plus en profondeur cette question, des observations interférométriques seraient utiles. Mais à l'heure actuelle, aucun spectropolarimètre donnant accès à tous les paramètres de Stokes n'est disponible ni sur ALMA (polarimètre en commissioning, seule le mode continu est ouvert) ni sur NOEMA.

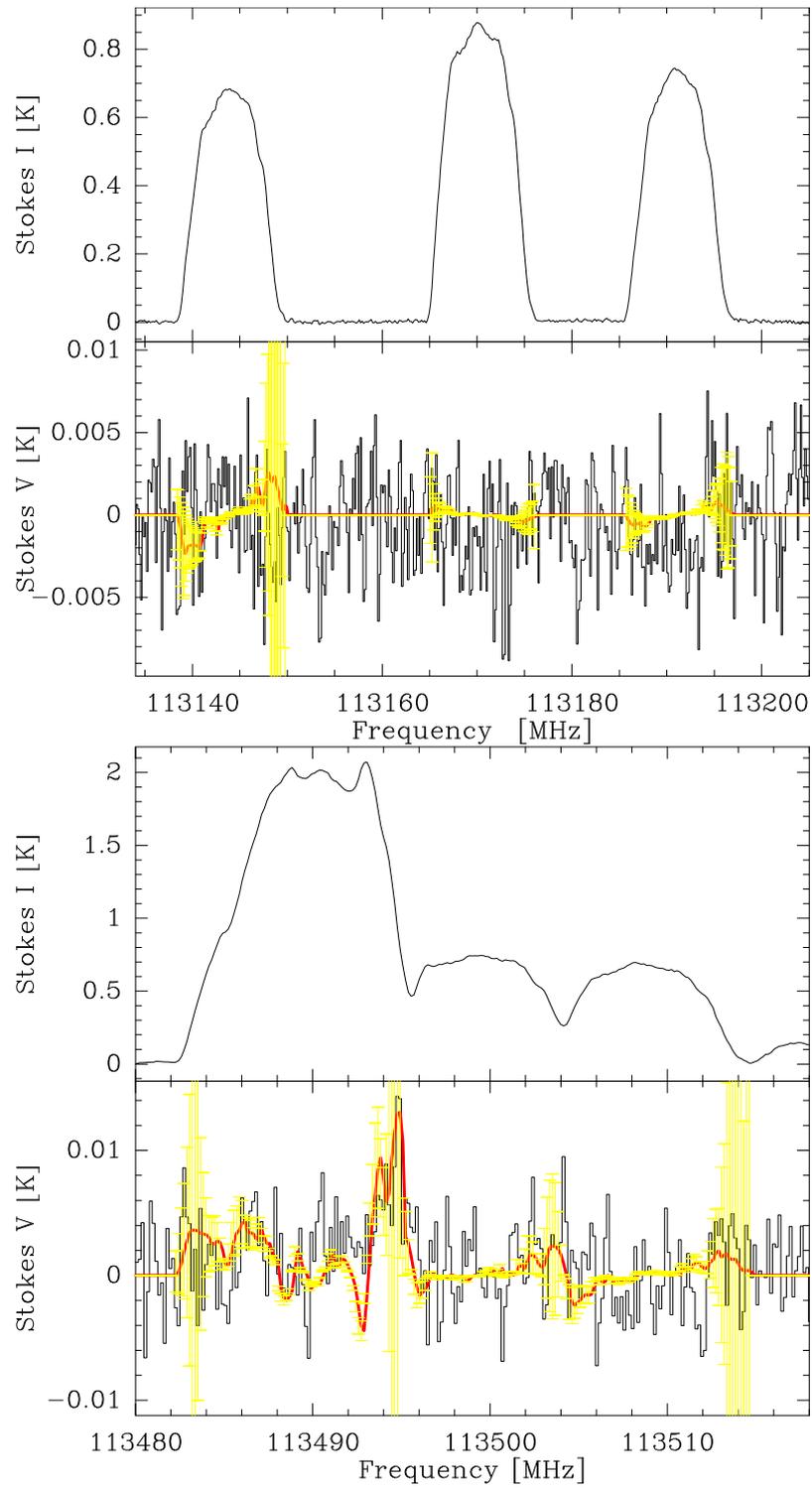


FIGURE 6.7 – IRC+10216 : Observations faites en mars et juin 2016 pour la position (+20'', +16''). *En haut* : les spectres Stokes I et V pour la transition $(1, 1/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN. *En bas* : même chose pour la transition $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN. Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge. L'erreur de la courbe d'ajustement de Stokes V est en jaune.

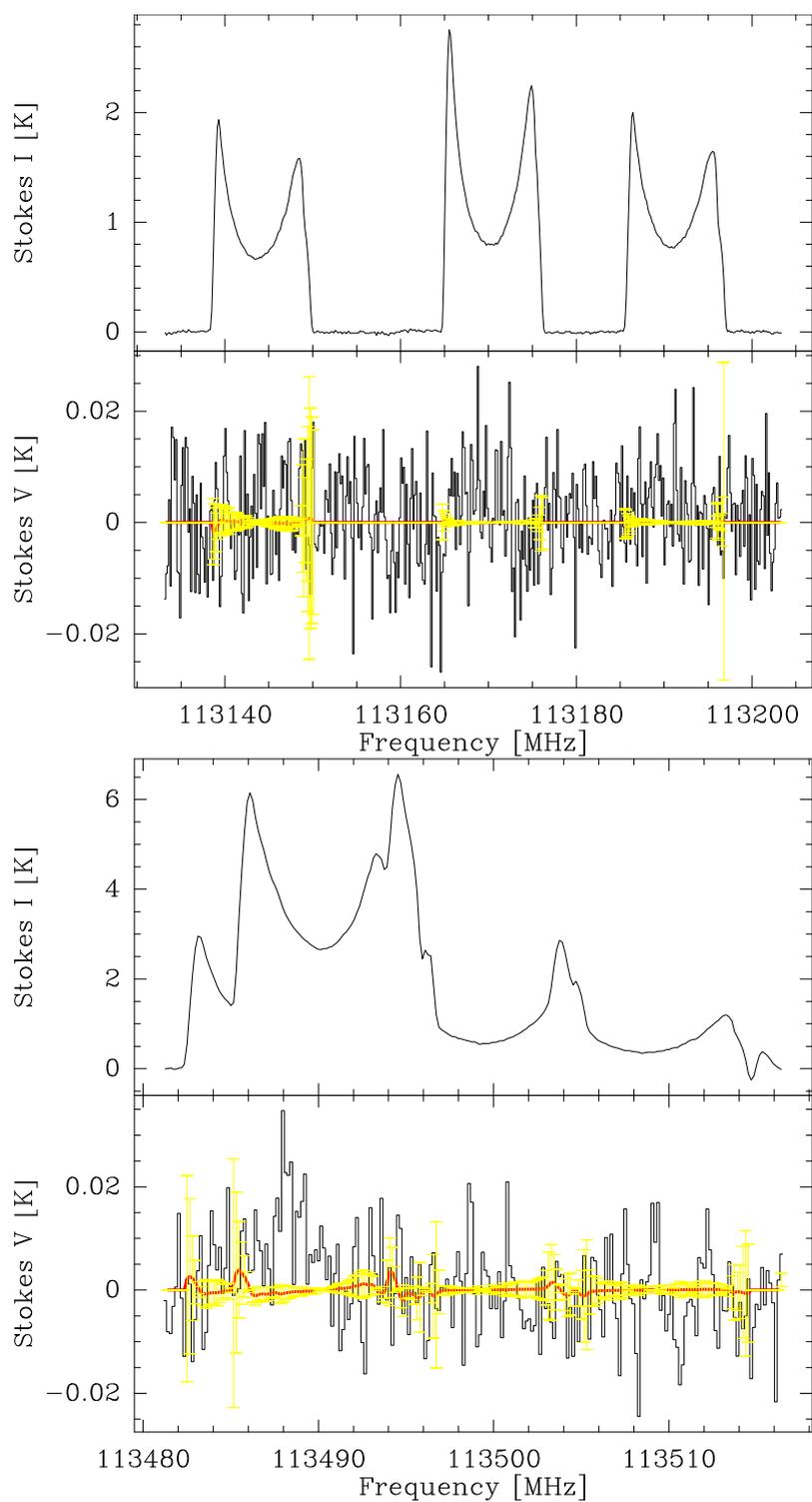


FIGURE 6.8 – Même légende que pour la figure 6.7. Observations faites en novembre 2006 pour la position ($0''$, $0''$) autour IRC+10216.

6.8 Estimation du champ magnétique pour notre échantillon

6.8.1 Carte du champ magnétique de IRC+10216

L'étoile AGB carbonée IRC+10216 a la particularité d'avoir un diamètre d'anneau de CN plus grand que le lobe principal de l'antenne 30m. Pour cette raison, CW Leo est la meilleure candidate pour effectuer la première carte du champ magnétique dans l'enveloppe d'une étoile évoluée.

Pour réaliser cette carte en entier, neuf positions ont doivent être couvertes dans l'anneau du CN. Ces positions sont décalées d'un demi-lobe par rapport aux positions adjacentes comme le montre la figure 6.9. Cependant, en raison d'une mauvaise météo et de l'augmentation du temps d'intégration pour les observations de 2016, je n'ai pas pu observer toutes ces positions.

Seulement sept d'entre elles ont pu être observées, trois pendant la session de 2006 et quatre pendant les sessions de 2016. Les estimations du champ magnétique pour ces positions sont données dans le tableau 6.5 et sur la figure 6.9.

La position centrale de l'enveloppe de CN a un spectre I présentant un profil en "U" pour chacune des composantes de la transition CN 1-0 (voir figure 6.2), ce qui signifie que cette enveloppe est en expansion. Grâce à la méthode shell de courbe d'ajustement dans CLASS, j'ai pu déterminer la vitesse d'expansion du CN qui est de $14,0 \text{ km.s}^{-1}$, ce qui correspond à la valeur trouvée par Fong et al. (2006).

Pour cette position ainsi que la position $(-18'', -10'')$, le signal V est dominé par le bruit (voir 6.8, et 6.12), je peux donc seulement estimer la borne supérieure du champ magnétique comme je l'ai expliqué dans la section 6.7.3. Les autres positions présentent un effet Zeeman important avec un bon rapport S/N (supérieur ou égal à 3σ , voir figures 6.2, 6.7, 6.11, et 6.13). En considérant la contribution instrumentale, je déduis une composante longitudinale (donnée en valeur absolue) du champ magnétique comprise entre 2,0 et 9,5 mG dépendant de la position observée (voir tableau 6.5), avec des incertitudes variant de 15% pour la position $(+20'', +16'')$ à 60% pour la position $(-10'', +20'')$. L'erreur pour la position $(+15'', -15'')$ est trois fois plus grande que la valeur de B_{los} , je dois donc considérer que cette valeur est seulement une estimation.

Pour deux positions se trouvant dans la partie Est de l'anneau de CN, la valeur du champ magnétique suivant la ligne de visée est négative.

TABLEAU 6.5 – Cartographie de l’anneau de CN de IRC+10216 : pour chaque position, B_{r_*} est l’intensité du champ magnétique extrapolée (suivant une loi en $1/r$) à un rayon stellaire (l’enveloppe de CN se trouve à 2500 UA, soit $21''$, le rayon stellaire étant de 2,3 UA).

Position arcsec	B_{los} [mG]	δB_{los} [mG]	$ B_{r_*} $ [G]	$ C_1 $ $\times 10^{-3}$	C_2 [Hz]
+0 +0 ^a	≤ 1.6		≤ 1.1	1.05	530
-10 +20 ^a	9.5	5.5	7.2	3.0	800
+15 -15 ^a	-2.0	6.7	1.5	0.55	750
-18 +10	4.4	1.8	3.3	12	no
-18 -10	≤ 3.5		≤ 2.7	12	no
+18 -04	3.0	0.5	2.2	14	no
+20 +16	-7.5	1.2	5.7	10	no

^(a) Observations faites en 2006 avant les modifications d’EMIR (voir section 6.5).

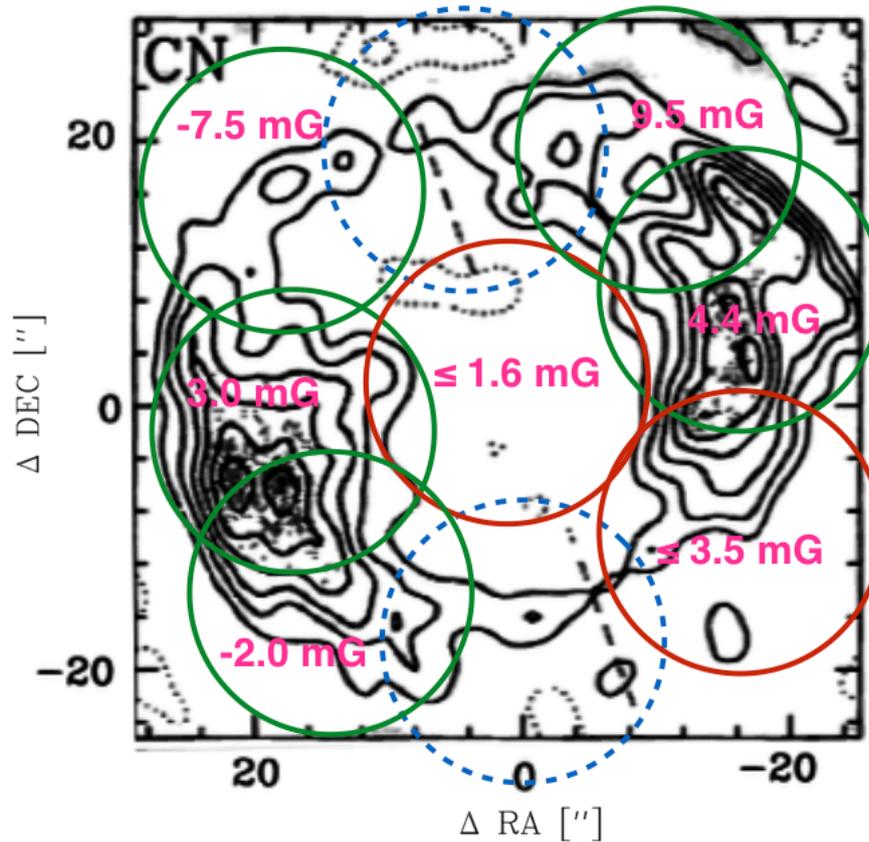


FIGURE 6.9 – Carte de l’anneau du CN de IRC+10216 adaptée de [Lucas et al. \(1995\)](#). Les cercles verts correspondent aux positions où il y a une détection Zeeman, en rouge une tentative de détection Zeeman et en pointillé bleu les positions qui n’ont pas pu être observées. Le diamètre des cercles correspond à la taille du lobe principal du radiotélescope soit $21,7''$.

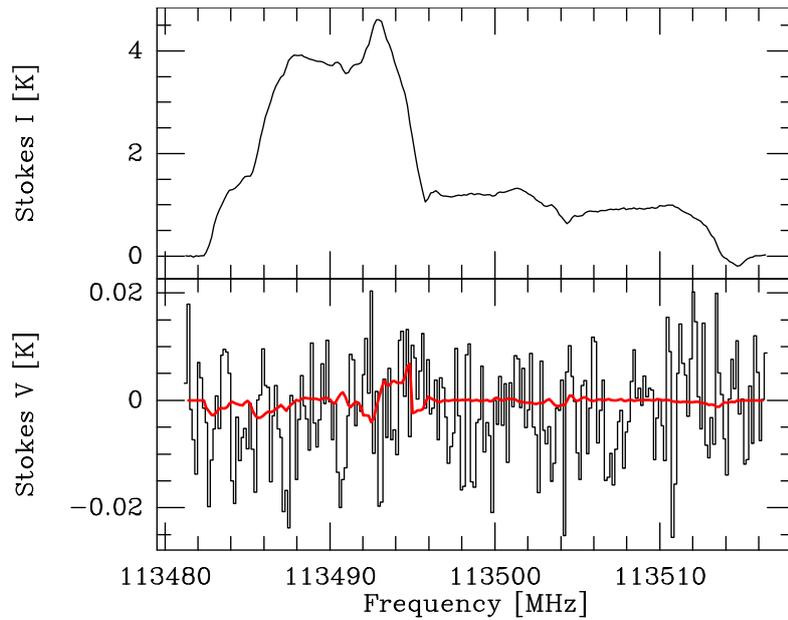


FIGURE 6.10 – IRC+10216 : observations faites en novembre 2006 pour la position (+15'', -15'') et pour la transition $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$ du CN. *En haut* : le spectre Stokes I. *En bas* : Le spectre est en noir et la courbe d'ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.

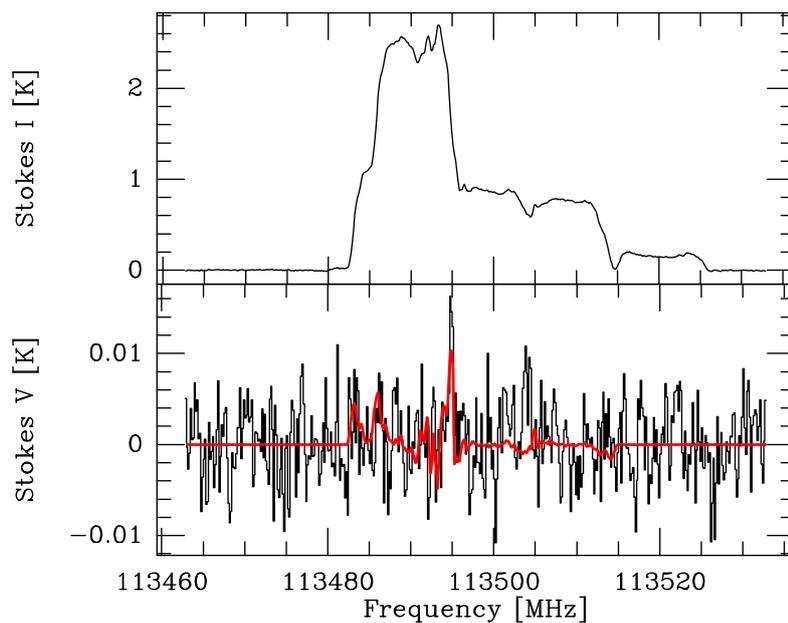


FIGURE 6.11 – Même légende que la figure 6.10 mais pour la position (-18'', +10'') de IRC+10216. observation réalisée en mars 2016.

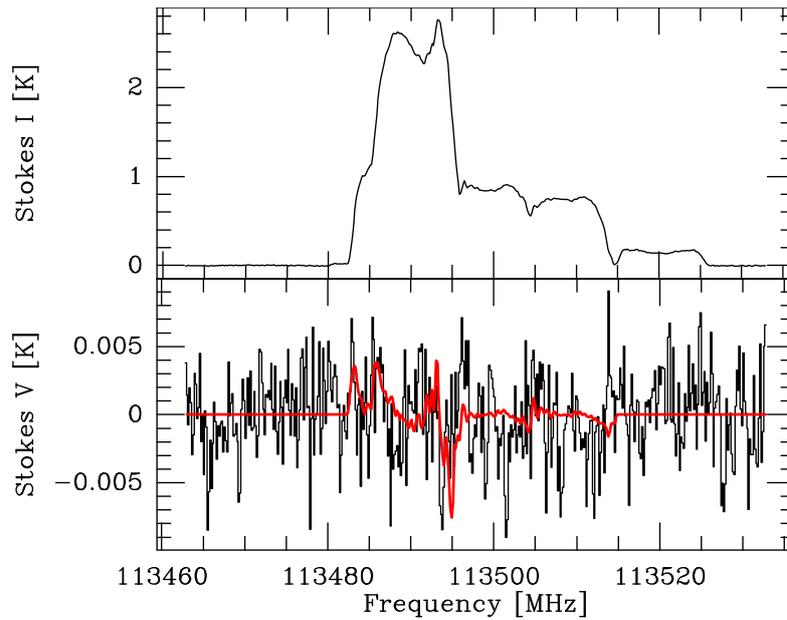


FIGURE 6.12 – Même légende que la figure 6.10 mais pour la position $(-18'', -10'')$ de IRC+10216. observation réalisée en mars et juin 2016.

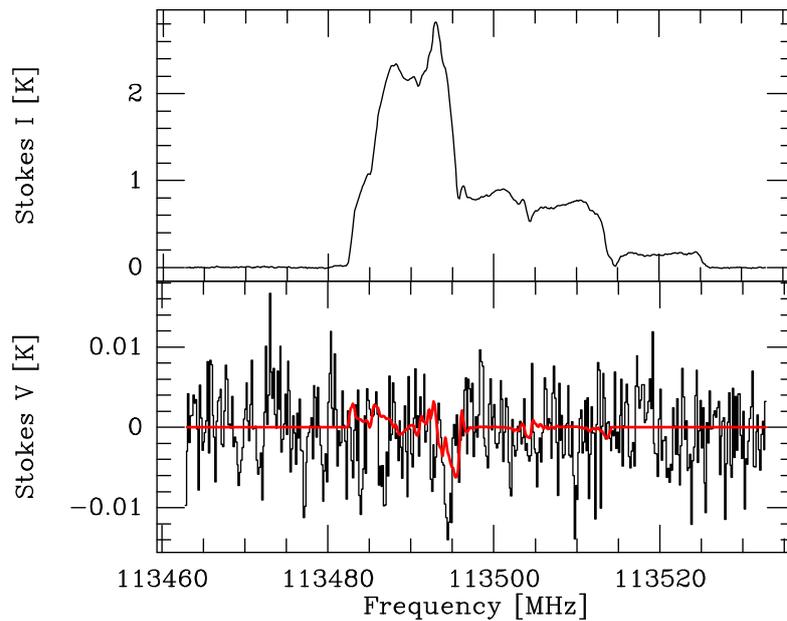


FIGURE 6.13 – Même légende que la figure 6.10 mais pour la position $(+18'', -04'')$ de IRC+10216. observation réalisée en mars et juin 2016.

6.8.2 Les autres étoiles

Pour les deux autres AGBs étudiées RW LMi et RY Dra, en raison du bruit important dans le spectre V (voir les figures 6.14 et 6.15), j'ai pu seulement estimer la limite supérieure du champ magnétique le long de la ligne de visée, qui vaut pour la première 14,2 mG et pour la seconde 3,8 mG (voir tableau 6.6).

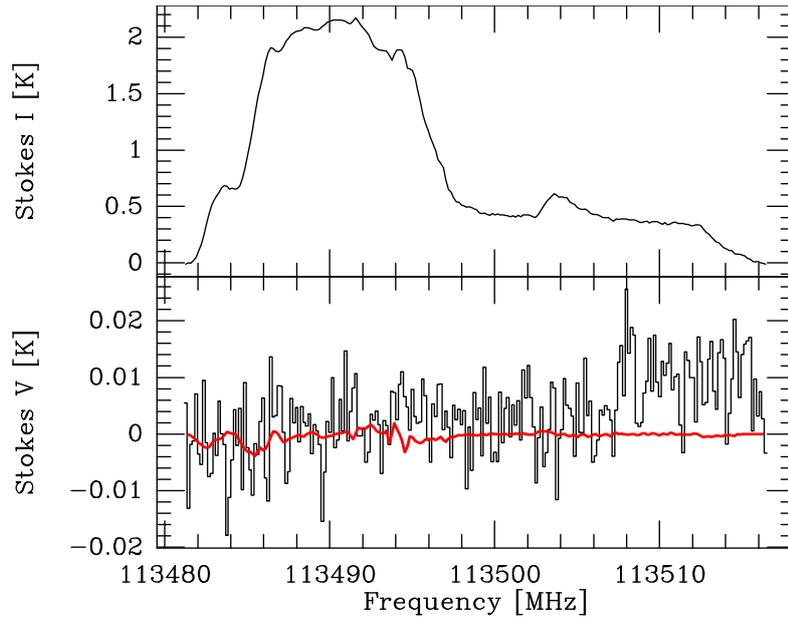


FIGURE 6.14 – RW LMi : observation faites en novembre 2006, pour la transition CN $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. *En haut* : le spectre Stokes I . *En haut* : le spectre Stokes I . *En bas* : Le spectre est en noir et la courbe d’ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.

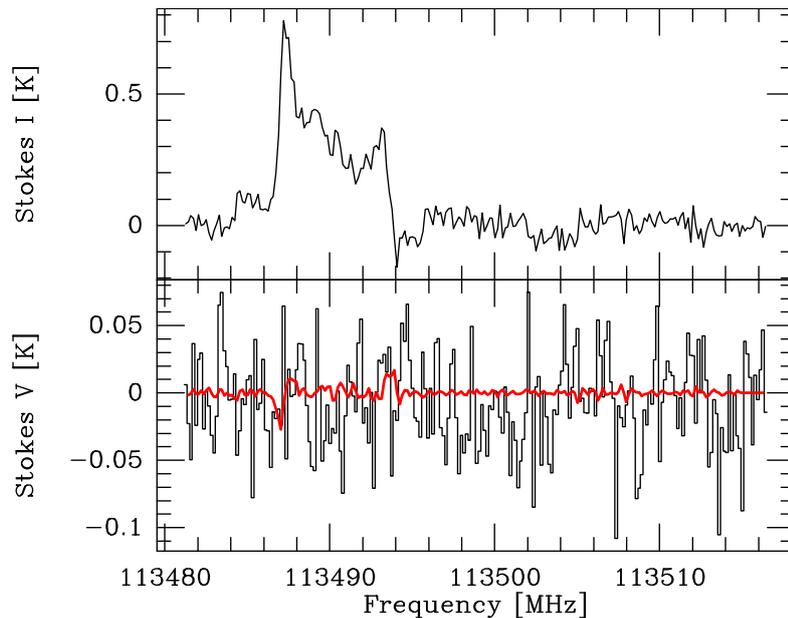


FIGURE 6.15 – RY Dra : observations faites en novembre 2006, pour la transition CN $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. *En haut* : le spectre Stokes I . *En haut* : le spectre Stokes I . *En bas* : Le spectre est en noir et la courbe d’ajustement par méthode des moindres carrés pour V est en rouge.

Pour la **p-PN** AFGL618, le signal Zeeman du paramètre de Stokes V est détecté en prenant en compte la contribution instrumentale au dessus de 3σ (voir figure 6.16 et tableau 6.6). Le champ magnétique B_{los} est estimé à 6,0 mG pour cet objet. Mais encore une fois, compte tenu de l’erreur sur la mesure, je peux seulement dire que cette estimation correspond au mieux à un ordre de grandeur de l’intensité du champ magnétique. Enfin pour l’unique **PN** de notre échantillon, je n’ai pu qu’estimer la borne supérieure de B_{los} à 8,0 mG (voir figure 6.17).

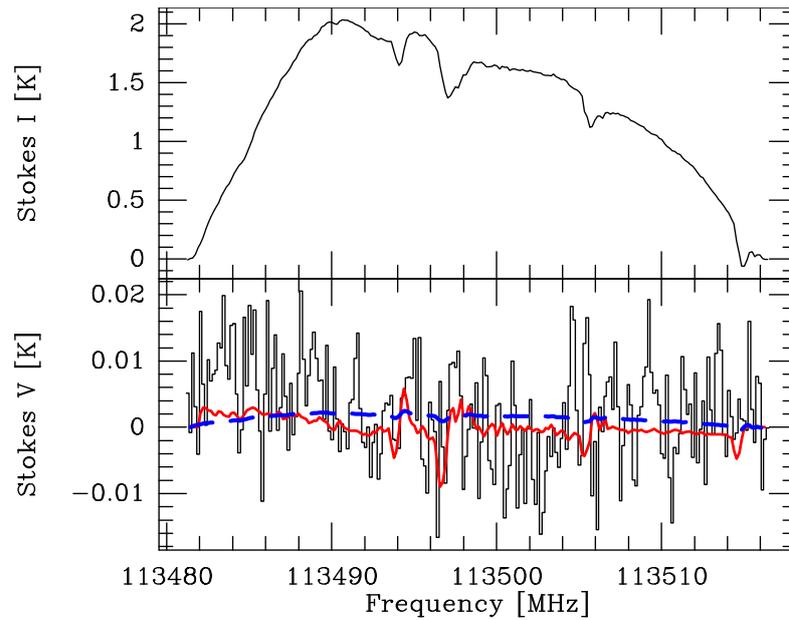


FIGURE 6.16 – AFGL618 : observations faites en novembre 2006, pour la transition $\text{CN}(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. *En haut* : le spectre Stokes *I*. *En bas* : Le spectre est en noir et la courbe d’ajustement par méthode des moindres carrés pour *V* est en rouge.

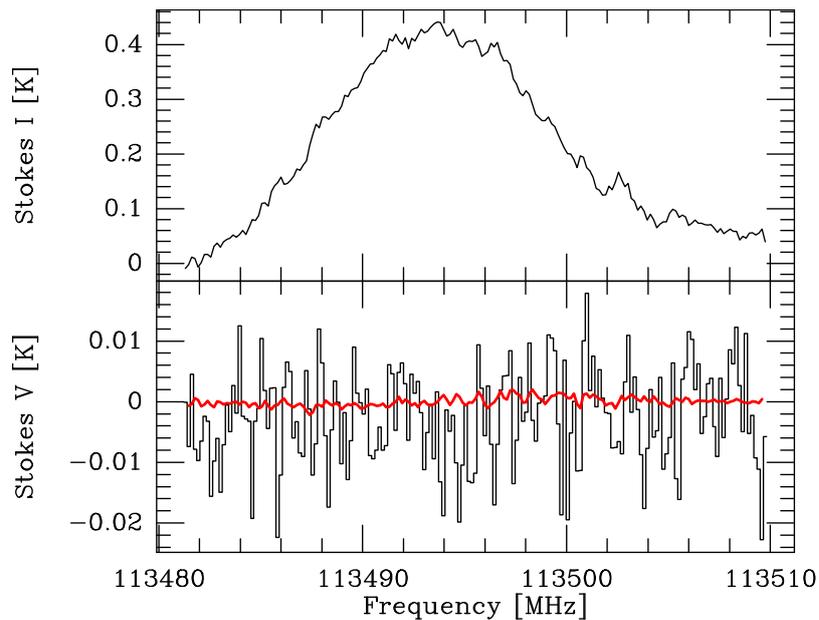


FIGURE 6.17 – NGC7027 : observations faites en novembre 2006, pour la transition $\text{CN}(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$. *En haut* : le spectre Stokes *I*. *En bas* : Le spectre est en noir et la courbe d’ajustement par méthode des moindres carrés pour *V* est en rouge.

TABLEAU 6.6 – Pour chaque objet de l'échantillon, l'intensité du champ magnétique estimée long de la ligne de visée B_{los} , son incertitude δB_{los} pour les détections, son intensité extrapolée (suivant une loi en $1/r$) à un rayon stellaire (voir section 6.9.2) et la contribution instrumentale C_1 et C_2 sont donnés.

Object	B_{los} [mG]	δB_{los} [mG]	B_{r_*} [G]	$ C_1 $ $\times 10^{-3}$	C_2 [Hz]
RW LMi	≤ 3.8		≤ 4.4	1.05	9200
RY Dra	≤ 14.2		≤ 4.8	1.15	17500
AFGL618	6.0	6.0	67.5	1.05	2750
NGC7027	≤ 8.0		$\leq 3.1 \times 10^5$	1.1	1360

6.9 Interprétations

Maintenant que le champ magnétique (ou sa limite supérieure) a été estimé pour ces étoiles passons à l'interprétation de ces résultats.

6.9.1 La distribution du champ magnétique dans l'enveloppe de IRC+10216

En considérant la symétrie de l'anneau du CN dans la figure 6.9 (voir Lucas et al. 1995), et en supposant que le champ magnétique devrait être plus intense lorsque la densité en CN est élevée, on devrait s'attendre à des valeurs semblables du champ magnétique pour différentes paires de positions : $(-10'', +20'')/(+15'', -15'')$, $(+20'', +16'')/(-18'', -10'')$, et $(+18'', -04'')/(-18'', +10'')$, ce qui n'est pas le cas.

J'observe en effet un champ magnétique plus fort dans la partie nord de l'anneau où le CN semble être moins dense. De plus, on pourrait s'attendre à une intensité du champ magnétique plus grande pour les positions $(+18'', -04'')$ et $(-18'', +10'')$ où CN observé semble être le plus dense, mais ce n'est pas non plus le cas, même si la position $(-18'', +10'')$ chevauche la position $(-10'', +20'')$ où B_{los} est fort.

Enfin la non détection de l'effet Zeeman pour la position $(+0'', +0'')$ est cohérente avec la forme d'anneau de l'enveloppe de CN (c'est-à-dire qu'il y a un trou au centre) comme montre la figure 6.9 (voir section 6.8.1).

Il existe plusieurs explications possibles pour les non-détections dans les observations. La première est que CN est moins abondant pour certaines positions. Le second est que la valeur moyenne du vecteur du champ magnétique s'annule dans le lobe du télescope. Et la dernière est que la distribution du champ magnétique n'est pas homogène dans l'enveloppe de cette étoile.

Tout d'abord, les intensités totales intégrées en CN pour chaque position montrent que la distribution du CN a légèrement changé depuis les observations de Lucas et al. (1995) : la partie Ouest de l'anneau de CN est maintenant plus faible, alors que les émissions provenant de la partie Nord sont plus fortes. Néanmoins, il n'existe pas de corrélation évidente entre l'émission de CN et l'intensité du champ magnétique.

À partir de cette étude de l'effet Zeeman, j'ai pu également déduire le signe correspondant à la direction de la composante sur la ligne de visée du vecteur du champ magnétique. Pour la plupart des positions, cette valeur est positive hormis pour les deux positions $(+15'', -15'')$ et $(+20'', +16'')$ qui ont une valeur négative. Par conséquent, on n'observe pas

d'orientation évidente du champ magnétique.

Si le champ magnétique était perpendiculaire à l'anneau de CN observé, il entraînerait le même signe pour toutes les positions, alors qu'un champ magnétique toroïdal dans l'anneau de CN avec une légère inclinaison produirait une distribution caractéristique de B_{los} avec, au centre, un champ nul, tout en maximisant l'intensité du champ magnétique pour les positions le long du grand axe avec un signe opposé de part et d'autre.

[Men'shchikov et al. \(2001\)](#) ont modélisé la structure géométrique de l'enveloppe en trois régions : la première est la région interne plus dense, avec des jets bipolaires s'étendant à plus de 60 UA ($0,5''$); la seconde région est une enveloppe moins dense où les molécules sont observées; et enfin la dernière région qui est l'enveloppe externe étendue (6.10^5 UA $\sim 1^\circ 3$). L'angle d'ouverture des jets est de 36° et l'angle entre le plan équatorial et la ligne de visée est de 40° . De ce fait, je peux extrapoler seulement les parties les moins denses du Nord au Sud dans l'anneau de CN de la carte de [Lucas et al. \(1995\)](#) correspondant à la continuité des jets. En conséquence, depuis 1995, l'anneau de CN a pu être modifié par une modification des jets ou de l'angle entre le plan équatorial et la ligne de visée mais ceci reste peu probable.

Finalement, l'intensité mesurée du champ magnétique B_{los} pourrait dépendre de l'angle de vue des jets en supposant que les vecteurs champ magnétique suivent ces derniers.

6.9.2 Comparaison avec les précédentes études et implications sur le mécanisme du champ magnétique

Pour vérifier si les valeurs du champ magnétique estimées pour ces étoiles carbonées sont cohérentes, je les ai comparées avec celles des études précédemment menées pour les étoiles évoluées oxygénées. Pour cela, j'ai supposé que le champ magnétique ne dépend pas du type chimique de l'étoile et que l'enveloppe CN pour ces objets carbonés est approximativement à la même distance que l'enveloppe OH des étoiles oxygénées, ce qui permet de comparer les valeurs de B_{los} trouvées pour ces deux enveloppes.

Les résultats trouvés par cette étude (voir tableaux 6.5 et 6.6) sont comparables à l'estimation du champ magnétique à partir des maser OH observées par [Rudnitski et al. \(2010\)](#) et [Gonidakis et al. \(2014\)](#).

De précédentes mesures du champ magnétique ont montré que son intensité diminue dans l'enveloppe circumstellaire en $1/r$ ou $1/r^2$ ([Vlemmings 2012](#)). Cela est montré dans la figure 6.18. De plus, [Lèbre et al. \(2014\)](#) ont obtenu la première estimation de la force du champ magnétique (2-3 G) à la surface d'une étoile Mira (χ Cyg, $R_\star = 2$ AU). Cette mesure a été placée sur la figure 6.18 (représentée par une *), ce qui suggère fortement que le champ magnétique décroît en $1/r$ avec la distance à l'objet central. Afin de vérifier ce comportement, j'ai placé mes estimations de B_{los} pour toutes les étoiles de l'échantillon (AGB, p-PN, et PN) sur la figure 6.18 qui représente l'intensité du champ magnétique mesurée en fonction de la distance radiale au centre de l'étoile. Les résultats obtenus pour les étoiles carbonées confirment que la variation du champ magnétique en $1/r$ est le scénario le plus probable, et excluent définitivement une variation en $1/r^3$. Toutes les mesures faites jusqu'à présent ont tendance à favoriser une variation en $1/r$, ce qui implique que le champ magnétique est toroïdal ([Pascoli 1997](#)).

En adoptant cette loi, j'ai pu extrapoler B_{los} à une distance d'un rayon stellaire (B_{r_\star} ,

voir tableaux 6.5 et 6.6). Pour les AGBs RY Dra et RW LMi, la limite supérieure de la force du champ magnétique à la surface est de quelques Gauss, tandis que pour IRC+10216 le champ magnétique est estimé à 7,2G avec une valeur moyenne de 3,8 G. Ces valeurs sont en accord avec l'estimation de Lèbre et al. (2014) pour χ Cyg. Pour la p-PN AFGL618, le champ magnétique de surface obtenu est d'une dizaine de gauss. Pour cet objet, Sabin et al. (2014) ont observé un champ magnétique bien aligné et organisé le long de la direction polaire (mais pas de champ équatorial toroïdal) parallèle à l'axe principal des jets. La valeur de la borne supérieure de B_{los} dans l'enveloppe de la PN NGC7027 est compatible avec celle trouvée par Sabin et al. (2007, de l'ordre de quelques mG à 3000-4000 UA) ou encore celle de Gómez et al. (2009) pour la jeune PN K 3-35 de 0,9 mG estimée à partir du maser OH.

En fait, l'estimation de Sabin et al. (2014) à 3000-4000 UA faite à partir des observations polarimétriques de SCUBA implique que le champ magnétique dans l'enveloppe CN (à 100000 UA) devrait être plus faible, ce qui explique pourquoi je ne l'ai pas détecté. De plus, au-delà de 5000 UA, selon ces auteurs, il n'y a aucun signe de champ magnétique organisé et, en conséquence, B_{los} mesuré dans mon étude pourrait être nul. Néanmoins, la corrélation observée par ces auteurs entre l'orientation du champ et la structure de la nébuleuse à 3000-4000 UA souligne l'importance du champ magnétique dans cet objet. L'effet du champ magnétique dans AFGL618 et NGC7027, avec une intensité de quelques mG, domine celui de la pression thermique et entraîne un mécanisme de lancement des jets magnétiques.

Pour la PN, l'estimation de la borne supérieure de B_{r_*} semble être beaucoup trop grande par rapport aux études précédemment menées. En fait, plusieurs études (par exemple Steffen et al. 2014) indiquent l'absence d'un fort champ magnétique de l'ordre du kG à la surface stellaire de l'objet central de la PN, ce qui est en contradiction avec mon estimation faite en supposant la loi en $1/r$.

Alors que le rayon stellaire pour AGL618 (voir Sánchez Contreras et al. 2002) n'est pas bien contraint, l'estimation de B_{r_*} à la surface stellaire reste incertaine. Latter et al. (2000) ont estimé le rayon de l'objet central de NGC7027 à $3,5 \cdot 10^{-4}$ UA. Je peux donc en conclure que le champ magnétique des p-PN et PN ne suit pas une loi en $1/r$ ou que les estimations du rayon stellaire pour ces objets sont erronées.

L'interprétation des résultats obtenus pour CW Leo est difficile compte tenu des différentes estimations de B_{los} pour l'enveloppe de CN résolue. Bien que la non-détection en position centrale s'explique par une abondance inférieure due à la forme de l'enveloppe CN, donc due à un signal trop faible, on devrait s'attendre au même champ magnétique dans les deux autres positions Nord Ouest (NO) et Sud Est (SE) observées. Au contraire, seule la position NO présente une détection claire de l'effet Zeeman, donc un champ magnétique B_{los} détecté. Cela montre que le champ B_{los} n'est ni homogène ni uniforme dans l'enveloppe.

Ce résultat est conforme à l'étude du champ magnétique utilisant les molécules CO, SiS et CS par Girart et al. (2012), ce qui suggère que la morphologie du champ magnétique est possiblement complexe (les positions de leur étude se trouvent dans l'anneau CN). Une carte interférométrique plus détaillée du champ magnétique est obligatoire pour tirer des conclusions plus précises, d'autant plus qu'une nouvelle structure en forme de

spirale a récemment été découverte (Cernicharo et al. 2015a).

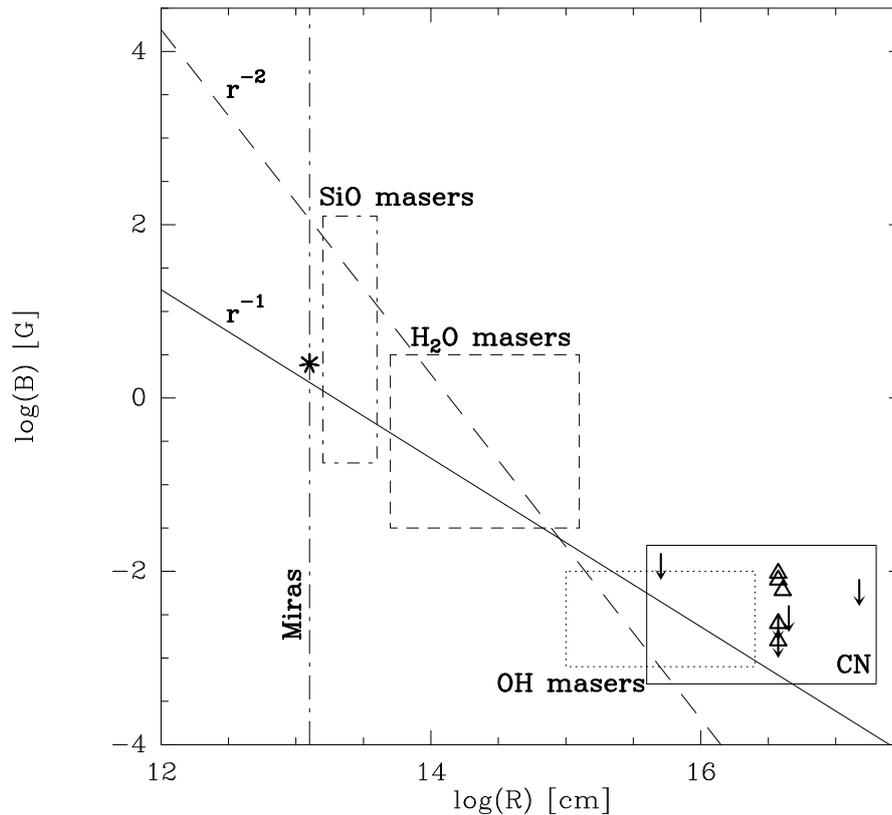


FIGURE 6.18 – Schéma de l'intensité du champ magnétique en fonction de la distance, adapté de (Vlemmings 2012). Les différentes boîtes montrent l'intervalle d'intensité du champ magnétique observée et déduite des observations des masers SiO (Kemball et al. 2009; Herpin et al. 2006), H₂O (Vlemmings et al. 2002, 2005), OH (Rudnitski et al. 2010) ainsi que celles du CN (de mon travail, les triangles indiquent les détections Zeeman et les flèches indiquent les valeurs supérieures). La ligne en pointillé indique r^{-2} (champ magnétique type solaire) et celle en continu un champ magnétique toroïdal r^{-1} . La ligne verticale en pointillé indique la surface stellaire des étoiles Miras et l'astérisque au-dessus de cette ligne correspond à la valeur du champ magnétique mesurée à la surface de χ Cyg par Lèbre et al. (2014).

6.9.3 Impact sur l'évolution stellaire

La section précédente montre que le champ magnétique décroissant en $1/r$ dans l'enveloppe de ces objets oxygénés ou carbonés est le scénario le plus probable à l'exception de la PN de notre échantillon. En conséquence, le champ magnétique semble être toroïdal dans ces objets évolués, et son intensité devrait être de quelques Gauss à leur surface stellaire.

Ceci est en accord avec les modèles de García-Segura et al. (2005). Néanmoins, mes estimations du champ magnétique à la surface stellaire, combinées à la mesure faite par Lèbre et al. (2014) pour l'étoile Mira χ Cyg de type S, sont inférieures aux valeurs prédites par Pascoli & Lahoche (2010) de l'ordre de 10-100 G à la surface stellaire pour une étoile AGB avec un champ décroissant en $1/r$. Par rapport à l'intensité requise pour un champ toroïdal initiant les jets via un gradient de pression (40 G à R_* García-Segura et al. 2005), la valeur du champ magnétique estimée ici est à nouveau trop faible à la surface stellaire.

D'autre part, dans le model hybride de vent MHD (magnétohydrodynamique) pour les étoiles type Mira, le rôle d'un champ magnétique d'environ 4 G est très important dans le processus de perte de masse de l'étoile. [Vlemmings \(2011\)](#) a montré, sur les mesures du champ magnétique trouvées dans la littérature pour le maser SiO et H₂O, que l'effet du champ magnétique domine à proximité de la photosphère. Ce n'est pas le cas dans la région OH/CN, où l'énergie du champ magnétique est au moins comparable à l'énergie cinétique.

6.10 Conclusion et perspectives

En utilisant le spectropolarimètre Xpol de l'IRAM 30m, j'ai effectué une étude du champ magnétique pour un échantillon petit mais représentatif des étoiles évoluées carbonées (trois étoiles AGBs incluant une prototype d'AGB IRC+10216, une p-PN et une PN). Grâce à l'effet Zeeman présent pour la transition 1-0 de CN, j'ai pu déterminer l'intensité du champ magnétique en utilisant la méthode de Crutcher.

L'anneau CN observé autour de CW Leo est résolu, donc plus large que le lobe principal du télescope. Ainsi j'ai pu estimer l'intensité du champ magnétique pour plusieurs positions de l'enveloppe circumstellaire.

Ce travail est la première estimation (à l'exception d'une étude préliminaire par [Herpin et al. \(2009\)](#)) de l'intensité du champ magnétique dans l'enveloppe circumstellaire des objets carbonés. Les transitions hyperfines de CN 1-0 ont été utilisées pour sonder le champ dans ces étoiles, et pour la première fois cartographier la distribution du champ magnétique dans l'objet si particulier CW Leo.

Pour les AGBs, l'estimation du champ magnétique dans la CSE est de 1,5 à 9,5 mG. Des études précédentes pour les étoiles évoluées oxygénées ont montré que le champ magnétique dans la CSE décroît en $1/r$ ou $1/r^2$ (avec r la distance au centre de l'étoile), avec une préférence pour la loi en $1/r$. Compte tenu de l'intensité du champ magnétique déduite dans l'enveloppe des objets étudiés ici et de la valeur extrapolée de B_{r^*} à la surface stellaire (entre 1,1 et 9,5 G), je peux conclure que le champ magnétique B varie en $1/r$, ce qui correspond à un champ magnétique toroïdal.

Mais un tel champ magnétique n'est pas suffisant pour initier les jets par un gradient de pression. Cependant, un champ magnétique de surface de quelques gauss peut jouer un rôle important dans le processus de perte de masse de l'étoile. En outre, notre carte de IRC+10216 montre que le champ magnétique n'est ni homogène, ni aligné dans l'enveloppe et que la morphologie de la distribution de CN pourrait avoir changé depuis 1995.

Pour les étoiles centrales de la p-PN AGFL618 et la PN NGC7027, les valeurs trouvées pour B_{los} de 6,0 mG pour AFGL618 et la limite supérieure de 8,0 mG pour NGC7027 correspondent à un champ magnétique de surface de 67 G et à une limite supérieure de $3,5 \cdot 10^5$ G respectivement, si B varie en $1/r$. Pour ces deux types d'objets, je peux tirer la conclusion que le champ magnétique pourrait ne pas suivre la loi en $1/r$, c'est-à-dire que quelque chose lors de l'évolution stellaire entre la phase AGB et post-AGB pourrait avoir changé la topologie du champ magnétique. Des observations polarimétriques plus spécifiques pour cette classe d'objet sont nécessaires.

Enfin pour la première fois, la contamination instrumentale a été soigneusement estimée pour ce genre d'étude. De plus, considérant que les mesures portent seulement sur le champ magnétique selon la ligne de visée, une non détection ne signifie pas qu'aucun champ magnétique n'est présent mais que la somme des composantes du vecteur s'annule sur cet axe.

Une cartographie en utilisant un spectropolarimètre avec un interféromètre comme ALMA ou NOEMA est nécessaire pour minimiser ce risque d'erreur et pour mieux comprendre le rôle du champ magnétique dans l'évolution des étoiles.

Chapitre 7

Conclusion et Perspectives

« Une conclusion mathématique est à la fois philosophique et métaphysique »

Nanan-akassimandou

Sommaire

7.1 Conclusions	128
7.1.1 L'enveloppe circumstellaire d'une jeune supergéante rouge : Bételgeuse	128
7.1.2 Estimation du champ magnétique et de son impact sur l'évolution des étoiles de masse solaire et intermédiaire	130
7.2 Perspectives	131
7.2.1 Étude de la variabilité du maser SiO de Bételgeuse	131
7.2.2 Pour aller plus loin dans l'étude du champ magnétique des étoiles évoluées	131

7.1 Conclusions

Tout au long de leur vie, les étoiles connaissent des changements physiques et chimiques importants. Lors de leur fin de vie, les étoiles alors appelées étoiles évoluées connaissent les changements les plus importants de leur structure et de leur composition chimique, ainsi que de leurs propriétés physiques. Pour toutes ces étoiles, qu'elles soient de masse solaire, intermédiaire ou massives, leur enveloppe circumstellaire est expulsée, enrichissant ainsi le milieu interstellaire et permettant de créer une nouvelle génération d'étoiles. Ce phénomène est précédé de l'apparition d'un vent stellaire et d'un taux de perte de masse important pour les étoiles évoluées. Cependant, à l'heure actuelle, que ce soit pour les étoiles AGBs ou les RSGs, l'initiation de la perte de masse reste énigmatique. Mais grâce à de nombreuses études qui ont été menées, il semblerait que plusieurs processus physiques soient à l'origine de ce phénomène, dont les effets du champ magnétique.

Les travaux effectués pendant cette thèse s'inscrivent dans ce contexte. À l'aide d'observations aux longueurs d'onde radio avec le radiotélescope IRAM 30m, j'ai pu faire un inventaire moléculaire de l'enveloppe circumstellaire de la célèbre supergéante rouge Bételgeuse afin de déterminer si des molécules permettant d'étudier le champ magnétique étaient présentes.

Dans un second temps, toujours par des observations radio, j'ai estimé le champ magnétique pour des étoiles AGBs carbonées ainsi que pour une p-PN et une PN.

De plus, pour la première fois une cartographie du champ magnétique pour l'enveloppe de CN d'une AGB résolue IRC+10216 a été réalisée.

7.1.1 L'enveloppe circumstellaire d'une jeune supergéante rouge : Bételgeuse

L'étude de l'inventaire des espèces chimiques de l'enveloppe circumstellaire de α Ori à 1,3 et 3 mm a révélé très peu de raies spectrales. De plus, les raies identifiées ont révélé seulement sept molécules différentes : CO, ^{13}CO , CN, HCN, SO, SO_2 et le SiO. Certaines de ces espèces ont déjà été détectées dans l'enveloppe interne et intermédiaire. La majorité des espèces chimiques sont oxygénées, ce qui est en accord avec l'hypothèse que Bételgeuse est une RSG jeune.

Pour CO, ^{13}CO et HCN, les profils de raie sont composés de deux voire trois composantes (pour HCN à 1,3 mm), suggérant ainsi qu'il existe plusieurs couches de gaz d'une même espèce avec une vitesse d'expansion propre à chacune. De plus, les profils sont asymétriques, indiquant que la zone d'émission est également asymétrique.

Kervella et al. (2016) ont mis en évidence l'existence d'un flux polarisé asymétrique assez important autour de Bételgeuse qui proviendrait de la diffusion de la poussière. Cette asymétrie se retrouve aussi dans l'enveloppe intermédiaire de Bételgeuse. En effet, Richards et al. (2013) ont observé deux arcs, l'un orienté Sud-Ouest avec une forme sphéroïdale et un second d'environ 100 milliarcsec à l'extérieur du rayon photosphérique orienté dans le même sens que le panache de CN vu par Kervella et al. (2009). Enfin, l'asymétrie est également présente dans la couche externe : une étude de CO à 1,3 mm a été réalisée par O'Gorman et al. (2012) et a mis en évidence deux jets externes S1 et S2, avec

des vitesses moyennes 9,8 et 14,3 km.s⁻¹, en accord avec les vitesses que j'ai estimées.

L'étude de l'abondance relative des espèces détectées a montré que les valeurs trouvées sont plus faibles pour cette étoile que celles de ses consœurs RSGs et AGBs. L'abondance de HCN, estimée à $5,3 \cdot 10^{-8}$ est inférieure d'un à deux ordres de grandeur par rapport à celle des autres étoiles évoluées (Ziurys et al. 2009). Ce qui peut être expliqué par le faible taux de perte de masse de Bételgeuse $1-3 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Le Bertre et al. 2012b).

En effet, une étude de Olofsson et al. (1991) montre que l'abondance de HCN augmente avec un taux de perte masse plus important. En outre, les rapports isotopiques des molécules CO, SiO détectées et le rapport SO/SO₂, soit respectivement 5,8, 2,9 et 2,9 montrent que α Ori a subi un dredge-up ; cette hypothèse avait déjà été avancée par Richards et al. (2013).

De plus, l'étude des vitesses d'expansion de molécules détectées montre que pour CO, ¹³CO, et HCN, il existe deux enveloppes de gaz ayant chacune sa vitesse propre, suggérant que l'enveloppe avec la vitesse la plus élevée (environ 14 km.s⁻¹) est plus externe que la seconde qui a une vitesse moins grande (d'environ 4 km.s⁻¹). En effet, des modèles d'accélération du vent stellaire ont montré que le vent est accéléré dans les parties les plus externes de l'enveloppe intermédiaire par la pression de radiation de l'étoile (Woitke 2006b,a).

Grâce à ces estimations ainsi qu'à celle des rapports isotopiques montrant un dredge-up a eu lieu, je peux en déduire que le ¹³CO produit par le cycle CNO dans l'enveloppe interne remonte par un processus de dragage dans l'enveloppe externe. La vitesse d'expansion du CN détectée étant comparable à la vitesse inférieure de HCN (4 km.s⁻¹), je peux en déduire que ces deux molécules se trouvent dans l'enveloppe externe de l'étoile, ce qui peut suggérer que HCN est produit par photodissociation grâce aux UV du milieu interstellaire. Cependant le fait de détecter le CN seulement à 1,3mm dans une partie plus interne de l'enveloppe qui est protégée des UV, suggère que le HCN est produit non pas à partir du CN, mais plutôt par la perte de masse de l'astre. Pour les autres espèces oxygénées, la vitesse d'expansion d'environ 1 km.s⁻¹ indique qu'elles se trouvent dans l'enveloppe externe de Bételgeuse. Cependant ces molécules se forment dans la zone de la formation de poussière et grains soit à 3 - 15R_{*}. Elles ont pu se retrouver dans cette partie externe sous l'effet du vent stellaire.

Pour la première fois le maser SiO v=1 a été détecté à 1,3 et 3 mm. De précédentes observations avaient été réalisées un an auparavant mais sans succès, pouvant être expliquées soit par un rapport signal sur bruit meilleur que dans les observations de 2015 pour une même résolution spectrale, soit que pour la première fois le maser s'est activé, ou une simple variation du maser, ce qui indique une modification des conditions physiques dans Bételgeuse.

Enfin en comparant ces résultats avec des études menées précédemment sur différentes étoiles évoluées notamment la seconde RSG la plus étudiée VY CMa, les abondances des espèces chimiques contenues dans la CSE de Bételgeuse restent toujours inférieures à celles trouvées pour les autres étoiles évoluées (pour VY CMa voir Ziurys et al. 2009).

Enfin, le peu de raies détectées, ainsi que la non détection d'espèces chimiques telles que CS, MgCN et MgNC contrairement à VY CMa (Ziurys et al. 2009) favorisent l'hypothèse que α Ori est une jeune RSG où les processus chimiques n'ont pas encore eu le temps de se mettre en place.

7.1.2 Estimation du champ magnétique et de son impact sur l'évolution des étoiles de masse solaire et intermédiaire

Pour la première fois, le champ magnétique a été estimé dans l'enveloppe circumstellaire d'étoiles évoluées carbonées, grâce à des observations faites avec le spectropolarimètre du radiotélescope IRAM 30m.

L'échantillon d'étoiles carbonées étudié est composé de trois AGBs, une p-PN, et une PN. Parmi ces étoiles, IRC+10216 a une enveloppe de CN résolue, c'est-à-dire plus large que le lobe principal de l'antenne radio, permettant de faire pour la première fois une carte du champ magnétique régnant dans l'enveloppe circumstellaire d'une étoile évoluée. Grâce au CN, espèce paramagnétique, j'ai pu estimer la valeur du champ magnétique à l'aide de l'effet Zeeman pour la transition $J = 1 - 0$, en utilisant une méthode d'ajustement en moindres carrés du paramètre Stokes V développée par Crutcher et al. (1996).

Cette étude a révélé, pour les étoiles AGBs, que le champ magnétique régnant dans l'enveloppe circumstellaire de ces objets a une intensité allant de 1,5 à 9,5 mG.

Des études réalisées précédemment pour les étoiles évoluées oxygénées ont montré que le champ magnétique décroît avec la distance à l'objet central soit en $1/r$ soit en $1/r^2$, avec une préférence pour $1/r$ d'après la première estimation du champ magnétique à la surface d'une étoile Mira (Lèbre et al. 2014).

De plus, en comparant les résultats que j'ai obtenus aux études réalisées avec les masers SiO, H₂O et OH, le champ magnétique semble décroître en $1/r$ dans l'enveloppe des étoiles évoluées. Ainsi en appliquant cette loi en $1/r$ sur mes estimations de B_{los} , j'ai pu estimer la valeur du champ magnétique à la surface stellaire B_r^* qui est comprise entre 1,1 et 9,5 G. Ce résultat est en accord avec l'estimation faite par Lèbre et al. (2014) pour l'étoile χ Cyg. Je peux donc conclure que le champ magnétique B varie bien comme $1/r$ dans la CSE, ce qui correspond à un champ magnétique toroïdal.

Toutefois, ce champ magnétique n'est pas suffisant pour initier les jets. Cependant, un champ magnétique de surface de quelques gauss peut jouer un rôle important dans le processus de perte de masse de l'étoile. Enfin, la carte faite pour IRC+10216 montre que le champ magnétique n'est ni aligné ni homogène dans l'enveloppe, et que la morphologie de l'enveloppe de CN pourrait s'être modifiée depuis 1995.

L'estimation de B_{los} pour la p-PN AFGL618 est de 6,0 mG et la limite supérieure pour la PN NGC7027 est de 8,0mG. En appliquant la loi en $1/r$, l'intensité du champ magnétique à la surface de ces étoiles est estimée pour la première à 67 G et pour la seconde

la borne supérieure à $3,5 \cdot 10^5$ G. Au vu de ces résultats, il est peu probable que le champ magnétique de ces objets suive la loi en $1/r$, suggérant une modification de la topologie du champ magnétique pendant l'évolution AGB à PN.

7.2 Perspectives

7.2.1 Étude de la variabilité du maser SiO de Bételgeuse

L'étude de masers permet de mieux comprendre et connaître l'évolution des enveloppes circumstellaires, au fur et à mesure qu'elles deviennent plus denses suite à de la perte de masse. Nous avons détecté pour la première fois en mars 2015 le maser SiO $v = 1$ alors qu'il n'avait jamais été mis en évidence. Pour comprendre le processus du déclenchement de ce maser, nous en avons réalisé un suivi de décembre 2016 à mai 2017, à raison d'une observation tous les mois, avec les antennes IRAM-30m et Effelsberg permettant de couvrir les deux premières transitions de SiO $v = 1$.

Le but de ces observations est de comprendre si pour la première fois le maser vient de s'initialiser indiquant un changement de statut évolutif ou si ce maser est très variable dans le temps, ce qui expliquerait les non-détections des études précédentes. Après une première analyse succincte des observations faites avec l'antenne 30m, nous ne semblons pas détecter le maser pendant ces périodes d'observation.

7.2.2 Pour aller plus loin dans l'étude du champ magnétique des étoiles évoluées

Pour aller plus loin dans la compréhension du rôle du champ magnétique sur la perte de masse des étoiles évoluées, nous avons besoin de nouvelles études. Si le champ magnétique commence à être assez bien estimé et compris pour les étoiles AGBs, notre cartographie du champ magnétique de l'enveloppe de CN de CW Leo montre qu'il est difficile d'en comprendre la structure. Pour mieux comprendre ce qui se passe dans cette enveloppe, il faudrait faire une carte interférométrique de CN dans un premier temps, et, dans un second temps, faire une carte interférométrique du champ magnétique.

Cependant à l'heure actuelle, aucun polarimètre n'est en fonctionnement sur ALMA (plus exactement, seulement en continuum, le mode spectral n'étant toujours pas officiellement commissionné) ou NOEMA. De plus, très peu d'études du champ magnétique ont été réalisées pour les PNe et les RSGs, une meilleure compréhension pour ces types d'objets pourrait éclaircir le processus de leur perte de masse et les mécanismes permettant d'initier les jets présents dans leurs enveloppes.

Enfin pour faciliter l'étude du champ magnétique, nous aurions besoin de connaître les coefficients pour la transition CN 2-1 à 1,3 mm (jamais publiés à ce jour), ce qui permettrait d'estimer le champ magnétique de Bételgeuse.

Annexe A

Acronymes

- AGB** asymptotic giant branch. 8–11, 16, 17, 19–21, 37, 40, 77, 80, 87, 91–95, 108, 111, 115–118, 120–122
- BSG** blue supergiant. 12, 21
- CSE** circumstellar envelope. 17, 18, 91, 92
- ET** équilibre thermodynamique. 17
- HR** diagramme de Hertzsprung-Russell. 5
- ISM** interstellar medium. 16
- LBV** luminous blue variable. 13
- MS** main Sequence. 8
- PN** planetary nebula. 4, 21, 40, 91–95, 111, 115–118, 120–122
- PNe** planetary nebulae. 91, 92, 123
- p-PN** proto-planetary nebula. 92, 111, 115–118, 120–122
- PT** Pulsation Thermique. 9, 10
- RGB** red giant branch. 7, 91
- RSG** red supergiant. 7, 13, 16, 21, 120, 121, 123
- SN** supernova. 4, 13, 40
- SP** séquence principale. 5, 7
- WC** C-rich Wolf-Rayet. 13, 14
- WD** white dwarf. 4
- WNE** early N-rich Wolf-Rayet. 13, 14
- WNL** late N-rich Wolf-Rayet. 13, 14
- WR** Wolf-Rayet. 13

Annexe B

Article A&A : Le champ magnétique dans IRC+10216 et dans d'autres étoiles carbonées évoluées

Article accepté pour publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* le 10 Mai 2017 (Duthu et al. 2017)

Magnetic field in IRC+10216 and other C-Rich evolved stars

A. Duthu¹, F. Herpin¹, H. Wiesemeyer², A. Baudry¹, A. Lèbre³, and G. Paubert⁴

¹ Laboratoire d'astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, F-33615 Pessac, France
e-mail: alizee.duthu@bordeaux.fr

² Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

³ Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, CNRS et Université de Montpellier, Place E. Bataillon, 34090 Montpellier, France

⁴ Instituto Radioastronomía Milimétrica (IRAM), Av. Divina Pastora 7, Núcleo Central, 18012 Granada, Spain

May 17, 2017

ABSTRACT

Context. During the transition from the Asymptotic Giant Branch (AGB) to planetary nebulae (PN), the circumstellar geometry and morphology change dramatically. Another characteristic of this transition is the high mass-loss rate, that can be partially explained by radiation pressure and a combination of various factors, such as the stellar pulsation, the dust grain condensation, and opacity in the upper atmosphere. The magnetic field can also be one of the main ingredients that shapes the stellar upper atmosphere and envelope.

Aims. Our main goal is to investigate for the first time the spatial distribution of the magnetic field in the envelope of IRC+10216. More generally we intend to determine the magnetic field strength in the circumstellar envelope (CSE) of C-rich evolved stars, compare this field with previous studies for O-rich stars, and constrain the variation of the magnetic field with r the distance to the star's centre.

Methods. We use spectropolarimetric observations of the Stokes V parameter, collected with Xpol on the IRAM-30m radiotelescope, observing the Zeeman effect in seven hyperfine components of the CN $J = 1-0$ line. We use the Crutcher et al. (1996) method to estimate the magnetic field. For the first time, the instrumental contamination is investigated, through dedicated studies of the power patterns in Stokes V and I in detail.

Results. For C-rich evolved stars, we derive a magnetic field strength (B) between 1.6 and 14.2 mG while B is estimated to be 6 mG for the proto-PN (PPN) AFGL618, and an upper value of 8 mG is found for the PN NGC7027. These results are consistent with a decrease of B as $1/r$ in the environment of AGB objects, that is, with the presence of a toroidal field. But this is not the case for PPN and PN stars. Our map of IRC+10216 suggests that the magnetic field is not homogeneously strong throughout or aligned with the envelope and that the morphology of the CN emission might have changed with time.

Key words. magnetic field – evolved star – Carbon star – AGB – IRC+10216 – PN – PPN

1. Introduction

Prior to the planetary nebula (PN) stage, stars ascend the Asymptotic Giant Branch (AGB) phase and become thousands of times more luminous than on the main sequence. The central object experiences thermal pulses (Habing 1996). In addition, these stars lose significant amounts of their mass in the form of stellar winds. These outflows will form chemically rich circumstellar envelopes (CSEs) around the AGB stars. The more massive AGB stars exhibiting larger luminosities, longer pulsation periods, and enhanced mass losses also show strong OH maser emission and are referred to as OH/IR stars. This transition from AGB to PN is hence characterised by a high mass-loss rate (e.g. De Beck et al. 2010). The mass-loss mechanism is driven mainly by the radiation pressure on the dust although a combination of several other factors may also play an important role (e.g. Höfner et al. 2016), including the stellar pulsation, the condensation and opacity of dust stellar grains in the upper atmosphere, and magnetic activity.

Moreover, during this stellar evolution, the star's geometry changes drastically; the quasi-spherical object inherited from the main sequence becomes axisymmetrical, point-like symmetrical, or even shows higher-order symmetries when reaching the protoplanetary nebulae (PPN) and PN stage (e.g. Balick & Franck 2002). The classical or Generalized Interacting Stellar Winds (GISW) models try to explain this shaping as the interaction be-

tween a slow AGB wind with a faster post-AGB wind. However, modelling of complex structures with peculiar jets is difficult. Moreover, this mechanism will amplify an initial asymmetry in the slow wind that has to be explained first. Understanding the launching of post-AGB jets is fundamental to understanding the post-AGB evolution. In several cases, the presence of a nearby companion might produce and maintain disks, jets, or an envelope rotation, and could explain how the shaping is launched (e.g. Akashi et al. 2015; Boffin et al. 2012). There are indications of stable, probably rotating disks in some post-AGB nebulae, mainly around binary stars (Alcolea et al. 2007; Bujarrabal & Alcolea 2013).

Stellar magnetism can be one of the main ingredients in the shaping process. As a catalyst and/or as a collimating agent it could be the cause of a higher mass-loss rate in the equatorial plane, and thus could determine the global shaping of these objects (Blackman 2009). In addition, the ejection of massive winds by AGB stars could be triggered by magnetic activity in the degenerated core as demonstrated with magneto-hydrodynamics (MHD) simulations (Pascoli & Lahoche 2008, 2010).

Actually, there are several indications of the presence of a magnetic field at the stellar surface and in the CSE of these post-main sequence objects. In the Red Giant Branch (RGB) phase, magnetic fields have been detected. Aurière et al. (2015) obtained 29 Zeeman detections with Narval/ESPADONs in a sample of active single G-K giants revealing, for the majority

Table 1: Source list and observation parameters. The rms is for a velocity resolution of 0.2 km.s^{-1} in Stokes I .

Object	Type	RA [h m s]	Dec ^a [° ' "]	d [pc]	V_{LSR} [km s ⁻¹]	L_{bol} [10 ³ L_{\odot}]	\dot{M} [10 ⁻⁶ M_{\odot} /yr]	T_{sys} [K]	rms [mK]
IRC+10216	AGB	09 47 57.38	+13 16 43.7	120 ^d	-25.5	9.8 ^d	10-40 ^e	200-220	12-14
RW LMi	AGB	10 16 02.35	+30 34 19.0	400 ^d	-1.6	10 ^d	5.9 ^f	200-260	12
RY Dra	AGB	12 56 25.91	+65 59 39.8	431 ^d	-7.3	4.5 ^d	0.2 ^g	290-360	60
AFGL618	PPN	04 42 53.67	+36 06 53.2	900 ^a	-25.0	10-14 ^b	20-110 ^c	200	14
NGC7027	PN	21 07 01.59	+42 14 10.2	980 ^h	25.0	7.2 ^h	N/A	230-250	14

Notes. ^(a) Sanchez Contreras & Sahai (2004). ^(b) Knapp et. al (1993). ^(c) Lee et al. (2013a,b). ^(d) Ramstedt & Olofsson (2014). ^(e) De Beck et al. (2012). ^(f) De Beck et al. (2010). ^(g) Cox et al. (2012). ^(h) Zijlstra et al. (2008).

of them, a dynamo-type magnetic field. Konstantinova-Antova et al. (2014) have reported the detection of magnetic fields at and above the Gauss level in approximately 50% of their RGB/AGB sample demonstrating that the magnetic field is commonly detected at the surface of these objects. Moreover, several studies have revealed the presence of a strong magnetic field in the CSE of AGB, post-AGB stars, and PNe. For O-rich AGB objects, the magnetic field strength is estimated from the polarised maser emission of several molecules, located at different distances from the central star: $B \sim 0-18 \text{ G}$ with mean value of 3.5 G in the inner part at $5-10 \text{ AU}$ (SiO masers, Herpin et al. 2006), a few 100 mG at 100 AU (water masers, Vlemmings et al. 2001; Leal-Ferreira et al. 2013), and around 10 mG in the outer part at $1000-10\,000 \text{ AU}$ (OH masers, Kemball & Diamond 1997; Rudnitski et al. 2010). Recently, for the first time the magnetic field strength has been estimated to be about $2-3 \text{ G}$ at the surface of the S-type Mira star $\chi \text{ Cyg}$ (Lèbre et al. 2014). Moreover, direct observational evidence of large-scale magnetic fields at the surface and in the environment of Post-AGB stars has recently been established (Sabin et al. 2007, 2014, 2015). The post-AGB study (from OH masers) of Gonidakis et al. (2014) indicates that the B strength detected in CSEs increases with the post-AGB age. While no strong magnetic field has been detected in the central stars of PNe (Jordan et al. 2012; Leone et al. 2014; Steffen et al. 2014), large-scale fields have been observed in their nebulae (Gómez et al. 2009) and are shown to be responsible for the observed small-scale structures.

Indications for a link between morphological structures and the magnetic field exist. Lèbre et al. (2014) have underlined a connection between the surface magnetic field and the atmospheric shock waves in $\chi \text{ Cyg}$, a star exhibiting a departure from spherical symmetry at the photospheric level (Ragland et al. 2006). The MHD-dust-driven modelling of Thirumalai & Heyl (2012) shows that the magnetic field certainly plays a role in the mass-loss process in the equatorial plane of the Mira star $\alpha \text{ Ceti}$. In the OH/IR star OH231.8+4.2, a binary system, the magnetic vectors follow the molecular outflows (Sabin et al. 2014), the field strength being estimated to be 2.5 Gauss at the stellar surface (Leal-Ferreira et al. 2012). The same authors have shown a clear correlation between field orientation (toroidal field oriented along the equatorial torus) and the nebular structure of the PN NGC7027 (Sabin et al. 2007).

As for AGB stars, the origin of the field detected in the CSEs remains unclear, as well as its possible variability with time. All of the measurements performed so far throughout AGB CSEs (see Vlemmings 2012) favour a $1/r$ law for the radial dependence of a toroidal magnetic field. Pascoli (1997) and Pascoli & Lahoche (2008, 2010) proposed that a toroidal magnetic field of $\sim 10^6 \text{ G}$ is produced by a dynamo mechanism in the degenerate core and results in a field strength of a few tens of Gauss on the stellar surface. On the other hand, the polarisation morphology

of SiO masers in the CSE of an AGB star has been investigated by Assaf et al. (2013) using the Very Long Baseline Array and appears to be consistent with a radial magnetic field.

Another condition for the field to be able to shape stars is that it must be sustained over the AGB lifetime. This implies either the presence of a companion to spin up the envelope of the star, thus providing the missing angular momentum (Nordhaus et al. 2007; Blackman 2009), or that the differential rotation between the core and the envelope of the star has to be re-supplied via convection or another mechanism.

In addition, some uncertainties remain concerning the magnetic field obtained throughout the CSEs of evolved stars. Indeed, the magnetic field strength (B) derived from SiO masers is still debatable because anisotropic pumping can produce strong polarised maser emission (Western & Watson 1983; Desmurs et al. 2000) and magnetic field strengths of approximately 15 mG which might be sufficient to explain the observational results (Houde 2014). Hence, using field tracers other than SiO is crucial in order to have a reliable estimate of B and of its variation throughout the envelope. Moreover, most previous studies have focused on O-rich stars and AGB objects and similar studies should be conducted for C-rich objects. However, the main probe close to the stellar atmosphere, SiO maser emission, is only present in O-rich evolved objects and disappears soon after the star has reached the end of the AGB phase (Nyman et al. 1998). As a consequence, other magnetic field probes, such as the CN radical used in this work, are most useful to study more advanced stages of the stellar evolution or C-rich objects.

In this paper we present CN Zeeman observations of several C-rich objects at different evolutionary stages. We first study the distribution of the magnetic field in IRC+10216 and then present the result for four other C-rich evolved stars to compare. Sections 2 and 3 present our source sample and observations, respectively. Details on CN Zeeman splitting and on data analysis are given in Sect. 4. Results from the Zeeman interpretation are given in Sect. 5. We finally discuss the importance of the magnetic field and compare our results with previous studies in Sect.6.

2. Source sample

Our source sample consists of five evolved low- or intermediate-mass carbon stars: Three AGB objects (IRC+10216, RY Dra, and RW LMi), one proto-PN (AFGL618), and one PN (NGC7027). The stellar parameters (coordinates, distance, LSR velocity, bolometric luminosity, and estimated mass-loss rate) are given in Table 1 and each source is presented below. Most of these sources have already been observed in CN by several authors; we try to estimate the size of the CN layer and the distance to the central object for each star (see Table 2).

IRC+10216 is one of the closest AGB stars (120 pc , period of 630 days , Ramstedt & Olofsson 2014) and the best-studied C-

Table 2: For each object in our sample we give (from the literature, see Sect. 2) for the CN layer, the molecular abundance relative to H₂, its distance d_{CN} to the central star, and the stellar radius.

Object	[CN/H ₂]	d _{CN} [AU]	R _* [AU]
RW LMi	3. 10 ⁻⁵	2675-3340 (3-9'')	2.6
RY Dra	5.1 10 ⁻⁵	61-615 (0.14-1.5)'')	1.0
IRC+10216	8.0 10 ⁻⁶	2500 (21'')	3.3
AFGL618	2.1 10 ⁻⁶	2700 (3'')	0.24
NGC7027	2.3 10 ⁻⁷	10000 (11'')	3.5 × 10 ⁻⁴

rich object. Half of the known interstellar species are observed in its outer envelope. It is surrounded by an optically thick C-rich CSE, which results from the ejection of stellar material at a rate of $1 - 4 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$ (De Beck et al. 2012). At first glance, IRC+10216 is nearly spherical and expands radially (over more than 450'' in CO) with a velocity of 14.5 km.s⁻¹ (Cernicharo et al. 2015). Deviations from symmetry are visible at small angular scales (e.g. Skinner et al. 1998), suggesting the presence of an overall bipolar structure. Moreover, high-angular-resolution observations indicate the presence of clumps and show that the innermost structures at subsecond scale are changing on timescales of years (e.g. Tuthill et al. 2000), and that this object might have begun its evolution towards the PN phase. ALMA observations by Decin et al. (2015) have revealed that the bipolar structure with concentric shells is indeed a binary-induced spiral shell. A faint companion of the AGB star might have been discovered by Kim et al. (2015) and may explain the observed circumstellar geometry. However, a cyclic magnetic activity at the stellar surface, similar to that on the Sun, is an alternative explanation (Soker 2000). Investigating the magnetic field strength in IRC+10216 might help to discriminate between these two alternatives. A large 40'' diameter (~ 5000 AU) CN ring with two symmetrical brighter emission lobes has been mapped with the IRAM interferometer (Lucas et al. 1995). In addition, Lindqvist et al. (2000) estimated the CN abundance at 8×10^{-6} and inferred a CN ring with a radius of 5×10^{16} cm (~3300 AU) and a width of 4×10^{16} cm.

Two other C-rich AGB objects, RW LMi and RY Dra, are studied in addition to IRC+10216. RW LMi, also known as CIT6, is an M-type C-rich star (period of 640 days, Ramstedt & Olofsson 2014) with a very rich circumstellar envelope (Schmidt et al. 2002), believed to be in transition from the AGB to the post-AGB phase. Schmidt et al. (2002) found the presence of a nascent bipolar nebula, providing evidence that the evolutionary phase of CIT6 lies just past the tip of AGB. Like IRC+10216, a spiral structure has been discovered in the circumstellar envelope. It is likely induced by a central binary star (Kim et al. 2013), and extends over 20''. In fact, the molecular content of the RW LMi envelope suggests that this object is more evolved than IRC+10216 (Chau et al. 2012). The interferometric observations of Lindqvist et al. (2000) reveal a CN ring with a radius of 2675-3340 AU. RY Dra belongs to the J-type carbon stars (i.e. stars with ¹²C/¹³C-ratios ~ 3). This object is a b-type semi-variable (period= 173 days, Ramstedt & Olofsson 2014). A detached shell has been revealed by the ISO observations of Izu-miura & Hashimoto (1999) and could have been produced by a previous episode of mass loss. Neither interferometric data nor Hubble images are available for this object. The PACS Herschel map (Herschel archive) of this object does not spatially resolve the spherical circumstellar envelope whose size appears to be a few arcsec. Only CN single-dish observations are available for

RY Dra (Bachiller et al. 1997a), which lead to a CN abundance of 5.1×10^{-5} and an estimated CN ring size of 0.14-1.5'' (61-615 AU).

AFGL618, also named the Westbrook Nebula, is a young proto-PN (~200 years Kwok & Bignell 1984) exhibiting a B0 central star, a central compact HII region (Sánchez Contreras et al. 2002), and two pairs of rapidly expanding well collimated lobes (Balick et al. 2013). SMA continuum and CO-line-polarisation observations of Sabin et al. (2014) have revealed a magnetic field well aligned and organised along the polar direction, suggesting a magnetic-outflow-launching mechanism. The extended (5'') molecular envelope is composed of material ejected during the AGB phase and partly chemically reprocessed (e.g. Herpin et al. 2002). The molecular outflows extend over 20'' (Sánchez Contreras et al. 2002). Two episodes of collimated fast winds have been identified (Lee et al. 2013): one with a huge mass-loss rate of $\sim 1.1 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}^{-1}$, and an older one with $\sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}^{-1}$. The CN abundance (2.1×10^{-6}) has been derived by Bachiller et al. (1997b). To estimate the CN distribution and abundance in this object, only a HCN map is available (Sánchez Contreras et al. 2002). Since HCN is a molecule of photospheric origin that becomes photodissociated by the ambient interstellar UV-field into CN (e.g. Huggins & Glassgold 1982), we can assume the CN molecules are surrounding the HCN envelope, leading to a rough estimate of the CN envelope size of 6'' in diameter, hence 8.1×10^{16} cm (or 5400 AU).

NGC7027 is a young PN (kinematical age of 600 years, Masson 1989), with a high degree of axial symmetry. Recent studies have shown that this object is a multipolar PN in the making (see Huang et al. 2010). High-velocity jets exhibit a multipolar shape in H₂ extending over roughly 20'' (Sabin et al. 2007). A spherical CO envelope extends over 60'' around the central HII region. While the inner part of the torus has been ionised, the ancient AGB molecular content has been completely reprocessed in the envelope (Herpin et al. 2002). The HCN emission extends over 20'' (Huang et al. 2010). We had access to an estimate of the CN distribution from Plateau de Bure observations (Josselin et al., private communication,) showing CN at a distance of 10000 AU from the central object.

3. Observations

We have obtained simultaneous spectroscopic measurements of the four Stokes parameters *I*, *U*, *Q*, *V* for the seven CN 1-0 hyperfine transitions given in Table 3. Two observing runs have been performed, the first one in November 2006 and the second one in March and June 2016. The observations were carried out with the XPol polarimeter (Thum et al. 2008) at the IRAM-30m telescope on Pico Veleta, Spain.

For the first observing session (November 2006), the pointing was regularly checked directly on the observed stars themselves. The system temperature of the SIS receiver and the rms are given in Table 1. The front-ends were the facility receivers A100 and B100, and the back-end was the versatile spectrometer array (VESPA) correlator. The lines were observed with a spectral resolution of 0.11 km.s⁻¹ (40 kHz) in order to observe the Zeeman effect with sufficient accuracy. All hyperfine component lines were simultaneously covered with two VESPA sections of 80 and 40 MHz width, respectively, each one being correctly centred. The integration times (pointed, wobbler-switched observations) were 137, 175, 248, 17, and 215 minutes, for AFGL618, IRC+10216, RW LMi, RY Dra, and NGC7027, respectively. The forward and main beam efficiencies were 0.95 and 0.74, respectively, at the CN frequencies, while the half-power beam width

Table 3: Zeeman splitting factor Z for CN $N=1 \rightarrow 0$ hyperfine components (Crutcher et al. 1996). R.I. stands for Relative Intensity in local thermodynamic equilibrium (LTE) conditions. Two CN groups are distinguished: lines 1-3 and 4-7

#	$N'_{J',F'} \rightarrow N_{J,F}$	ν_0 [GHz]	Z [Hz/ μ G]	R.I.	$Z \times R.I.$
1	$1_{1/2,1/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113.14434	2.18	8	17.4
2	$1_{1/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,1/2}$	113.17087	-0.31	8	-2.5
3	$1_{1/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113.19133	0.62	10	6.2
4	$1_{3/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,1/2}$	113.48839	2.18	10	21.8
5	$1_{3/2,5/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113.49115	0.56	27	15.1
6	$1_{3/2,1/2} \rightarrow 0_{1/2,1/2}$	113.49972	0.62	8	5.0
7	$1_{3/2,3/2} \rightarrow 0_{1/2,3/2}$	113.50906	1.62	8	13.0

was 21.7". The Jy/K conversion factor is 6.3. The polarisation angle calibration (see Thum et al. 2008) has been verified by means of observations of the Crab Nebula. Moreover, planets have been used to check the instrumental polarisation along the optical axis (their intrinsic polarisation is negligible at the considered frequency, or, for Mars and Mercury, cancels out in the beam). A more detailed discussion about any instrumental effect is given in Sect. 5.1.

The 2016 observations were exclusively dedicated to IRC+10216. The main goal was to map the magnetic field in the CN envelope that is resolved by the beam of the telescope. In addition to the positions observed in 2006 ($(0'', 0'')$, corresponding to the central source position, and $(-10'', -20'')$, $(+15'', -15'')$) we observed four offset positions $(-18'', -10'')$, $(-18'', +10'')$, $(+18'', -04'')$, and $(+20'', +16'')$. The EMIR band E090, with the backend VESPA, was set up to observe all CN 1-0 hyperfine components simultaneously, as with the facility receiver in 2006, but now with larger bandwidths (160 and 80 MHz) in order to better define the spectral baseline. The focus and the pointing were checked on Jupiter. A major change occurred at the telescope during the winter before our 2016 observations. The EMIR 3mm band was upgraded in November 2015. The mixer was exchanged, but also the dual-horn system was changed to a single horn system. The linear horizontal and vertical polarisation splitting are not obtained from a grid anymore but from an orthomode transducer. The receiver has therefore one single horn followed by a wave guide wherein the signal is separated into horizontal and vertical components. In Sect. 4.2.3 we discuss the impact of this new design on our 2016 observations, that is, a leakage of the Stokes I into the V signal. One of the consequences is that we had to increase the integration time per point (on average 11 hours by position compared to 1 hour before) to retrieve a sufficient S/N in the V signal.

4. Data analysis and method

4.1. CN and magnetic field

Observing CN offers a good opportunity to measure magnetic fields in carbon stars. First of all, because of the large abundance of the CN radical (up to $\sim 10^{-5}$, Bachiller et al. 1997a,b), the $N=1 \rightarrow 0$ and $N=2 \rightarrow 1$ lines have already been observed and easily detected in several carbon-rich AGB stars and PNe (e.g., Bachiller et al. 1997a,b; Josselin & Bachiller 2003). Moreover, CN is a paramagnetic species, thus exhibiting Zeeman splitting when the spectral line-forming region is permeated by a magnetic field B . The only currently viable technique for measuring the magnetic field strength in the circumstellar envelope of carbon stars is to detect the Zeeman effect in spectral lines excited

in the envelope. The normal Zeeman effect splits a line with rest frequency ν_0 into three separated polarised components with frequencies $\nu_0 - \nu_z$, ν_0 and $\nu_0 + \nu_z$, where $2\nu_z = |B|Z$, where Z is the Zeeman factor.

The CN $N=1-0$ line has a total of nine hyperfine components split into two groups (one around 113.17 GHz and the second one around 113.49 GHz), with seven main lines, out of which four exhibit a strong Zeeman effect (see last column of Table 3, lines 1, 4, 5, and 7).

4.2. Analysis method

4.2.1. Data reduction

An electromagnetic wave is defined by its horizontal and vertical components:

$$e_H(z, t) = E_H e^{j(\omega t - kz - \delta)}, \quad (1)$$

$$e_V(z, t) = E_V e^{j(\omega t - kz)}, \quad (2)$$

where δ is the phase difference between horizontal and vertical components.

For each source observed in polarimetry at the 30m and each VESPA section, that is, each CN hyperfine lines group (lines 1-3 and 4-7 in Table 3), the spectrometer output is converted to the Stokes parameters as defined in the equatorial reference frame (i.e. counting the polarisation angle from North to East):

$$I = \langle E_H^2 \rangle + \langle E_V^2 \rangle \quad (3)$$

$$Q = \langle E_H^2 \rangle - \langle E_V^2 \rangle \quad (4)$$

$$U = 2 \langle E_H E_V \cos \delta \rangle \quad (5)$$

$$V = 2 \langle E_H E_V \sin \delta \rangle. \quad (6)$$

All data are reduced using the CLASS software¹. All I , Q , U , and V spectra have been inspected individually. A few of them have been discarded due to technical problems. A baseline has been removed from all I , U , Q , and V spectra (excluding, in the U and V spectra, the frequency range where the CN line emission in Stokes I is above the noise) using an order two polynomial.

4.2.2. Numerical method for V spectra

In this subsection we use the Stokes I and V spectra obtained after data reduction, as shown in Fig. 1. To determine the magnetic field, Crutcher et al. (1996) developed a procedure to fit all seven hyperfine components in the Stokes V spectra in the least-squares sense:

$$V_i(\nu) = C_1 I_i(\nu) + C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} + C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}, \quad (7)$$

with $i = 1$ to 7 for the seven hyperfine components exhibiting a strong Zeeman effect.

In this expression $V_i(\nu)$ and $I_i(\nu)$ are the Stokes V and I spectra, respectively, for each of the seven hyperfine CN lines. This method accounts for the Zeeman and instrumental effects. The instrumental contribution is determined by C_1 and C_2 . C_1 depends on the gain difference in the telescope between the right (R) and left (L) circular polarisations. C_2 accounts for apparent Zeeman effect due to telescope beam squint when it observes sources with a velocity gradient or to residual instrumental effects leading to residual frequency offset between R and

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

A. Duthu et al.: Magnetic field in IRC+10216 and other C-Rich evolved stars

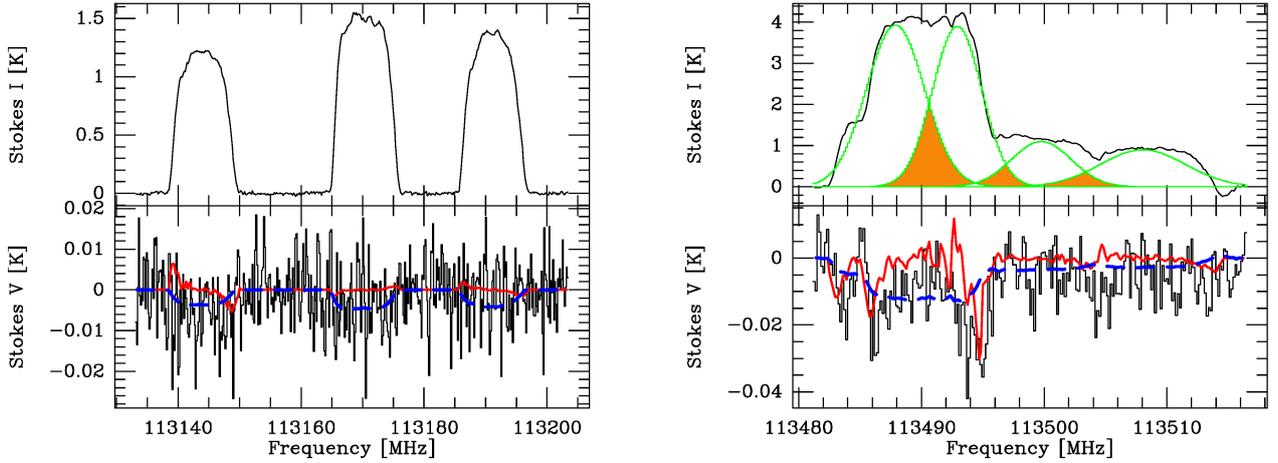


Fig. 1: IRC+10216: Observations of November 2006 for the position $(-10'', +20'')$. *Top Left*: CN $(1, 1/2) \rightarrow (0, 1/2)$ Stokes I spectrum. *Bottom Left*: V spectrum (in black) and least-squares fit (in red) using the Crutcher et al. (1996) method described in the text. The dashed blue line shows our fit assuming $C_3 = 0$. *Right*: Same for the CN transition $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$, with, in addition, the Gaussian fit for each individual line overplotted in green and the line overlap area coloured in orange on the I spectrum.

L. Hence, we can estimate the line of sight component of the magnetic field (B_{los}) from $C_3 = \frac{B_{los}}{2}$, once C_1 and C_2 have been calibrated.

We have developed a fitting procedure, applied simultaneously to the seven hyperfine components, which slightly differs from the "Crutcher technique" in that we do not fit for the three C_i parameters simultaneously, but separately first. An initial estimated value is attributed to the parameters C_1 and C_2 . In an iterative process, we then explore a large parameter space simultaneously for both C_1 and C_2 in order to get a rough estimate of the instrumental contribution. Next, still allowing C_1 and C_2 to vary (but within a smaller range of values), the parameter space for C_3 is investigated (also in an iterative process) while V is simultaneously calculated for the seven transitions. Convergence of the iterative process is checked by using a χ^2 method and is reached when $0.18 < \chi^2 < 0.23$ for our 2006 data and when $0.11 < \chi^2 < 0.17$ for our 2016 data.

The main difficulty when using this method is to determine the frequency range corresponding to the emission of each CN hyperfine component. While the components of the first group (lines 1-3 in Table 3) are spectrally well identified (Fig.1 left part), lines 4-7 are blended for the sources studied here (Fig.1 right part). It is thus necessary to determine the frequency intervals where the overlap occurs. For these intervals, a blend of individual Stokes features is seen, that is, V_4 and V_5 for the CN hyperfine components 4 and 5, respectively:

$$V_4 + V_5 = C_3 \left(Z_4 \frac{dI_4(\nu)}{d\nu} + Z_5 \frac{dI_5(\nu)}{d\nu} \right). \quad (8)$$

These overlapping frequencies (plotted in orange in Fig.1, right part) are derived from a Gaussian fit (using CLASS) of the CN (1-0) lines profiles (see Fig.1 right part, in green).

4.2.3. Specific treatment for the 2016 observations

As explained in Sect. 3, in November 2015, the 3mm mixer and the 30m optics were modified. The dual-horn system was changed to a single horn system and the vertical (V) and horizontal (H) polarisation splitting is produced now by an orthomode transducer. Using a single horn instead of two different horns for

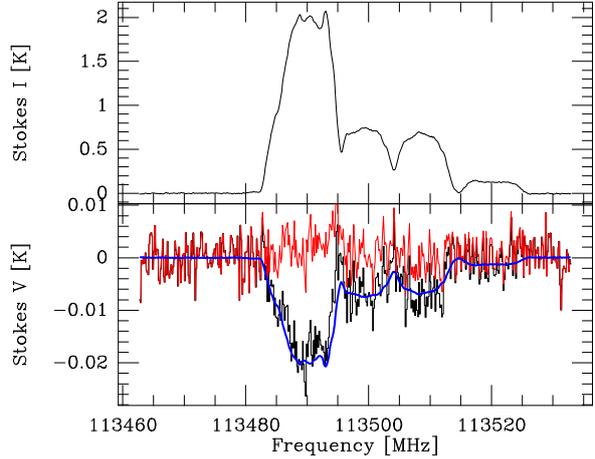


Fig. 2: IRC+10216: observations of March and June 2016 for position $(+20'', +16'')$. CN $(1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2)$ Stokes I (Top) and V (Bottom) spectra in black and fit of the estimation of the I leakage in blue. The resulting true V spectrum after removal of the I leakage is shown in red.

H and V should eliminate the misalignment of the H and V horns as a major contribution to the instrumental polarisation.

According to the IRAM technical tests (IRAM internal communication), the instrumental contamination in the linear polarisation is improved and the beam squint effect has been removed. However, our March 2016 observations showed that the V instrumental polarisation has strongly increased. This change has produced a substantial leakage of the Stokes I signal into the Stokes V , as revealed by the mirror image of I seen in the V spectra (see Fig. 2).

We now consider the relative importance of the three C_i parameters in formula (7). As the beam squint effect is now cancelled, we assume that the C_2 coefficient is equal to zero and that we are dominated by the leakage of the I into V , that is, C_1 . To estimate the leakage of I into V , measured by the C_1 coefficient, we first assume that the magnetic field is negligible with respect

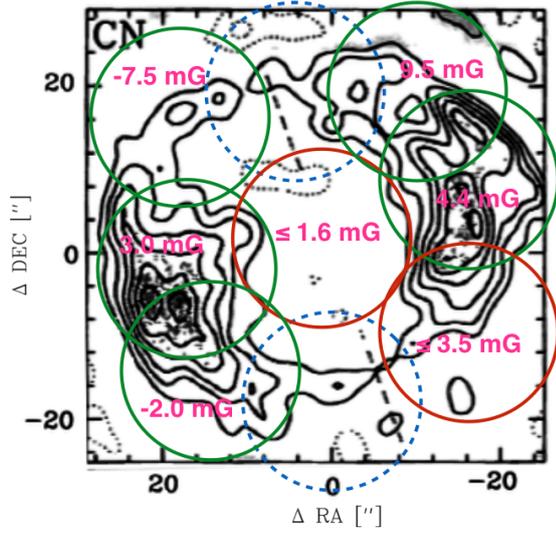


Fig. 3: CN map of IRC+10216 adapted from Lucas et al. (1995). Green, red, and dashed blue circles represent positions with a Zeeman detection, without a Zeeman detection, and unobserved positions, respectively. The diameter of the circles corresponds to the size of the telescope's primary beam (21.7").

to the leakage, that is, $C_3 = 0$. Hence, formula (7) becomes:

$$V = V_{cal}(\nu) = C_1 I_i(\nu). \quad (9)$$

C_1 gives the percentage of the I into V leakage for the observations of IRC+10216 performed in March and June 2016. C_1 is found around 1.1 and 1.4 % (see Table. 4) depending on the observed positions. The resulting V_{cal} spectra is shown in blue for one observed position in Fig. 2. No correlation has been found between C_1 and I or the degree of elevation of the source.

Finally, to estimate the true V signal (V_{true} , i.e. not contaminated by I) we then subtract V_{cal} from the original V_{ori} spectra, that is to say:

$$V_{true} = V_{ori} - V_{cal}(\nu) = V_i - C_1 I_i(\nu). \quad (10)$$

This leakage-free V spectrum, V_{true} , is plotted in red in Fig. 2. Then, we can apply the analysis described in Sect.4.2.2 on this V_{true} signal, to derive the C_3 coefficient.

5. Results

5.1. Uncertainties and method limitations

As a consequence of formula (7), the measured accuracy of the magnetic field (B_{los}) strength depends on 1) the rms of the I and V observations and 2) the precise characterisation of the instrumental contamination.

5.1.1. Zeeman features in the Stokes V spectra

For all sources/positions, the rms (for a velocity resolution of 0.2 km/s) of the I and V observations is in the range 9-14 mK, except for RY Dra for which values are 4.5 times larger. The resulting S/N (computed from the V integrated area divided by $rms \times \delta\nu$) for the likely Zeeman features in the Stokes V spectra is less than 3 for RW LMi, RY Dra, and NGC7027, while it is more than 5 for AFGL618. Concerning IRC+10216, for five of the observed

positions, the Zeeman effect is likely detected (considering the leakage-free V_{true} spectrum for the 2016 data) with a S/N higher than 5 (see Figs. 1, 2, 4, 5, and A.1-A.5). The two positions with the highest S/N, $(-10'', +20'')$ and $(+20'', +16'')$ are shown in Figs. 1 and 4. No signal is detected for the central position while the S/N for position $(-18'', -10'')$ is less than 3. Only upper limits for B will then be inferred when the S/N is less than 3.

5.1.2. Accuracy of B-strength estimates

As explained in Sect. 4.2, we have estimated, through an iterative process, the polarisation instrumental contributions from the total intensity, accounting for the leakage of I into Stokes V , and from the beam squint effect for all observed sources/positions in our sample (see Tables 4 and 5). The beam squint leakage must be considered when horizontal and vertical polarisation signals are not collected in the same horn, that is, do not probe exactly the same region, and for sources with a non-zero velocity gradient. This effect, quantified by the C_2 coefficient, is noticeable in our first set of observations but has disappeared in the second run after a single horn has been installed on the 30m telescope. Hence, while C_2 is zero for the March 2016 observations, we obtain large values for the other observations. The C_1 parameter varies between 5.5×10^{-4} and 3.0×10^{-3} for the first set of observations while it reaches a value of up to 1.4×10^{-2} after the strong leakage of I into V occurs.

Considering the rms of the V spectra, we have estimated that the accuracy on our estimate of C_1 and C_2 is roughly 10% and 300 Hz, respectively. From equation (7),

$$C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu} = V_i(\nu) - C_1 I_i(\nu) - C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}, \quad (11)$$

and, assuming that the error on $dI_i(\nu)/d\nu$ is negligible compared to the others, we can estimate the error on C_3 from:

$$\delta(C_3 Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}) = \delta V_i(\nu) - \delta C_1 I_i(\nu) - C_1 \delta I_i(\nu) - \delta C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}. \quad (12)$$

The error on the observed $V_i(\nu)$ and $I_i(\nu)$ being the spectral rms (rms_V and rms_I), one derives the uncertainty on C_3 , hence on the magnetic field strength:

$$\delta C_3 = \frac{1}{Z_i \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}} \times (rms_V - \delta C_1 I_i(\nu) - C_1 rms_I - \delta C_2 \frac{dI_i(\nu)}{d\nu}) \quad (13)$$

It is, in principle, possible to relate C_1 and C_2 to the Stokes V and Stokes I power patterns of the telescope. Thanks to the orthomode transducer, the power pattern for the instrumental conversion of Stokes I into Stokes V is almost axially symmetric. This justifies our assumption that C_2 is insignificant in our 2016 observations. A comparison between C_1 and the power patterns measured on Uranus can be found in Appendix B.

In addition, for the central position $(0'', 0'')$ of IRC+10216, our spectra are slightly contaminated by the CN ring emission (see Fig. 3). A fraction of the signal is probably contaminated by the secondary telescope lobes located on the CN envelope (see Appendix B).

Of course, a strong limitation of these measurements is that the magnetic field strength is only measured along the line-of-sight. As a consequence, finding a zero magnetic field does not necessarily mean that there is no magnetic field; only the sum of the magnetic field vectors in the case of a twisted field could be zero within the telescope beam. Even if interferometric mapping of the Zeeman effect gave a higher angular resolution map

Table 4: CN cartography of IRC+10216: For each position, B_r is the extrapolated strength of the magnetic field (following a $1/r$ law) at one stellar radius (the CN layer is at 2500 AU, i.e. $21''$, the stellar radius being 3.3 AU).

Position arcsec	B_{los} [mG]	δB_{los} [mG]	$ B_r $ [G]	$ C_1 $ $\times 10^{-3}$	C_2 [Hz]
+0 +0 ^a	≤ 1.6		≤ 1.1	1.05	530
-10 +20 ^a	9.5	5.5	7.2	3.0	800
+15 -15 ^a	-2.0	6.7	1.5	0.55	750
-18 +10	4.4	1.8	3.3	12	no
-18 -10	≤ 3.5		≤ 2.7	12	no
+18 -04	3.0	0.5	2.2	14	no
+20 +16	-7.5	1.2	5.7	10	no

Notes. (a) Observations made in 2006 before the optics modification (see section 4.2).

of the line-of-sight component and then helped to constrain this possibility, it would not give us access to the full magnetic vector. To further investigate this issue, interferometric observations would nevertheless be helpful, but the spectral line polarimetry (with all Stokes parameters) is still not available with ALMA or NOEMA.

5.2. Mapping the magnetic field in IRC+10216

IRC+10216 is an AGB carbon star whose CN ring diameter is larger than the 30m beam. For that reason, IRC+10216 is the best candidate to obtain, for the first time, a map of the magnetic field in the envelope of an evolved star. Nine positions have been proposed to cover the whole CN ring with half-beam spacing (see Fig. 3). Unfortunately, due to the weather and increasing observing time because of the Xpol issue (see Sect. 4.2.3), only seven out of the nine positions have been observed, three during the first run in 2006, and four in 2016. Results are presented in Table 4 (the CN cartography).

For the central position, we first note that the Stokes I line profiles exhibit a double horn profile for each CN component (see Fig. 5), meaning that the CN is expanding. We measured an expansion velocity of about 14.0 km.s^{-1} , in agreement with Fong et al. (2006). On this central position (see Fig. 5) and on $(-18'', -10'')$, the V signal is dominated by the noise (see Sect. 5.1.1) and only upper limits for B_{los} are derived. The other positions exhibit a likely Zeeman effect with a good S/N (see Figs. 4-5). Considering the instrumental contribution, we then derive a longitudinal component (absolute value) of the magnetic field between 2.0 and 9.5 mG depending on the position (see Table 4), with uncertainties varying from 15% (position $(+20'', +16'')$) to 60% (position $(-10'', +20'')$). The error on the measurement for positions $(+15'', -15'')$ is more than three times the estimate of the B_{los} , which then should be considered as an order of magnitude estimate only. For two positions, the sign of the line-of-sight component of the vector B is negative.

5.3. Other objects

Because of high noise, the observed Stokes V signal (see Fig. A.6 and A.7) only allows us to derive an upper limit of the magnetic field B_{los} along the line-of-sight for the two other AGB stars. We find 14.2 mG and 3.8 mG for RY Dra and RW LMi, respectively (see Table 5).

Table 5: For each object in our sample we give the estimated magnetic field strength on the line-of-sight B_{los} , its uncertainty, the strength of the magnetic field extrapolated (following a $1/r$ law) at one stellar radius (see Sect. 6) B_r , and the instrumental contribution parameters C_1 and C_2 .

Object	B_{los} [mG]	δB_{los} [mG]	B_r [G]	$ C_1 $ $\times 10^{-3}$	C_2 [Hz]
RW LMi	≤ 3.8		≤ 4.4	1.05	9200
RY Dra	≤ 14.2		≤ 4.8	1.15	17500
AFGL618	6.0	6.0	67.5	1.05	2750
NGC7027	≤ 8.0		$\leq 3.1 \times 10^5$	1.1	1360

For the PPN AFGL618, the Stokes V signal is detected above the instrumental contribution and the noise (see Fig. A.8 and Table 5). The magnetic field B_{los} is then estimated to be 6.0 mG for this object. But again, considering the error found, we can only say that we have obtained an order of magnitude estimate of the magnetic field strength B_{los} . Concerning the young PN NGC7027 (see Fig. A.9), an upper limit of B_{los} is estimated to be 8 mG.

6. Discussion

6.1. Distribution of the magnetic field in IRC+10216

Considering the symmetry of the CN ring in Fig. 3 (see Lucas et al. 1995), and assuming that the magnetic field should be stronger where the CN material is denser, we should expect similar values of the magnetic field for different pairs of positions: $(-10'', +20'')/(+15'', -15'')$, $(+20'', +16'')/(-18'', -10'')$, and $(+18'', -04'')/(-18'', +10'')$. This is not the case, however. We observe a stronger magnetic field in the northern part of the ring where CN seems to be less dense. Furthermore, we could also expect a stronger magnetic field for positions $(+18'', -04'')$ and $(-18'', +10'')$ where CN is observed to be more intense, but this is not the case either, even though position $(-18'', +10'')$ overlaps region $(-10'', +20'')$ where B is strong. The non-detection of the Zeeman effect for position $(+0'', +0'')$ is consistent with the CN hole and with oppositely oriented magnetic field vectors in front and near-side (Fig. 3).

There are several possible explanations for the non-detections in our observations: 1) CN is less abundant at some positions; 2) the magnetic field vectors cancel out when averaged within the beam; 3) the magnetic field distribution is not homogeneous.

First of all, the total integrated CN intensities for each position show that the CN distribution has slightly changed since the observations of Lucas et al. (1995): The western part of the CN ring is now the weakest one while the emission coming from the northern part is now stronger. Nevertheless, there is no obvious correlation between the field strength B_{los} and CN emission.

From this Zeeman effect study we have also inferred the sign, that is, the direction, of the line-of-sight component of the magnetic field vector, which is negative for positions $(+15'', -15'')$ and $(+20'', +16'')$ and positive for all other positions. As a consequence, no obvious direction pattern is observed. We underline that a magnetic field perpendicular to the observed CN ring would cause the same sign everywhere while a toroidal field within the mapped CN ring, with the torus slightly inclined, would produce a characteristic B_{los} distribution: Zero at the centre and at the minor axis positions while maximum at the major axis positions with sign reversed from one side to the other.

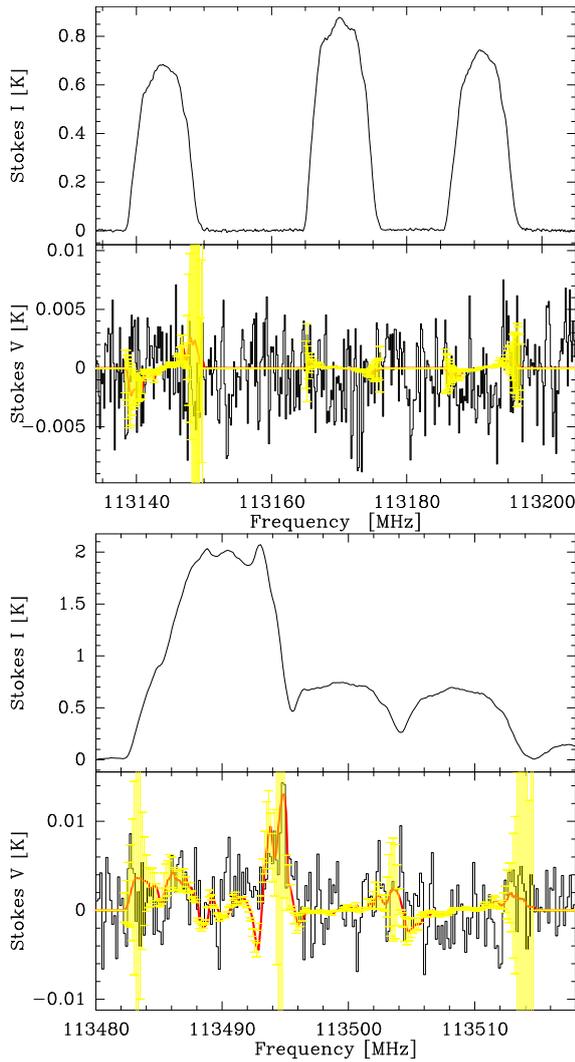


Fig. 4: IRC+10216: Observations of March and June 2016 for the position (+20", +16"). *Top*: Stokes *I* and *V* for CN transition (1, 1/2) → (0, 1/2). *Bottom*: Same for CN transition (1, 3/2) → (0, 1/2). Spectra and least-squares fits for *V* are shown in black and red, respectively. The error for the Stokes *V* fit is plotted in yellow.

Men'shchikov et al. (2001) modelled the geometrical structure of the envelope within three regions: The inner most dense core with bipolar cavities (outflow) over 60 AU (0''5), a less-dense envelope where molecules are observed, and the outer extended envelope (6×10^5 AU $\sim 1^{\circ}3$). The opening angle of the cavities is 36° and the viewing angle between the equatorial plane and the line of sight is 40° . Therefore, we can extrapolate that the less dense northern and southern parts of the CN ring in the Lucas et al. (1995) map correspond to the continuity of the cavities. As a consequence, since 1995, the CN ring might have been modified by a change in the cavities or the viewing angle has changed (unlikely). Moreover, the measured strength of the magnetic field B_{los} could depend on the viewing angle of the outflow cavities assuming that magnetic field vectors follow the outflow cavities.

Article number, page 8 of 13

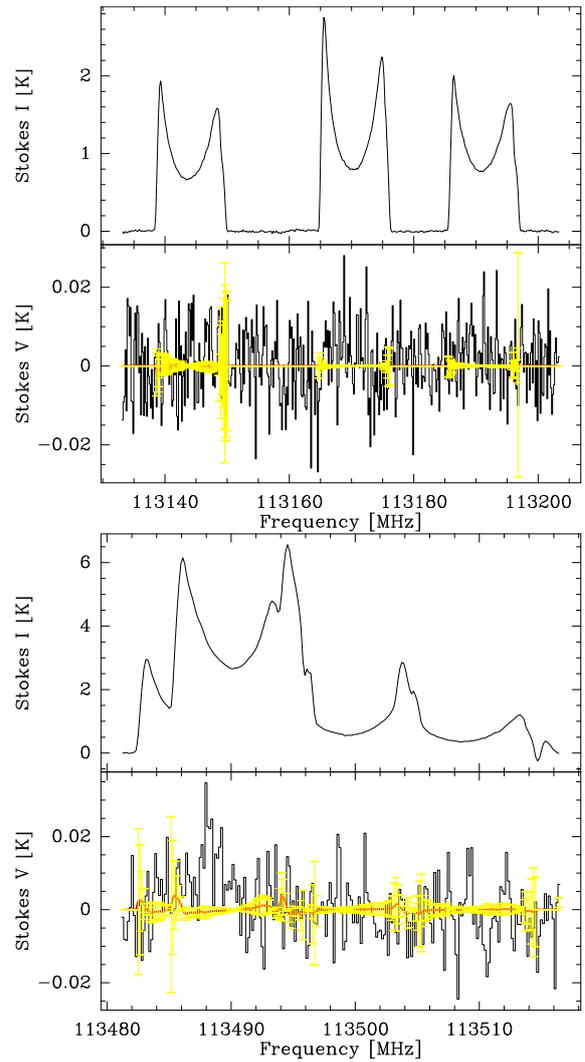


Fig. 5: As in Fig. 4 for observations of November 2006 for the position (0'', 0'') toward IRC+10216.

6.2. Comparison with other observations and implications for the magnetic field mechanism

We tried to verify that our magnetic field estimates are consistent with previous studies to date exclusively dedicated to O-rich stars. We now intend to link these results to other detections in the O-rich stellar environments. Assuming that the magnetic field process does not depend on the chemical type of the star, and knowing that the CN layer for C-rich objects is roughly at the same distance as the OH layer for O-rich objects, we can compare the values of B for these two layers. These results (see Tables 4 and 5) are compatible with an estimate of the B_{los} field from OH masers observed for instance by Rudnitski et al. (2010) or Gonidakis et al. (2014).

Earlier field measurements have shown that the magnetic field strength decreases across the envelope either in $1/r$ or in $1/r^2$ (Vlemmings 2012). This is shown in Fig. 6. Meanwhile, the first estimate of the magnetic field strength (2-3 Gauss) at the surface of a Mira star (χ Cyg, $R_{\star} = 2$ AU, Lacour et al. 2009) has been obtained by Lèbre et al. (2014) on Lacour et al. (χ Cyg,

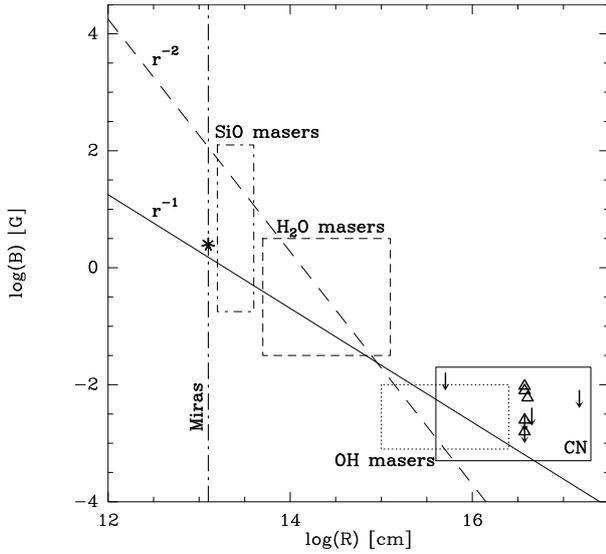


Fig. 6: Magnetic field strength as a function of the distance (Vlemmings 2012). The different boxes show the range of observed magnetic field strengths derived from observations of SiO masers (Kemball et al. (2009); Herpin et al. (2006)), H₂O masers (Vlemmings et al. (2002) and Vlemmings et al. (2005)), OH masers (e.g. Rudnitski et al. (2010)) and CN (this work, triangles indicate Zeeman detection and arrows indicate the upper values). The dashed and solid lines indicate r^{-2} solar-type and r^{-1} toroidal magnetic field configurations, respectively. The vertical dashed line indicates the stellar surface for the Miras, and the star corresponds to the magnetic field measured at the surface of χ Cyg by Lèbre et al. (2014) for this object.

$R_{\star} = 2$ AU, 2009). Plotted in Fig. 6, it strongly suggests an $1/r$ variation. In order to verify this behaviour, we place our B_{los} estimates for all stars in our sample (AGB, PPN and PN) in Fig. 6, which represents the measured magnetic field strength B_{los} versus the radial distance from the centre of the star. Our results for C-rich, evolved objects confirm that a $1/r$ variation is the most reliable scenario (and definitely exclude a variation in $1/r^3$). All measurements together hence tend to favour a $1/r$ variation of a toroidal magnetic field (as proposed by Pascoli 1997).

Adopting this law, we have thus extrapolated the B field to a distance of one stellar radius (B_{r_s} , see Tables 4 and 5). For the AGB stars RY Dra and RW LMi, the upper value for the magnetic field strength is of a few Gauss, while for IRC+10216, the estimated surface magnetic field can be as high as 7.2 G with an average value of 3.8 G. These values are in agreement with the estimate of Lèbre et al. (2014) for χ Cyg. For the PPN AFGL618, we derive a surface field of tens of Gauss. In this object, Sabin et al. (2014) have observed a well aligned and organised field along the polar direction (but no toroidal equatorial field) parallel to the major axis of the outflow. Our upper value to B_{los} in the envelope of the PN NGC7027 is compatible with Sabin et al. (2007) (a few mG at 3000-4000 AU) or Gómez et al. (2009) for the young PN K 3-35 (0.9 mG, based on OH masers). In fact, the estimate by Sabin et al. (2007) at 3000-4000 AU from polarimetric SCUBA observations implies that the magnetic field in the CN layer (10000 AU) should be weaker, thus explaining why it is not detected in our study. Moreover, beyond 5000 AU, according to these authors, there is no sign of an organised field, and, as a consequence, the line-of-sight B_{los} that we measure here might

be zero. Nevertheless, the clear correlation observed by these authors between the field orientation and the nebular structure at 3000-4000 AU underlines the importance of the magnetic field in this object. The magnetic field in AFGL618 and NGC7027, with a strength of a few mG, is dominant over the thermal pressure and drives a magnetic-outflow-launching mechanism.

For the PN, the derived upper value of B_{r_s} seems to be far too large compared to previous studies. In fact, several studies (e.g. Steffen et al. 2014) indicate an absence of a strong (kGauss) magnetic field at the PN stellar surface (of the central object), thus in contradiction with our own estimate assuming $1/r$ law. While the stellar radius for AFGL618 (see Sánchez Contreras et al. 2002) is not well constrained, thus the B_{r_s} estimate at the stellar surface remains uncertain, Latter et al. (2000) have estimated the radius of the central object of NGC7027 at 3.5×10^{-4} AU. We can therefore conclude that the magnetic field in the proto-PN and PN does not follow an $1/r$ law or that estimates of the stellar radius for these objects is wrong.

Interpreting IRC+10216 is of course difficult because, as the source is resolved, we have different B estimates. While the non-detection at the central position could be explained by a lower CN abundance, hence an overly weak signal, we should expect the same B_{los} field in the two other observed NW and SE positions. On the contrary, only the NW position exhibits a clear Zeeman detection, hence a detectable B_{los} field. This tends to show that the B_{los} field is not homogeneously strong or aligned in the envelope. This result agrees with the study of the magnetic field using molecules CO, SIS, and CS by Girart et al. (2012), which suggests that the magnetic field morphology is possibly complex (the positions they studied are within the CN ring). A more detailed interferometric map of the magnetic field is mandatory to make any substantial conclusions, especially as a new spiral structure was recently discovered (Cernicharo et al. 2015).

6.3. Impact on the stellar evolution

The previous section has shown that a r^{-1} decline of the magnetic field across the envelope of O- and C-rich evolved objects is the most likely scenario (except for the PN object in our sample). As a consequence, the magnetic field appears to be toroidal in these evolved objects, and its strength is expected to be of a few Gauss at the stellar surface. This is in agreement with, for instance, the torus models of García-Segura & López (2000). Nevertheless, our estimates of the magnetic field at the stellar surface, combined with the measurement of Lèbre et al. (2014) towards the S-type Mira star χ Cyg, are lower (except for AFGL618) than the prediction from Pascoli & Lahoche (2010) of a 10-100 G surface field for an AGB star decreasing as $1/r$. Compared to the field strength required for a toroidal field to launch an outflow via a field pressure gradient (40 G at R_{\star} García-Segura et al. 2005), the magnetic field, as estimated here, is again too weak at the stellar surface. On the other hand, in the hybrid MHD dust-driven wind model for Mira of Thirumalai & Heyl (2012) the role of a surface field of ~ 4 Gauss is dynamically important in the star's mass-loss process. Moreover, Vlemmings (2011) has shown, based on the measured magnetic field found in the literature in SiO and H₂O, that the magnetic field dominates at and close to the photosphere. This is not the case in the OH/CN region, or at least the field energy is comparable to the kinetic energy.

7. Conclusion

Using the polarimeter Xpol with the IRAM 30m, we have made a study of the magnetic field in a small but representative sample of C-rich evolved stars (three AGB stars including the prototypical AGB IRC+10216, one PPN, and one PN). Thanks to the Zeeman effect in the CN 1-0 transition, we have been able to determine the magnetic field strength using Crutcher's hyperfine lines fitting method. The CN ring observed towards IRC+10216 is well resolved by the 30-m beam and we thus have been able to trace the magnetic field strength in the circumstellar envelope.

This work is the first estimate (apart from a preliminary announcement made by Herpin et al. 2009) of the magnetic field strength in the circumstellar envelope of C-rich objects. The hyperfine transitions of the CN N=1-0 transition were used to probe the field in these stars and, for the first time, to map the field distribution in the peculiar object IRC +10216.

For AGB stars, we estimate the magnetic field in the CSE to be between 1.5 and 9.5 mG. Previous studies for O-rich evolved stars have shown that the magnetic field decreases across the CSE either in $1/r$ or in $1/r^2$ (where r is the distance to the star's centre), with a preference for $1/r$. Considering the magnetic field strength derived in the envelope of the objects studied here and the inferred value B_p at the stellar surface (between 1.1 and 9.5 G), we conclude that the B field varies in $1/r$, as expected for a toroidal magnetic field. We stress that such a magnetic field is too weak to launch an outflow via a field pressure gradient. However, a surface magnetic field of a few Gauss may play an important role in the star's mass-loss process. Moreover, our map of IRC+10216 shows that the magnetic field is not homogeneously strong or aligned in the envelope and that the CN morphology might have changed between 1995 and now.

For the central stars of the proto-PN, AFGL618 and PN NGC7027, we found $B_{los} = 6.0$ mG and $B_{los} \leq 8.0$ mG, respectively, corresponding to an improbably high surface magnetic field of 67 G for AGL618 and an upper limit of 3.4×10^5 G for NGC7027 if B varies in $1/r$. For proto-PN and PN, we conclude that the magnetic field might not follow the $1/r$ law, that is, something in the stellar evolution between AGB and post-AGB may have changed the field topology. More dedicated polarimetric observations in this class of objects are necessary.

We have carefully estimated the instrumental contamination in our study. Moreover, considering that we only measure the magnetic field along the line-of-sight, we stress that a no-detection does not necessarily imply that there is no magnetic field. Spectropolarimetric mapping using interferometers like ALMA and NOEMA are required to minimise this problem and to better understand the role of the magnetic field in the evolution of evolved stars.

Acknowledgements. We would like to thank the anonymous referee for his very useful and constructive comments. We also thank C. Kramer (IRAM-Granada) for his help in the understanding of the leakage issue with XPol.

References

Akashi, M., Sabach, E., Yogev, O., & Soker, N. 2015, MNRAS, 453, 2115
 Alcolea, J., Neri, R., & Bujarrabal, V. 2007, A&A, 468, L41
 Assaf, K. A., Diamond, P. J., Richards, A. M. S., & Gray, M. D. 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 431, 1077
 Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Charbonnel, C., et al. 2015, A&A, 574, A90

Bachiller, R., Forveille, T., Huggins, P. J., & Cox, P. 1997a, A&A, 324, 1123
 Bachiller, R., Fuente, A., Bujarrabal, V., et al. 1997b, A&A, 319, 235
 Balick, B. & Franck, A. 2002, ARA&A, 40, 439
 Balick, B., Huarte-Espinosa, M., Frank, A., et al. 2013, ApJ, 772, 20
 Blackman, E. G. 2009, in IAU Symposium, Vol. 259, IAU Symposium, ed. K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, & J. E. Beckman, 35–46
 Boffin, H. M. J., Miszalski, B., Rauch, T., et al. 2012, Science, 338, 773
 Bujarrabal, V. & Alcolea, J. 2013, A&A, 552, A116
 Cernicharo, J., Marcelino, N., Agúndez, M., & Guélin, M. 2015, A&A, 575, A91
 Chau, W., Zhang, Y., Nakashima, J.-i., Deguchi, S., & Kwok, S. 2012, ApJ, 760, 66
 Crutcher, R. M., Troland, T. H., Lazareff, B., & Kazès, I. 1996, ApJ, 456, 217
 De Beck, E., Decin, L., de Koter, A., et al. 2010, A&A, 523, A18
 De Beck, E., Lombaert, R., Agúndez, M., et al. 2012, A&A, 539, A108
 Decin, L., Richards, A. M. S., Neufeld, D., et al. 2015, A&A, 574, A5
 Desmurs, J. F., Bujarrabal, V., Colomer, F., & Alcolea, J. 2000, A&A, 360, 189
 Fong, D., Meixner, M., Sutton, E. C., Zalucha, A., & Welch, W. J. 2006, ApJ, 652, 1626
 García-Segura, G. & López, J. A. 2000, ApJ, 544, 336
 García-Segura, G., López, J. A., & Franco, J. 2005, ApJ, 618, 919
 Girart, J., Patel, N., Vlemmings, W., & Rao, R. 2012, ApJ, 751, L20
 Gómez, Y., Tafuya, D., Anglada, G., et al. 2009, ApJ, 695, 930
 Gonidakis, I., Chapman, J. M., Deacon, R. M., & Green, A. J. 2014, MNRAS, 443, 3819
 Habing, H. J. 1996, A&A Rev., 7, 97
 Herpin, F., Baudry, A., Josselin, E., Thum, C., & Wiesemeyer, W. 2009, International Astronomical Union, 259, 47
 Herpin, F., Baudry, A., Thum, C., Morris, D., & Wiesemeyer, H. 2006, A&A, 450, 667
 Herpin, F., Goicoechea, J. R., & Cernicharo, J. 2002, ApJ, 577, 961
 Höfner, S., Bladh, S., Aringer, B., & Ahuja, R. 2016, A&A, 594, A108
 Houde, M. 2014, ApJ, 795, 27
 Huang, Z.-Y., Hasegawa, T. I., Dinh-V-Trung, et al. 2010, ApJ, 722, 273
 Huggins, P. J. & Glassgold, A. E. 1982, IApJ, 87, 1828
 Izumiura, H. & Hashimoto, O. 1999, in IAU Symposium, Vol. 191, Asymptotic Giant Branch Stars, ed. T. Le Bertre, A. Lebre, & C. Waelkens, 401
 Jordan, S., Bagnulo, S., Werner, K., & O'Toole, S. J. 2012, A&A, 542, A64
 Josselin, E. & Bachiller, R. 2003, ApJS, 397, 659
 Kembell, A. J. & Diamond, P. J. 1997, ApJ, 481, L111
 Kembell, A. J., Diamond, P. J., Gonidakis, I., et al. 2009, ApJ, 698, 1721
 Kim, H., Hsieh, I.-T., Liu, S.-Y., & Taam, R. E. 2013, ApJ, 776, 86
 Kim, H., Lee, H.-G., Mauron, N., & Chu, Y.-H. 2015, ApJ, 804, L10
 Konstantinova-Antova, R., Aurière, M., Charbonnel, C., et al. 2014, in IAU Symposium, Vol. 302, IAU Symposium, ed. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, 373–376

A. Duthu et al.: Magnetic field in IRC+10216 and other C-Rich evolved stars

- Kwok, S. & Bignell, R. C. 1984, *ApJ*, 276, 544
 Lacour, S., Thiébaud, E., Perrin, G., et al. 2009, *ApJ*, 707, 632
 Latter, W. B., Dayal, A., Biegging, J. H., et al. 2000, *ApJ*, 539, 783
 Leal-Ferreira, M. L., Vlemmings, W. H. T., Kemball, A., & Amiri, N. 2013, *A&A*, 554, A134
 Leal-Ferreira, M. L., Vlemmings, W. H. T., Diamond, P. J., et al. 2012, *A&A*, 540, A42
 Lèbre, A. and Aurière, M., Fabas, N., Gillet, D., et al. 2014, *A&A*, 561, A85
 Lee, C.-F., Sahai, R., Sánchez Contreras, C., Huang, P.-S., & Hao Tay, J. J. 2013, *ApJ*, 777, 37
 Leone, F., Corradi, R. L. M., Martínez González, M. J., Asensio Ramos, A., & Manso Sainz, R. 2014, *A&A*, 563, A43
 Lindqvist, M., Schöier, F. L., Lucas, R., & Olofsson, H. 2000, *A&A*, 361, 1036
 Lucas, R., Guélin, M., Kahane, C., Audinos, P., & Cernicharo, J. 1995, *Astrophysics and Space Science*, 224, 293
 Masson, C. R. 1989, *ApJ*, 336, 294
 Men'shchikov, A. B., Balega, Y., Blöcker, T., Osterbart, R., & Weigelt, G. 2001, *A&A*, 368, 497
 Nordhaus, J., Blackman, E. G., & Frank, A. 2007, *MNRAS*, 376, 599
 Nyman, L.-A., Hall, P. J., & Olofsson, H. 1998, *A&AS*, 127, 185
 Pascoli, G. 1997, *ApJ*, 489, 946
 Pascoli, G. & Lahoche, L. 2008, *PASP*, 120, 1267
 Pascoli, G. & Lahoche, L. 2010, *PASP*, 122, 1334
 Ragland, S., Traub, W. A., Berger, J.-P., et al. 2006, *ApJ*, 652, 650
 Ramstedt, S. & Olofsson, H. 2014, *A&A*, 566, A145
 Rudnitski, G. M., Pashchenko, M. I., & Colom, P. 2010, *Astronomy Reports*, 54, 400
 Sabin, L., Wade, G. A., & Lèbre, A. 2015, *MNRAS*, 446, 1988
 Sabin, L., Zhang, Q., Zijlstra, A. A., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 1794
 Sabin, L., Zijlstra, A. A., & Greaves, J. S. 2007, *MNRAS*, 376, 378
 Sánchez Contreras, C., Sahai, R., & Gil de Paz, A. 2002, *ApJ*, 578, 269
 Schmidt, G. D., Hines, D. C., & Swift, S. 2002, *ApJ*, 576, 429
 Skinner, C. J., Meixner, M., & Bobrowsky, M. 1998, *MNRAS*, 300, L29
 Soker, N. 2000, *ApJ*, 540, 436
 Steffen, M., Hubrig, S., Todt, H., et al. 2014, *A&A*, 570, A88
 Thirumalai, A. & Heyl, J. S. 2012, *MNRAS*, 422, 1272
 Thum, C., Wiesemeyer, H., Paubert, G., Navarro, S., & Morris, D. 2008, *PASP*, 120, 777
 Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Danchi, W. C., & Lopez, B. 2000, *ApJ*, 543, 284
 Vlemmings, W. H. T. 2011, in *Asymmetric Planetary Nebulae 5 Conference*, 89
 Vlemmings, W. H. T. 2012, in *IAU Symposium, Vol. 287, Cosmic Masers - from OH to H0*, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 31–40
 Vlemmings, W. H. T., Diamond, P., & van Langevelde, H. J. 2001, *A&A*, 375, 6L1
 Vlemmings, W. H. T., Diamond, P., & van Langevelde, H. J. 2002, *A&A*, 394, 589
 Vlemmings, W. H. T., van Langevelde, H. J., & Diamond, P. 2005, *A&A*, 434, 1029
 Western, L. R. & Watson, W. D. 1983, *ApJ*, 275, 195

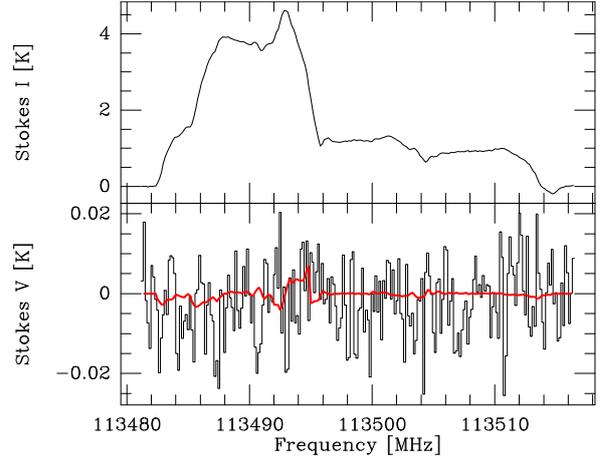


Fig. A.1: IRC+10216: observations of November 2006 for the position (+15", -15") and the CN transition (1, 3/2) → (0,1/2). *Top*: Stokes *I* spectrum. *Bottom*: Spectra and least-squares fits to *V* are shown in black and red, respectively.

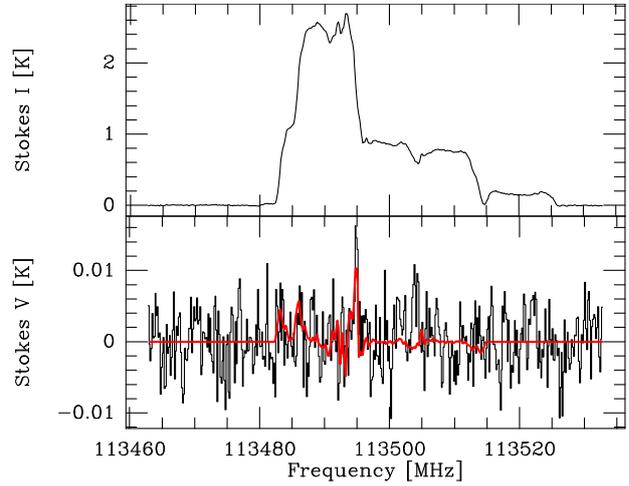


Fig. A.2: As in Fig. A.1 but for the observations of March and June 2016 toward position (-18", +10") of IRC+10216.

Appendix A: Figures

Figures A.1 to A.9 show the Stokes *I* and *V* spectra for all stars in our sample.

Appendix B: Power patterns in Stokes *I* and *V*

As mentioned in section 5.1, the parameter C_1 is related to the leakage of Stokes *I* into Stokes *V*, in such a way that the corresponding power pattern can be described by a scaled copy of the Stokes *I* beam. In general, the power patterns are measured by observing a sufficiently strong, unpolarised and unresolved continuum source. When EMIR's orthomode transducers were commissioned, a series of observations of Uranus was made in December 2015 at various elevations. While on the optical axis a value of 2.5% was measured for C_1 , it increases off the optical axis (Fig. B.1).

In the following, the indexing of the power patterns follows the nomenclature of the Müller matrices, for example, IV de-

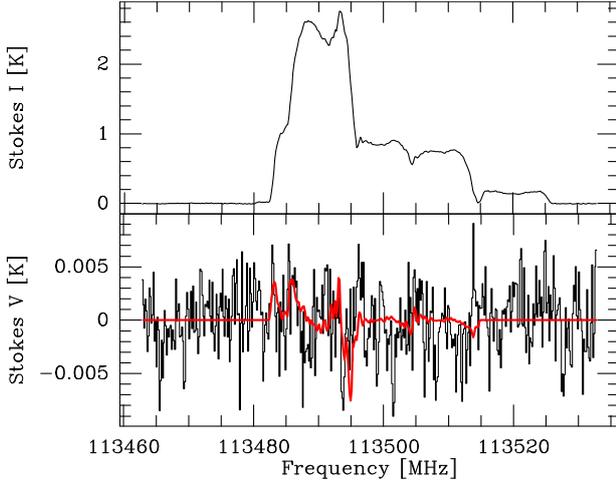


Fig. A.3: As in Fig. A.1 but for the observations of March and June 2016 toward position $(-18'', -10'')$ of IRC+10216.

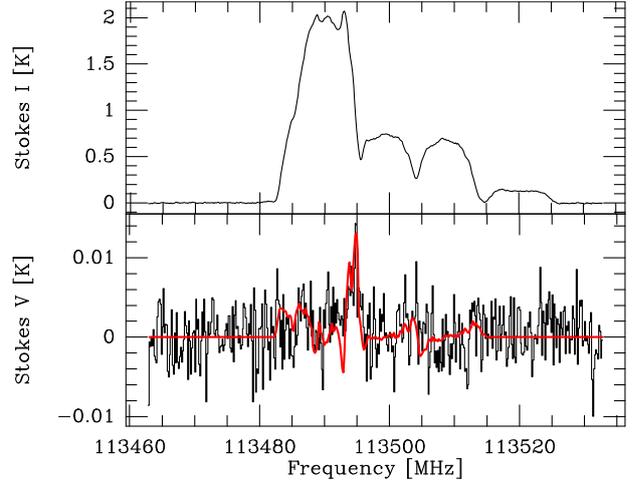


Fig. A.5: As in Fig. A.1 but for the observations of March and June 2016 toward position $(+20'', +16'')$ of IRC+10216.

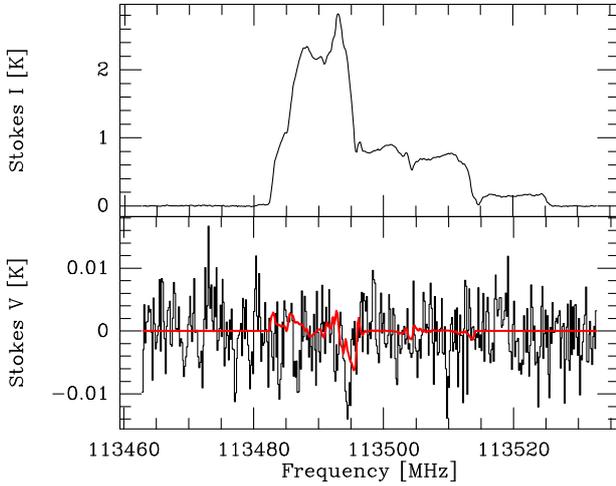


Fig. A.4: As in Fig. A.1 but for the observations of March 2016 toward position $(+18'', -04'')$ of IRC+10216.

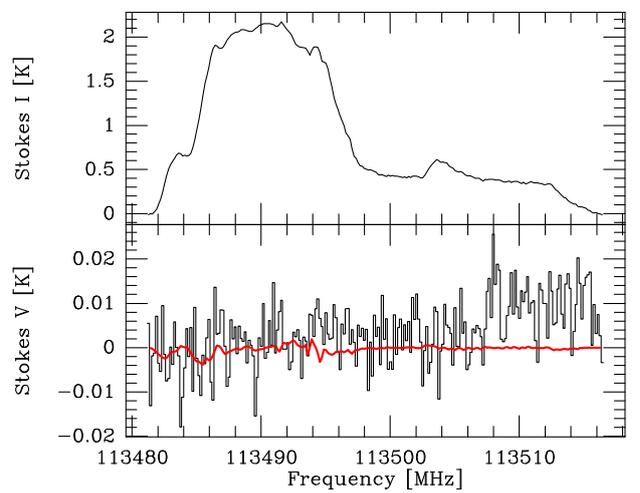


Fig. A.6: As in Fig. A.1 but for the observations of November 2006 toward RW LMi.

scribes the conversion from Stokes I into Stokes V in the telescope's Nasmyth cabin, and B_{IV} is the corresponding power pattern. The observed Stokes V then becomes

$$\begin{aligned} V_{\text{obs}} &= V_{\text{int}} * B_{VV} + I_{\text{int}} * B_{IV} \\ I_{\text{obs}} &= I_{\text{int}} * B_{II}, \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

where I_{int} and V_{int} are the intrinsic brightness distributions in Stokes I and V , respectively, and I_{obs} and V_{obs} are the observed flux densities after convolution with the respective power patterns of the antenna. Since the beams B_{II} and B_{VV} are dominated by the aperture of the telescope and the illumination of its sub-reflector by the receiver, we assume them to be equal. As already mentioned, the power distribution leakage of Stokes I into Stokes V , B_{IV} , has been measured (Fig. B.1). The spatial distribution of the observed fractional circular polarisation is then given by

$$\left(\frac{V_{\text{obs}}}{I_{\text{obs}}} \right) = C_3 \frac{d \ln I}{d\nu} + C_1 = \frac{V_{\text{int}} * B_{VV} + I_{\text{int}} * B_{IV}}{I_{\text{int}} * B_{II}}. \quad (\text{B.2})$$

Article number, page 12 of 13

where, as discussed in section 5.1, we can neglect the term with C_2 . The only quantity which varies with time is B_{IV} . Because it is not entirely axially symmetric, but displays an asymmetric sidelobe fixed in the Nasmyth reference frame, the equivalent power pattern B_{IV} is smeared by the parallactic rotation. This is demonstrated in Fig. B.1. Eq. B.2 shows that applying Crutcher's method to time-averaged spectra, with a correspondingly weighted averaged B_{IV} is equivalent to applying the method to data subsets at various elevations and parallactic angles. The Stokes V spectra of these subsets should then be corrected individually. However, the pattern method will be fraught with uncertainties, because the lower sensitivity in subsets of the spectra may introduce artefacts into the determination of the C coefficients. We therefore prefer to use the method described in Sect. 6. The value of C_1 then depends on the emission picked up from, for example, the CN(1-0) emission shell of IRC+10216, which is described by the aforementioned power pattern B_{IV} . This explains why the C_1 coefficients vary from position to position (cf. Table 4). While the average C_1 within a 5σ cutoff radius

A. Duthu et al.: Magnetic field in IRC+10216 and other C-Rich evolved stars

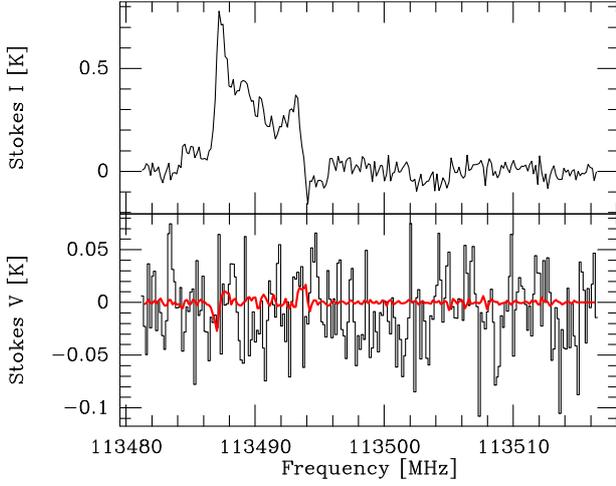


Fig. A.7: As in Fig. A.1 but for the observations of November 2006 toward RY Dra.

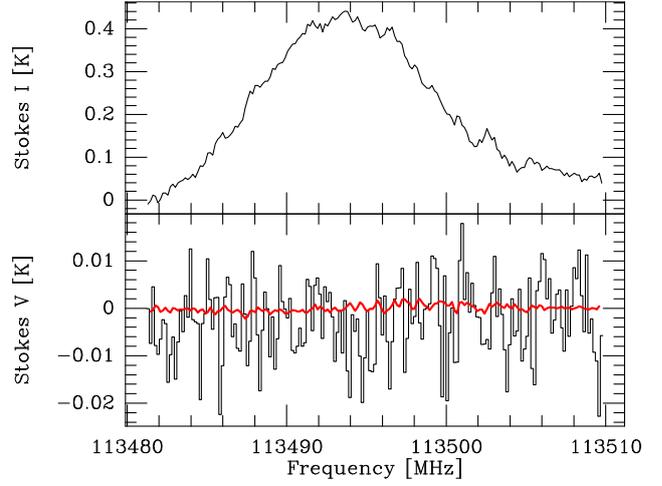


Fig. A.9: As in Fig. A.1 but for the observations of November 2006 toward NCC7027.

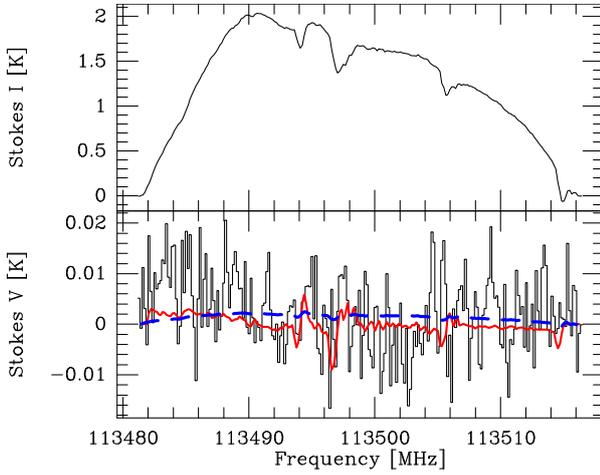


Fig. A.8: AFGL618: observations of November 2006. CN (1, 3/2) \rightarrow (0, 1/2) Stokes I (Top) and V (Bottom) spectra. Spectra and least-squares fits to V are shown in black and red, respectively. The instrumental V contribution is plotted in blue ($C_3 = 0$).

in Stokes I is -0.3% , the average between the half-power contour of the Stokes I beam and the same cutoff is -0.5% , varying between -0.4% and -1.4% within the four quadrants of this area. These values are reasonably close in absolute value and sign, to those given in Table 4. In practice, the exact values depend on where the dominating pickup of Stokes I by the power pattern B_{IV} is located. A more quantitative analysis would only be possible with a high-resolution ($\sim 1''$) map of the CN(1-0) emission in Stokes I .

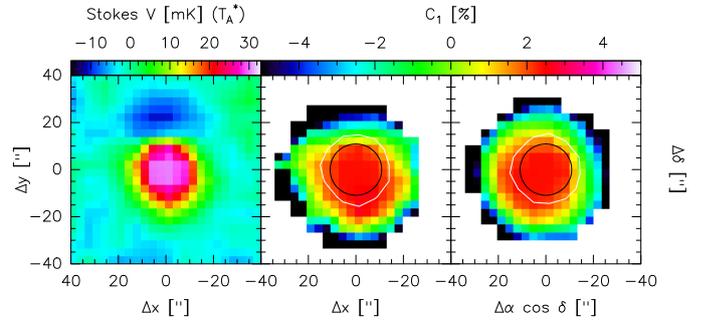


Fig. B.1: Stokes V power patterns, as measured on Uranus. **Left:** Namyth reference frame. The colour-scale indicates the antenna temperature (in mK). **Center:** Same for C_1 , with colour-scale in %. The white contour indicates the measured half-maximum contour of the Stokes I beam, at 91.5 GHz. The black contour is the corresponding contour at the CN(1-0) frequency. The map is limited by a $S/N \sim 5$ cutoff. **Right:** Averaged C_1 map in astronomical coordinates. For details see text.

Bibliographie

- Agúndez, M., Cernicharo, J., & Guélin, M. 2010a, ApJ, 724, L133 [21](#), [22](#)
- Agúndez, M., Cernicharo, J., Guélin, M., et al. 2010b, A&A, 517, L2 [79](#)
- Airapetian, V., Carpenter, K. G., & Ofman, L. 2010, ApJ, 723, 1210 [15](#), [24](#)
- Akashi, M., Sabach, E., Yorgev, O., & Soker, N. 2015, MNRAS, 453, 2115 [96](#)
- Alcolea, J., Neri, R., & Bujarrabal, V. 2007, A&A, 468, L41 [96](#)
- André, P., Könyves, V., Arzoumanian, D., Palmeirim, P., & Peretto, N. 2013, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 476, New Trends in Radio Astronomy in the ALMA Era : The 30th Anniversary of Nobeyama Radio Observatory, ed. R. Kawabe, N. Kuno, & S. Yamamoto, 95 [40](#)
- Aurière, M., Donati, J.-F., Konstantinova-Antova, R., et al. 2010, A&A, 516, L2 [15](#), [24](#), [44](#), [68](#), [93](#)
- Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Charbonnel, C., et al. 2015, A&A, 574, A90 [96](#)
- Aurière, M., López Ariste, A., Mathias, P., et al. 2016, A&A, 591, A119 [67](#), [93](#)
- Babcock, H. W. 1947, ApJ, 105, 105 [38](#)
- Bachiller, R., Forveille, T., Huggins, P. J., & Cox, P. 1997a, A&A, 324, 1123 [88](#), [97](#), [100](#)
- Bachiller, R., Fuente, A., Bujarrabal, V., et al. 1997b, A&A, 319, 235 [84](#), [88](#), [97](#)
- Balick, B. & Frank, A. 2002, ARA&A, 40, 439 [96](#)
- Balick, B., Huarte-Espinosa, M., Frank, A., et al. 2013, ApJ, 772, 20 [100](#)
- Bard, C. & Townsend, R. H. D. 2016, MNRAS, 462, 3672 [42](#)
- Barvainis, R., McIntosh, G., & Predmore, C. R. 1987, Nature, 329, 613 [31](#)
- Blackman, E. 2014, in Asymmetrical Planetary Nebulae VI Conference, 6 [24](#), [43](#)
- Blackman, E. G. 2009, in IAU Symposium, Vol. 259, Cosmic Magnetic Fields : From Planets, to Stars and Galaxies, ed. K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, & J. E. Beckman, 35–46 [96](#)
- Boffin, H. M. J., Miszalski, B., Rauch, T., et al. 2012, Science, 338, 773 [96](#)
- Browning, M. K. 2008, ApJ, 676, 1262 [42](#)
- Bujarrabal, V. & Alcolea, J. 2013, A&A, 552, A116 [96](#)

- Busso, M., Gallino, R., Lambert, D. L., Travaglio, C., & Smith, V. V. 2001, *ApJ*, 557, 802 [19](#)
- Buyschaert, B., Neiner, C., Richardson, N. D., et al. 2017, *ArXiv e-prints* [[arXiv]1704.00576] [42](#)
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1990, *ApJ*, 354, 687 [40](#)
- Cernicharo, J., Guelin, M., Penalver, J., Martin-Pintado, J., & Mauersberger, R. 1989, *A&A*, 222, L1 [24](#)
- Cernicharo, J., Marcelino, N., Agúndez, M., & Guélin, M. 2015a, *A&A*, 575, A91 [13](#), [99](#), [123](#)
- Cernicharo, J., McCarthy, M. C., Gottlieb, C. A., et al. 2015b, *ApJ*, 806, L3 [22](#)
- Chandrasekhar, S. & Fermi, E. 1953, *ApJ*, 118, 113 [26](#)
- Chau, W., Zhang, Y., Nakashima, J.-i., Deguchi, S., & Kwok, S. 2012, *ApJ*, 760, 66 [99](#)
- Cherchneff, I. 2006, *A&A*, 456, 1001 [20](#), [92](#)
- Cherchneff, I. 2012, *A&A*, 545, A12 [20](#), [21](#), [22](#)
- Cox, N. L. J., Arzoumanian, D., André, P., et al. 2016, *A&A*, 590, A110 [40](#)
- Cox, N. L. J., Kerschbaum, F., van Marle, A. J., et al. 2012, *A&A*, 543, C1 [98](#)
- Crutcher, R. M., Troland, T. H., Lazareff, B., & Kazes, I. 1996, *ApJ*, 456, 217 [98](#), [103](#), [104](#), [130](#)
- Darlington Landstreet, J. 2015, *IAU General Assembly*, 22, 2255184 [43](#)
- De Beck, E., Decin, L., de Koter, A., et al. 2010, *A&A*, 523, A18 [78](#), [98](#)
- De Beck, E., Lombaert, R., Agúndez, M., et al. 2012, *A&A*, 539, A108 [98](#), [99](#)
- de Jong, T., Boland, W., & Dalgarno, A. 1980, *A&A*, 91, 68 [78](#)
- de Jong, T., Dalgarno, A., & Chu, S.-I. 1975, *ApJ*, 199, 69 [78](#)
- Decin, L., Agúndez, M., Barlow, M. J., et al. 2010, *Nature*, 467, 64 [21](#)
- Decin, L., Cox, N. L. J., Royer, P., et al. 2012, *A&A*, 548, A113 [68](#), [78](#)
- Decin, L., Richards, A. M. S., Neufeld, D., et al. 2015, *A&A*, 574, A5 [99](#)
- Dolan, M., Mathews, G., & Dearborn, D. 2008, in *APS April Meeting Abstracts* [66](#)
- Donati, J.-E., Jardine, M. M., Gregory, S. G., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 1297 [41](#)
- Donati, J.-E., Semel, M., Rees, D. E., Taylor, K., & Robinson, R. D. 1990, *A&A*, 232, L1 [44](#)
- Duari, D., Cherchneff, I., & Willacy, K. 1999, *A&A*, 341, L47 [92](#)
- Duthu, A., Herpin, E., Wiesemeyer, H., et al. 2017, *ArXiv e-prints* [[arXiv]1705.04588] [97](#), [135](#)
- Eggen, O. J. & Iben, Jr., I. 1991, *AJ*, 101, 1377 [10](#)
- Elitzur, M. 1994, *ApJ*, 422, 751 [30](#), [31](#)

- Elitzur, M. 1996, *ApJ*, 457, 415 [30](#)
- Elitzur, M. 1998, *ApJ*, 504, 390 [30](#)
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169 [26](#)
- Fiebig, D. & Guesten, R. 1989, *A&A*, 214, 333 [30](#)
- Fong, D., Meixner, M., Sutton, E. C., Zalucha, A., & Welch, W. J. 2006, *ApJ*, 652, 1626 [101](#), [114](#)
- Ford, K. E. S., Neufeld, D. A., Goldsmith, P. F., & Melnick, G. J. 2003, *ApJ*, 589, 430 [21](#)
- Ford, K. E. S., Neufeld, D. A., Schilke, P., & Melnick, G. J. 2004, *ApJ*, 614, 990 [21](#)
- García-Segura, G., López, J. A., & Franco, J. 2005, *ApJ*, 618, 919 [123](#)
- Girart, J. M., Frau, P., Zhang, Q., et al. 2013, *ApJ*, 772, 69 [40](#)
- Girart, J. M., Patel, N., Vlemmings, W. H. T., & Rao, R. 2012, *ApJ*, 751, L20 [122](#)
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, *Science*, 313, 812 [40](#)
- Gobrecht, D., Cherchneff, I., Sarangi, A., Plane, J. M. C., & Bromley, S. T. 2016, *A&A*, 585, A6 [20](#), [79](#)
- Gómez, Y., Tafoya, D., Anglada, G., et al. 2009, *ApJ*, 695, 930 [97](#), [122](#)
- Gonidakis, I., Chapman, J. M., Deacon, R. M., & Green, A. J. 2014, *MNRAS*, 443, 3819 [97](#), [121](#)
- Gray, M. D., Humphreys, E. M. L., & Yates, J. A. 1999, *MNRAS*, 304, 906 [91](#)
- Gray, M. D., Wittkowski, M., Scholz, M., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 51 [91](#)
- Groenewegen, M. A. T., Barlow, M. J., Blommaert, J. A. D. L., et al. 2012, *A&A*, 543, L8 [21](#)
- Grunhut, J. H., Wade, G. A., Hanes, D. A., & Alecian, E. 2010, *MNRAS*, 408, 2290 [44](#)
- Habing, H. J. 1996, *A&A Rev.*, 7, 97 [96](#)
- Habing, H. J. & Olofsson, H. 2004 (*A&A Library* (Berlin :Springer)) [77](#)
- Hale, G. E. 1908, *PASP*, 20, 287 [36](#)
- Hale, G. E. 1913, *ApJ*, 38, 27 [36](#)
- Hamann, W.-R., Koesterke, L., & Gräfener, G. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 204, *Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars*, ed. H. Lamers & A. Sapar, 197 [16](#)
- Harper, G. M., Brown, A., & Guinan, E. F. 2008, *AJ*, 135, 1430 [66](#)
- Harper, G. M., Carpenter, K. G., Ryde, N., et al. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1094, *15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. E. Stempels, 868–871 [80](#)

- Hartigan, P. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 3, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, ed. M. Pena & S. Kurtz, 275 [41](#)
- Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., et al. 2009, *A&A*, 508, 923 [67](#)
- Herpin, F., Baudry, A., Thum, C., Morris, D., & Wiesemeyer, H. 2006, *A&A*, 450, 667 [31](#), [43](#), [96](#), [123](#)
- Herpin, F., Baudry, A., Josselin, E., Thum, C., & Wiesemeyer, H. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 259, *Cosmic Magnetic Fields : From Planets, to Stars and Galaxies*, ed. K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, & J. E. Beckman, 47–52 [124](#)
- Herpin, F. & Cernicharo, J. 2000, *ApJ*, 530, L129 [21](#)
- Herpin, F., Goicoechea, J. R., Pardo, J. R., & Cernicharo, J. 2002, *ApJ*, 577, 961 [100](#)
- Höfner, S. 2015, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 497, *Why Galaxies Care about AGB Stars III : A Closer Look in Space and Time*, ed. F. Kerschbaum, R. F. Wing, & J. Hron, 333 [23](#), [24](#)
- Höfner, S., Bladh, S., Aringer, B., & Ahuja, R. 2016, *A&A*, 594, A108 [96](#)
- Hogerheijde, M. 1998, PhD thesis, Department of Astronomy, University of California, Campbell Hall, Berkeley, CA 94720, USA <EMAIL>michiel@strw.leidenuniv.nl</EMAIL> [39](#)
- Huang, Z.-Y., Hasegawa, T. I., Dinh-V-Trung, et al. 2010, *ApJ*, 722, 273 [100](#)
- Huggins, P. J. & Glassgold, A. E. 1982, *AJ*, 87, 1828 [100](#)
- Humphreys, R. M., Davidson, K., Ruch, G., & Wallerstein, G. 2005, *AJ*, 129, 492 [68](#)
- Iben, Jr., I. 1991, *ApJS*, 76, 55 [10](#)
- Izumiura, H. & Hashimoto, O. 1999, in *IAU Symposium*, Vol. 191, *Asymptotic Giant Branch Stars*, ed. T. Le Bertre, A. Lebre, & C. Waelkens, 401 [100](#)
- Jardine, M. & Donati, J.-F. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 259, *Cosmic Magnetic Fields : From Planets, to Stars and Galaxies*, ed. K. G. Strassmeier, A. G. Kosovichev, & J. E. Beckman, 357–362 [41](#), [42](#)
- Jones, O. 2013, PhD thesis, The University of Manchester [90](#)
- Jordan, S., Bagnulo, S., Werner, K., & O’Toole, S. J. 2012, *A&A*, 542, A64 [97](#)
- Josselin, E. & Bachiller, R. 2003, *A&A*, 397, 659 [97](#)
- Josselin, E. & Plez, B. 2007, *A&A*, 469, 671 [15](#), [24](#), [67](#)
- Kemball, A. J. & Diamond, P. J. 1997, *ApJ*, 481, L111 [96](#)
- Kemball, A. J., Diamond, P. J., Gonidakis, I., et al. 2009, *ApJ*, 698, 1721 [123](#)
- Kervella, P., Lagadec, E., Montargès, M., et al. 2016, *A&A*, 585, A28 [67](#), [89](#), [128](#)

- Kervella, P., Perrin, G., Montargès, M., & Haubois, X. 2013, in EAS Publications Series, Vol. 60, EAS Publications Series, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 199–205 [67](#), [83](#), [92](#)
- Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, *A&A*, 504, 115 [67](#), [89](#), [92](#), [128](#)
- Kim, H., Hsieh, I.-T., Liu, S.-Y., & Taam, R. E. 2013, *ApJ*, 776, 86 [99](#)
- Kim, H., Lee, H.-G., Maun, N., & Chu, Y.-H. 2015, *ApJ*, 804, L10 [99](#)
- Knapp, G. R., Sandell, G., & Robson, E. I. 1993, *ApJS*, 88, 173 [98](#)
- Konstantinova-Antova, R., Aurière, M., Charbonnel, C., et al. 2014, in IAU Symposium, Vol. 302, Magnetic Fields throughout Stellar Evolution, ed. P. Petit, M. Jardine, & H. C. Spruit, 373–376 [96](#)
- Konstantinova-Antova, R., Aurière, M., Charbonnel, C., et al. 2010, *A&A*, 524, A57 [44](#)
- Konstantinova-Antova, R., Aurière, M., Iliev, I. K., et al. 2008, *A&A*, 480, 475 [44](#)
- Kudritzki, R. P., Mendez, R. H., Puls, J., & McCarthy, J. K. 1997, in IAU Symposium, Vol. 180, Planetary Nebulae, ed. H. J. Habing & H. J. G. L. M. Lamers, 64.K [13](#)
- Kwok, S. 1975, *ApJ*, 198, 583 [22](#)
- Kwok, S. 2000, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae* [96](#)
- Kwok, S. & Bignell, R. C. 1984, *ApJ*, 276, 544 [100](#)
- Lattanzio, J. 2003, in IAU Symposium, Vol. 209, Planetary Nebulae : Their Evolution and Role in the Universe, ed. S. Kwok, M. Dopita, & R. Sutherland, 73 [19](#)
- Latter, W. B., Dayal, A., Biegging, J. H., et al. 2000, *ApJ*, 539, 783 [122](#)
- Le Bertre, T., Matthews, L. D., & Gérard, E. 2012a, in SF2A-2012 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 549–552 [90](#)
- Le Bertre, T., Matthews, L. D., Gérard, E., & Libert, Y. 2012b, *MNRAS*, 422, 3433 [68](#), [129](#)
- Leal-Ferreira, M. L., Vlemmings, W. H. T., Kembell, A., & Amiri, N. 2013, *A&A*, 554, A134 [96](#)
- Lèbre, A., Aurière, M., Fabas, N., et al. 2014, *A&A*, 561, A85 [24](#), [43](#), [97](#), [121](#), [122](#), [123](#), [130](#)
- Lee, C.-F., Sahai, R., Sánchez Contreras, C., Huang, P.-S., & Hao Tay, J. J. 2013a, *ApJ*, 777, 37 [98](#), [100](#)
- Lee, C.-F., Yang, C.-H., Sahai, R., & Sánchez Contreras, C. 2013b, *ApJ*, 770, 153 [98](#)
- Leone, F., Corradi, R. L. M., Martínez González, M. J., Asensio Ramos, A., & Manso Sainz, R. 2014, *A&A*, 563, A43 [97](#)
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, *ApJ*, 628, 973 [15](#)
- Lindqvist, M., Schöier, F. L., Lucas, R., & Olofsson, H. 2000, *A&A*, 361, 1036 [99](#)
- Lombaert, R., Decin, L., Royer, P., et al. 2016, *A&A*, 588, A124 [22](#)

- Lucas, R., Guélin, M., Kahane, C., Audinos, P., & Cernicharo, J. 1995, *Ap&SS*, 224, 293 [99](#), [115](#), [120](#), [121](#)
- Lyubimkov, L. S., Lambert, D. L., Korotin, S. A., Rachkovskaya, T. M., & Poklad, D. B. 2015, *MNRAS*, 446, 3447 [16](#)
- Maercker, M., Danilovich, T., Olofsson, H., et al. 2016, *A&A*, 591, A44
- Marsden, S. C., Petit, P., Jeffers, S. V., et al. 2014, *MNRAS*, 444, 3517 [41](#)
- Martins, F. 2015, in *SF2A-2015 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. F. Martins, S. Boissier, V. Buat, L. Cambrésy, & P. Petit, 343–348 [23](#)
- Masson, C. R. 1989, *ApJ*, 336, 294 [100](#)
- Matsuura, M., Sargent, B., Swinyard, B., et al. 2016, *MNRAS*, 462, 2995 [68](#)
- Melnick, G. J., Neufeld, D. A., Ford, K. E. S., Hollenbach, D. J., & Ashby, M. L. N. 2001, *Nature*, 412, 160 [21](#)
- Men'shchikov, A. B., Balega, Y., Blöcker, T., Osterbart, R., & Weigelt, G. 2001, *A&A*, 368, 497 [121](#)
- Mestel, L. & Spitzer, Jr., L. 1956, *MNRAS*, 116, 503 [38](#)
- Meynet, G., Maeder, A., Georgy, C., et al. 2017, *ArXiv e-prints* [[arXiv]1704.04616] [42](#)
- Mihalas, D. & Kunasz, P. B. 1978, *ApJ*, 219, 635 [78](#)
- Milam, S. N., Woolf, N. J., & Ziurys, L. M. 2009, *ApJ*, 690, 837 [68](#), [80](#), [89](#)
- Millar, T. J. 2016, in *Journal of Physics Conference Series*, Vol. 728, *Journal of Physics Conference Series*, 052001 [20](#)
- Mohamed, S. & Podsiadlowski, P. 2012, *Baltic Astronomy*, 21, 88 [43](#)
- Monier, R. 2006, *Les étoiles et le milieu interstellaire. Introduction à l'astrophysique*, ed. E. Marketin (Ellipses Marketing) [xv](#), [14](#)
- Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2016, *A&A*, 588, A130 [67](#)
- Montargès, M., Kervella, P., Perrin, G., et al. 2014, *A&A*, 572, A17 [67](#)
- Morin, J., Donati, J.-F., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567 [41](#)
- Morton, D. C. 1970, *ApJ*, 160, 215 [15](#)
- Mowlavi, N. 2002, in *IAU Symposium*, Vol. 187, *Cosmic Chemical Evolution*, ed. K. Nomoto & J. W. Truran, 57–69 [19](#)
- Müller, H. S. P., Schlöder, F., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 2005, *Journal of Molecular Structure*, 742, 215 [70](#)
- Nedoluha, G. E. & Watson, W. D. 1994, *ApJ*, 423, 394 [30](#)
- Neufeld, D. A., González-Alfonso, E., Melnick, G., et al. 2010, *A&A*, 521, L5 [21](#)

- Nugis, T., Crowther, P. A., & Willis, A. J. 1998, *A&A*, 333, 956 [16](#)
- Nugis, T. & Lamers, H. J. G. L. M. 2002, *A&A*, 389, 162 [16](#)
- O’Gorman, E., Harper, G. M., Brown, J. M., et al. 2012, *AJ*, 144, 36 [68](#), [89](#), [128](#)
- Olofsson, H., Lindqvist, M., Winnberg, A., Nyman, L.-A., & Nguyen-Q-Rieu. 1991, *A&A*, 245, 611 [90](#), [129](#)
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (University Science Books, U.S) [78](#)
- Pascoli, G. 1997, *ApJ*, 489, 946 [121](#)
- Pascoli, G. & Lahoche, L. 2008, *PASP*, 120, 1267 [96](#)
- Pascoli, G. & Lahoche, L. 2010, *PASP*, 122, 1334 [96](#), [123](#)
- Peretto, N., André, P., Könyves, V., et al. 2012, *A&A*, 541, A63 [40](#)
- Perrin, G., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2007, *A&A*, 474, 599 [67](#)
- Petit, P., Dintrans, B., Aurière, M., et al. 2008, in *SF2A-2008*, ed. C. Charbonnel, F. Combes, & R. Samadi, 523 [41](#)
- Petit, V., Owocki, S. P., Wade, G. A., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 398 [42](#)
- Phillips, T. G., Huggins, P. J., Wannier, P. G., & Scoville, N. Z. 1979, *ApJ*, 231, 720 [79](#)
- Pickett, H. M., Poynter, R. L., Cohen, E. A., et al. 1998, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 60, 883 [70](#)
- Przybilla, N., Firnstein, M., Nieva, M. F., Meynet, G., & Maeder, A. 2010, *A&A*, 517, A38 [16](#), [90](#)
- Quintana-Lacaci, G., Agúndez, M., Cernicharo, J., et al. 2016a, *A&A*, 592, A51 [84](#), [88](#), [89](#)
- Quintana-Lacaci, G., Cernicharo, J., Agúndez, M., et al. 2016b, *ApJ*, 818, 192 [81](#)
- Ramstedt, S. & Olofsson, H. 2014, *A&A*, 566, A145 [98](#), [99](#), [100](#)
- Richards, A. M. S., Davis, R. J., Decin, L., et al. 2013, *MNRAS*, 432, L61 [16](#), [67](#), [89](#), [90](#), [92](#), [128](#), [129](#)
- Rodgers, B. & Glassgold, A. E. 1991, *ApJ*, 382, 606 [68](#)
- Royer, P., Decin, L., Wesson, R., et al. 2010, *A&A*, 518, L145 [20](#)
- Rudnitski, G. M., Pashchenko, M. I., & Colom, P. 2010, *Astronomy Reports*, 54, 400 [96](#), [121](#), [123](#)
- Saavik Ford, K. E. & Neufeld, D. A. 2001, *ApJ*, 557, L113 [21](#)
- Sabin, L., Wade, G. A., & Lèbre, A. 2015, *MNRAS*, 446, 1988 [29](#), [97](#)
- Sabin, L., Zhang, Q., Zijlstra, A. A., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 1794 [97](#), [100](#), [122](#)

- Sabin, L., Zijlstra, A. A., & Greaves, J. S. 2007, MNRAS, 376, 378 [97](#), [100](#), [122](#)
- Sanchez Contreras, C. & Sahai, R. 2004, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1482 [98](#)
- Sánchez Contreras, C., Sahai, R., & Gil de Paz, A. 2002, ApJ, 578, 269 [100](#), [122](#)
- Sanderson, T. R., Appourchaux, T., Hoeksema, J. T., & Harvey, K. L. 2003, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1035 [36](#)
- Schmidt, G. D., Hines, D. C., & Swift, S. 2002, ApJ, 576, 429 [99](#)
- Schöier, F. L., Olofsson, H., & Lundgren, A. A. 2006, A&A, 454, 247 [83](#), [88](#)
- Schwarzschild, M. & Härm, R. 1965, ApJ, 142, 855 [11](#)
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, ARA&A, 25, 23 [39](#)
- Shultz, M., Wade, G. A., Alecian, E., & BinaMiCS Collaboration. 2015, MNRAS, 454, L1 [42](#)
- Skinner, C. J., Meixner, M., & Bobrowsky, M. 1998, MNRAS, 300, L29 [99](#)
- Soker, N. 2000, ApJ, 540, 436 [99](#)
- Soker, N. & Zoabi, E. 2002, MNRAS, 329, 204 [13](#), [43](#)
- Song, H. F., Meynet, G., Maeder, A., Ekström, S., & Eggenberger, P. 2016, A&A, 585, A120 [42](#)
- Spitzer, L. & Tukey, J. W. 1949, Science, 109, 461 [38](#)
- Stahl, O., Jankovics, I., Kovács, J., et al. 2001, A&A, 375, 54 [23](#)
- Steffen, M., Hubrig, S., Todt, H., et al. 2014, A&A, 570, A88 [97](#), [122](#)
- Stothers, R. B. 2010, ApJ, 725, 1170 [66](#)
- Tenenbaum, E. D., Dodd, J. L., Milam, S. N., Woolf, N. J., & Ziurys, L. M. 2010a, ApJ, 720, L102 [80](#)
- Tenenbaum, E. D., Dodd, J. L., Milam, S. N., Woolf, N. J., & Ziurys, L. M. 2010b, ApJS, 190, 348 [20](#), [84](#), [88](#), [90](#)
- Tenenbaum, E. D., Dodd, J. L., Milam, S. N., Woolf, N. J., & Ziurys, L. M. 2010c, ApJS, 190, 348 [21](#), [22](#)
- Teyssier, D., Quintana-Lacaci, G., Marston, A. P., et al. 2012, A&A, 545, A99 [68](#)
- Thum, C., Wiesemeyer, H., Paubert, G., Navarro, S., & Morris, D. 2008, PASP, 120, 777 [64](#), [101](#)
- Tsuji, T. 1973, A&A, 23, 411 [22](#)
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Danchi, W. C., & Lopez, B. 2000, ApJ, 543, 284 [99](#)
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, A&A, 468, 627 [78](#)

- Velilla Prieto, L., Cernicharo, J., Quintana-Lacaci, G., et al. 2015, *ApJ*, 805, L13 [22](#), [81](#), [88](#)
- Velilla Prieto, L., Sánchez Contreras, C., Cernicharo, J., et al. 2017, *A&A*, 597, A25 [84](#), [91](#)
- Verhoelst, T., van der Zypen, N., Hony, S., et al. 2009, *A&A*, 498, 127 [67](#)
- Viganò, D. 2013, PhD thesis, University of Alicante [14](#)
- Viganò, D., Pons, J. A., Miralles, J. A., & Rea, N. 2015, in *Highlights of Spanish Astrophysics VIII*, ed. A. J. Cenarro, F. Figueras, C. Hernández-Monteagudo, J. Trujillo Bueno, & L. Valdivielso, 90–101 [14](#)
- Vink, J. S. & de Koter, A. 2002, *A&A*, 393, 543 [23](#)
- Vlemmings, W., Diamond, P. J., & van Langevelde, H. J. 2001, *A&A*, 375, L1 [96](#)
- Vlemmings, W. H. T. 2011, in *Asymmetric Planetary Nebulae 5 Conference* [124](#)
- Vlemmings, W. H. T. 2012, in *IAU Symposium, Vol. 287, Cosmic Masers - from OH to H0*, ed. R. S. Booth, W. H. T. Vlemmings, & E. M. L. Humphreys, 31–40 [xiii](#), [121](#), [123](#)
- Vlemmings, W. H. T., Diamond, P. J., & van Langevelde, H. J. 2002, *A&A*, 394, 589 [123](#)
- Vlemmings, W. H. T. & van Langevelde, H. J. 2008, *A&A*, 488, 619 [13](#), [44](#), [97](#)
- Vlemmings, W. H. T., van Langevelde, H. J., & Diamond, P. J. 2005, *A&A*, 434, 1029 [123](#)
- Waite, I. A., Marsden, S. C., Carter, B. D., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 2076 [41](#)
- Watson, W. D. & Wyld, H. W. 2001, *ApJ*, 558, L55 [30](#)
- Wiebe, D. S. & Watson, W. D. 1998, *ApJ*, 503, L71 [30](#)
- Willacy, K. 2004, *ApJ*, 600, L87 [21](#)
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJ*, 161, L43 [52](#)
- Woitke, P. 2006a, *A&A*, 452, 537 [24](#), [79](#), [90](#), [129](#)
- Woitke, P. 2006b, *A&A*, 460, L9 [24](#), [79](#), [90](#), [129](#)
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015 [xv](#), [12](#), [17](#), [18](#)
- Yun, Y. J. & Park, Y.-S. 2012, *A&A*, 545, A136 [91](#)
- Zijlstra, A. A., van Hoof, P. A. M., & Perley, R. A. 2008, *ApJ*, 681, 1296 [98](#)
- Ziurys, L. M. 2006, *Proceedings of the National Academy of Science*, 103, 12274 [21](#), [22](#)
- Ziurys, L. M., Tenenbaum, E. D., Pulliam, R. L., Woolf, N. J., & Milam, S. N. 2009, *ApJ*, 695, 1604 [20](#), [84](#), [88](#), [89](#), [92](#), [129](#), [130](#)
- Zuckerman, B. 1987, in *IAU Symposium, Vol. 120, Astrochemistry*, ed. M. S. Vardya & S. P. Tarafdar, 345–354 [77](#)