



Observations et modélisation des enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB

Yannick Libert

► **To cite this version:**

Yannick Libert. Observations et modélisation des enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. Français. <tel-00455657>

HAL Id: tel-00455657

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00455657>

Submitted on 10 Feb 2010

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.

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité
Astronomie et Astrophysique

Présentée par
Yannick Libert

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Observation et modélisation des enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB

Soutenue le 25 Septembre 2009

devant un jury composé de :

Patrick Boissé	Président du jury
Thibaut Le Bertre	Directeur de thèse
Eric Gérard	Directeur de thèse
Alain Jorissen	Rapporteur
Eric Josselin	Rapporteur
Lynn D. Matthews	Examineur
Jan Martin Winters	Examineur

Remerciements

Ce travail de thèse représente trois années d'apprentissage, de rencontres, de voyages, de partages, d'excitation, de découvertes, . . . Trois ans durant lesquels j'ai reçu un soutien infailible de la part de plusieurs personnes. Il est difficile de résumer ma gratitude à leur égard en seulement quelques mots.

En premier lieu, je tiens à remercier Thibaut et Eric. Vous avez créé le support solide à la base de cette thèse. Merci à Thibaut pour sa présence, sa patience et ces innombrables conseils. Et merci à Eric pour ses encouragements, son enthousiasme, et les bons moments passés à Nançay. Nos réunions hebdomadaires ont été une grande source d'inspiration.

J'aimerais aussi remercier les personnes qui ont pris part à cette thèse. Jan Martin, je garde un souvenir mémorable de toutes mes visites à l'IRAM, notamment de notre semaine à Bure. Lynn, les séjours à Cambridge ont été très riches, et m'ont beaucoup appris. Merci à Eric Josselin pour nos sympathiques échanges et pour son accueil au GRAAL. Je remercie également l'ensemble des membres du LERMA pour toute leur sympathie à mon égard. Je tiens aussi à remercier Jérôme Pety, Patrice Lespagnol, et Jean Borsenberger pour leur aide précieuse.

Maud, pour t'exprimer mon amour et ma gratitude, il me faudrait bien plus que cette page. Merci d'être à mes côtés et de m'avoir toujours soutenu.

Merci à ma famille exceptionnelle, grâce à eux j'ai l'impression qu'Anzin n'est qu'à quelques minutes de Paris.

J'ajoute une pensée spéciale à Norbert, Robert et Maurice qui m'ont apporté l'inspiration quand j'en avais besoin.

Enfin, un grand merci à mes amis François, Lucia, Petr, Pierre, Wassila et Sunghye. Le café a un bon goût d'amitié quand il est pris au bâtiment B!

Observation et modélisation des enveloppes circumstellaires d'étoiles AGB

Résumé

Les enveloppes circumstellaires autour des géantes rouges s'établissent pendant de longues périodes qui peuvent durer jusqu'à 10^6 ans. Elles peuvent donc être étendues (~ 1 pc, peut-être plus) et nous avons besoin de différents traceurs complémentaires pour décrire leurs propriétés globales. Je présente dans cette étude un programme conçu pour examiner les propriétés de la matière dans les parties externes des enveloppes circumstellaires autour d'étoiles de la Branche Asymptotique des Géantes (AGB) et leur liaison avec les enveloppes internes. Je présenterai donc des observations HI à 21 cm ainsi que des observations des transitions rotationnelles de la molécule CO pour plusieurs types d'étoiles. Notre interprétation des profils HI observés est que le vent stellaire est freiné par le milieu interstellaire ambiant. Nous avons conçu un modèle sphérique pour tenter de prédire cette émission HI, et je discuterai ses résultats. Dans plusieurs cas, l'émission HI est allongée dans une direction compatible avec le mouvement propre de l'étoile, un phénomène qui est observé de plus en plus couramment et qui pourrait de même s'expliquer dans le cadre d'une interaction avec le milieu local.

Observation and modeling of circumstellar envelopes around AGB stars

Abstract

Circumstellar shells around red giants are built over long periods of time that may reach several 10^6 years. They may therefore be extended over large sizes (~ 1 pc, possibly more) and different complementary tracers are needed to describe their global properties. I present here a programme designed to gauge the properties of matter in the external parts of circumstellar shells around AGB stars and to relate them to those of the inner envelope. Therefore, I will present 21-cm H I and CO rotational line data obtained on several type of AGB stars. Our interpretation of the H I line-profiles is that the outflow is slowed-down by the ambient interstellar medium. We have designed a spherical model to predict the H I emission, and I will discuss its results. In some cases, the H I source is elongated in a direction compatible with the central-star proper motion, a phenomenon that is being recognized in more and more cases and that is in favor of an interaction with the local material.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Evolution vers l'AGB	8
1.2	Motivations	12
1.3	Les observations de l'atome d'hydrogène neutre	13
1.4	Les observations de la molécule CO	19
1.5	La complémentarité de CO et HI	21
1.6	Présentation du travail de thèse.	22
2	Les techniques	25
2.1	Observations avec une antenne unique	25
2.1.1	La détection hétérodyne	25
2.1.2	Le radio télescope de Nançay	26
2.1.3	Le radio télescope de 30 m de l'IRAM	30
2.2	Le cas particulier des observations à 21 cm	31
2.2.1	Cas d'un gradient de confusion linéaire	31
2.2.2	Cas d'un gradient de confusion quadratique	35
2.2.3	Méthode de visualisation	37
2.3	L'interferométrie	38
2.3.1	Le théorème de Van Cittert-Zernike	38
2.3.2	Combiner les signaux	41
2.3.3	Echantillonnage du plan UV	41
2.3.4	Imagerie et déconvolution	43
2.3.5	L'interféromètre du Plateau de Bure	45
2.3.6	Le Very Large Array	47
2.4	Un modèle d'enveloppe circumstellaire	48
2.4.1	Les équations de base	49
2.4.2	Dynamique du gaz dans l'enveloppe	50
2.4.3	Modélisation des profils de raie	53

3 Les sources étudiées	55
3.1 Y CVn	55
3.2 RX Lep	71
3.3 Mira	84
3.4 RS Cnc	95
4 Conclusions et perspectives	110
Annexes	117
Annexe A	117
Annexe B	125
Bibliographie	129

Chapitre 1

Introduction

1.1 Evolution vers l'AGB

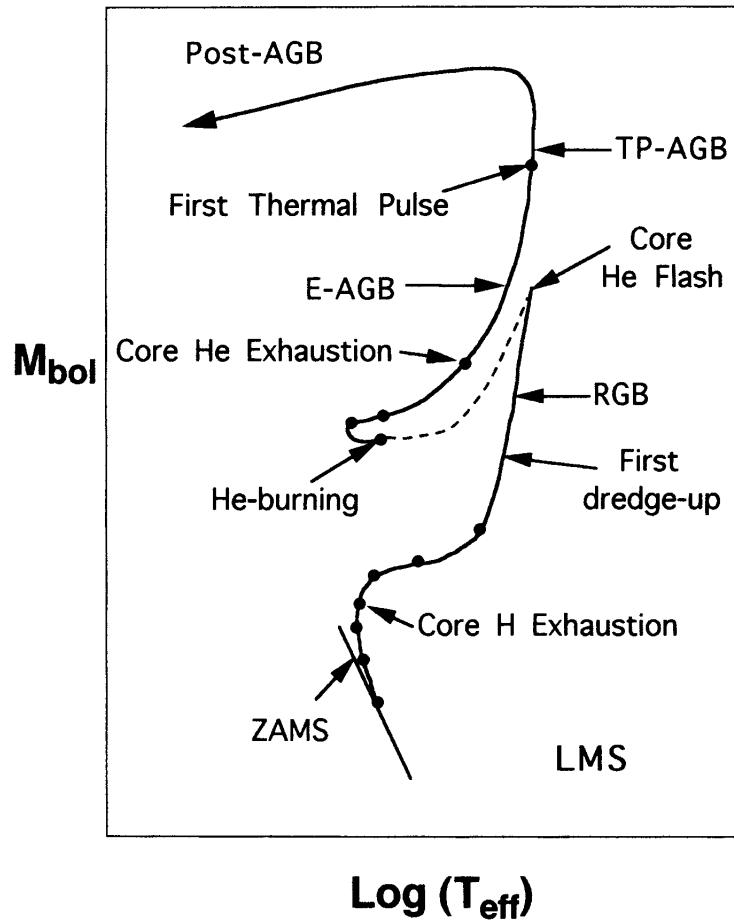


FIG. 1.1: Schéma de l'évolution d'une étoile de $1 M_{\odot}$ dans le diagramme HR (Busso et al., 1999).

Une étoile dont la masse est comprise entre $\sim 1 M_{\odot}$ et $6 M_{\odot}$, passe la plus grande partie de son existence sur la séquence principale du diagramme HR¹ (cf Fig. 1.1), brûlant de l'hydrogène en son cœur et le transformant en hélium.

Puis, quand l'hydrogène est épuisé, l'étoile consomme alors l'hydrogène encore disponible autour du cœur. Elle se déplace dans le diagramme HR vers la branche des géantes rouges (Red Giant Branch ou RGB). La masse du cœur augmente, élevant ainsi la température à un degré suffisant pour initier la combustion de l'hélium. A ce moment, l'étoile s'établit sur ce que, dans les amas globulaires, on appelle la branche horizontale (Horizontal Branch ou HB).

Comme lorsqu'elle a quitté la séquence principale, quand l'hélium vient à manquer dans le cœur, l'étoile va chercher son énergie dans les couches minces d'hélium autour du cœur. C'est alors qu'elle atteint la branche asymptotique des géantes (Asymptotic Giant Branch ou AGB).

L'évolution sur l'AGB comporte deux phases :

1. Dans la première, appelée early-AGB (ou E-AGB), la majeure partie de la luminosité est produite par la combustion nucléaire de l'hélium, tandis que la couche d'hydrogène est inactive. Le réchauffement progressif de cette dernière zone provoque à un moment donné le redémarrage de la combustion nucléaire de l'hydrogène : c'est la fin de la phase E-AGB. Cette phase dure de quelques centaines de milliers à plusieurs millions d'années suivant la masse initiale de l'étoile ; plus la masse est faible, plus l'évolution est lente.
2. Après la phase E-AGB se produisent des phénomènes de pulses thermiques : la source principale d'énergie est alternativement la couche de combustion nucléaire de l'hélium puis celle de l'hydrogène. C'est la phase dite Thermally-Pulsing AGB ou TP-AGB. Pendant ces deux phases, l'étoile monte en luminosité dans le diagramme HR.

Tandis que la température du cœur augmente, l'étoile se dilate, provoquant le refroidissement de la région au delà de l'atmosphère stellaire, et favorisant la formation de poussière. Cette poussière, accélérée par la pression de radiation de l'étoile va entraîner le gaz avec elle et amorcer le phénomène de perte de masse. Ce phénomène devient si important qu'il domine l'évolution de l'étoile AGB. Il faut noter que ce taux de perte de masse est dû pour 3/4 à l'hydrogène (90 % en nombre).

Pendant la phase TP-AGB, il arrive que le carbone et les produits de fusion dans le cœur passent dans l'enveloppe convective et remontent dans les couches supérieures de l'étoile. Ce phénomène, appelé "dredge-up", permet d'enrichir l'atmosphère stellaire en

¹HR : Hertzsprung-Russell

éléments lourds (les éléments s produits par capture neutronique) et en carbone. Avant les épisodes de dredge-up, le rapport de la quantité de carbone à celle d'oxygène (rapport C/O) est aux alentours de ~ 0.6 pour une étoile de type solaire. Pour une valeur du rapport C/O inférieure à 1, on dit que l'étoile est riche en oxygène, ou de **type M**. Plus le nombre de dredge-up augmente et plus le rapport C/O augmente. Lorsqu'il atteint une valeur proche de 1, l'étoile devient une étoile de **type S**. Puis quand l'environnement stellaire s'enrichit en carbone au point que le rapport C/O dépasse 1, on dit que l'étoile est carbonée, ou de **type C**.

Durant la phase sur l'AGB, l'équilibre à l'intérieur de l'étoile entre la pression du gaz et la gravité devient instable. L'étoile se dilate et se contracte, augmentant et diminuant ainsi sa luminosité sur des échelles de temps allant de quelques mois à quelques années. On appelle alors cette étoile variable à longue période. Il existe 3 catégories de variables à longue période :

- Les variables de type Mira : elles présentent des variations régulières de luminosité et de grande amplitude, avec des taux de perte de masse compris entre quelques 10^{-7} et quelques $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.
- Les variables semi-régulières : elles présentent des variations de luminosité de moindre amplitude ponctuées par des variations non régulières. Leur taux de perte de masse est compris entre quelques 10^{-8} et quelques $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.
- Les variables irrégulières : celles dont la période ne peut pas être déterminée. Leur taux de perte de masse est inférieur à $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.

Le diagramme 1.2 réalisé par Olofsson et al. (1993) montre la répartition de la perte de masse en fonction de la variabilité.

Une fois que l'enveloppe circumstellaire a été éjectée, l'étoile centrale devient une naine blanche, ionisant le gaz autour d'elle pour former une nébuleuse planétaire. Puis elle se refroidira et terminera sa vie en descendant dans le diagramme HR sur la branche des naines blanches.

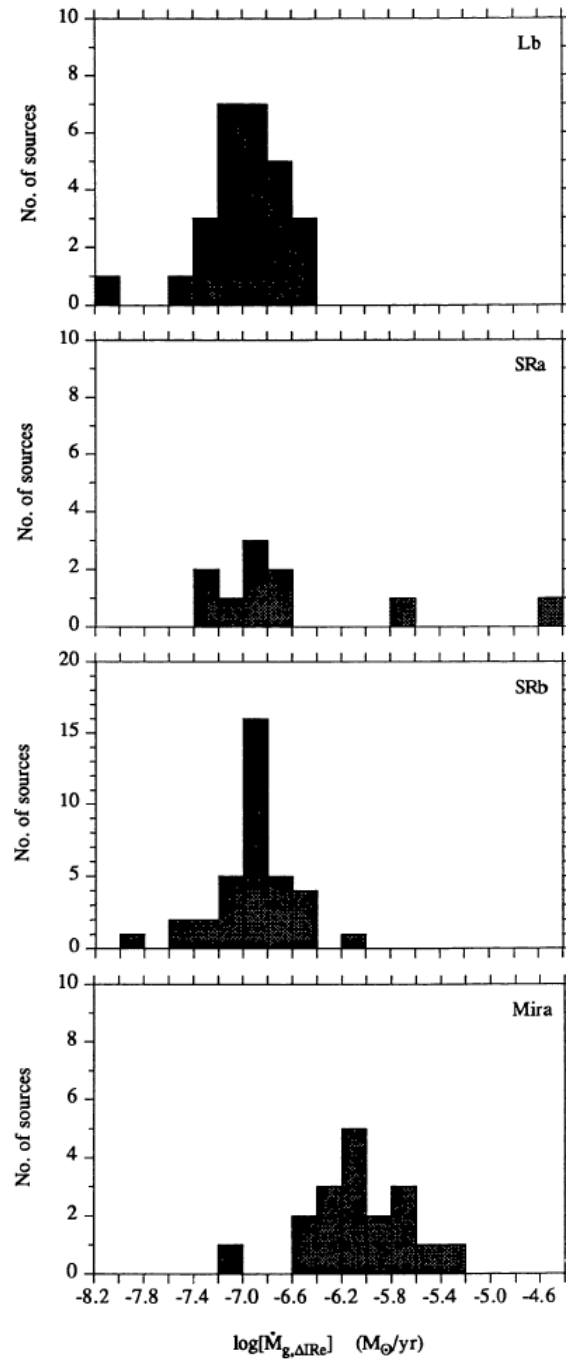


FIG. 1.2: Répartition du taux de perte de masse en fonction de la variabilité de l'étoile AGB (Olofsson et al., 1993).

1.2 Motivations

L'étude de la perte de masse des étoiles AGB fournit des éléments clefs pour la compréhension de l'évolution stellaire d'une part, et d'autre part pour la caractérisation du milieu interstellaire local. En effet, comme nous l'avons vu dans la section précédente, la perte de masse sur la branche asymptotique est un évènement de grande ampleur : le taux de matière éjectée à ce moment est si important qu'il peut régir l'évolution stellaire. C'est un phénomène complexe, que les modèles d'évolution stellaire actuels intègrent avec difficulté. De plus, l'enveloppe de gaz éjectée dans le milieu local contient, outre l'oxygène et le carbone, des éléments plus lourds formés par capture neutronique. Cette contribution au renouvellement du milieu interstellaire correspond à $\sim 70\%$ de l'apport actuel en matière stellaire dans le voisinage solaire (cf. figure 1.3).

Jusqu'à présent, les taux de perte de masse des étoiles AGB étaient déduits principalement des observations CO, ou de l'émission du continuum de la poussière dans l'infrarouge lointain (IRAS, ISO, ...).

Comme nous le verrons par la suite, les observations CO sont limitées par la distance à laquelle la molécule est photodissociée. Quant aux observations en infrarouge lointain, elles ne nous permettent pas d'accéder facilement aux propriétés physiques au sein de l'enveloppe.

Il est donc essentiel d'avoir recours à un traceur qui n'est pas détruit par le champ de rayonnement interstellaire, et émettant à une fréquence favorable aux observations à haute résolution spectrale. En plus de donner des indices sur la dynamique dans l'enveloppe, ce traceur pourrait caractériser l'interface entre le vent de l'étoile et l'environnement local, et ainsi nous renseigner sur les mécanismes d'injection de matière stellaire dans le milieu interstellaire. L'émission HI paraît être un bon candidat pour réaliser cette étude, car en plus de présenter les caractéristiques mentionnées, elle permet de déduire facilement la masse totale en gaz de l'enveloppe.

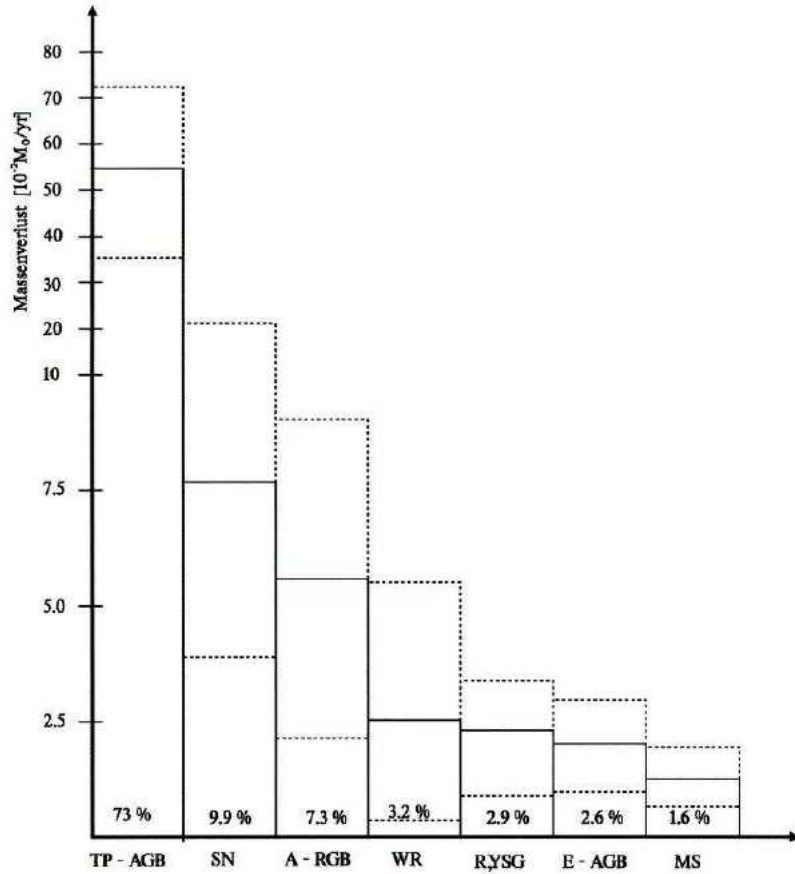


FIG. 1.3: Contribution actuelle à l'enrichissement du milieu interstellaire en matière stellaire, au voisinage solaire (Sedlmayr, 1994).

1.3 Les observations de l'atome d'hydrogène neutre

Historique

Les premières observations de l'hydrogène atomique des étoiles AGB furent menées en 1980 par Zuckerman et al. (1980) avec l'antenne de 305 m du radiotélescope d'Areibo. Ils tentèrent de détecter HI dans plusieurs sources mais aucun des résultats ne fut concluant. C'est seulement en 1987 que Bowers et Knapp (1988) parvinrent à détecter α Ceti (Mira), grâce au VLA. Mais le flux reçu très faible et la confusion due au HI galactique découragèrent de nouvelles tentatives d'observation. Parmi les candidats observés figuraient des Mira à fort taux de perte de masse, donc à forte quantité d'hydrogène qui auraient dû être détectées. Avec le recul du temps et la contribution de la présente thèse, on commence à mieux comprendre pourquoi les premiers essais furent largement

infructueux.

A partir de 2001, Thibaut Le Bertre (LERMA) et Eric Gérard (GEPI) réussirent à détecter quelques étoiles en HI à 21 cm, et depuis 2006, le processus s'est accéléré et produit une quantité importante d'informations sur le contenu en hydrogène atomique des enveloppes circumstellaires.

Lorsque l'on observe une étoile AGB en HI, la principale difficulté vient de l'émission galactique intense ($>$ quelques Jy) et omniprésente qu'il faut pouvoir retirer efficacement pour extraire le flux de la source (au plus quelques dixièmes de Jy). Je présenterai dans ce travail les techniques d'observation et de traitement développées pour tenter de résoudre ce problème (cf section 2.2).

Transfert de rayonnement

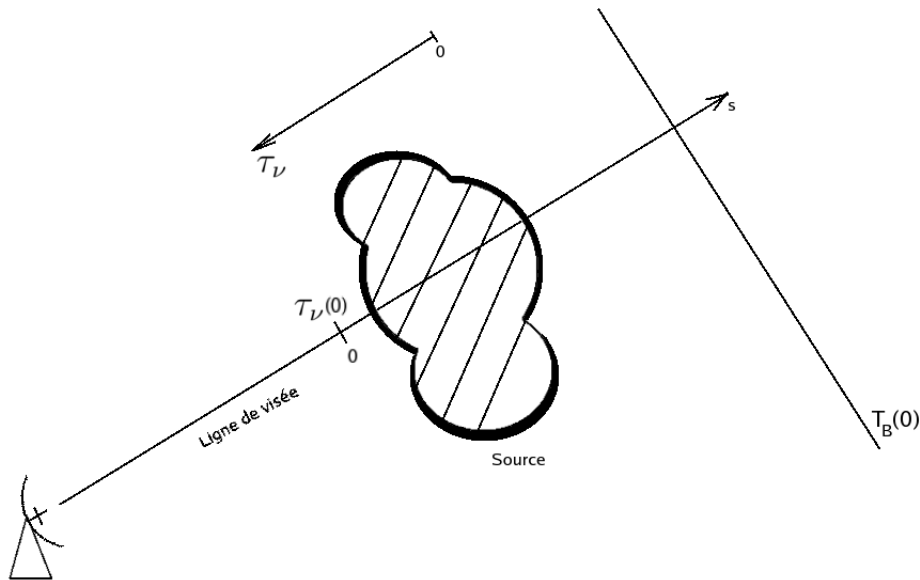


FIG. 1.4: Schéma de l'émission HI d'une enveloppe d'étoile AGB

Selon la température dans l'atmosphère de l'AGB, l'hydrogène peut se trouver sous forme atomique ou moléculaire. D'après les modèles de Glassgold et Huggins (1983), l'hydrogène moléculaire ne se forme pas (ou peu) dans l'atmosphère stellaire pour des étoiles dont la température est supérieure à ~ 2500 K. Ce type d'étoiles est donc susceptible de contenir essentiellement de l'hydrogène sous forme atomique et constitue une cible idéale pour la recherche de la raie HI à 21 cm

L'émission à 21 cm est due à une transition dite hyperfine qui provient de l'interaction

magnétique entre les deux dipôles liés aux spins de l'électron et du proton de l'atome d'hydrogène. Le niveau d'énergie le plus bas est associé à des spins anti-parallèles, tandis que le plus haut correspond à des spins parallèles. Dans ce qui suit, nous allons présenter les propriétés intéressantes du transfert de rayonnement de cette émission (comme décrit Fig 1.4).

Commençons par écrire l'expression du coefficient d'absorption κ_ν :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^2} \frac{g_2}{g_1} A_{21} n_1 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) \right\} \psi(\nu) \quad (1.1)$$

avec A_{21} le coefficient d'Einstein d'émission spontanée, g_1 et g_2 les poids statistiques, $\psi(\nu)$ le profil de la raie, n_1 le nombre d'atomes dans l'état 1 (spin anti-parallèles), et T_{ex} la température d'excitation.

En considérant que la durée de vie des atomes dans l'état 2 (spins parallèles) est très supérieure ($\sim 7.10^7$ ans) au temps entre deux collisions, nous pouvons supposer que le gaz est à l'équilibre thermodynamique et donc que la température d'excitation est égale à la température cinétique du gaz (T).

Nous allons supposer que l'émission H I est optiquement mince, et que la température de brillance de la source est bien supérieure à la température du fond. Aux longueurs d'ondes considérées, nous pouvons utiliser l'approximation de Rayleigh-Jeans $h\nu \ll kT$ (car $h\nu/k \sim 0.07$ K pour $\nu = 1420$ MHz). (1.1) s'écrit alors, dans le cas de la transition à 21 cm :

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi} \frac{1}{\nu_0^2} \frac{g_2}{g_1} A_{21} n_1 \frac{h\nu}{kT_{ex}} \psi(\nu) \quad (1.2)$$

L'équation du transfert de rayonnement s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \epsilon_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (1.3)$$

Avec ϵ_ν l'émissivité et I_ν l'intensité spécifique.

De plus, à l'équilibre thermodynamique local, on peut écrire :

$$\frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T) \quad (1.4)$$

Où $B_\nu(T)$ est l'émission du corps noir à la température du gaz T .

On pose : $d\tau_\nu = -\kappa_\nu ds$ avec τ_ν la profondeur optique. Cette relation et la relation (1.4) nous donnent dans (1.3) l'équation du transfert sous une autre forme :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - B_\nu(T) \quad (1.5)$$

Développons cette équation. La loi de Planck nous donne $B_\nu(T)$:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.6)$$

En simplifiant avec l'approximation de Rayleigh-Jeans ($h\nu/kT \ll 1$) :

$$B_\nu(T) = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \quad (1.7)$$

On peut ainsi définir la température de brillance T_B :

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2} B_\nu \quad (1.8)$$

C'est la température qu'aurait un corps noir de même intensité à la fréquence ν :

$$I_\nu = B_\nu(T_B) \quad (1.9)$$

(1.8), (1.9) dans (1.5) nous donnent finalement, en un point s de la ligne de visée :

$$\frac{dT_B(s)}{d\tau_\nu} = T_B(s) - T(s) \quad (1.10)$$

On peut résoudre cette équation, en faisant l'approximation d'un milieu isotherme. La solution générale se présente sous la forme :

$$T_B(s) = T_B(0)e^{-\tau_\nu(0)} + T(1 - e^{-\tau_\nu(0)}) \quad (1.11)$$

En pratique, dans les observations, il faut faire une différence entre la position sur la source et une référence, que l'on prendra en position (méthode du "position-switch"). L'équation devient donc par différence :

$$\Delta T_B(s) = (T_B(s) - T_B(0))(1 - e^{-\tau_\nu(0)}) \quad (1.12)$$

Dans les environnements circumstellaires, et tout particulièrement dans les régions externes (cf. 3.1), les densités envisagées sont faibles, et l'on peut faire l'hypothèse que le milieu est optiquement mince ($\tau_\nu \ll 1$). On écrira alors :

$$\Delta T_B(\tau_\nu) = (T - T_B(0))\tau_\nu \quad (1.13)$$

On voit donc que la raie à 21 cm peut apparaître en émission ou en absorption selon que T est supérieur ou inférieur à $T_B(0)$, voir même disparaître en cas d'égalité. Cette relation est importante, car dans la pratique, on sait que T_{ex} est très variable dans une enveloppe circumstellaire, de même que $T_B(0)$, la température du fond. Dans le cas de

IRC+10216 (Le Bertre et Gérard, 2001), comme dans d'autres, on peut s'attendre à une absorption HI, alors que dans la plupart des cas discutés dans cette thèse, nous avons observé la raie à 21 cm en émission.

Dans l'équation (1.2), on voit que κ_ν est proportionnel à $\frac{n_1}{T}$ et que, d'après (1.13), $\Delta T_B \propto \kappa_\nu \times T$, si $T \gg T_B(0)$. On aura donc :

$$\Delta T_B \propto n_1 \quad (1.14)$$

Cette relation est importante, car elle montre que pour un milieu optiquement mince dont la température d'excitation est largement supérieure à la température du fond, l'émission dans la raie HI est proportionnelle à la densité et indépendante de la température du milieu. On peut donc généraliser ce résultat à un cas non isotherme optiquement mince, tant que la température du milieu reste grande par rapport à $T_B(0)$.

Pour remonter à la densité totale de HI, n_{HI} , partons de la relation régissant les populations des différents niveaux d'énergie :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (1.15)$$

Toujours dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, cette équation se simplifie pour donner :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \quad (1.16)$$

sachant que $g_f = 2f + 1$, alors $g_1 = 1$ et $g_2 = 3$. On a donc :

$$n_{HI} = n_1 + n_2 = 4n_1 \quad (1.17)$$

Donc la température de brillance de l'enveloppe, qui est liée à l'intensité, est directement proportionnelle au nombre d'atomes d'hydrogène sur la ligne de visée. Le transfert de rayonnement se simplifie, ce qui fait tout l'avantage des observations HI.

Exprimons maintenant la densité de colonne en hydrogène neutre en fonction du flux reçu. En utilisant 1.17, l'équation 1.2 devient :

$$\kappa_\nu = \frac{3c^2}{32\pi} \frac{1}{\nu_0^2} n_{HI} A_{21} \frac{h\nu}{kT_{ex}} \psi(\nu) \quad (1.18)$$

On passe de fréquences à vitesses en utilisant la relation Doppler :

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = \frac{V}{c} \quad (1.19)$$

Comme $d\tau_\nu = -\kappa_\nu ds$, l'équation 1.18 devient :

$$d\tau_V = -5.4873 \cdot 10^{-19} \frac{n_{HI}}{T} \psi(V) ds \quad (1.20)$$

Avec n_{HI} en cm^{-3} , T en K, $\psi(V)$ en $(\text{km s}^{-1})^{-1}$ et ds en cm
En intégrant, on obtient :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tau(V) dV = 5.4873 \cdot 10^{-19} \int_0^{\infty} \frac{n_{HI}}{T} ds \quad (1.21)$$

Ce qui nous donne l'expression de la densité de colonne en hydrogène :

$$N_{HI}(\text{cm}^{-2}) = 1.8222 \cdot 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T \tau(V) dV \quad (1.22)$$

Dans le cas optiquement mince, on obtient finalement :

$$\boxed{N_{HI}(\text{cm}^{-2}) = 1.8222 \cdot 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T_B(V) dV} \quad (1.23)$$

Exprimons maintenant la masse d'hydrogène de la source en fonction du flux observé.
La masse d'hydrogène contenue dans l'angle solide Ω correspondant à la source est :

$$M_{HI} = N_{HI} D^2 m_p \Omega \quad (1.24)$$

Avec D la distance de l'objet, N_{HI} le nombre d'atomes par cm^{-2} , et m_p la masse de l'hydrogène. La température de brillance peut s'exprimer en fonction du flux $S(\nu)$:

$$T_B = \frac{S}{\Omega} \frac{c^2}{2k\nu^2} \quad (1.25)$$

Si la source est plus petite que le lobe, alors en intégrant sur la source et en combinant la relation 1.23 avec 1.24 et 1.25, on obtient :

$$M_{HI}(M_{\odot}) = 2.37 \cdot 10^{-7} D^2(\text{pc}) \int S(V) dV \quad (1.26)$$

En pratique, la source est très souvent plus grande que le lobe en ascension droite (4') et même parfois plus grande que le lobe en déclinaison (22'). L'équation se généralise immédiatement en intégrant le flux total sur toute la source, soit :

$$\boxed{M_{HI}(M_{\odot}) = 2.37 \cdot 10^{-7} D^2(\text{pc}) F_{tot}} \quad (1.27)$$

Avec $F_{tot} = \int S(V) dV$, le flux total intégré en $\text{Jy} \times \text{km.s}^{-1}$. A l'aide de cette équation, nous allons pouvoir déterminer la masse en hydrogène de la source observée si l'on en connaît sa distance.

1.4 Les observations de la molécule CO

Les observations millimétriques des transitions rotationnelles du monoxyde de carbone (comme par exemple les transitions entre les niveaux rotationnels $J = 1$ et $J = 0$ à 115 GHz, ou bien encore entre $J = 2$ et $J = 1$ à 230 GHz) dans l’environnement des étoiles AGB ont débuté dans les années 70, avec des instruments comme le radio télescope du NRAO de 11 mètres de diamètre situé à Kitt Peak (Wilson et al. 1973). A l’époque, on ne détectait le CO qu’autour d’étoiles dont le taux de perte de masse était au moins de $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Zuckerman et al. 1978).

Depuis, les techniques d’observation se sont perfectionnées, et le bruit de système a été considérablement diminué, permettant de détecter des centaines d’enveloppes moléculaires autour d’étoiles AGB. Grâce à la détection hétérodyne (voir Sect. 2.1.1), le pouvoir de résolution spectral des instruments peut être de quelques millions dans le domaine radio, ce qui est idéal pour étudier les vents à faible vitesse (généralement quelques km s^{-1}) des AGB.

Grâce aux méthodes interférométriques, la géométrie des émissions du CO a pu être étudiée, avec, par exemple, l’interféromètre du Plateau de Bure. Jusqu’à récemment, grâce aux études menées notamment par Neri et al. (1998), on pensait que les enveloppes CO autour des étoiles AGB présentaient dans la plupart des cas une géométrie peu complexe, proche de la géométrie sphérique, avec des vents en expansion isotrope.

De nos jours, les progrès de l’interférométrie et les techniques de récupération des espacements courts avec la combinaison d’instruments monolithiques (voir Sect. 2.3.3), permettent d’atteindre la sensibilité, la résolution spatiale et la résolution spectrale suffisante pour tester à nouveau cette hypothèse.

Castro-Carrizo et al., réalisent, depuis 2004 avec l’interféromètre du Plateau de Bure une étude de 45 étoiles évoluées (36 AGB et 9 post-AGB) pour les raies de CO(1-0) et CO(2-1), en combinant systématiquement ces observations avec celles obtenues au télescope de 30 m de l’IRAM afin de récupérer les espacement courts. Leur premiers résultats montrent que les enveloppes moléculaires des étoiles AGB sont très différentes d’une étoile à l’autre, avec des vents aux signatures géométriques et cinématiques variées. Ils trouvent par exemple des structures allongées autour d’un noyau sphérique (TX Cam, IRC+10011 ; Fig. 1.5 et Castro-Carrizo et al., 2007), des enveloppes inhomogènes (R Cas et IRAS 19475+3119 : cf. Fig. 1.5), ou bien encore des structures axi-symétriques présentant des gradients de vitesse (e.g. RX Boo, Fig. 1.5).

Dans le travail présenté ici, nous étudierons le cas de RS Cnc (Sect. 3.4) qui montre en CO(1-0) et en CO(2-1) une structure quasi-sphérique lorsque l’on étudie le flux intégré, et qui, décomposée spectralement, est associée à un gradient de vitesse Nord/Sud qui

pourrait être interprété par un flot bipolaire combiné à un disque équatorial.

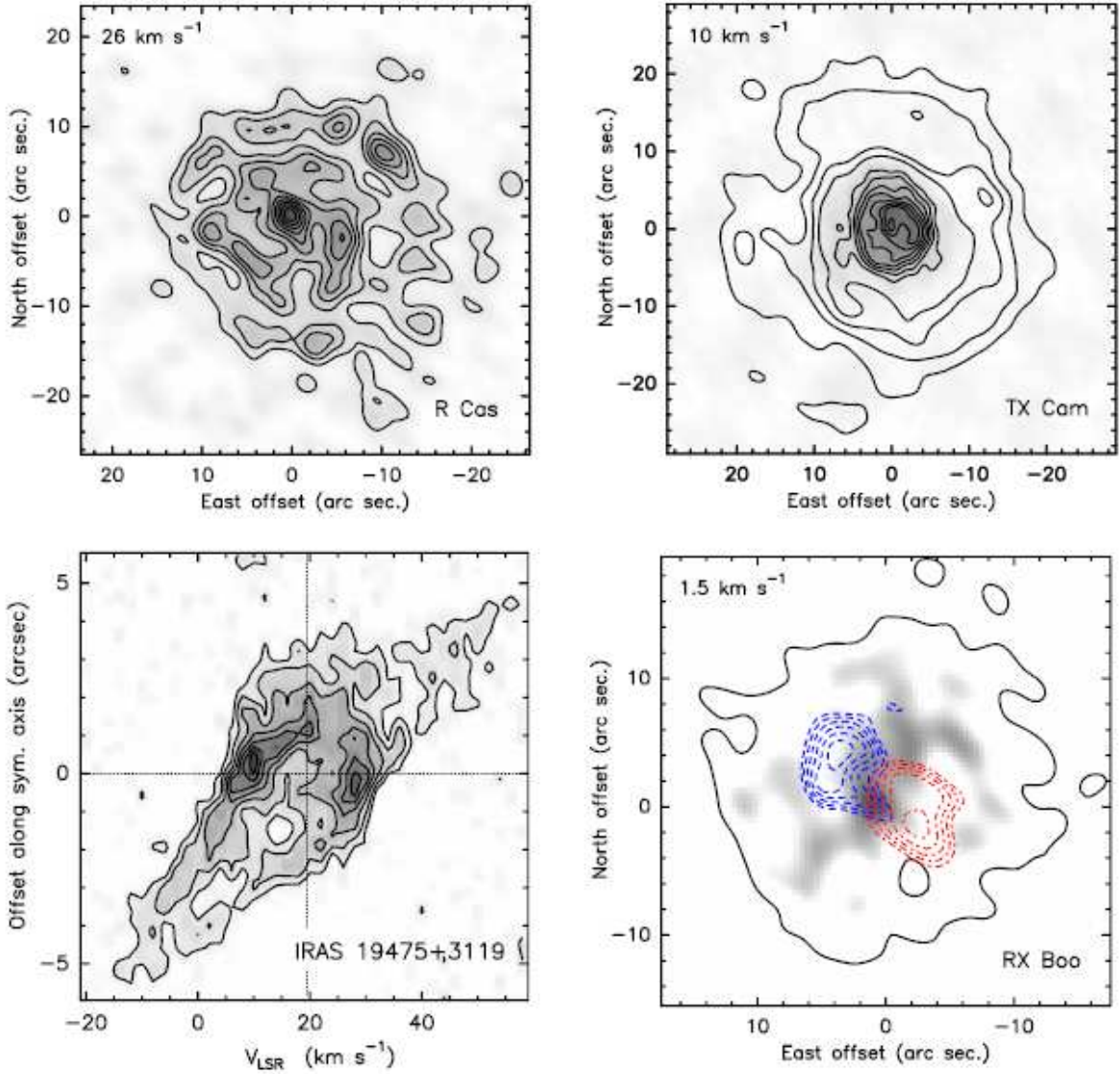


FIG. 1.5: En haut à gauche : émission CO(1-0), provenant de R Cas. L'image correspond au canal spectral centré sur la vitesse de l'étoile. En haut à droite : combinaison de l'émission CO(1-0) (les 4 contours extérieurs) et CO(2-1) (region centrale grisée) obtenues pour TX Cam. En bas à gauche : diagramme position-vitesse obtenu le long de son axe de symétrie, de l'émission CO(2-1) de la post-AGB IRAS 19475+3119. En bas à droite : émission de CO(1-0) de RX Boo. Le contour en gris représente l'extension maximale de l'émission. En bleu est représentée l'émission décalée vers le bleu de -4 km s^{-1} par rapport à la vitesse de l'étoile centrale. Les contours en rouge représentent l'émission décalée vers le rouge de 5 km s^{-1} (Castro-Carrizo et al., 2007).

1.5 La complémentarité de CO et H I

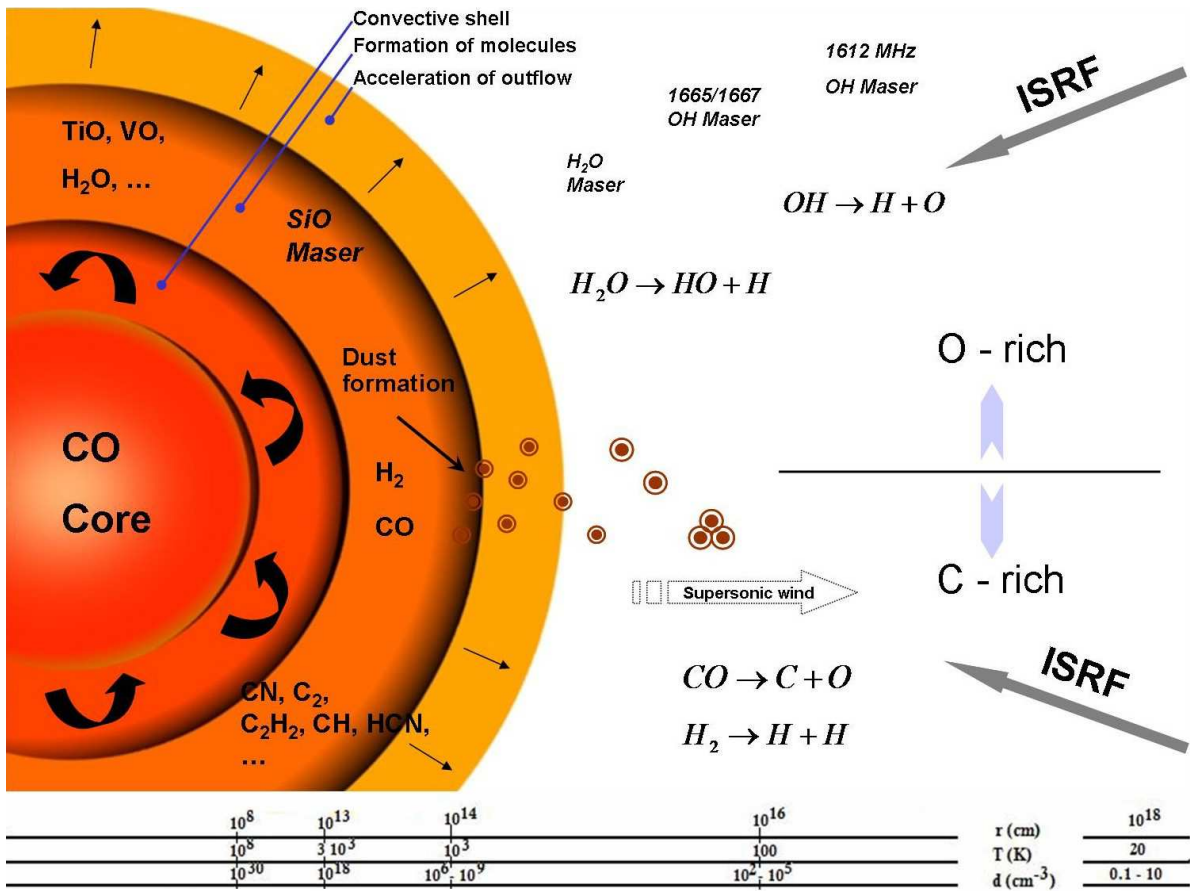


FIG. 1.6: Schéma de l'enveloppe d'une étoile AGB.

On voit sur la figure 1.5 que l'enveloppe CO des étoiles AGB les plus proches a une taille typique de quelques dizaines de secondes d'arc. Cette limite externe est due à la photodissociation de la molécule par le champ de radiation interstellaire, qui se produit aux alentours de $1 \cdot 10^{-3}$ pc (soit quelques secondes d'arc pour des étoiles distantes de quelques centaines de pc) comme le montre la figure 1.6 (pour plus de détails sur la taille des enveloppes CO, voir la figure 4 de Mamon et al. 1988). Au delà, la molécule pourrait survivre localement, dans des petits globules plus denses de matière (couramment appelés "clumps" en anglais) de l'environnement circumstellaire (nous étudierons cette possibilité dans la section 3.3). La molécule CO permet donc de tracer la partie intérieure de l'enveloppe et les taux de perte de masse qu'elle permet de déduire correspondent donc à des épisodes récents de perte de masse (de l'ordre de 10^3 à 10^4 ans).

A l'inverse, l'hydrogène atomique est présent dans toute l'enveloppe, et à plus grande distance que le CO, car il est protégé du champ de rayonnement par l'hydrogène interstellaire. Les régions tracées par l'émission à 21 cm peuvent atteindre les parties extérieures de l'enveloppe, là où le vent de l'étoile rencontre le milieu interstellaire. Grâce aux observations HI, on peut donc accéder aux propriétés physiques des interactions entre la matière circumstellaire et la matière interstellaire environnante.

Comme nous venons de le voir, les régions explorées en HI sont considérablement plus grandes que celles accessibles grâce au CO (quelques dizaines de minutes d'arc pour des objets proches, $d \sim 100\text{-}300$ pc ; ce qui correspond à des tailles de l'ordre de 0.1 à 1 pc) et les environnements révélés par ces observations correspondent donc à une moyenne temporelle des phénomènes de perte de masse de l'étoile sur de longues périodes (typiquement de l'ordre de 10^5 ans). De plus, nous avons vu dans la section 1.3 que le flux reçu est directement proportionnel à la densité de colonne d'hydrogène le long de la ligne de visée. En supposant que la matière est constituée à 70 % d'hydrogène en masse, on peut aisément en déduire la masse totale de gaz dans l'enveloppe observée.

Grâce aux informations complémentaires livrées par le CO et l'hydrogène, nous allons donc pouvoir étudier les caractéristiques physiques des environnements d'étoiles AGB dans leur ensemble, nous permettant ainsi d'accéder à l'historique de la perte de masse.

1.6 Présentation du travail de thèse.

Durant ma thèse, je me suis donc intéressé aux observations centimétriques et millimétriques des environnements d'étoiles AGB. Une partie importante de cette thèse a consisté à mettre en place de nouvelles techniques de traitement de données HI, ayant pour but d'analyser et d'éliminer la confusion due à l'hydrogène galactique et de retrouver le flux intrinsèque de la source. Cette partie sera présentée Sect. 2.2 et sera utilisée pour le traitement des sources présentées au chapitre 3.

La première source étudiée a été Y CVn (voir section 3.1), une étoile AGB carbonée assez brillante à 21 cm et assez isolée de la confusion galactique. De plus cette source présente une enveloppe détachée de poussière quasi-circulaire qui laisse à penser que l'enveloppe de gaz a probablement la même géométrie. Pour ce cas simple, nous avons établi un modèle à une dimension d'interaction des vents d'une étoile AGB avec son milieu environnant. Ce modèle présenté section 2.4 nous a permis de tester notre hypothèse de l'origine de l'enveloppe détachée de Y CVn.

Le résultat concluant de l'étude de Y CVn nous a conduit à tester les techniques d'observation et le modèle mis en place pour une étoile AGB oxygénée : RX Lep (voir

section 3.2). Pour cette étoile, nous avons obtenu un spectre CO(2-1) au Swedish-ESO Submillimetre Telescope, ce qui nous a permis de déduire un taux de perte de masse et une vitesse d'expansion du gaz, des éléments qui interviennent comme paramètres dans notre modélisation des données HI. Dans le cas de RX Lep, l'enveloppe d'hydrogène apparaît décalée par rapport à la position de l'étoile centrale et présente une forme allongée. L'orientation de cette enveloppe est directement opposée à la direction du mouvement propre de l'étoile, laissant supposer que le mouvement de RX Lep dans le milieu interstellaire est responsable de cette déformation. Ce cas nous a permis de tester les limites de notre modèle sphérique.

Durant l'année 2007, nous sommes entrés en contact avec Lynn Matthews et Mark Reid, qui annoncèrent l'observation de plusieurs étoiles AGB et confirmèrent la détection de RS Cnc au Very Large Array (VLA). Ensemble, nous avons obtenu des données VLA pour quatre autres sources, dont α Ceti (Mira). J'ai effectué deux séjours au CfA (Harvard) pour m'initier aux méthodes de traitement des données au VLA (notamment à l'aide du logiciel AIPS). Au même moment, Martin et al. (2007) publièrent dans Nature l'impressionnante détection par GALEX d'une traînée de gaz émettant dans le domaine de l'ultra-violet lointain et s'étendant sur plus de 2° derrière Mira, dont la direction est directement opposée à celle du mouvement propre de l'étoile. Nous avons trouvé en HI, avec le VLA, une traînée de gaz coïncidente avec l'émission UV (voir section 3.3), et grâce à des observations avec le Radio Télescope de Nançay le long de l'émission vue par GALEX, nous avons pu retracer la cinématique du gaz très loin dans la traînée et découvrir qu'il subit un ralentissement à mesure qu'il s'éloigne de l'étoile. Ceci ouvre de nombreuses perspectives de modélisation hydrodynamique de l'interaction entre l'enveloppe circumstellaire et le milieu interstellaire (Villaver et al. 2003, Wareing et al. 2007).

La détection de Matthews et Reid (2007) d'une traînée de gaz HI autour de RS Cnc nous a poussé à reprendre l'étude de cette étoile en appliquant nos nouvelles techniques d'observations (voir section 3.4). Nous avons montré que la présence de cette traînée de gaz étendue vers le Nord-Ouest avait faussé le traitement utilisé par Gérard et Le Bertre (2003) et conduit à sous-estimer le flux réel de la source. Une carte complète et une analyse plus poussée de la contamination galactique nous a permis d'extraire le flux intrinsèque de RS Cnc et d'en étudier les propriétés.

Nous avons complété ces travaux avec l'étude des données interférométriques des raies de CO(1-0) et de CO(2-1) obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure. L'enveloppe CO présente un gradient de vitesse Nord-Sud que l'on pourrait expliquer par un flot bipolaire associé à un disque équatorial.

A ce jour, la combinaison des observations HI et CO offre l'étude la plus complète jamais obtenue des vents d'une étoile AGB et ouvre de nombreuses perspectives pour déterminer l'histoire du phénomène de perte de masse dans son ensemble.

Chapitre 2

Les techniques

Les techniques d'observation des enveloppes circumstellaires sont multiples et font appel quasiment à tout le domaine spectral, depuis l'UV jusqu'aux ondes radio. Notre exposé se limitera aux techniques radio que nous avons utilisées. Outre les modèles théoriques, notamment d'évolution stellaire, des informations sur les étoiles AGB et leurs environnements nous sont aussi fournies par les études en laboratoire des inclusions météoritiques dont l'origine circumstellaire a pu être déterminée (e.g. Zinner & Amari, 1999).

2.1 Observations avec une antenne unique

2.1.1 La détection hétérodyne

Un récepteur hétérodyne comporte à la fois un amplificateur du signal, dont l'amplification est nécessaire du fait de son niveau très faible (de l'ordre de $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) et un convertisseur de la fréquence ciel (dite RF) en une fréquence intermédiaire (IF). L'amplification peut avoir lieu avant ou après le changement de fréquence. En ondes centimétriques, il y a toujours une amplification par des HEMT (High Electron Mobility Transistor) refroidi à très basse température, ce qui a pour effet de réduire efficacement le bruit alors qu'en millimétrique, le mélange est effectué avant à froid car à ces fréquences, les amplificateurs HEMT ne sont pas assez performants.

En pratique, la conversion se fait par un mélange des fréquences ciel avec un signal produit localement (oscillateur local, LO) dans un mélangeur non linéaire qui peut être soit une jonction tunnel SIS (Superconductor - Insulator - Superconductor) ou une diode Schottky.

Le mélange est régi par la relation :

$$f_{IF} = f_{LO} \pm f_{ciel} \quad (2.1)$$

De ce fait, il y a création de deux bandes latérales de fréquences respectives $f_{LO} + f_{IF}$ et $f_{LO} - f_{IF}$, où + et - définissent respectivement la bande latérale supérieure et inférieure (USB et LSB). Les deux bandes sont alors séparées par $2 \times f_{IF}$. Selon les cas, on peut observer soit avec une seule bande latérale (Single Side Band, ou SSB), soit avec les deux (Double Side Band, ou DSB).

La technique hétérodyne, grâce à sa haute résolution spectrale, est particulièrement adaptée à l'étude des vents circumstellaires d'étoiles AGB dont les vitesses d'expansion sont relativement petites (de quelques km s^{-1} à $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$).

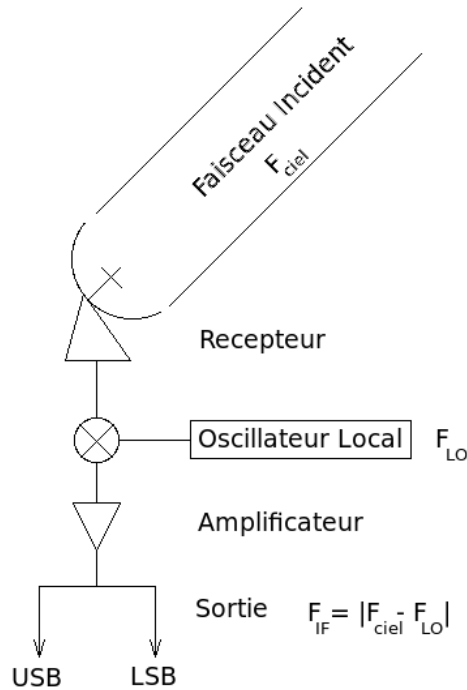


FIG. 2.1: Schéma simplifié d'une chaîne de détection utilisant la technique hétérodyne

2.1.2 Le radio télescope de Nançay

Historique

Née des recherches de l'américain Karl Jansky dans les années 1931-1932, la Radio-astronomie commença à se développer après la fin de la seconde guerre mondiale. En

France, c'est un groupe de chercheurs de l'École Normale Supérieure (sous la direction du Professeur Y. Rocard) qui effectua les premiers travaux dans ce domaine. Très vite, on se rendit compte qu'il serait nécessaire de construire des instruments de grande taille et après quelques années d'essai dans la région parisienne, le groupe fit l'acquisition d'un terrain de 150 hectares situé à Nançay et où Yves Rocard, en 1953, décida de construire une station de Radioastronomie.

Les chercheurs construisirent d'abord deux instruments, importants pour l'époque, dont l'un était un interféromètre à deux miroirs de 7.5 m de diamètre, récupérés parmi les radars de l'armée allemande et roulant sur une voie ferrée en forme de "T", qui a permis des études galactiques et extragalactiques à haute résolution à 21 cm. L'autre était un grand réseau de 32 antennes de 5 m de diamètre pour l'observation du soleil à une longueur d'onde de 1.77 m.

Les résultats de ces deux instruments aujourd'hui arrêtés encouragèrent les chercheurs à envisager des télescopes de plus grande taille. La construction du Radiotélescope fut décidée en 1960 et terminée en 1964 (ce fut le deuxième du monde à cette époque par la taille de sa surface collectrice après celui d'Arecibo).

Caractéristiques

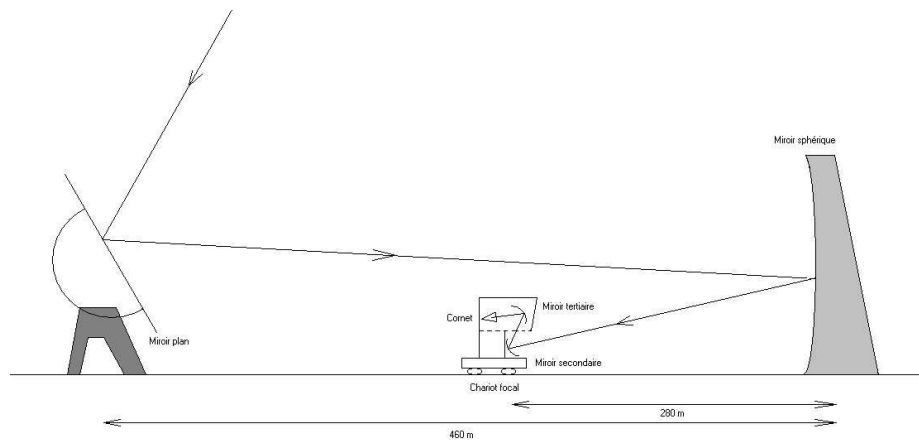


FIG. 2.2: Schéma simplifié du radiotélescope (les proportions ne sont pas respectées)

Le RT est un instrument symétrique par rapport au méridien local. On ne pourra donc observer un astre que lorsqu'il passe au voisinage du méridien. Les ondes provenant de l'astre sont réfléchies par un premier miroir plan de $200\text{ m} \times 40\text{ m}$ dont on peut régler l'inclinaison. Les ondes parviennent ensuite à un miroir fixe, situé à 460 m du premier,

et mesurant $300\text{ m} \times 35\text{ m}$. Celui-ci est sphérique, de 560 m de rayon de courbure. Il concentre donc les ondes au foyer, situé à 280 m . On les y recueille dans des antennes qui constituent le système focal (cf figure 2.2). Les miroirs plan et sphérique sont recouverts d'un grillage dont la maille est de 12.5 mm , et d'une précision de surface de 1 mm .

Comme les signaux reçus sont extrêmement faibles, il faut les amplifier suffisamment, mais sans les dégrader. Or tout amplificateur rajoute au signal reçu un "bruit" parasite qu'il faut réduire. Les premiers amplificateurs, situés sur le chariot, sont équipés de transistors refroidis à très basse température : 15 K , par un réfrigérateur à hélium. Après plusieurs changements de fréquence, le signal est transmis par câble au laboratoire, où il est à nouveau amplifié, converti en bande vidéo et enfin transmis aux analyseurs.

A cause de la rotation de la Terre, le point du ciel visé se déplace lentement, d'Ouest en Est dans le plan focal. Le foyer où se concentrent les ondes se déplace donc sur une "surface focale", et les antennes qui recueillent les ondes doivent, pour suivre la source étudiée, être positionnées au millimètre près. Pour cela, le chariot focal roule sur une voie ferrée de 100 m de long, et circulaire pour épouser la forme de la surface focale. Il supporte un ascenseur qui permet un mouvement vertical de 1 m d'amplitude, et sur lequel est monté le système focal. Tous les mouvements sont hydrauliques pour éviter les vibrations.

Les cornets focaux sont au nombre de deux, pour recevoir des bandes de fréquence de 1100 MHz à 1800 MHz (comportant la raie à 21 cm de l'hydrogène H I et les quatre raies à 18 cm du radical OH) et de 1800 à 3400 MHz (comportant les trois raies à 9 cm du radical CH). Les ondes se propagent ensuite dans un guide d'onde jusqu'aux amplificateurs refroidis. Les antennes propagent deux polarisations linéaires orthogonales.

Le projet FORT (Foyer Optimisé pour le Radiotélescope Décimétrique de Nançay) de rénovation du radiotélescope avait pour principal but l'étude et la réalisation d'un nouveau système focal, l'amélioration des récepteurs, l'étude et la réalisation d'un nouveau chariot focal et la construction d'un laboratoire hors-champ. Le système de pointage du miroir plan a également été revu, ce qui permet d'enchaîner des observations de courte durée.

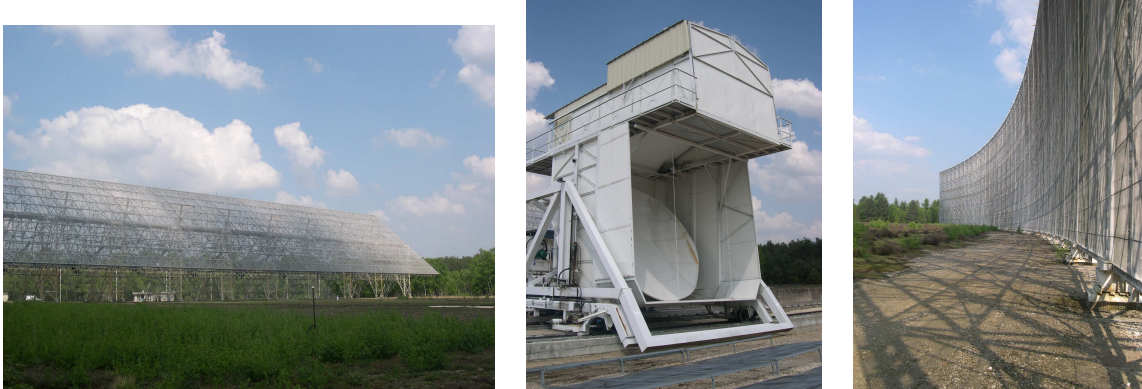


FIG. 2.3: Gauche : miroir plan. Milieu : chariot focal. On peut voir à l'intérieur le miroir secondaire incliné tandis que le miroir tertiaire (caché) est monté au niveau du triangle de la partie supérieure. Droite : miroir sphérique (credit : Y. Libert)

Figure de diffraction du NRT

Comme le miroir plan est rectangulaire, la géométrie de la tâche de diffraction est le produit de deux sinus cardinaux, un pour la direction Nord-Sud et l'autre pour la direction Est-Ouest.

On a donc :

$$I(u, v) = \left(\frac{\sin(u)}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin(v)}{v} \right)^2 \quad (2.2)$$

Avec $u = \frac{\pi ax}{\lambda}$ et $v = \frac{\pi by}{\lambda}$. x et y sont les deux directions sur le plan du ciel et a et b sont la hauteur et la largeur de l'antenne.

a et b valent normalement respectivement 200 m et 35 m (limité en hauteur par le miroir sphérique et en largeur par le miroir plan). Mais le champ est en réalité apodisé, ce qui a pour conséquence de réduire les valeurs de a et b . Ces nouvelles valeurs sont respectivement de 158 et 29 mètres. Sachant que la largeur à mi-hauteur d'un sinus cardinal dans l'équation 2.2 est donnée par la relation :

$$\boxed{FWHM = 0.88 \frac{\lambda}{L}} \quad (2.3)$$

Avec L : largeur de l'instrument

On en déduit donc que la largeur à mi-hauteur en Est-Ouest est 4' et en Nord-Sud 22' à 21 cm. Il faut noter qu'aux hautes déclinaisons ($> 45^\circ$), le miroir mobile diaphragme le miroir fixe, produisant à la fois un élargissement du lobe en déclinaison et une baisse du rendement en surface.

2.1.3 Le radio télescope de 30 m de l'IRAM

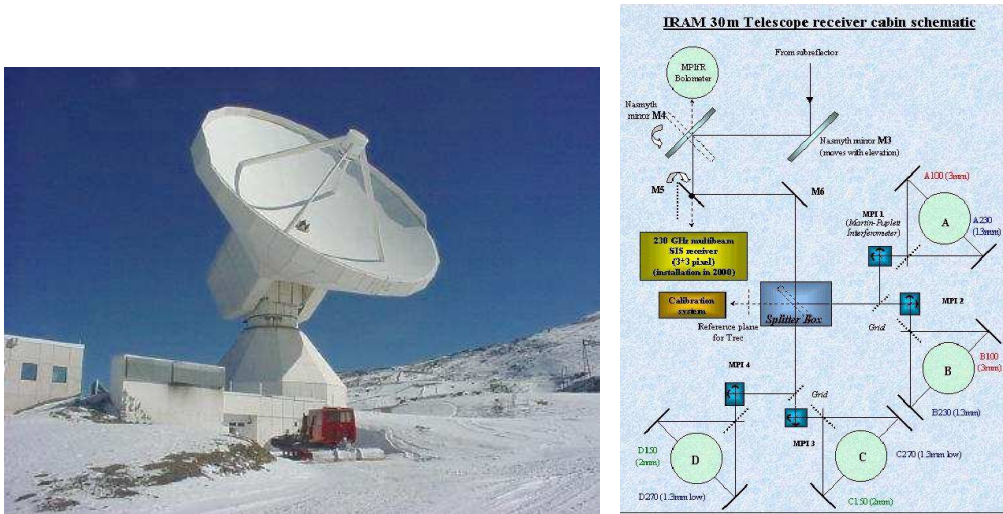


FIG. 2.4: A gauche : le 30 m de l'IRAM à l'observatoire de Pico Veleta. A droite : Schéma de l'ancienne cabine de récepteurs (Source : IRAM).

L'observatoire du Pico Veleta (Fig. 2.4) est situé à une altitude de 2920 m dans la Sierra Nevada espagnole, à environ 50 km de Grenade. Le 30 m fut conçu entre 1980 et 1984 et la première lumière avec le télescope totalement assemblé fut obtenue en mai 1984. Le 30 m fut ouvert à la communauté scientifique en 1985.

Le télescope possède une monture altazimutale munie d'un système Cassegrain-Nasmyth. Depuis 1998 et jusqu'en avril 2009 on trouvait dans la cabine de contrôle les 8 récepteurs indiqués sur le schéma 2.4, à droite. A100 et B100 étaient réglés pour observer à 3 mm, A230 et B230 pour la bande à 1.3 mm. En 1999, deux cryostats supplémentaires couvrant les bandes à 150 GHz (C150 and D150) et 270 GHz (C270 and D270) furent installés. En Mai 2001 fut installé HERA, un récepteur multi faisceaux à 230 GHz possédant 9 canaux qui fut amélioré pour passer à 18 canaux en 2004. Sur les huit récepteurs, 4 pouvaient opérer simultanément, et nous avons utilisé cette possibilité, avec A100, B100, A230, et B230 pour observer RS Cnc (cf 3.4).

Depuis avril 2009, EMIR (Eight MIXer Receiver) a remplacé ces huit récepteurs. EMIR possède 4 GHz de bande passante dans les deux polarisations, pour les bandes à 3, 2, 1.3 et 0.9 mm. Il offre de meilleures performances et notamment un bruit de système plus bas.

Les quatres bandes sont désignées par leur fréquence centrale, soit E090, E150, E230, and E330. Pour E150 et E230, une seule bande latérale de fréquence est utilisable à la

fois (SSB), tandis que pour E090 and E330, les deux bandes latérales sont utilisables en même temps. De plus, E090 offre 8 GHz de bande passante simultanée par bande latérale et par polarisation.

2.2 Le cas particulier des observations à 21 cm

Comme nous l'avons vu dans la section 1.3, l'observation à 21 cm des enveloppes circumstellaires est un outil efficace pour explorer les vents stellaires à grande distance de l'étoile, jusqu'à l'interaction avec le milieu interstellaire. L'hydrogène est en effet l'atome le plus abondant, il compose environ 70 % de la matière en masse et il est donc bien adapté pour déterminer la masse totale de gaz. De plus, dans le domaine radio, les résolutions spectrales atteignent aisément le million et permettent d'étudier des vents lents et ralentis par les interactions avec le milieu ambiant.

Mais le fait que l'hydrogène se trouve en grande quantité dans la galaxie est aussi un inconvénient. En effet, il est difficile de séparer la contribution en HI d'une source devant toute l'émission galactique se trouvant sur la ligne de visée. L'émission à 21 cm des étoiles AGB est en effet souvent très faible (de l'ordre de quelques dizaines de mJy).

Pour tenter de limiter les effets de la confusion, on sélectionne des sources respectant au moins deux conditions :

- La source observée doit être à haute latitude par rapport au plan de la galaxie, là où l'hydrogène galactique est moins dense. Cela permet de mieux séparer **spatialement** la source de la confusion.
- La source doit aussi se déplacer à une vitesse radiale différente de 0 dans le référentiel LSR (Local Standard of Rest). C'est en effet à 0 km s^{-1} LSR que réside la plupart du gaz galactique, à faible distance du soleil. On pourra de ce fait mieux séparer **spectralement** la source de l'émission HI Galactique

Néanmoins, malgré ces précautions, il arrive souvent qu'il subsiste de la confusion Galactique aux alentours de la source. Nous allons décrire dans la suite comment retrouver le flux intrinsèque de la source observée à partir des observations du NRT.

2.2.1 Cas d'un gradient de confusion linéaire

On suppose le cas d'une émission galactique dont la variation spatiale est linéaire (i.e. dont le gradient est constant)

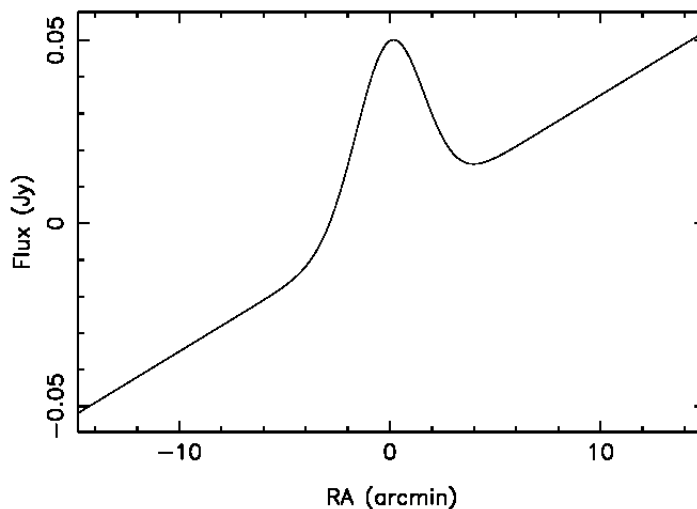


FIG. 2.5: Exemple d'une contamination Galactique linéaire sous-jacente à l'émission gaussienne d'une étoile AGB.

Le but de cette section est de déterminer le gradient que l'on va supposer constant de la forme $g.\theta$, avec θ la coordonnée en ascension droite (RA; cf. figure 2.5). Cette fonction pourra alors être soustraite du flux total observé (noté $b(\theta)$) afin d'obtenir le flux propre à la source (noté $s(\theta)$), suivant la relation :

$$b(\theta) = s(\theta) + g.\theta$$

Pour ce faire, nous disposons d'observations obtenues par la méthode du "position-switch" (p-switch) qui consiste à observer la position de référence (la position de l'étoile centrale) et deux positions décalées à l'est et à l'ouest séparées par une distance $\Delta\theta$ de la source. Pour un échantillonnage complet de l'environnement de la source, $\Delta\theta = \frac{\text{FWHM}}{2} = 2'$ (appelé Θ dans la suite) pour le NRT (cf. 2.1.2)

A une distance $k\Theta$, on a donc à notre disposition avant le traitement, les spectres :

- C_kEW : qui est le résultat de la soustraction de la moyenne des deux poses décalées à $\pm k\Theta$ de la pose centrale
 - C_kE : le résultat de la soustraction de la pose décalée à l'Est à la pose centrale
 - C_kW : le résultat de la soustraction de la pose décalée à l'Ouest à la pose centrale
- k étant un entier, positif vers l'Est et négatif vers l'Ouest. Le p-switch consiste à effectuer l'opération :

$$C_k EW = b(0) - \frac{b(k\Theta) + b(-k\Theta)}{2} \quad (2.4)$$

Lorsque k est suffisamment grand ($k = n$), la source ne contribue plus à $b(\Theta)$ et on a directement :

$$C_n EW = b(0) - \frac{gk\Theta - gk\Theta}{2} = b(0)$$

Or, à $\Theta = 0$, l'expression du gradient est nulle, et on a donc :

$$C_n EW = s(0) \quad (2.5)$$

Pour déterminer la distance $n.\Theta$ la plus petite où l'on va considérer que la source ne contribue plus au signal des poses décalées, nous allons étudier l'intensité des spectres obtenus grâce au p-switch. Pour faciliter l'explication, supposons une distribution de brillance gaussienne superposée au gradient $g.\theta$. Il est alors facile de voir que l'opération 2.4 donne un résultat dont l'intensité va croître à mesure que k augmente. Lorsque l'intensité atteint un seuil maximal, on pourra supposer que la contribution de la source est négligeable dans les poses décalées (cf 2.6).

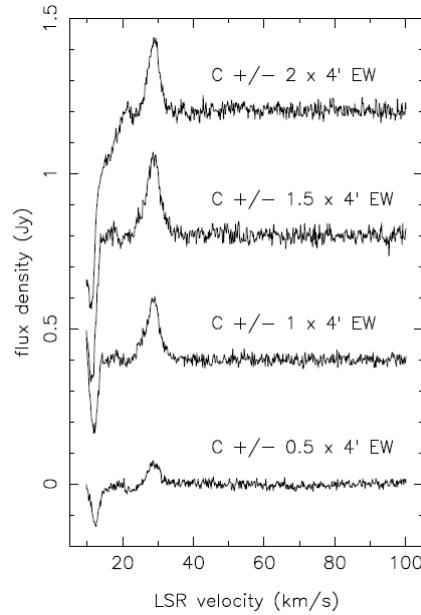


FIG. 2.6: Spectres obtenus pour la source RXLep grâce à la technique du “position switch” au NRT (Libert et al., 2008a). Les positions sont exprimées en fonction du lobe primaire du télescope ($4'$). Le maximum d'intensité est atteint à $C \pm 1.5 \times 4' EW$. Les spectres ont été tracés avec un décalage de $0.4 Jy$ pour plus de clarté.

Reprenons notre étude. L'équation 2.5 permet de déterminer le flux intrinsèque de la source à la position centrale. Pour améliorer le signal sur bruit, nous pouvons moyenner toutes les observations C_nEW obtenues. $s(0)$ déterminé, l'étape suivante est de retrouver le flux de la source aux positions k et $-k$ en utilisant les C_kE et C_kW définie comme pour 2.4, par :

$$\begin{cases} C_kE = s(0) - b(k\Theta) = s(0) - [s(k\Theta) + gk\Theta] \\ C_kW = s(0) - b(-k\Theta) = s(0) - [s(-k\Theta) - gk\Theta] \end{cases} \quad (2.6)$$

Pour $k = n$, on a vu que $s(n\Theta) = s(-n\Theta) = 0$. On peut donc exprimer le gradient g :

$$g = \frac{C_nW - C_nE}{2n} \quad (2.7)$$

On en déduit finalement :

$$\begin{cases} s(k\Theta) = s(0) - C_kE - g.k.\Theta \\ s(-k\Theta) = s(0) - C_kW + g.k.\Theta \end{cases}$$

Les $s(k\Theta)$ et $s(-k\Theta)$ sont les flux de la source à $\pm k\Theta$ Est et Ouest de la source. C'est grâce à cette relation que l'on peut construire la carte complète de la source.

2.2.2 Cas d'un gradient de confusion quadratique

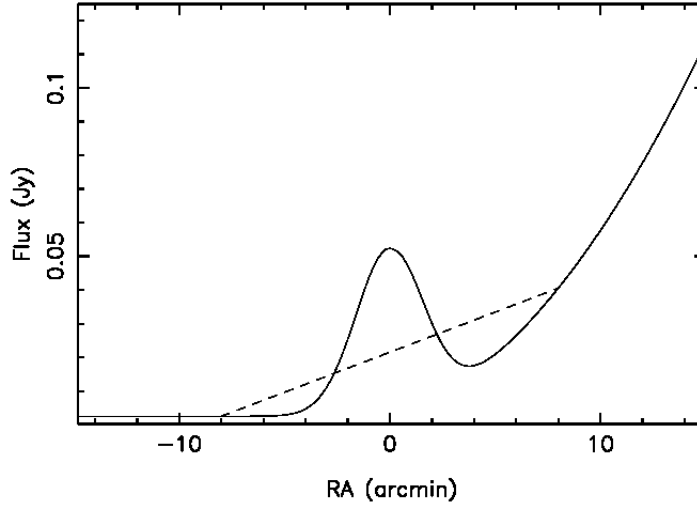


FIG. 2.7: Exemple d'une contamination Galactique quadratique superposée à l'émission gaussienne d'une étoile AGB.

Dans le cas d'un gradient de confusion non linéaire, au second ordre quadratique, on voit sur la figure 2.7 que l'opération $(ON - OFF)/OFF$ avec la moyenne des poses à l'Est et à l'Ouest pour constituer la référence OFF va causer un filtrage du flux de la source. On peut s'apercevoir de ce problème lorsque l'on procède à la détermination de la distance $n \cdot \Theta$ comme décrit dans le cas linéaire. Cette fois, au lieu d'atteindre un plateau, l'intensité du spectre obtenu va décroître progressivement jusqu'à ce que la source soit complètement filtrée. Ce problème est survenu lors du traitement des données HI de RS Cnc (cf figure 2.8, à gauche).

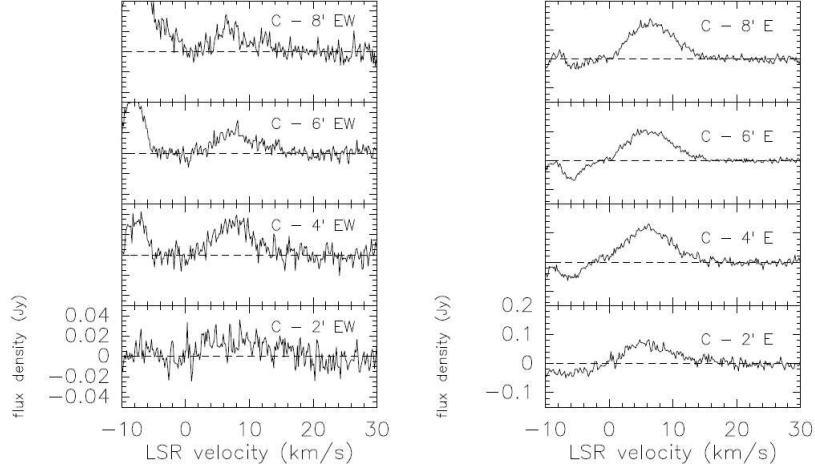


FIG. 2.8: Illustration d'un problème de confusion quadratique dans le cas de RS Cnc. A gauche : le spectre est calculé avec une référence qui contient la moyenne Est et Ouest des poses décalées. A droite : le spectre est obtenu en soustrayant uniquement la référence à l'Est (Libert et al., 2009).

Pour éviter ce filtrage, la seule solution consiste à étudier le comportement de l'opération $(ON - OFF)/OFF$, OFF étant la référence à l'Est ou à l'Ouest sans faire la moyenne. L'opération qui atteint un maximum lorsque la distance $n \cdot \Theta$ est suffisamment grande est celle qui va déterminer la référence à choisir pour le traitement (cf. 2.8, à droite).

Une fois la référence choisie, on retrouve $s(0)$ en faisant la moyenne des poses $C_n E$ ou $C_n W$. Les spectres des poses décalées se retrouvent en effectuant l'opération :

$$\begin{cases} s(k\Theta) = s(0) - C_k E \\ s(-k\Theta) = s(0) - C_k W \end{cases}$$

Bien que cette analyse permette de ne pas filtrer une partie du flux de la source, il faut noter qu'il est possible qu'elle n'ait pas retiré toute la confusion sous la source, causant cette fois-ci une surestimation du flux de l'objet (ou une sous-estimation).

Dans ce cas, si l'on dispose d'un échantillonnage suffisant, il est possible de traiter la confusion dans les canaux de vitesses correspondant à la vitesse systémique de l'étoile. Le principe étant, pour chaque canal, d'ajuster une ligne de base sur les points à toutes les ascensions droites disponibles, en masquant la partie où la source est attendue. On reconstitue alors le mieux possible ce que l'on appelle le "profil attendu" de la source ("expected profile" en anglais)

2.2.3 Méthode de visualisation

Dans les cas délicats, où la contamination galactique est très proche spatialement, ou spectralement, de la source étudiée, il est très utile de pouvoir visualiser les données dans leur ensemble. Pour ce faire, nous avons mis au point une technique de visualisation en trois dimensions. Le principe consiste à mettre côte à côte les spectres de même déclinaison, et d'interpoler une image reliant chaque canal spectral. Le résultat (figure 2.9) illustre à gauche un cas simple, celui de Y CVn qui est bien séparé de la contamination à la fois spatialement et spectralement, et à droite le cas beaucoup plus délicat de RS Cnc, où l'on voit que ce type de visualisation devient indispensable. Nous reviendrons sur le traitement des données de RS Cnc dans la section 3.4.

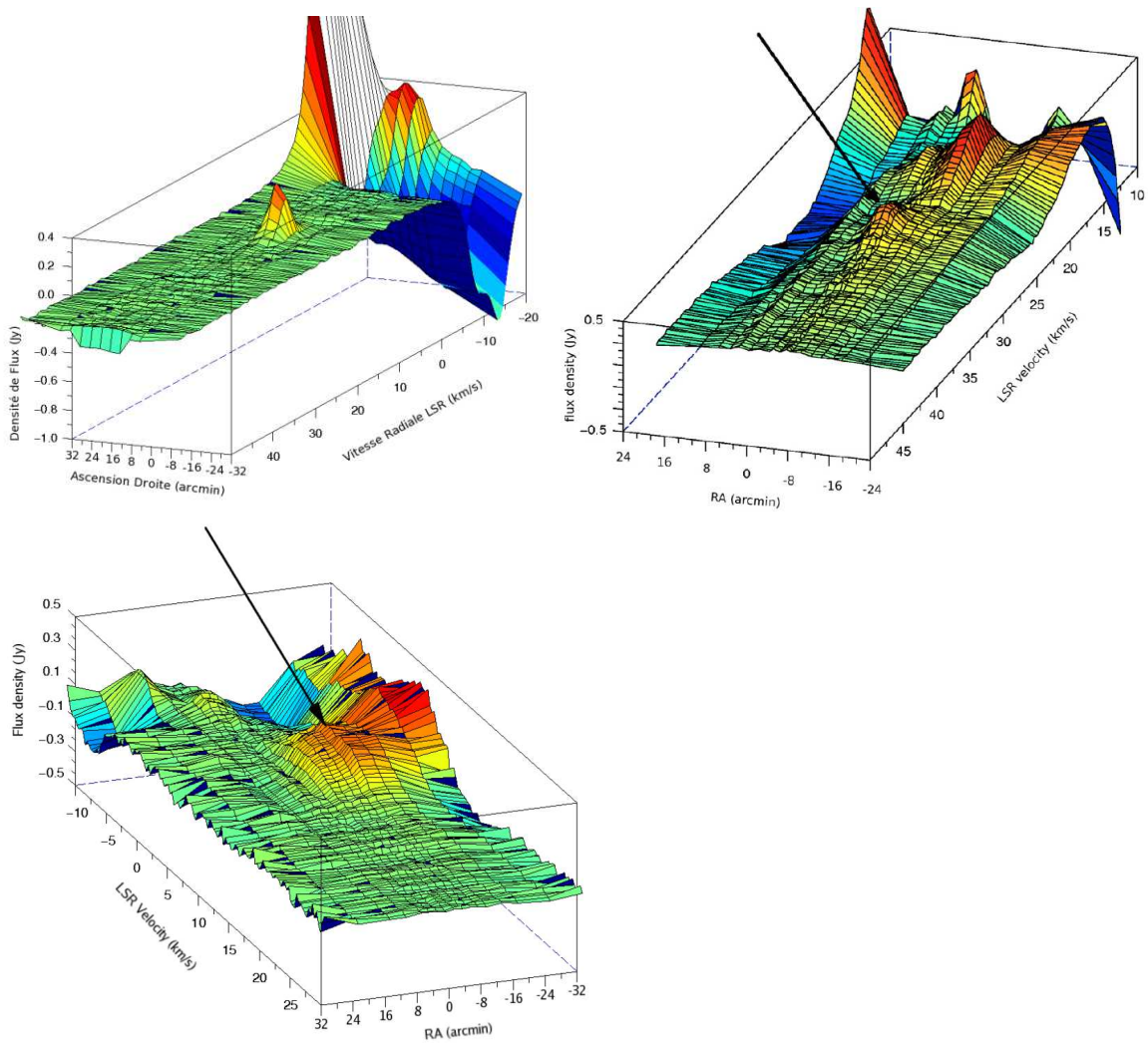


FIG. 2.9: En haut : vue 3D de l'émission HI de Y CVn. Au milieu : même exercice pour RX Lep. La flèche indique la position attendue de la source. En bas : idem pour RS Cnc.

2.3 L'interferométrie

2.3.1 Le théorème de Van Cittert-Zernike

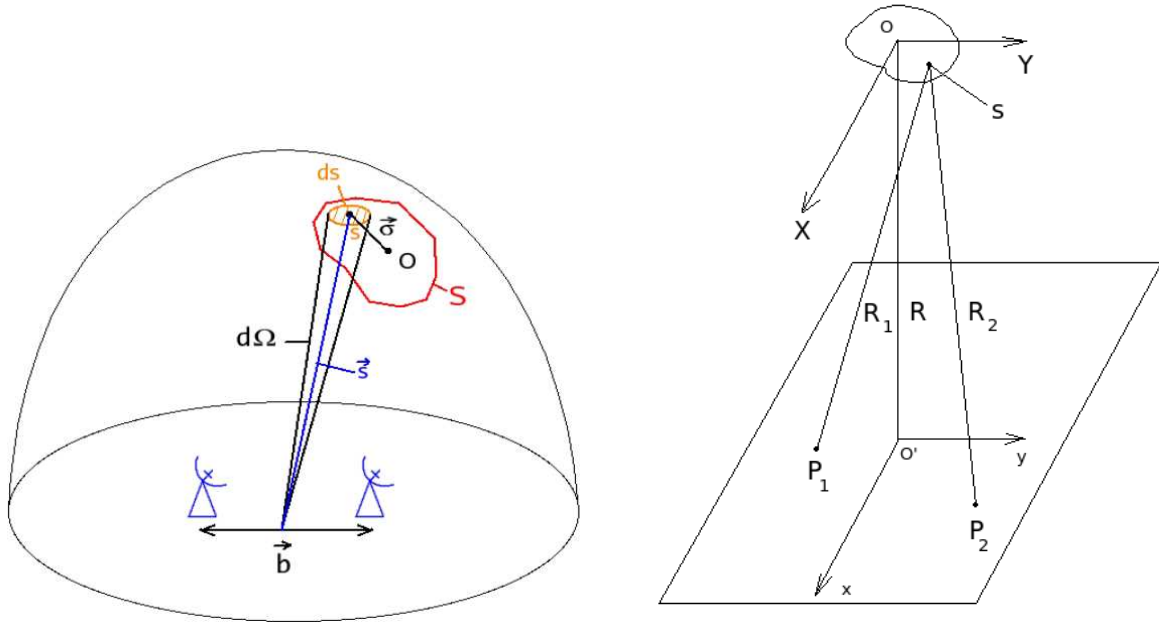


FIG. 2.10: Schéma de 2 antennes P_1 et P_2 pointant une source étendue S

Pour simplifier l'explication, nous allons pendant toute cette étude nous intéresser au cas où seulement deux antennes (P_1 et P_2) sont mises en réseau (voir Fig. 2.10). Soit \vec{b} la distance entre ces deux antennes et a leur diamètre. Considérons une source S ; émettant de la lumière en chacun de ses éléments de surface ds observée simultanément par P_1 et P_2 .

Nous supposons que la source est petite et que les distances R_1 (qui sépare ds et P_1), R_2 (entre ds et P_2), et R (la distance du centre de référence de l'objet au centre de référence au sol) sont très grandes par rapport à toutes les autres distances du système étudié.

La bande passante des récepteurs sera notée $\Delta\nu$ et sera supposée très petite devant la fréquence de référence ν_0 . On suppose que la source S est incohérente, c'est à dire que chaque élément ds_m est statistiquement indépendant de tout autre élément ds_n .

Le champ électrique total reçu par chaque antenne est l'intégrale du champ électrique émis en chaque point s de la source, soit :

$$e_{P_1}(t) = \int_S E_1(s, t) ds \quad \text{et} \quad e_{P_2}(t) = \int_S E_2(s, t) ds \quad (2.8)$$

Définissons maintenant la fonction de cohérence mutuelle : c'est la mesure de la corrélation entre deux signaux reçus en P_1 et P_2 . Dans notre cas, la fonction de cohérence mutuelle est définie par :

$$\Gamma_{12}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T e_{P_1}(t) e_{P_2}^*(t - \tau) dt \quad (2.9)$$

Où $e_{P_2}^*$ est le complexe conjugué de e_{P_2} , où τ est le retard de phase entre P_1 et P_2 , et où T est la période du signal. D'après le schéma 2.10, τ peut s'exprimer en fonction des vecteurs \vec{b} et \vec{s} par la relation : $\tau = \frac{\vec{b} \cdot \vec{s}}{c}$.

On remarque que l'intégrale ci-dessus contient les termes du type $E_1(s_m, t) E_2^*(s_n, t)$. Or, lorsqu'on intègre sur S , tous les termes pour lesquels $m \neq n$ (comme défini plus haut) s'annulent, car nous avons supposé que la source est incohérente.

Les m èmes termes s'écrivent :

$$E_1(s_m, t) = \mathcal{E}_m \left(t - \frac{R_{m_1}}{c} \right) \frac{\exp \left[-j2\pi\nu \left(t - \frac{R_{m_1}}{c} \right) \right]}{R_{m_1}} \quad (2.10)$$

$$E_2(s_m, t) = \mathcal{E}_m \left(t - \frac{R_{m_2}}{c} \right) \frac{\exp \left[-j2\pi\nu \left(t - \frac{R_{m_2}}{c} \right) \right]}{R_{m_2}} \quad (2.11)$$

où \mathcal{E}_m est l'amplitude complexe de l'émission provenant de l'élément s_m et R_{m_1} et R_{m_2} la distance de l'élément à P_1 et P_2 .

Pour $\tau = 0$, la moyenne au cours du temps de l'expression $\langle e_{P_1}(t) e_{P_2}^*(t) \rangle_m$ s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \langle e_{P_1}(t) e_{P_2}^*(t) \rangle_m &= \left\langle \mathcal{E}_m \left(t - \frac{R_{m_1}}{c} \right) \mathcal{E}_m^* \left(t - \frac{R_{m_2}}{c} \right) \right\rangle \\ &= \left\langle \frac{\exp \left[-j2\pi\nu \left(t - \frac{R_{m_1}}{c} \right) \right] \exp \left[j2\pi\nu \left(t - \frac{R_{m_2}}{c} \right) \right]}{R_{m_1} R_{m_2}} \right\rangle \\ &= \left\langle \mathcal{E}_m \mathcal{E}_m^* \left(t - \frac{R_{m_2} - R_{m_1}}{c} \right) \right\rangle \frac{\exp \left[-j2\pi\nu (R_{m_1} - R_{m_2}) / c \right]}{R_{m_1} R_{m_2}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dans la pratique, la quantité $\frac{R_{m_1} - R_{m_2}}{c}$ est petite devant $\frac{1}{\Delta\nu}$, on peut donc la négliger et l'équation ci-dessus devient :

$$\langle e_{P_1}(t) e_{P_2}^*(t) \rangle_m = \langle \mathcal{E}_m \mathcal{E}_m^* \rangle \frac{\exp \left[-j2\pi\nu (R_{m_1} - R_{m_2}) / c \right]}{R_{m_1} R_{m_2}} \quad (2.13)$$

Or $\langle \mathcal{E}_m \mathcal{E}_m^* \rangle$ n'est autre que la brillance de surface B_m de la source au point m . On peut donc réécrire l'équation 2.9 :

$$\Gamma_{12}(0) = \int_S \frac{B(X, Y) \exp[-j2\pi\nu(R_{m_1} - R_{m_2})/c]}{R_1 R_2} ds \quad (2.14)$$

où X et Y sont les coordonnées dans le repère lié à la source.

Transposons maintenant cette équation dans un jeu de coordonnées plus pratique. Puisque la source est située très loin par rapport à l'observateur, nous pouvons appliquer l'approximation de Fraunhofer $R_1 R_2 \sim R^2$. De plus, nous pouvons écrire la distance de ds à P_1 en fonction de leurs coordonnées dans leur repère respectif :

$$R_1^2 = (x_1 - X)^2 + (y_1 - Y)^2 + R^2 \quad (2.15)$$

En utilisant la formule du binôme et en ne gardant que les termes en R_1 , on obtient :

$$R_1 \sim R + \frac{1}{2R} [(x_1 - X)^2 + (y_1 - Y)^2] \quad (2.16)$$

En faisant de même pour R_2 , on en déduit :

$$R_1 - R_2 \sim \frac{(x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)}{2R} + \frac{(x_2 - x_1)X - (y_2 - y_1)Y}{R} \quad (2.17)$$

Pour normaliser les longueurs en fonction de la longueur d'onde, on définit u et v par :

$$u = \frac{(x_1 - x_2)}{\lambda} \quad \text{et} \quad v = \frac{(y_1 - y_2)}{\lambda} \quad (2.18)$$

Ensuite, on pose :

$$\xi = \frac{X}{R} \quad \text{et} \quad \eta = \frac{Y}{R} \quad (2.19)$$

L'élément d'angle solide s'exprime donc $d\xi d\eta = ds/R^2$. Enfin, on exprime par :

$$\delta = \frac{x_1^2 + y_1^2 - (x_2^2 + y_2^2)}{2R} \quad (2.20)$$

le décalage de phase entre les deux antennes. Si $B(\xi, \eta)$ vaut zéro en dehors de la source, l'équation (2.14) devient finalement :

$$\Gamma_{12}(0) = e^{\frac{j2\pi\nu\delta}{c}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(\xi, \eta) e^{-j2\pi(u\xi + v\eta)} d\xi d\eta \quad (2.21)$$

L'équation (2.21) nous indique que la fonction mutuelle de cohérence, qui n'est autre que l'observable interférométrique est directement reliée à la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source. C'est le théorème de **Van Cittert-Zernike**.

Dans la suite de notre étude, plutôt que d'utiliser la fonction de cohérence mutuelle, nous utiliserons la notion de **visibilité complexe**, notée \mathcal{V} et s'exprimant :

$$\mathcal{V} = |\mathcal{V}| e^{\frac{j2\pi\nu\delta}{c}} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(\xi, \eta) e^{-j2\pi(u\xi + v\eta)} d\xi d\eta \quad (2.22)$$

2.3.2 Combiner les signaux

Pour combiner les signaux de deux antennes, il faut introduire un élément crucial dans la chaîne d'acquisition : le corrélateur. Il est constitué d'un multiplicateur et d'un intégrateur. Le signal obtenu en sortie est proportionnel au flux reçu et à un terme venant du retard de phase. En reprenant les notations du schéma 2.10, on peut l'exprimer sous la forme :

$$\begin{aligned}
 r(\vec{b}, \vec{s}) &= \Delta\nu \int_{4\pi} B(\vec{\sigma}) \cos[2\pi\vec{b} \cdot (\vec{s} + \vec{\sigma})] d\Omega \\
 &= \Delta\nu \cos(2\pi\vec{b} \cdot \vec{s}) \int_{4\pi} B(\vec{\sigma}) \cos(2\pi\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) d\Omega \\
 &\quad - \Delta\nu \sin(2\pi\vec{b} \cdot \vec{s}) \int_{4\pi} B(\vec{\sigma}) \sin(2\pi\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) d\Omega
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Nous allons utiliser l'angle solide $d\Omega$, à la place de $d\xi d\eta$ dans l'expression (2.22). En séparant la partie réelle et la partie imaginaire, on obtient :

$$\int_{4\pi} B(\vec{\sigma}) \cos(2\pi\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) d\Omega = |\mathcal{V}| \cos \phi \tag{2.24}$$

$$\int_{4\pi} B(\vec{\sigma}) \sin(2\pi\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) d\Omega = -|\mathcal{V}| \sin \phi \tag{2.25}$$

En remplaçant ce résultat dans l'expression (2.23), on en déduit :

$$r(\vec{b}, \vec{s}) = A\Delta\nu |\mathcal{V}| \cos(2\pi\vec{b} \cdot \vec{s} - \phi) \tag{2.26}$$

On voit donc que la sortie du corrélateur peut être interprétée comme le résultat de franges d'interférences venant d'une source ponctuelle qui serait située au point s . Le module et la phase de \mathcal{V} expriment dans ce cas l'amplitude et la phase des franges.

2.3.3 Echantillonnage du plan UV

Comme nous l'avons vu dans les précédentes sections, les observables interférométriques sont des visibilités dans le plan de Fourier (plan uv). Or un bon échantillonnage du plan uv est crucial pour retrouver la structure spatiale propre à l'objet. En effet, plus on a d'informations précises et plus les lobes secondaires sont réduits (cf. figure 2.11).

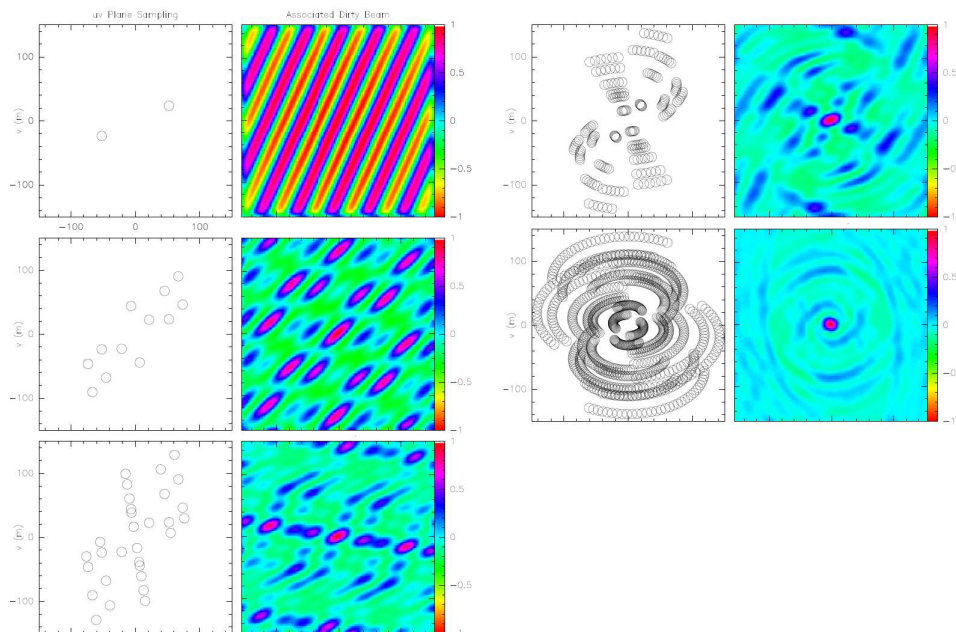


FIG. 2.11: Illustration de l'évolution des lobes secondaires lorsque l'on augmente l'échantillonnage du plan UV (credit : Jérôme Pety, IRAM Interferometry School)

Malheureusement, aussi nombreuses que soient les antennes du réseau, les visibilitées correspondant à la région centrale du plan UV, c'est à dire aux bases les plus courtes (appelée couramment "espacements courts") ne seront jamais observées, à cause du diamètre physique des antennes. Cela a pour conséquence de filtrer une possible émission étendue. Dans le cas de l'étude d'environnements circumstellaires, cette éventuelle information manquante peut s'avérer cruciale. Pour corriger ce défaut, il faut combiner les données interférométriques avec des observations obtenues à l'aide d'un télescope à antenne unique.

En pratique, il s'agit de combiner les données dans le plan UV, avant de reconstituer l'image. Pour cela, il faut simuler des "pseudo-visibilitées", c'est à dire les visibilitées que l'interféromètre aurait observées, en utilisant les données obtenues avec le télescope unique.

Par exemple, dans le cas de RSCnc (section 3.4), nous avons utilisé des données provenant du télescope de 30 m de l'IRAM, acquises par la technique dite "On-The-Fly" (OTF) pour compléter les observations du PdBI. Cette technique OTF consiste à établir une grille d'observation centrée sur la source. Dans notre cas, le 30 m a réalisé 25 observations en ligne, et a couvert la source avec 21 de ces lignes, séparées entre elles de 5". Cette opération a été effectuée dans le sens Nord/Sud, puis dans le sens Est/Ouest.

Le résultat de la combinaison est illustré sur la figure 2.12. On voit ici que la taille de l'émission CO est légèrement plus grande avec la combinaison des données du 30 m. Par ailleurs, on voit une grande différence de flux lorsque l'on compare les spectres intégrés. Pour des sources spatialement étendues, il est donc souvent nécessaire de récupérer les espacements courts afin de retrouver le flux intrinsèque de la source et l'émission attendue.

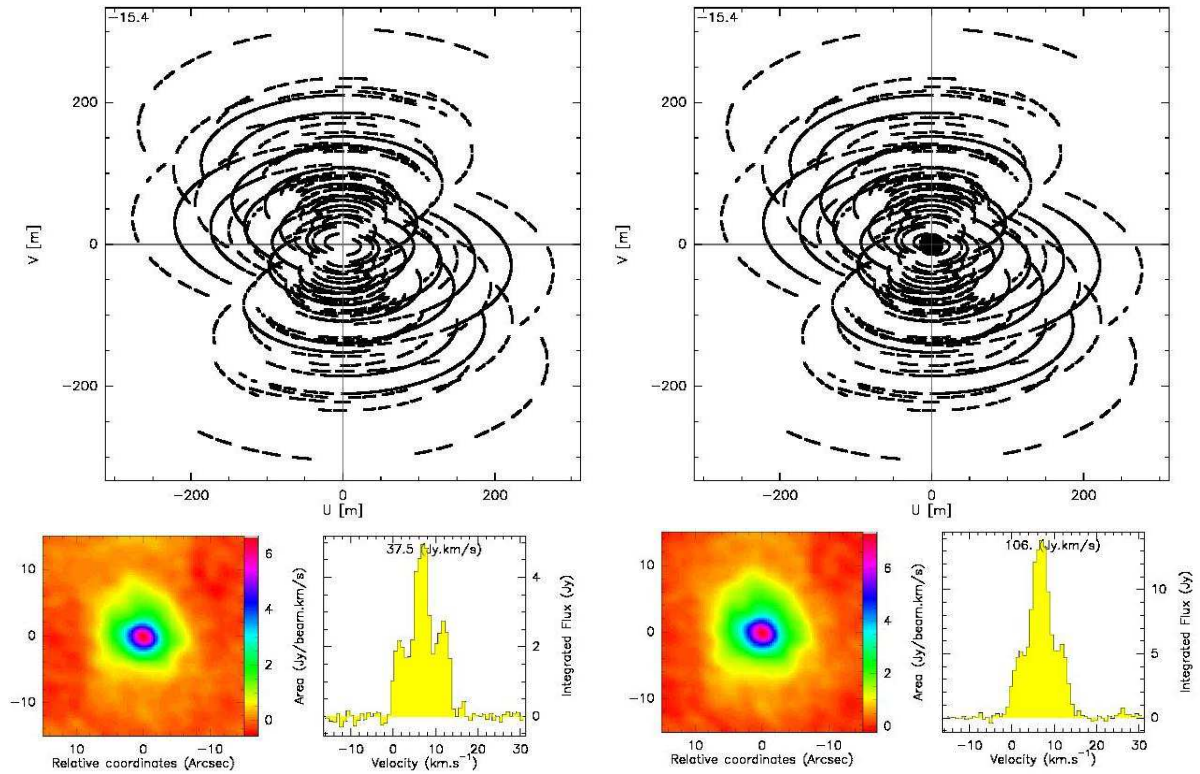


FIG. 2.12: Illustration de la couverture du plan UV dans le cas de RSCnc. Les figures de gauche et de droite montrent respectivement les résultats d'un échantillonnage sans et avec les espacements courts (PdBI+30 m).

2.3.4 Imagerie et déconvolution

Jusqu'à présent, nous avons supposé que le flux B provenait uniquement de la source. Mais en réalité, le flux détecté est la convolution de la distribution de brillance de la source observée par la réponse de l'instrument. Pour remonter au flux intrinsèque de la source, il est donc nécessaire de déconvoluer le signal obtenu. En pratique, on réalise cette opération à l'aide de l'algorithme CLEAN. Dans cette section, nous allons décrire simplement le fonctionnement de cet algorithme. Analytiquement, déconvoluer deux

fonctions revient à prendre la transformée de Fourier du produit convolué, qui est égale au produit des transformées de Fourier des fonctions, et de diviser par la transformée de Fourier de la réponse de l'interféromètre, afin de revenir à la fonction initiale.

Malheureusement, la fonction de transfert contient une grande quantité de zéros, à cause de l'échantillonnage imparfait des visibilitées. Il faut donc établir une procédure qui permette de remplacer les visibilitées manquantes par des valeurs raisonnables de la distribution de brillance, sans ajouter de détail erroné. De telles erreurs pourraient causer des structures sinusoïdales ou des valeurs négatives de brillance.

L'algorithme CLEAN, développé par Högbom (1974) met en œuvre en une déconvolution directement dans le plan image. Le procédé consiste à remplacer la distribution de brillance par de multiples réponses de sources ponctuelles et de nettoyer individuellement chacune de ces réponses.

Les étapes principales sont les suivantes :

1. Calculer la réponse d'une source ponctuelle par la transformée de Fourier de la visibilité et de la fonction de transfert pondérée. Ces fonctions, la brillance synthétique et le faisceau synthétique sont souvent appelées "dirty map" et "dirty beam". En pratique, l'échantillonnage dans le plan image ne doit pas excéder un tiers de la largeur du faisceau synthétisé, afin de conserver un bon rapport signal à bruit.
2. Trouver l'emplacement du point le plus brillant dans la carte et soustraire la réponse d'une source ponctuelle, incluant les lobes secondaires, centrée sur cette position. L'amplitude maximale de la source ponctuelle soustraite est égale à l'amplitude de la carte correspondante multipliées par un coefficient d'atténuation γ . Ce facteur γ correspond au gain ("loop gain" en anglais, par analogie avec le gain d'un système électrique), et a généralement une valeur proche de 0.15, ce qui correspond à un compromis entre une convergence rapide et un développement de lobes négatifs
3. Retourner à l'étape 2 et répéter la boucle jusqu'à ce que toutes les structures significatives de la carte soient éliminées. Comme valeur de contrôle pour sortir de la boucle, on peut comparer le pic de plus grande intensité avec le rms de la brillance restante et s'arrêter lorsque l'on observe que le rms ne décroît pas quand une soustraction est faite. Une autre solution consiste à s'arrêter quand un trop grand nombre de composantes négatives commencent à être retirées.
4. Ajouter les composants retirés à la distribution de brillance résiduelle pour obtenir la nouvelle carte. La réponse nettoyée est généralement une Gaussienne ayant pour largeur à mi-hauteur égale à la réponse synthétisée originelle.

2.3.5 L'interféromètre du Plateau de Bure

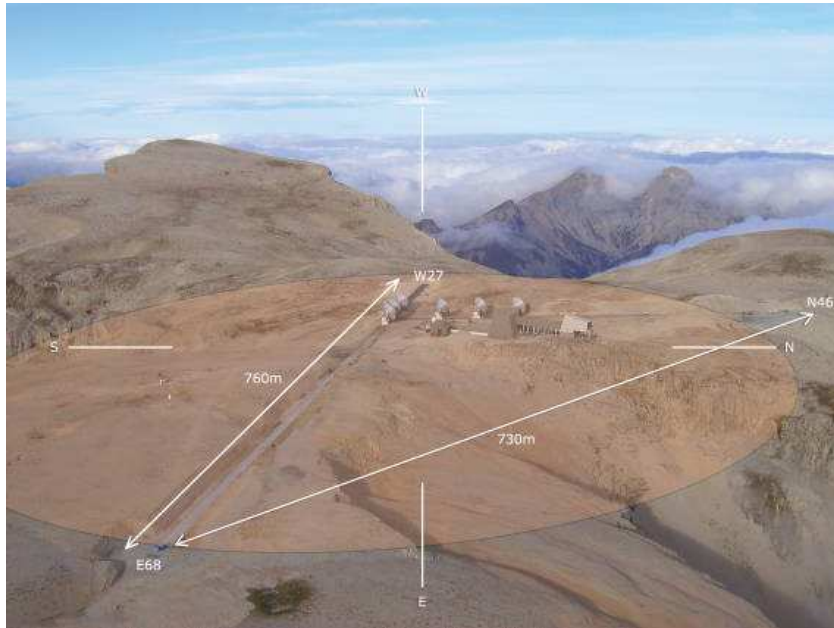


FIG. 2.13: L'extension de l'interféromètre du Plateau de Bure

L'interféromètre du Plateau de Bure est situé au sud des Alpes, à côté de Saint Etienne en Dévoluy (Hautes Alpes). Son plan focal est à une altitude de 2560 m.

Depuis ses premières franges en 1988, le PdBI a été plusieurs fois amélioré. De trois antennes de 15 m de diamètre, il est passé à six, avec des lignes de base allant de 288 m au début de son histoire à 760 m aujourd'hui. En 2006, le PdBI reçut un nouveau jeu de récepteurs à double polarisation pour les longueurs d'ondes 3 mm et 1 mm et fin 2007, un nouveau récepteur à 2 mm fut installé.

L'interféromètre est actuellement constitué de

- Six antennes de 15 m de diamètre.
- Une voie nord-sud de 368 m
- Une voie est-ouest de 760 m
- Un corrélateur de 8 unités indépendantes avec des résolutions allant de 0.039 MHz à 2.5 Mhz. Le nombre de canaux associés va de 128 à 512, pour chaque unité et chaque ligne de base
- Des récepteurs à double polarisation et à une seule bande latérale de fréquence. Le récepteur à 3 mm est réglable entre 80 et 116 GHz, et celui de 1.3 mm, entre 210 et 267 GHz. Le nouveau récepteur à 2 mm (129 à 174 GHz) va être doublé d'un autre

à 0.8 mm (277 à 371 GHz) qui devrait être disponible cette année.

Chaque antenne Cassegrain a un diamètre de 15 m. Le miroir primaire a une précision de surface de $60\mu\text{m}$ rms. Le pied de l'antenne contient une unité de transport autonome qui permet de la déplacer sur la voie. Le mélangeur SIS à 3 mm a un bruit de système SSB (Single-Side Band) typiquement compris entre 40 K et 55 K. Le mélangeur à 2 mm a, quant à lui, un bruit dont la température est comprise entre 30 K et 60 K. Finalement la température du bruit du récepteur pour le mélangeur à 1.3 mm se situe entre 40 K et 60 K.

Les 6 antennes, sur une configuration donnée, fournissent simultanément 15 lignes de base. La configuration du réseau est changée tous les 2 à 6 mois, si bien qu'un projet demandant deux configurations prendra en moyenne quatre mois pour être complété.

Les configurations accessibles au PdBI sont :

- La configuration **D** : c'est la plus compacte. Le bruit de phase étant très bas, cette configuration offre la sensibilité maximum et est adaptée pour des projets de détections et de cartographie à basse résolution angulaire.
- La configuration **C** permet de couvrir efficacement le plan UV, car les lobes secondaires sont réduits. Elle peut être combinée soit à la configuration D pour des études à basses résolutions angulaires ($\sim 3.5''$ à 100 GHz, $\sim 1.5''$ à 230 GHz), soit à la configuration B pour une plus haute résolution ($\sim 1.7''$ à 100 GHz, $\sim 0.7''$ à 230 GHz). La configuration C seule convient pour les observations courtes, les détections et les projets à basses déclinaisons.
- La configuration **B** est la deuxième la plus étendue, elle offre une résolution de $\sim 1.2''$ à 100 GHz et si elle est combinée à la configuration A, la résolution peut atteindre $\sim 1.0''$ (toujours à 100 GHz). Cette configuration est essentiellement utilisée pour les sources brillantes.
- La configuration **A** est la plus étendue. Elle est adaptée pour une cartographie précise et pour des sources compactes et brillantes. La résolution peut atteindre $0.8''$ à 100 GHz et jusqu'à $\sim 0.35''$ à 230 GHz.

Dans le cadre de l'observation de RS Cnc (section 3.4), nous avons utilisé les configurations B, C et D, que nous avons combinées avec une grille OTF (voir section 2.3.3) obtenue avec le 30 m.

2.3.6 Le Very Large Array



Configurations	A	B	C	D
B_{max} (km)	36.4	11.4	3.4	1.03
B_{min} (km)	0.68	0.21	0.035	0.035
θ_{HPBW} (arcsec)	1.4	3.9	12.5	44.0
θ_{LAS} (arcsec)	38.0	120.0	900.0	900.0

FIG. 2.14: Le Very Large Array (photo du haut). Le tableau présente les caractéristiques des différentes configurations disponibles. Note : θ_{HPBW} est la taille de la réponse de l'instrument (High Power Beam Width) et θ_{LAS} est la plus grande échelle angulaire visible (Largest Angular Scale).

Le VLA est un interféromètre de 27 éléments disposés en "Y". Il est situé à 2100 mètres d'altitude, à l'Ouest de sa station d'opération à Socorro, au Nouveau Mexique. La construction du VLA commença en avril 1973 pour être disponible pour la communauté scientifique en 1980.

Chaque antenne est équipée de sept récepteurs centrés autour de 90, 20, 6, 3.6, 2.0, 1.3, et 0.7 cm, respectivement appelées les bandes P, L, C, X, U, K et Q

La configuration du réseau d'antennes varie de la plus compacte, la configuration D, à la plus étendue, la configuration A en passant par les configurations C et B. Entre D et A, le gain en résolution spatiale peut atteindre plus d'un facteur 50 (cf figure 2.14). Il existe en plus trois configurations hybrides appelées DnC, CnB et BnA, dans lesquelles les antennes du bras Nord sont déjà positionnées dans la configuration suivante. Ces

configurations sont utilisées pour observer principalement des sources à basse élévation. En plus de ces configurations, le VLA peut être fractionné en un maximum de cinq sous-réseaux pouvant observer chacun un objet différent dans une bande de fréquence différente.

Le VLA est en cours de rénovation depuis 2009 et jusqu'en 2010. Ce passage à l'EVLA (Expanded Very Large Array) consiste à moderniser les transmissions de données vers un nouveau corrélateur, afin d'améliorer drastiquement la sensibilité, la bande passante, la résolution spectrale et la couverture en fréquence. Pour le moment, le VLA est dans une situation transitoire où seulement quelques antennes ont été renouvelées. Pour pouvoir continuer à observer avec tout le réseau, une solution hybride a été conçue. Elle consiste à "traduire" les données des nouvelles antennes en les adaptant à leur ancien format, afin de les corrélater avec le reste des données. Le passage au nouveau corrélateur est prévu à la fin de la prochaine configuration D, début 2010.

2.4 Un modèle d'enveloppe circumstellaire

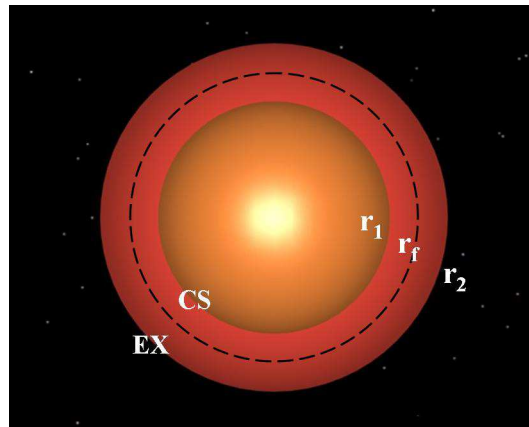


FIG. 2.15: Schéma de l'enveloppe d'une AGB : le vent est en expansion libre entre l'étoile et r_1 . Le bourrelet, entre r_1 et r_2 , est composé de matière circumstellaire comprimée (r_1 à r_f) et de matière interstellaire comprimée (r_f à r_2)

Dans son processus d'éjection, l'étoile s'entoure progressivement d'une coquille et pousse le milieu interstellaire qui l'entoure. De l'interaction avec le milieu interstellaire se forme un "bourrelet", composé de matière circumstellaire, mais aussi de matière interstellaire. Comme on le voit sur la figure 2.15 on peut séparer notre étude en trois régions distinctes :

- La région avant le choc $r < r_1$

- La région contenant la composante circumstellaire de l’enveloppe après le choc
 $r_1 < r < r_f$
- La région contenant la composante interstellaire du bourrelet $r_f < r < r_2$

Cette description met donc en jeu deux vents possédant des vitesses différentes : le vent entre r_* et r_1 qui a atteint sa vitesse d’expansion terminale v_{exp} et le vent contenu dans le bourrelet, de r_1 à r_2 , qui a été ralenti d’un certain facteur (déterminé plus bas) en rencontrant r_1 et qui est ensuite freiné par le milieu interstellaire.

Nous proposons de tester notre hypothèse pour expliquer notamment le profil composite en HI observé à la position de Y CVn (voir section 3.1).

Par la suite, nous faisons les hypothèses de sphéricité et stationnarité. De plus, nous supposons que le gaz étudié est un gaz parfait composé, en nombre, de 10 % d’hélium et de 90 % d’hydrogène sous forme atomique.

2.4.1 Les équations de base

L’équation de conservation de la masse

Dans le cadre d’une description à taux de perte de masse constant, la quantité de gaz compris dans une sphère de rayon r est constante. On peut exprimer ceci par l’équation de conservation de la masse :

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (2.27)$$

En dérivant cette équation par rapport à r (à \dot{M} constant) on obtient :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dr}\right) \quad (2.28)$$

Pour décrire la dynamique du gaz au sein du bourrelet, supposons qu’il n’est soumis qu’à la pression cinétique. A une dimension, le principe fondamental de la dynamique donne :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} \quad (2.29)$$

Avec P , la pression du gaz. On peut exprimer dv par :

$$dv = \frac{\partial v}{\partial t} dt + \frac{\partial v}{\partial r} dr \quad (2.30)$$

Soit :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial r} \frac{dr}{dt} \quad (2.31)$$

On s'intéresse à une description stationnaire donc $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$

On obtient donc :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dr} \cdot v(r) \quad (2.32)$$

Remplaçons cette dernière équation dans 2.29 pour obtenir :

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} \quad (2.33)$$

Les équations 2.28 et 2.33 seront à la base de notre description dynamique et seront reprises dans les étapes suivantes de notre développement.

2.4.2 Dynamique du gaz dans l'enveloppe

Dynamique du gaz avant le choc

Les modèles décrivant le gaz dans cette partie de la coquille (par exemple Lamers 1997, LNP), montrent que la matière subit une accélération au départ de l'étoile et atteint rapidement une vitesse d'expansion constante v_0 à une distance typique de quelques 10^{14} cm, car le gaz ne subit déjà plus les forces en $1/r^2$ (gravitation et radiation) exercées par l'étoile. Le profil de densité dans cette partie de l'enveloppe s'écrira donc facilement en reprenant l'équation 2.27 :

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi v_0 r^2} \quad (2.34)$$

Conditions du choc au passage dans le bourrelet

La formation du bourrelet résulte de l'interaction entre la matière du milieu inter-stellaire et celle de l'étoile. Le vent est ralenti et subit donc un choc.

Considérons ρ_0, v_0 et P_0 les paramètres de la matière avant le choc. Ceux qui décriront la matière après le choc seront : ρ_1, v_1 et P_1 .

Nous considérons un gaz parfait monoatomique non visqueux, et un écoulement adiabatique. Dans ce cas, les paramètres du choc sont décrits par les conditions de Rankine-Hugoniot :

La première condition, dérivée de la loi de conservation de la masse nous donne :

$$\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1 = \rho v = \phi \quad (2.35)$$

La deuxième condition, provenant de la loi de conservation de l'impulsion s'écrit :

$$P_0 + \rho_0 v_0^2 = P_1 + \rho_1 v_1^2 = P + \rho v^2 = \zeta \quad (2.36)$$

La troisième condition déduite de la loi de conservation de l'énergie donne :

$$\frac{1}{2}v_0^2 + \frac{P_0}{\rho_0} + e_0 = \frac{1}{2}v_1^2 + \frac{P_1}{\rho_1} + e_1 \quad (2.37)$$

Où e est l'énergie interne spécifique du gaz. Pour un gaz parfait monoatomique, e s'écrit :

$$e = \frac{3P}{2\rho} \quad (2.38)$$

En combinant 2.37, 2.38, on obtient :

$$\frac{1}{2}v_0^2 + \frac{5P_0}{2\rho_0} = \frac{1}{2}v_1^2 + \frac{5P_1}{2\rho_1} = \frac{1}{2}v^2 + \frac{5P}{2\rho} = \xi \quad (2.39)$$

2.35, 2.36 et 2.39 constituent les conditions de Rankine-Hugoniot.

Nous avons supposé que le gaz obéit à une équation d'état d'un gaz parfait où la vitesse locale du son peut s'exprimer par :

$$c_s^2 = \frac{5P}{3\rho} \quad (2.40)$$

On définit la vitesse \bar{v} :

$$\bar{v} = \frac{\zeta}{\phi}$$

Ce qui nous donne, combiné à l'équation 2.36 :

$$v^2 - \bar{v}v + \frac{3}{5}c_s^2 = 0 \quad (2.41)$$

Soit :

$$c_s^2 = \frac{5}{3}(\bar{v}v - v^2) \quad (2.42)$$

Exprimons l'énergie ξ en utilisant 2.42 et 2.39 On obtient :

$$\xi = \frac{1}{2}v^2 + \frac{3}{2}c_s^2 = \frac{5}{2}\bar{v}v - 2v^2 \quad (2.43)$$

Soit, en exprimant cette équation sous une forme quadratique :

$$v^2 - \frac{5}{4}v\bar{v} + \frac{\xi}{2} = 0 \quad (2.44)$$

Pour des valeurs de ξ et \bar{v} données, cette équation a deux racines v_0 et v_1 dont la somme vaut :

$$v_0 + v_1 = \frac{5}{4}\bar{v} \quad (2.45)$$

Pour finir, exprimons le nombre de Mach, M_0 , comme le rapport de la vitesse du gaz à la vitesse du son ($M_0 = \frac{v_0}{c_s}$) :

$$M_0^2 = \frac{v_0^2}{\frac{5}{2} \frac{P_0}{\rho_0}} = \frac{3}{5} \frac{v_0}{\bar{v} - v_0} \quad (2.46)$$

Les équations 2.45 et 2.46 nous donnent pour conclure :

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{M_0^2 + 3}{4M_0^2} \quad (2.47)$$

Cette condition de passage au niveau du choc va donc nous imposer la valeur de la vitesse résultante et met en évidence l'existence d'un saut de vitesse et de densité, de l'ordre de 1/4 et 4 pour les grands nombres de Mach.

Dynamique du gaz dans le bourrelet

Pour un gaz parfait, on peut exprimer la pression du gaz par :

$$P = \rho \frac{kT}{\mu m_H} = \rho c^2 \quad (2.48)$$

Où c est la vitesse isothermale du son dans l'enveloppe, μ est le poids moléculaire moyen (typiquement égal à 1.3 dans le cas d'un gaz constitué de 90 % d'hydrogène et de 10 % d'hélium en nombre), k est la constante de Boltzmann et m_H la masse de l'atome d'hydrogène. En combinant 2.28 et 2.48 et en remplaçant le tout dans l'équation 2.33, on obtient finalement :

$$\frac{dv}{dr} \left(v - \frac{c^2}{v} \right) = 2 \frac{c^2}{r} - \frac{k}{\mu m_H} \frac{dT}{dr} \quad (2.49)$$

Dans la région entre r_1 et l'interface r_f : Aux valeurs moyennes de températures considérées dans notre étude (de l'ordre de quelques centaines de Kelvin), le profil de refroidissement du gaz est très difficile à établir. Il doit dépendre du rayonnement des atomes et des poussières, ainsi que de la métallicité. Pour simplifier notre étude, nous allons adopter un profil de température arbitraire de la forme :

$$\log \frac{T}{T_1} = a \log \frac{r}{r_1} \quad (2.50)$$

Où T_1 est la température après le choc au rayon r_1 . T_1 est définie à l'aide des conditions de Rankine-Hugoniot 2.35 et 2.36, ainsi que de la relation 2.47.

On peut donner une estimation de T_1 en supposant $M_0 \gg 1$, ce qui est généralement le cas en pratique. Par conséquent, la pression P_0 du gaz avant le choc est négligeable

par rapport à P_1 , et la relation 2.47 se simplifie en : $\frac{v_1}{v_0} \sim 4$. Ce résultat combiné à 2.35 et 2.36 donne :

$$T_1 \sim \frac{3\mu m_H}{16k} v_0^2$$

On va donc calculer la température en fonction du rayon et l'injecter dans l'équation 2.49 qui devient alors une équation différentielle du premier degré que nous résolvons à l'aide d'une méthode Runge-Kutta classique d'ordre quatre.

Dans la région entre l'interface r_f et le rayon r_2 : Puisque l'on est dans la partie interstellaire du bourrelet, nous ne pouvons plus appliquer l'équation de conservation de la masse du vent stellaire (cf équation 2.27). En revanche, on sait que la matière dans cette partie du bourrelet est en fait de la matière interstellaire qui a été poussée depuis la surface de l'étoile jusqu'au rayon final r_2 . On peut donc appliquer une nouvelle relation de conservation de la masse :

$$\int_{r_f}^{r_2} 4\pi\rho r^2 dr = \frac{4}{3}\pi r_2^3 \rho_{ism} \quad (2.51)$$

En supposant que ρ suit une loi décroissante en $1/r^2$ entre r_f et r_2 , on peut calculer le profil de densité et en déduire le profil de vitesse. Dans cette zone de très faible densité, la température est supposée constante, ce qui simplifie la résolution de l'équation 2.49.

2.4.3 Modélisation des profils de raie

Pour ajuster le modèle aux observations, nous disposons de peu de paramètres libres. En effet, les hypothèses à la base de notre raisonnement nous ont permis de construire un modèle simple pour tester si l'enveloppe détachée d'une étoile AGB pourrait être formée par l'interaction avec son milieu environnant.

Les observations CO, qui caractérisent le vent interne entre r_* et r_1 , nous donnent la vitesse terminale du vent (v_{exp}), ainsi qu'une première estimation du taux de perte de masse. Si l'on dispose d'observations dans le continuum de la poussière, elles pourront nous permettre d'estimer la taille de l'enveloppe, et de fixer les rayons r_1 et r_2 . Si l'on ne dispose pas de telles observations, il est possible de déduire r_1 et r_2 directement des données HI si le rapport signal sur bruit est excellent. En effet, si l'objet a été cartographié, nous pouvons estimer la taille maximale (r_2) en étudiant la répartition du flux dans la carte. De plus, si le profil centré sur la position de l'étoile présente deux composantes, il est possible d'estimer r_1 à partir de l'intensité de la composante large. En effet, si l'on suppose que cette composante caractérise le vent entre r_* et r_1 qui a été

expulsé avec un taux de perte de masse constant, on peut en déduire la relation :

$$r_1 \approx 2.17 \cdot 10^{-9} \times \frac{d v_{exp}^2 F_{ped}}{\dot{M}}$$

Avec r_1 exprimé en minutes d'arc, d la distance de l'étoile en pc, v_{exp} en km s^{-1} , F_{ped} l'intensité du piedestal en Jy, et \dot{M} en $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.

En ce qui concerne la densité du milieu interstellaire ρ_{ISM} , nous pouvons faire l'hypothèse qu'elle diminue exponentiellement dans la direction z perpendiculaire au plan galactique, partant d'une valeur de la densité au voisinage solaire de 2 H cm^{-3} (Spitzer 1978), en utilisant une échelle de hauteur h de 100 pc (Mihalas & Binney 1981). On a donc la relation :

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{z}{h}}$$

Nous pouvons aussi estimer la température moyenne dans la région entre r_1 et r_f . En effet, pour une distribution Maxwellienne d'atomes d'hydrogène à la température T , l'émission H I projetée sur la ligne de visée à un profil Gaussien de largeur :

$$\text{FWHM}(\text{kms}^{-1}) = 0.214[T(\text{K})]^{1/2}$$

La température T_1 après r_1 étant fixée par les conditions du choc, nous pouvons donc contraindre le paramètre a de la relation (2.50) afin respecter cette valeur moyenne.

Une fois l'objet modélisé, un autre programme permet de convoluer son image à la réponse de l'instrument utilisé, pour pouvoir directement comparer les spectres modélisés et les spectres observés (Gardan et al., 2006).

Enfin, la masse en hydrogène atomique est déduite du flux total grâce à la relation (1.27) vue à la section 1.3. En supposant que le poids atomique moyen de l'hydrogène dans le gaz est de 1.3 (90 %), on peut en déduire la masse totale de l'enveloppe. En ajustant le taux de perte de masse, on peut ainsi en déduire un âge pour l'enveloppe.

Chapitre 3

Les sources étudiées

3.1 Y CVn

Y CVn est une étoile AGB carbonée située à 218 pc (parallaxe mesurée par Hipparcos : 4.59 ± 0.73 mas). Ses coordonnées galactiques $\lambda = 126^\circ$ et $\beta = +72^\circ$ la placent bien en dehors du plan galactique. De plus, sa vitesse radiale par rapport au milieu local est de 21 km s^{-1} , ce qui en principe est favorable à une détection à 21 cm (voir section 2.2).

C'est une étoile AGB beaucoup étudiée, notamment depuis les premières preuves de l'existence d'une enveloppe circumstellaire de poussière, grâce à l'émission de grains de SiC dans une bande de longueur d'onde centrée à $11.3 \mu\text{m}$ (Goebel et al., 1980). Plus tard, la présence de cette enveloppe fut confirmée par la détection d'une émission étendue à 60 et à $100 \mu\text{m}$ par IRAS (Young et al., 1993), puis par une image à $90 \mu\text{m}$ obtenue par le télescope spatial ISO montrant une enveloppe détachée de poussière (Fig. 3.1 ; Izumiura et al., 1996). Cette enveloppe de $5'$ de rayon présente une géométrie circulaire, avec un léger décalage par rapport à la position de l'étoile centrale d'environ $1'$ vers l'ouest. Pour expliquer la présence de l'enveloppe, Young et al. (1993) suggèrent qu'elle ait été créée par l'interaction avec le milieu interstellaire, qui freinerait la matière expulsée par l'étoile formant ainsi un bourrelet composé de matière circumstellaire et interstellaire compressée. De leur côté, Izumiura et al. (1996) proposent que cet anneau de matière provienne d'un épisode de perte de masse intense au cours de la vie passée de l'étoile AGB.

Pour déterminer la validité de ces hypothèses, les observations dans le continuum de la poussière sont insuffisantes, car il faut pouvoir accéder aux informations spectrales afin de décrire la dynamique des vents au sein de l'enveloppe. Les raies rotationnelles de la molécule CO ne sont pas non plus les traceurs les plus adaptés dans ce cas, du fait de la taille attendue du rayon de photodissociation du CO (voir section 1.5). En

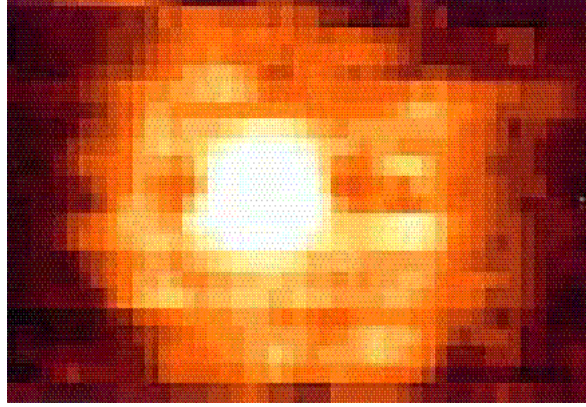
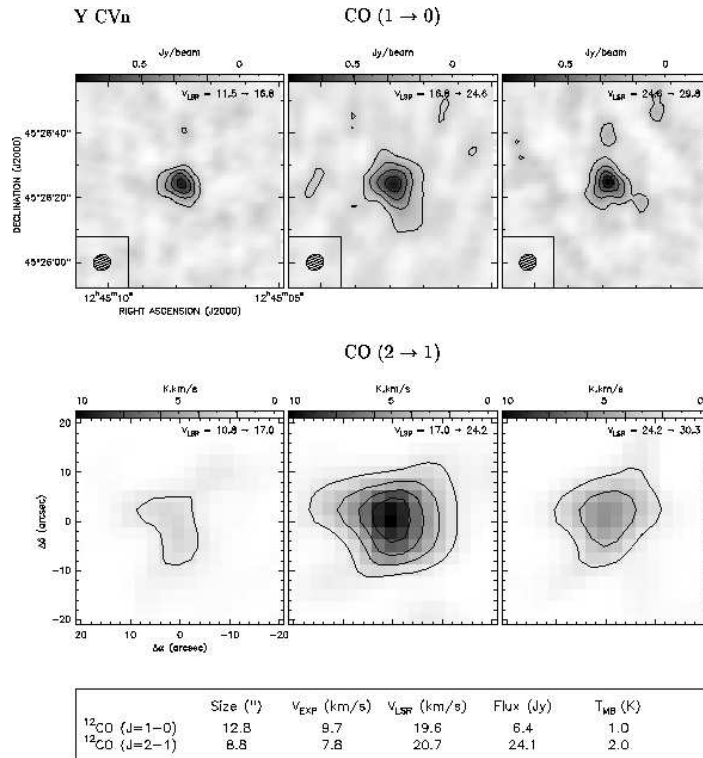


FIG. 3.1: Y CVn vue par ISO à $90\ \mu\text{m}$ (ISOPHOT, la taille de l'image est de $12' \times 8'$; Izumiura et al. 1996)

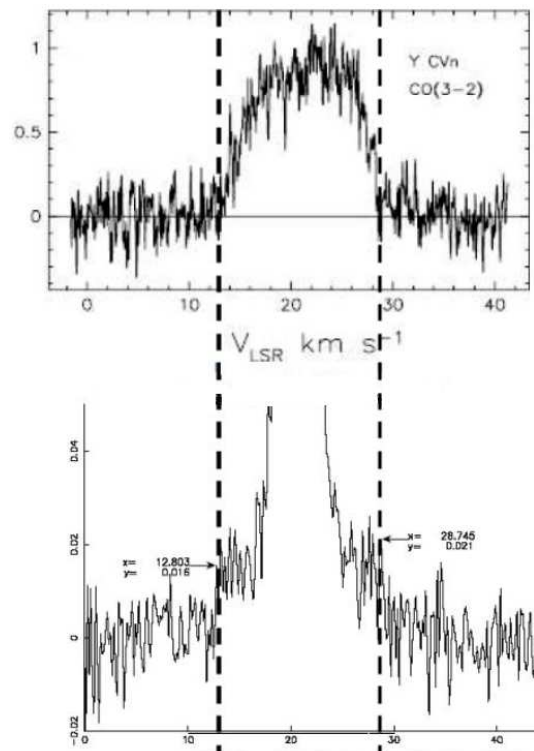
effet, Neri et al. (1998) ont observé l'émission du CO(1-0) et du CO(2-1) avec le PdBI combiné au 30 m de l'IRAM, et ils trouvent des tailles d'environ $13''$ pour le CO(1-0) et $9''$ pour le CO(2-1) (cf. figure 3.2a). On voit donc que seules les observations HI vont nous permettre d'étudier les phénomènes physiques au sein de l'enveloppe sur des échelles appropriées à l'étude d'une possible interaction avec le milieu environnant.

La carte HI de Y CVn (voir figure 1 de l'article ci-après) révèle la présence d'une enveloppe d'hydrogène atomique, dont la taille correspond à celle observée en infrarouge. On remarque de plus que le profil central est constitué d'une composante large, dont les vitesses extrêmes correspondent aux spectres CO disponibles dans la littérature (voir figure 3.2b), ainsi que d'une composante étroite dominant dans toute la carte de Y CVn.

Ce signal composite, qui rend compte d'un vent rapide et d'un vent lent, dont les vitesses sont séparées d'un facteur ~ 4 pourrait indiquer la présence d'un choc au sein de l'enveloppe. De plus, le fait que la composante large corresponde au spectre CO suggère que le vent à haute vitesse se situe à l'intérieur de l'enveloppe.



(a) Observation de Y CVn en CO(1-0) (PdBI+30 m) et CO(2-1) (30 m) réalisée par Neri et al. (1998)



(b) Figure illustrant la correspondance entre les spectres CO et HI dans le cas de Y CVn.

Nous avons donc construit un modèle dynamique à une dimension, qui rend compte d'un freinage du gaz stellaire par le milieu environnant (cf. section 2.4). Les échelles étudiées ici étant très grandes, nous supposons que les variations possibles du taux de perte de masse durant la vie de Y CVn ont été lissées dans le temps. On considère donc un taux de perte de masse constant pour la modélisation.

Le résultat de cette modélisation est montré dans les figure 2, 3 et 4 de l'article qui suit. L'hypothèse selon laquelle l'enveloppe détachée serait issue d'une interaction avec le milieu interstellaire semble donc plausible. Vu les spectres HI obtenus, nous pouvons infirmer l'hypothèse de l'origine du bourrelet dû à une bouffée de perte de masse, car les vitesses dans l'enveloppe sont très basses (quelques km s^{-1}) et ne correspondent pas aux grandes vitesses auxquelles on s'attend dans le cas d'un épisode violent d'éjection de matière (15 km s^{-1} ; Izumiura et al., 1996).

L'enveloppe circumstellaire autour de Y CVn est compacte et très brillante à 21 cm, de plus l'émission est bien séparée de la confusion galactique. Autant de caractéristiques propices à des observations interférométriques. Récemment, Rao et al. (2008) ont observé Y CVn à l'aide du Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT). Ils obtiennent une image inattendue, qui montre une émission très hétérogène autour de la position centrale. Ce résultat intéressant suggère que l'enveloppe de Y CVn serait plus complexe que nous le supposions, ce qui montre la nécessité de l'étudier de nouveau avec une meilleure résolution angulaire. Ainsi, nous avons très récemment proposé (avril 2009) un programme d'observation au VLA contenant plusieurs sources, dont Y CVn.

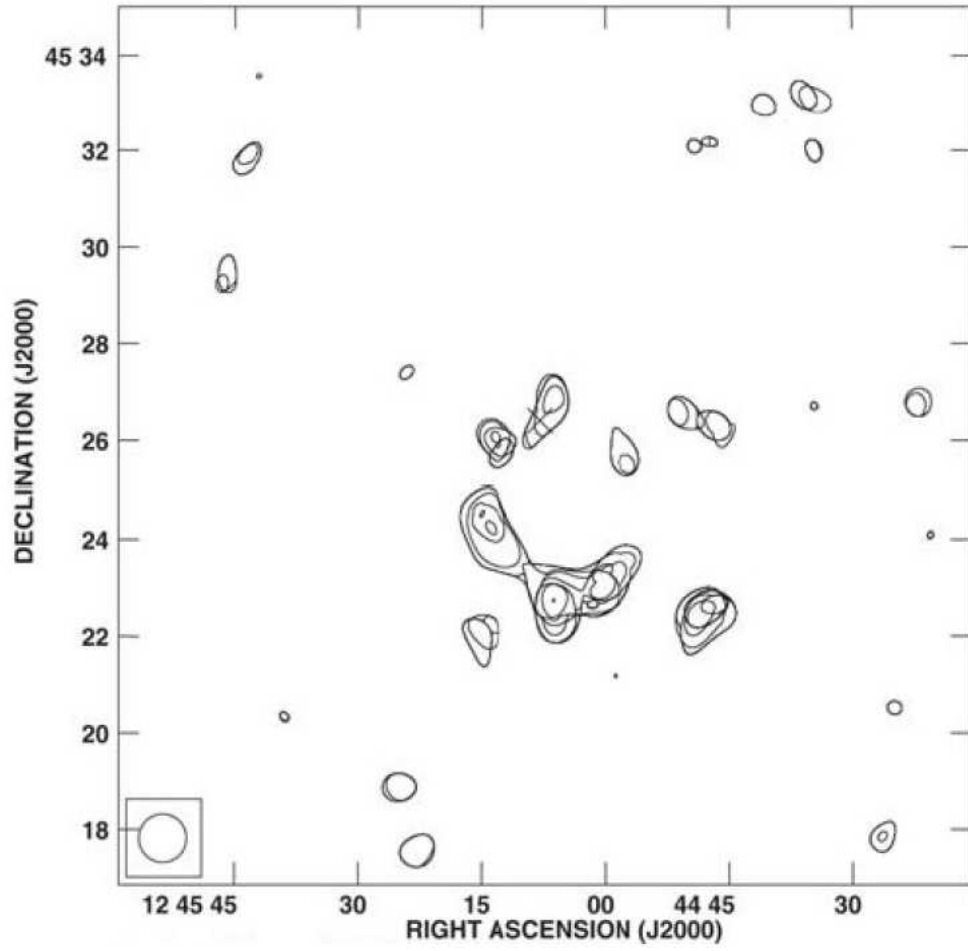


FIG. 3.2: Y CVn observé à 21 cm au GMRT (Rao et al., 2008).

The formation of a detached shell around the carbon star Y CVn

Y. Libert,¹ E. Gérard² and T. Le Bertre^{1*}

¹LERMA, UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 av. de l'Observatoire, F-75014 Paris, France

²GEPI, UMR 8111, Observatoire de Paris, 5 place J. Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France

Accepted 2007 June 25. Received 2007 June 18; in original form 2007 April 6

ABSTRACT

Y CVn is a carbon star surrounded by a detached dust shell that has been imaged by the *Infrared Space Observatory* at 90 μm . With the Nançay Radio Telescope, we have studied the gaseous counterpart in the 21-cm H I emission line. New data have been acquired and allow to improve the signal-to-noise ratio on this line. The high spectral resolution line profiles obtained at the position of the star and at several offset positions set strong constraints on the gas temperature and kinematics within the detached shell; the bulk of the material should be at $\sim 100\text{--}200$ K and in expansion at $\sim 1\text{--}2$ km s⁻¹. In addition, the line profile at the central position shows a quasi-rectangular pedestal that traces an 8 km s⁻¹ outflow of $\sim 1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, stable for about 2×10^4 yr, which corresponds to the central outflow already studied with CO rotational lines.

We present a model in which the detached shell results from the slowing down of the stellar wind by surrounding matter. The inner radius corresponds to the location where the stellar outflow is abruptly slowed down from ~ 8 to 2 km s⁻¹ (termination shock). The outer radius corresponds to the location where external matter is compressed by the expanding shell (bow shock). In this model, the mass-loss rate of Y CVn has been set constant, at the same level of $1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, for $\sim 4.5 \times 10^5$ yr. The gas temperature varies from ~ 1800 K at the inner limit to 165 K at the interface between circumstellar matter and external matter.

Our modelling shows that the presence of a detached shell around an asymptotic giant branch star may not mean that a drastic reduction of the mass-loss rate has occurred in the past. The inner radius of such a shell might only be the effect of a termination shock rather than of an interruption of the mass-loss process.

Key words: stars: AGB and post-AGB – stars: carbon – circumstellar matter – stars: individual: Y CVn – stars: mass-loss – radio lines: stars.

1 INTRODUCTION

The history of the mass loss experienced by stars on the asymptotic giant branch (AGB) is a key issue for describing the late stages of evolution of low- and intermediate-mass ($1\text{--}6 M_{\odot}$) stars, as well as an important ingredient for the characterization of the cosmic cycle of matter. Determining the mass-loss rates of red giants is generally based on modelling radio molecular line profiles (Schöier 2007) or infrared continuum energy distributions (van Loon 2007). However, these methods are limited to the central parts of circumstellar shells, and as the mass-loss rates of AGB stars are variable, it has been difficult to establish a balance of the mass loss over the long periods of time that need to be considered ($10^4\text{--}10^6$ yr).

In principle, the H I line at 21 cm should be a useful tracer of AGB circumstellar environments (Le Bertre, Gérard & Winters 2005). Hydrogen dominates their composition (~ 70 per cent in mass) and

should be in atomic form, at least in the external parts of these shells ($r \geq 0.1$ pc). However, the 21-cm line is weak and generally contaminated by the much more intense Galactic emission arising on the same lines of sight. H I line observations of AGB stars have long been limited to Mira (Bowers & Knapp 1988). However, since 2001, using the upgraded Nançay Radio Telescope (NRT), we readdressed this issue and detected several objects in emission, in particular RS Cnc (Gérard & Le Bertre 2003), EP Aqr & Y CVn (Le Bertre & Gérard 2004, hereafter Paper I) and X Her (Gardan, Gérard & Le Bertre 2006, hereafter Paper II). Recently, we also presented the results of a survey of 22 sources, with 18 new detections (Gérard & Le Bertre 2006, hereafter Paper III). Using the Very Large Array (VLA), Matthews & Reid (2007) detected H I emission coincident in both position and velocity with RS Cnc, and reported emission close to, but not unambiguously related to, EP Aqr. They also reported H I emission from the circumstellar shell of R Cas.

Generally, the H I emissions that we detect with the NRT are extended, indicating shell sizes of ~ 1 pc. In some cases, e.g. EP Aqr (Paper I), they reveal complex spatial and dynamic structures. The

*E-mail: thibaut.lebertre@obspm.fr

21-cm line thus probes regions much larger than those that can be studied with molecular lines, which are limited by photodissociation ($r \leq 0.1$ pc). Extended shells have also been observed in the far-infrared continuum emission (60 and 100 μm) by the Infrared Astronomical Satellite (*IRAS*; Young, Phillips & Knapp 1993a). The spatial extension estimated from our H I observations is comparable to, or possibly larger than, those obtained by Young et al. (1993a). Some of the infrared shells appeared detached from the central stars. The infrared source associated to Y CVn was reobserved by the *Infrared Space Observatory* (*ISO*), which clearly detected at 90 μm a detached dust shell surrounding the central star (Izumiura et al. 1996). These detached shells were interpreted as resulting from the interaction of the expelled material with the interstellar medium (ISM; Young, Phillips & Knapp 1993b), or from a past event of mass loss much higher than today (Izumiura et al. 1996). However, the far-infrared data lack crucial kinematic information.

The H I line profiles obtained with the NRT have in general a Gaussian shape, with a full width at half-maximum (FWHM) smaller than, or equal to, the width of the CO rotational lines, implying that the expansion velocity decreases outward (Papers I and III). This slowing down of the outflows indicates an interaction with local material, either of circumstellar or of interstellar origin. These high spectral resolution H I profiles provided the first direct evidence of a slowing down of circumstellar matter in the external shells of red giants.

In the present paper, we revisit the case of Y CVn, because, as the *ISO* observations show images that are rather rounded, we expect that a spherical symmetry may apply and therefore that the interpretation will be easier. Also, the source is relatively bright in H I, with a low interstellar contamination, so that in principle H I profiles of high quality are accessible. With these favourable conditions, we expect that the H I profile modelling will bring useful constraints on the detached shell characteristics, and more generally on the detached shell phenomenon. We have acquired new H I data on Y CVn in order to improve those already presented in Paper I.

2 Y CVN

2.1 The central star

Y CVn is a J-type carbon star, i.e. a carbon star whose photosphere is enriched in ^{13}C . The abundance ratio, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \sim 3.5$ (Lambert et al. 1986), is close to the CNO-cycle equilibrium value (3–3.5; Lattanzio & Forestini 1999). The effective temperature is ~ 2760 K (Bergeat, Knapik & Rutily 2001), so that atomic hydrogen should dominate over molecular hydrogen in the atmosphere and eventually above it (Glassgold & Huggins 1983). However, Lambert et al. (1986) detected a weak 1–0 S(0) H₂ line at 2.22 μm , so that some hydrogen should still be in molecular form within the photosphere. The abundance analysis performed by Lambert et al. also shows that Y CVn may have a slightly subsolar metallicity (-0.2 ± 0.2), with oxygen showing the most underabundance (-0.4).

The exact stage of evolution of Y CVn is not clear. J-type stars do not show an enhancement in s-process elements, suggesting that they have not gone through thermal pulses and that the surface carbon enrichment is not due to a third dredge-up event. For instance, they might owe their carbon-rich composition to an He core flash when they were still on the red giant branch (RGB) (Dominy 1984).

The distance derived from the *Hipparcos* parallax (4.59 ± 0.73 mas; Perryman et al. 1997) is ~ 218 pc. This places Y CVn at 207 pc from the Galactic Plane in a direction close to the Galactic North Pole ($b^{\text{J}} = 72^\circ$). We adopt the *Hipparcos* distance, but note

that it might be underestimated. Knapp et al. (2003) have re-reduced the *Hipparcos* data and give a revised parallax (3.68 ± 0.83 mas) that tends to place the source somewhat further from the Sun (272 pc). Also, Bergeat, Knapik & Rutily (2002) estimate the parallax at ~ 3.85 mas (or ~ 260 pc).

The *K* magnitude is -0.74 (Guandalini et al. 2006) which translates to a bolometric magnitude of 1.96 (Le Bertre et al. 2001) or $\sim 6200 L_{\odot}$ at 218 pc. Such a luminosity places Y CVn clearly on the AGB, probably on the early AGB (E-AGB) rather than on the thermally pulsing AGB (TP-AGB).

The proper motion observed by *Hipparcos* is -2.20 , in right ascension (RA), and 13.05 mas yr^{-1} , in declination. When corrected for the solar motion towards apex, it translates to 13.4 and 17.4 mas yr^{-1} , respectively, and for a distance of 218 pc to 14 and 18 km s^{-1} , with respect to the (solar) local standard of rest (LSR). It corresponds to a motion, in the plane of the sky, towards north-east (position angle, PA = 38°).

2.2 The circumstellar envelope

Evidence for the presence of a circumstellar shell around Y CVn was found by Goebel et al. (1980) who detected the $11.3\text{-}\mu\text{m}$ band ascribed to SiC dust grains. The 1–0 rotational line of CO was first detected by Knapp & Morris (1985).

Knapp et al. (1998) have obtained a high-resolution CO spectrum of the wind from Y CVn. They determine a LSR radial velocity, $V_{\text{LSR}} = 21.1$ km s^{-1} , an expansion velocity, $V_{\text{exp}} = 7.8$ km s^{-1} and a mass-loss rate, $\dot{M} = 1.1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (at 218 pc). Schöier, Ryde & Olofsson (2002) obtained similar estimates with $V_{\text{exp}} = 8.5$ km s^{-1} and $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ and Teyssier et al. (2006) with $V_{\text{exp}} = 6.5$ km s^{-1} and $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. The CO emission is extended with diameters, $\phi \sim 13$ arcsec in the 1–0 transition, and ~ 9 arcsec in 2–1 (Neri et al. 1998). A faint asymmetry is suspected in the 2–1 data.

An intense emission in the ^{13}C 1–0 line, detected by Jura, Kahane & Omont (1988), confirms the large abundance of ^{13}C in the Y CVn outflow. Schöier & Olofsson (2000) evaluate the $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ abundance ratio to ~ 2.5 , a ratio larger than the equilibrium value, indicating a possible enrichment in ^{13}C of the CO molecule within the outflow. The mass-loss rates estimated from ^{12}CO rotational line data may therefore be underestimated by a factor of ~ 1.4 . We also note that the underabundance in oxygen, as suggested by Lambert et al. (1986), would directly translate into an underabundance in CO.

An extended emission at 60 and 100 μm was discovered by *IRAS* (Young et al. 1993a). This emission could be modelled with a resolved isothermal shell, at $\sim 30\text{--}40$ K, of inner radius, $r_{\text{in}} \sim 2.8$ arcmin, and outer radius, $r_{\text{out}} \sim 5.5$ arcmin. An image at 90 μm with a better spatial resolution (~ 40 arcsec) and a better sensitivity was obtained by *ISO* (Izumiura et al. 1996). It clearly shows a central infrared source surrounded by a quasi-circular detached shell, with $r_{\text{in}} \sim 2.8$ arcmin and $r_{\text{out}} \sim 5.1$ arcmin. This image of a detached shell supports the modelling of the *IRAS* data by Young et al. (1993a). In addition, in the *ISO* image at 90 μm , the detached shell seems displaced to the west by about $0.5\text{--}1$ arcmin with respect to the central infrared source. Nevertheless, the circular morphology of the detached shell and the small size of the offset, as compared to the source diameter, leave no doubt on the association with Y CVn. Adopting a *dust-to-gas* mass ratio of 4.5×10^{-3} , the mass in the detached shell can be estimated at $0.06 M_{\odot}$ (at 218 pc).

This detached shell, observed in the dust continuum emission, is interpreted by Young et al. (1993b) as a product of the slowing

down of an expanding circumstellar shell by the surrounding ISM. On the other hand, for Izumiura et al. (1996), it is the result of an intense episode of mass loss, about two orders of magnitude larger than at present (as probed by the CO emission, which is limited to the central ~ 10 arcsec; Neri et al. 1998), with an outflow velocity $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$, that lasted about 2×10^4 yr and stopped 1.4×10^4 yr ago.

In Paper I, we reported the detection of Y CVn in the H I line at 21 cm. The emission is extended compared to the NRT beam size in RA (4 arcmin). The line profile is composite with a spectrally narrow component (Comp. 1, FWHM $\sim 2.9 \text{ km s}^{-1}$) superposed on a weak broad component (Comp. 2, FWHM $\sim 14 \text{ km s}^{-1}$). The two components are centred at $V_{\text{LSR}} \sim 20\text{--}21 \text{ km s}^{-1}$, in good agreement with the CO lines. Comp. 1 was found to be spatially extended (~ 12 arcmin) and to be more intense west than east. The H I source traced by Comp. 1 was associated to the detached shell observed by *ISO*, whereas the other one was associated with the Y CVn outflow already observed in CO molecular lines.

The spatially extended emission associated to Comp. 1 and its quasi-Gaussian line profile of width $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ were interpreted as an indication that the outflow velocity should decrease outward, a result which agrees with the Young et al. (1993b) interpretation of a slowing down by the surrounding ISM. However, it does not exclude a brief episode of a large mass-loss rate in the past (see Section 6).

3 OBSERVATIONS

The NRT has a rectangular aperture of effective dimensions $160 \times 30 \text{ m}^2$. At 21 cm, its beam has a FWHM of 4 arcmin in RA and

22 arcmin in declination. The data on Y CVn have been acquired in the position-switch mode with off-positions taken at ± 4 , ± 8 , ± 12 , ± 16 and ± 32 arcmin from the central position in the east–west direction. The central positions were selected on the position of the star (adopted from the SIMBAD data base: $12^{\text{h}}45^{\text{m}}07^{\text{s}}.8 + 45^{\circ}26'25''$, 2000.0), and at ± 11 and ± 22 arcmin from it, in the north–south direction. The spectral resolution corresponds to 0.32 km s^{-1} (for more details refer to Paper I).

In order to obtain the best H I line profiles needed for our modelling, we have re-processed our previous data with an improved procedure (better weighting of the individual observations) and acquired new observations, with a bandwidth twice as large, allowing a better determination of the baselines. In total, 107 h of data have been acquired between 2002 Sept. and 2007 January, and are used in the present work.

The new map, that results from the merging of old and new data (Fig. 1), has a much better quality than the one presented in Paper I. The signal-to-noise ratio is on average twice better than in our 2004 map (Paper I).

The H I line at the stellar position (full line in Fig. 2) is clearly dominated by a narrow quasi-Gaussian component (Comp. 1) of FWHM $\sim 3.1 \text{ km s}^{-1}$, and intensity $\sim 360 \text{ mJy}$, superposed on a weak rectangular pedestal of width $\sim 16 \text{ km s}^{-1}$, and intensity $\sim 10 \text{ mJy}$. In Table 1, we give the results of the line fitting by the sum of a Gaussian and of a rectangle; as this fitting closely matches the data, it is not represented in the figures. The dashed lines result from the modelling of the whole map that will be discussed in Section 5. The radial velocities of the two components are nearly the same and in agreement, within 0.5 km s^{-1} , with that of Y CVn

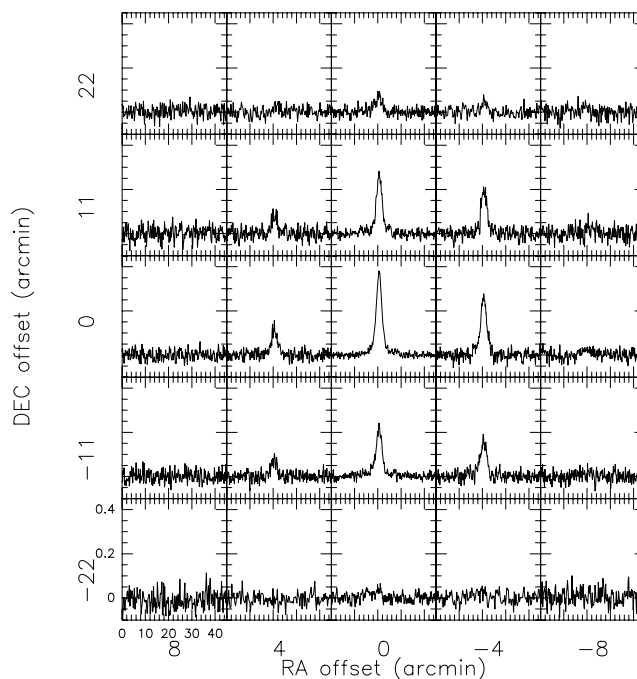


Figure 1. Map of the 21-cm H I emission from the Y CVn circumstellar envelope observed with the NRT. The steps are 4 arcmin in RA (1 beam) and 11 arcmin in declination (1/2 beam). North is up and east to the left.

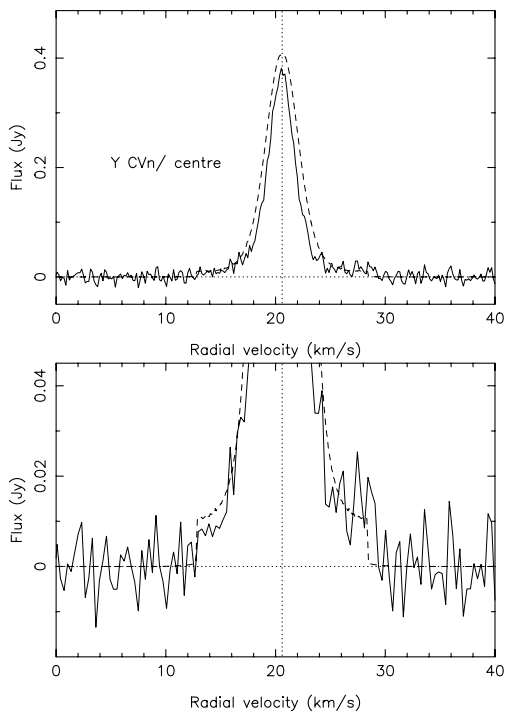


Figure 2. H I spectrum obtained with the NRT on the stellar position (thin line) and modelled spectrum (Section 5; dashed line). A zoom on the lower part of the spectrum is displayed in the lower panel in order to better show the pedestal (Section 3). The vertical dotted line indicates the radial velocity adopted for the model ($V_{\text{LSR}} = 20.6 \text{ km s}^{-1}$).

Table 1. Fits to the two H I components of Y CVn (not represented in the figures). Comp. 1 is fitted with a Gaussian profile and Comp. 2 with a rectangular profile. In the case of Comp. 1, we quote the FWHM and for Comp 2 the full width. For comparison, the CO (3–2) profile obtained by Knapp et al. (1998) gives $V_{\text{LSR}} = 21.1 \text{ km s}^{-1}$ and $V_{\text{exp}} = 7.8 \text{ km s}^{-1}$.

	V_{cent} (km s^{-1})	Width (km s^{-1})	F_{peak} (mJy)
Comp. 1 (centre)	20.5	3.1	358
Comp. 2 (centre)	21.1	15.6	10
Comp. 1 (± 4 arcmin in RA)	20.5	3.2	179
Comp. 1 (± 11 arcmin in Dec.)	20.6	3.1	232
Comp. 1 (± 11 arcmin in Dec. and ± 4 arcmin in RA)	20.5	3.2	132

as determined from CO data (Knapp et al. 1998). The improved quality of our H I spectrum allows to see that Comp. 2 might have a rectangular profile rather than a Gaussian one (cf. Paper I); nevertheless, for continuity, we keep the same notation, Comp. 1 and 2, as in Paper I.

In east and west of the central position (Fig. 3, upper panel), the H I line profile is essentially Gaussian like, i.e. with the present signal-to-noise ratio we do not detect a pedestal. We confirm the

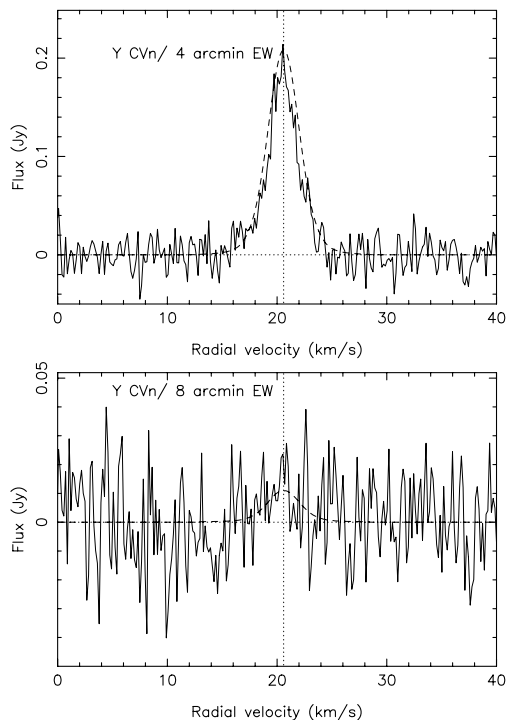


Figure 3. Upper panel: average H I spectrum obtained with the NRT on the two off-positions at ± 4 arcmin in RA (thin line) and modelled spectrum (Section 5; dashed line). Lower panel: same, with the two off-positions at ± 8 arcmin.

asymmetry between east and west, which is consistent with that seen on the *ISO* image at $90 \mu\text{m}$. From the relative fluxes of Comp. 1 between the central position and the two offset positions, we estimate the displacement at ~ 1 arcmin west. As noted in Section 2.1, this displacement is small compared to the source size. In addition, we note that the radial velocity of Comp. 1 is consistent with that of Y CVn, further supporting their association. We do not detect the source at ± 8 arcmin from the stellar position (Fig. 3, lower panel). The diameter of the H I source can then be estimated at 8 ± 4 arcmin.

The source is clearly detected at ± 11 arcmin in the north–south direction (Fig. 4, upper panel) with more than half the flux on Y CVn. Therefore, it is also extended in declination, but our spatial resolution is not sufficient to characterize the size in this direction. In the map, we note that the source is slightly more intense in north than in south, by about 10 per cent at ± 11 arcmin, which is an indication of a slight (relative to the beam) displacement towards north that we estimate at 1 ± 0.5 arcmin. Finally, the source is also detected at the four positions ± 4 arcmin in RA and ± 11 arcmin in declination (Fig. 4, lower panel).

By integrating the line profiles over the full map, the total H I flux associated to Y CVn can be estimated at $3.38 \text{ Jy km s}^{-1}$. At 218 pc, this translates to $3.8 \pm 0.2 \times 10^{-2} M_{\odot}$ in atomic hydrogen. Most of it is associated to Comp. 1. We estimate the flux corresponding

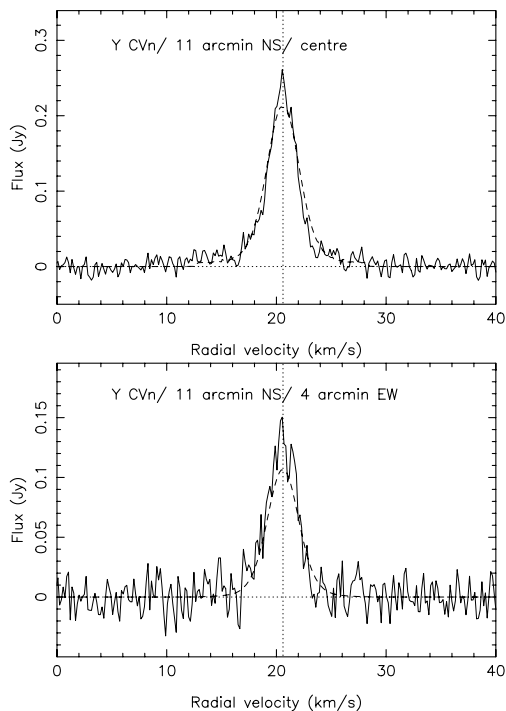


Figure 4. Upper panel: average H I spectrum obtained with the NRT on the two positions at ± 11 arcmin in declination (thin line) and modelled spectrum (Section 5; dashed line). Lower panel: same, with the four off-positions at ± 11 arcmin in declination and ± 4 arcmin in RA.

to Comp. 2, from the width and height of the pedestal detected on the Y CVn position, at $0.16 \text{ Jy km s}^{-1}$, or $1.8 \times 10^{-3} M_{\odot}$.

4 INTERPRETATION

Although we are limited by the spatial resolution of the NRT ($4 \times 22 \text{ arcmin}^2$), by combining our high spectral resolution H I data with the *ISO* image obtained in the dust continuum by Izumiura et al. (1996), we can obtain a description of the Y CVn circumstellar environment that takes into account the kinematics of the gas.

The source traced by Comp. 2 can be associated with the central infrared source. Its rectangular profile is typical of an optically thin H I emission of a uniformly expanding shell (Paper I). The expansion velocity ($\sim 8 \text{ km s}^{-1}$) is consistent with the outflow velocity obtained from CO rotational lines. As Comp. 2 is also centred on the radial velocity of Y CVn, we can infer that the corresponding source has a nearly spherical geometry.

The source traced by Comp. 1 is spatially resolved by the NRT and has a diameter, $\phi \sim 8 \pm 4 \text{ arcmin}$. Its hydrogen mass is consistent with the total mass of the detached shell estimated by Izumiura et al. (1996). Therefore, it is reasonable to associate it to the infrared detached shell. The spectral width, $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$, shows that the material is moving outwards at a reduced velocity as compared to the source traced by Comp. 2. This is in agreement with the analysis of Young et al. (1993b).

We now pursue this analysis and consider the interaction of the Y CVn outflow with external matter. The infrared image and our H I map show an offset of 1 arcmin west with respect to the central source, but this offset is small compared to the diameter of the detached shell, and in the *ISO* image the detached shell has a quasi-circular appearance. Also, the central velocity in H I (20.6 km s^{-1}) is close to that in CO (21.1 km s^{-1}), so that no large deviation along the line of sight can be detected. In the following, we assume spherical symmetry, which in particular implies that the external medium is at rest with respect to Y CVn.

The interaction of a spherical outflow with external matter leads to the formation of a region of compressed material within two spherical boundaries (Fig. 5; Lamers & Cassinelli 1999). The internal boundary, r_1 , defines the surface at which the supersonic outflow is abruptly slowed down by compressed circumstellar material (termination shock). The external boundary, r_2 , defines the surface at which the external medium is compressed by the expanding shell (bow shock). Within these two limits, we find compressed materials of stellar (CS) and external (EX) origins that are separated by a contact surface defined by r_f . In this description, no material is allowed to flow over the contact discontinuity in r_f . Finally, inside r_1 , the stellar outflow is in free expansion.

We interpret the detached shell observed by *ISO* and the H I source traced by Comp. 1 as this region of compressed material delineated by r_1 and r_2 , and identify r_1 with r_{in} and r_2 with r_{out} . That is, we assume that the dust and the gas have a similar spatial distribution; this assumption is further discussed in Section 6. We also adopt the best estimates from Izumiura et al. (1996), so that for a distance of 218 pc, $r_1 = 0.18 \text{ pc}$ and $r_2 = 0.32 \text{ pc}$.

The width of the H I emission allows to estimate an upper limit to the average H I temperature within the compressed shell. For a Maxwellian distribution of hydrogen atoms at temperature T , the H I emission projected on a line of sight has a Gaussian profile of width (Gérard 1990):

$$\text{FWHM}(\text{km s}^{-1}) = 0.214[T(K)]^{1/2}. \quad (1)$$

Therefore, the temperature of the gas within the detached shell is, on average, at most 210 K. Conversely, the bulk of the material in the detached shell is moving outwards at a maximum velocity $\sim 1/2$ FWHM, i.e. $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$.

The source associated to Comp. 2 can be identified with the freely flowing stellar wind that fills the region inside the termination shock ($r < r_1$). The crossing time is about $22 \times 10^3 \text{ yr}$, which translates to an average mass-loss rate in atomic hydrogen of about $0.8 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

The atomic hydrogen mass of the detached shell, $M_{DT} = 3.6 \times 10^{-2} M_{\odot}$, can be separated in two components: a circumstellar part, $M_{DT,CS}$, located between r_1 and r_f , and an external one, $M_{DT,EX}$, between r_f and r_2 (see Fig. 5). To estimate the latter, we assume that it is equal to the hydrogen ISM mass enclosed in a sphere of radius r_2 . Following Young et al. (1993b), we adopt an ISM density of 0.25 H cm^{-3} from a Galactic scaleheight of 100 pc, and an ISM density of 2 H cm^{-3} in the Galactic plane. In these conditions, $M_{DT,EX} \sim 0.9 \times 10^{-3} M_{\odot}$, and therefore $M_{DT,CS}$ can be estimated at $\sim 3.5 \times 10^{-2} M_{\odot}$ in atomic hydrogen. The mass of the detached shell appears clearly dominated by circumstellar material. We note that Y CVn is relatively close to the Sun, in a direction for which the ISM might be deficient (Sfeir et al. 1999), so that we might have been overestimating the ISM density.

Finally, if we assume that the mass-loss rate is constant and the same as at present, and adopt the total mass derived from Comp. 2, $M_{DT,CS}$, we obtain a characteristic time for the formation of the

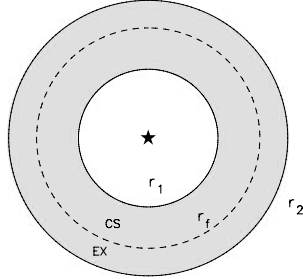


Figure 5. Schematic view of the Y CVn detached shell. The termination shock is located in r_1 , the contact discontinuity in r_f and the bow shock in r_2 . CS stands for circumstellar material and EX for external material (see Section 4).

detached shell of $t_{DS} \sim 4.5 \times 10^5$ yr, ~ 20 times larger than the crossing time of the freely flowing wind region. A characteristic velocity for the expansion of the detached shell is then: $r_1/t_{DS} \sim 0.4$ km s $^{-1}$. This is probably an overestimate of the present expansion rate, as the expansion rate should decrease with time (Young et al. 1993b).

In conclusion, the detached shell appears as a region of the Y CVn environment where circumstellar matter has been slowed down and is stored for a few 10^5 yr before being injected in the ISM.

5 MODELLING

For the freely expanding wind zone ($r < r_1$), we consider an outflow with a constant velocity ($v_0 = 8$ km s $^{-1}$) and a volumic density varying in $1/r^2$, corresponding to a constant hydrogen mass-loss rate. The temperature of the gas is assumed to be low enough that its effect on the H I profile can be neglected. Indeed, at distances larger than 10^{16} cm the gas temperature should be lower than 100 K (e.g. Kahane & Jura 1994) and the thermal broadening should stay small compared to v_0 .

In order to describe the detached shell around Y CVn ($r_1 < r < r_2$) in simple terms, we make the hypotheses of stationarity and spherical symmetry; all quantities depend only on r , the distance to the central star, and in particular the limits r_1 , r_f and r_2 are treated as independent of time. The mass flow is constant, and the same rate applies in the detached shell from r_1 to r_f as in the freely expanding wind zone ($r < r_1$):

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v, \quad (2)$$

where ρ and v are the density and velocity in r . For \dot{M} , we adopt the value corresponding to that determined in Section 4, $\dot{M}_{H1} = 0.8 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

We assume that the gas behaves as an ideal gas of mean molecular weight, μ . The pressure (p), density and temperature (T) are then related by the equation of state

$$p = \rho \frac{kT}{\mu m_H} = \rho c^2, \quad (3)$$

where c is the isothermal sound velocity, k the Boltzmann constant and m_H the mass of the hydrogen atom. For a neutral atomic gas with 10 per cent ^4He , and 90 per cent H, $\mu = 1.3$.

The equation of motion for an ideal gas in spherical geometry is given by

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{k}{\mu m_H} \frac{d\rho T}{dr} \quad (4)$$

(i.e. we neglect the stellar gravity). Using equation (2), which is valid from r_1 to r_f , we re-write (4) as

$$\frac{dv}{dr} \left(v - \frac{c^2}{v} \right) = 2 \frac{c^2}{r} - \frac{k}{\mu m_H} \frac{dT}{dr}. \quad (5)$$

The properties of the gas in r_1 are given by the jump conditions (Dyson & Williams 1997)

$$\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1 \quad (6)$$

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{M_0^2 + 3}{4M_0^2} \approx \frac{1}{4}, \quad (7)$$

where ρ_0 , v_0 and M_0 are the upstream density, velocity and Mach number. Equation (6) is a general expression while equation (7) only applies to a mono-atomic adiabatic gas. From the previous discussion, we adopt $v_0 \sim 8$ km s $^{-1}$ and deduce ρ_0 from the mass-loss rate. We estimate $M_0 \sim 20$ assuming an upstream temperature, $T_0 = 20$ K. The downstream temperature within r_1 , T_1 , is given by

$$T_1 \approx \frac{3\mu m_H}{16k} v_0^2 \sim 1800 \text{ K}. \quad (8)$$

As the average temperature within the detached shell is at most 210 K (see previous section), the gas must cool down to a temperature lower than 210 K within the time lapse of the detached shell formation ($\sim 4 \times 10^5$ yr). This cooling should occur through atomic lines and/or dust emission, and probably depends on metallicity. (Some heating of the gas by dust may also be expected close to r_1 ; see Section 6.) We do not estimate the cooling rate, but rather adopt a temperature profile through the detached shell that we will constrain from our H I observations. In practice, we adopt a law of the form

$$\log \frac{T}{T_1} = a \log \frac{r}{r_1} \quad (9)$$

with $T_1 = 1800$ K. Equation (5) can then be re-written as

$$\frac{dv}{dr} \left(v - \frac{c^2}{v} \right) = \frac{c^2}{r} (2 - a). \quad (10)$$

The equation of motion (10) is solved layer by layer, using the classical Runge–Kutta method, outwards from r_1 , under the initial conditions of density, temperature and velocity, ρ_1 , T_1 and v_1 . The limit r_f is set such that the hydrogen mass between r_1 and r_f is equal to $M_{DT,CS}$.

From r_f to r_2 , we cannot use equation (5). As the amount of interstellar matter between r_f and r_2 is small compared to the mass in the detached shell, we simply assume a $1/r^2$ dependence for the density in this region, with the condition that its hydrogen mass is equal to $M_{DT,EX}$, i.e. $0.9 \times 10^{-3} M_{\odot}$. The temperature is assumed constant from r_f to r_2 (although strictly speaking it is expected to increase from r_f to r_2). The velocity is then obtained from equation (4).

The velocity, hydrogen density and temperature profiles are then used in an H I emission model that we have already developed (Papers I and II). For each point within the detached shell, the thermal broadening is derived through equation (1). In the model, the H I emission from an envelope of matter flowing radially from the central star is convolved with the response given by a telescope of rectangular aperture with effective dimensions 160×30 m 2 . We thus calculate the H I emission as it should be observed by the NRT at the central position and at different positions offset in RA and declination (dashed lines in Figs 2–4). It should be noted that in the present modelling, the temperature profile plays a double role, first in the kinematics through the isothermal sound velocity (equation 3) and second in the H I profile through thermal Doppler broadening.

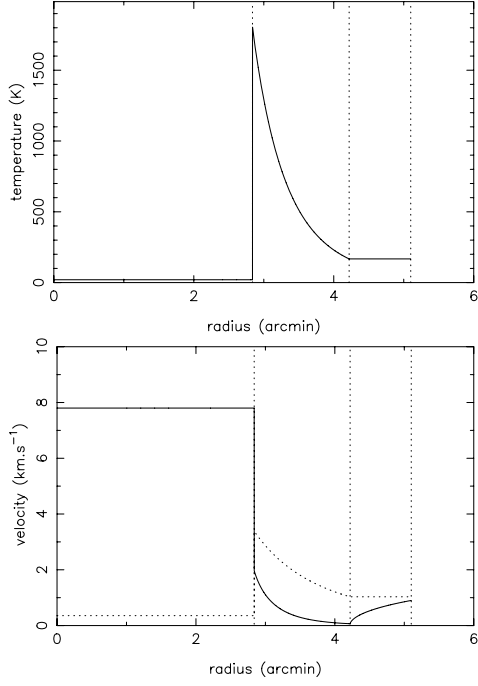


Figure 6. Upper panel: adopted temperature profile in the detached shell for the model described in Section 5. Lower panel: velocity profile. The dashed line represents the isothermal sound velocity (c).

Our modelling depends only on the value selected for the constant a in equation (9). For the comparison with the observations (Fig. 2 and following), we adopted a stellar velocity, $V_{\text{LSR}} = 20.6 \text{ km s}^{-1}$. We tested several values and obtained a satisfactory fit to the observed H I line profiles for $a = -6.0$. The resulting temperature profile in the detached shell is plotted in Fig. 6 (upper panel); it reaches a minimum in r_f at $\sim 165 \text{ K}$. The corresponding velocity profile is shown in the same figure (lower panel). Within the detached shell, the flow remains subsonic; the velocity profile that we obtain is similar to the ‘breeze’ solution of the classical theory of stellar winds (e.g. Lamers & Cassinelli 1999). The density profile and the flux of matter are shown in Fig. 7. Both are clearly peaked at $r_f = 0.27 \text{ pc}$ (4.22 arcmin).

The numerical values used for the parameters of the model are summarized in Table 2.

The H I emission model developed in Papers I and II assumes that the brightness temperature is proportional to the atomic hydrogen column density (i.e. $T \geq 10 \text{ K}$) and that the emission remains optically thin ($\tau \ll 1$). The first hypothesis is clearly verified (see Fig. 6, upper panel). The optical depth of the H I line is given by

$$\tau = \frac{3c_{\text{light}}^2}{32\pi} \frac{1}{v^2} A_{10} N_{\text{H}} \frac{h\nu}{kT} \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (11)$$

where c_{light} is the velocity of light, A_{10} the spontaneous emission coefficient ($2.8688 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$), N_{H} the atomic hydrogen column density, h the Planck constant and $\Delta\nu$ the line width. Expressing

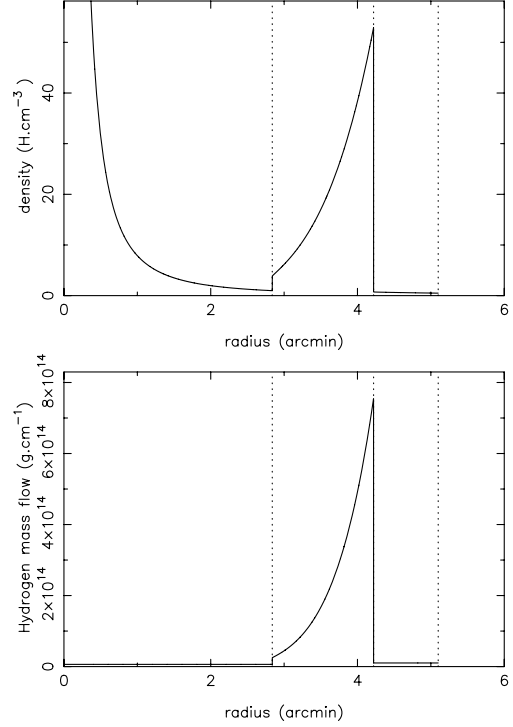


Figure 7. Upper panel: atomic hydrogen density profile for the model described in Section 5. Lower panel: atomic hydrogen mass-flow profile. The vertical dotted lines mark the radii, r_1 , r_f and r_2 , of the model.

Table 2. Model parameters ($d = 218 \text{ pc}$).

\dot{M} (in hydrogen)	$0.78 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
μ	1.3
t_1	22 500 yr
t_{DS}	427 500 yr
r_1	0.18 pc (2.84 arcmin)
r_f	0.27 pc (4.22 arcmin)
r_2	0.32 pc (5.10 arcmin)
$T_0 (\equiv T_1^-), T_1^+$	20 K, 1804 K
$T_f (\equiv T_2)$	167 K
$v_0 (\equiv v_1^-), v_1^+$	$7.8 \text{ km s}^{-1}, 1.96 \text{ km s}^{-1}$
v_f	0.065 km s^{-1}
v_2	0.9 km s^{-1}
n_1^-, n_1^+	$1.0 \text{ H cm}^{-3}, 3.9 \text{ H cm}^{-3}$
n_f^-, n_f^+	$53.0 \text{ H cm}^{-3}, 0.7 \text{ H cm}^{-3}$
n_2	0.5 H cm^{-3}
$M_{r < r_1}$ (in hydrogen)	$1.75 \times 10^{-3} M_{\odot}$
$M_{\text{DT,CS}}$ (in hydrogen)	$3.32 \times 10^{-2} M_{\odot}$
$M_{\text{DT,EX}}$ (in hydrogen)	$0.87 \times 10^{-3} M_{\odot}$

the line width in km s^{-1} (ΔV) and the column density in cm^{-2} ,

$$\tau = 5.50 \times 10^{-19} \frac{N_{\text{H}}}{T \Delta V} \quad (12)$$

From Fig. 8, the column density is maximum for $r = 3.72 \text{ arcmin}$ (0.24 pc). Since $T > 160 \text{ K}$ and $\Delta V \sim 3 \text{ km s}^{-1}$, the

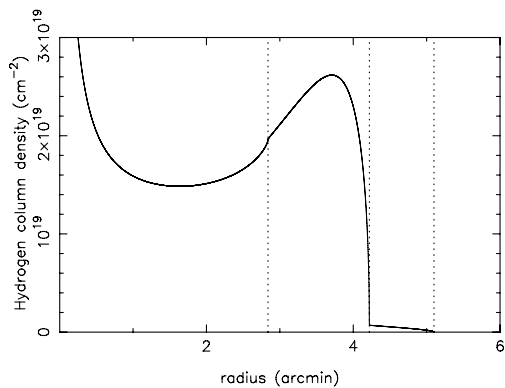


Figure 8. Atomic hydrogen column density in the detached shell model.

optical depth is always smaller than 0.03 across the detached shell.

6 DISCUSSION

Our modelling, that assumes stationarity and sphericity, is simplified. However, it allows to grasp the physical conditions within the Y CVn detached shell and already provides a fair adjustment to the high-resolution H I spectra obtained at different positions with respect to the central star. The fits to some line profiles appear too broad, in particular on the central position (Fig. 2) for which we have the highest signal-to-noise ratio. However, the total H I flux in the map is, by construction, well reproduced. It could be possible to improve the fits by decreasing the mass-loss rate in the model, but this would be at the expense of the agreement with the mass-loss rate determined from CO rotational lines, and with the total H I mass.

In Fig. 2, we note a shift in velocity of $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ between the model pedestal and the observed one around 29 km s^{-1} . It comes from the choice in the model of a central velocity at 20.6 km s^{-1} , whereas the stellar velocity is more likely at 21.1 km s^{-1} , as can be estimated from the CO radial velocity (e.g. Knapp et al. 1998). As Comp. 1 is well fitted in velocity, it indicates that the detached shell is on average moving at a velocity of $\sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the central star. This could be an effect of a systematic motion of the star with respect to surrounding matter that would exert an asymmetrical pressure on the stellar outflow. This effect, observed along the line of sight, could be related to the east–west asymmetry observed in

our H I map (Fig. 1) and in the ISO image at $90 \mu\text{m}$ (Izumiura et al. 1996). We note that the Y CVn proper motion towards east (PA = 38° ; Section 2.1) is consistent with this east–west asymmetry. On the other hand, we have presented an indication for a north–south asymmetry that should be investigated with better spatial resolution.

In order to test the assumption that the detached shell of Y CVn is displaced by 1 arcmin west, we have performed a new modelling of the H I profiles assuming that the source is 1 arcmin west of the centre of our observation grid, all other model parameters (Table 2) being kept identical. The results are shown in Fig. 9. The intensities 4 arcmin east and west of Y CVn are well reproduced and the agreement on the central position is even improved. This is an indication that the displacement is real. In that case, the hypothesis of sphericity should be re-examined and a non-spherical model (that might also account for the 0.5 km s^{-1} velocity shift discussed above) should be considered.

A surprising feature of our model is the relatively low density between r_f and r_2 that is not confirmed by the ISO image. As we do not detect any H I emission at 8 arcmin east and west of Y CVn (Fig. 3, lower panel), we suspect that the outer radius of the H I detached shell has been overestimated by our hypothesis of hydrogen and dust have the same spatial distribution, i.e. that $r_2 = r_{\text{out}} = 5.1 \text{ arcmin}$. The displacement of the infrared source west of Y CVn may have also led to an overestimate of r_{out} by Izumiura et al. (1996).

In our model, we adopted an empirical temperature profile. Ideally, it would have been better to determine the temperature from a cooling function. This would have substantially increased the complexity of our modelling because the temperature enters into the equation of motion (equation 5). Also, the cooling function is expected to depend on metallicity which is not well constrained for Y CVn. In addition, the mean free path of dust particles through the gas should be $\sim 10^9 \text{ cm}$, so that some heating of the gas due to friction should occur, especially close to r_1 where the relative velocity is $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$. The grain photoelectric effect may also contribute to heating. The adoption of an empirical profile for the temperature includes all these effects. We note that a shallower profile would have led to a too broad H I emission profile, and that with a steeper one, the model would have failed to reproduce a correct emission on the east/west position.

The hydrogen mass-loss rate that is deduced from the pedestal and from the inner radius of the detached shell is $\sim 0.8 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. It translates to a total mass-loss rate of $\sim 1.0 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, a value compatible with those derived from CO line fitting. However, as noted in Section 2.2, the latter are probably underestimated by a factor of 1.4 or more. Considering the uncertainty on the CO abundance, a mass-loss rate derived from H I should, in principle,

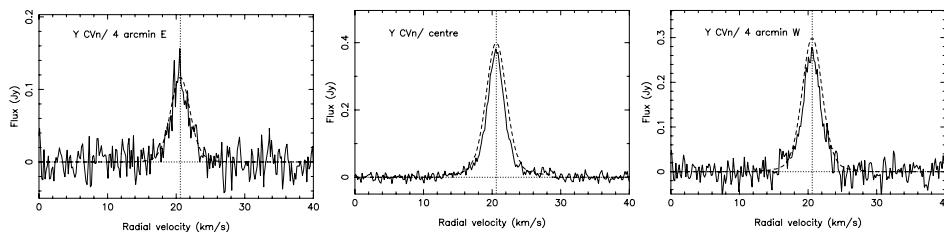


Figure 9. Effect of a shift 1 arcmin west of the H I source with respect to the centre of the observation grid. Left-hand panel: H I spectrum obtained 4 arcmin east; centre panel: H I spectrum obtained on the centre; right-hand panel: H I spectrum obtained 4 arcmin west. The modelled spectra (dashed lines) are discussed in Section 6.

be more reliable. However, we note that our estimate corresponds to an average over 22×10^3 yr or even longer. It does not exclude possible variations on smaller time-scales. On the other hand, the CO estimates correspond to the last period of $\sim 10^3$ yr. From a detailed CO modelling, Dinh-V-Trung & Nguyen-Q-Rieu (2000) concluded that the Y CVn mass-loss rate must have increased by a factor of 2 or more over the last 1600 yr. Y CVn may thus be presently in an episode of high mass loss as compared to the average value that we obtained in H I.

In our model of the detached shell, we assume that the mass-loss rate has been approximately constant for about $4\text{--}5 \times 10^5$ yr. This may seem too large a duration in view of the expected time between two thermal pulses ($\sim 10^5$ yr or less for carbon stars; Straniero et al. 1997). However, we noted that Y CVn is a carbon star of the rare J-type and that it may not necessarily be on the TP-AGB. On the other hand, the properties that we implicitly assume for the Y CVn outflow fit rather well with the B-type models calculated by Winters et al. (2000) for carbon-rich late-type giants with stellar temperature ~ 3000 K and low variability. These models develop stationary outflow structures with no strong temporal variations.

Our H I data modelling confirms that the detached shell of Y CVn is a dense ($\sim 50 \text{ cm}^{-3}$), relatively mild and quiet (~ 200 K, $\sim 1\text{--}2 \text{ km s}^{-1}$) region where circumstellar matter stays for at least 4×10^5 yr before being mixed with the ISM.

Recently, using far-infrared data from the *Spitzer Space Telescope*, Ueta et al. (2006) have detected a bow shock nebula with a cometary shape around the AGB star R Hya. Wareing et al. (2006) have modelled this nebula in terms of an interaction of the stellar wind with the surrounding ISM through which R Hya is moving. They estimate the temperature behind the shock at $\sim 35\,000$ K, which corresponds to a star-ISM relative velocity of $\sim 35 \text{ km s}^{-1}$. At such temperature, hydrogen is expected to be entirely ionized.

For Y CVn, although the transverse motions and the radial velocity indicate a motion relative to the ISM of comparable magnitude ($\sim 31 \text{ km s}^{-1}$), we find only a weak evidence for a distortion that could be ascribed to this motion. We cannot exclude the presence of ionized hydrogen between the contact discontinuity, r_f , and the bow shock, r_2 . However, we note that the mass in atomic hydrogen that we estimate from our H I data, $0.04 M_\odot$, agrees with the total mass estimated from the dust continuum by Izumiura et al. (1996), $\sim 0.06 M_\odot$. Therefore, the detached shell around Y CVn seems to be dominated by compressed neutral matter. Our modelling assumes spherical symmetry, i.e. that the surrounding material is at rest with respect to the central star. This suggests that the external matter, within which the detached shell is expanding, is moving together with Y CVn. This material might therefore not be genuine ISM, but possibly material remaining from an older episode of mass loss. We recall that the stellar evolution models (e.g. Renzini & Fusi Pecci 1988) invoke an important mass loss, perhaps $\sim 0.2 M_\odot$, on the RGB, that has not been detected up to now. In such a case, our way of estimating the mass in the swept-up region (from r_f to r_2), $M_{\text{DT,EX}} \sim 0.9 \times 10^{-3} M_\odot$ in atomic hydrogen (Section 4), which relies on the assumption that external matter is interstellar, should be revised. For instance, an increase of $M_{\text{DT,EX}}$ by a factor of 10 ($\sim 0.9 \times 10^{-2} M_\odot$) would imply a reduction of $M_{\text{DT,CS}}$ to $\sim 2.5 \times 10^{-2} M_\odot$ and a reduction of t_{DS} to $\sim 3.3 \times 10^5$ yr. This would somewhat change the structure of the detached shell in the model, but not fundamentally.

The phenomenon observed in Y CVn seems different from that leading to the formation of the detached CO shells observed around some carbon stars (Schöier, Lindqvist & Olofsson 2005). These molecular shells have a typical radius ≤ 0.1 pc and are expanding at

a velocity $\geq 12 \text{ km s}^{-1}$ (e.g. Olofsson et al. 2000). They are smaller than the Y CVn detached shell (they also look thinner with a CO diameter-to-thickness ratio $\sim 5\text{--}10$) and do not seem to be slowed down efficiently by an external medium, although there are signs of interaction with a surrounding medium. The sources with CO detached shells show complex CO line profiles with a double peak (e.g. Olofsson et al. 1990) which is not seen in any of the Y CVn CO spectra (Knapp et al. 1998; Teyssier et al. 2006). Olofsson et al. (1990) have suggested that these CO detached shells are produced by a mass-loss eruption, possibly initiated by an He-shell flash. This mechanism is unlikely to play a role for Y CVn because the central star is probably still on the E-AGB.

The dynamical evolution of the interaction between stellar winds and the ISM has been explored by Villaver, García-Segura & Manchado (2002). They obtain transient shells ($\sim 20\,000$ yr) associated with the wind variations induced by thermal pulses. Longer-lived shells could occur via interaction between successive events of enhanced mass loss or via the continuous accumulation of ejected material in the interaction region with the ISM. Mattsson, Höfner & Herwig (2007) have modelled the formation of detached shells around TP-AGB stars. They need to combine an eruption of mass loss to the interaction with external matter in order to explain the properties of CO detached shells. They obtain thin detached shells with small relative thickness ($\Delta R/R \leq 0.01$). From their modelling, the cases for which the observed relative thickness is large ($\Delta R/R \geq 0.1$) may have another origin. Therefore, the mechanism for the formation of the Y CVn detached shell might be different from that responsible for the molecular detached shells around carbon stars. Given our low spatial resolution, we cannot exclude short time (~ 100 yr) fluctuations of the Y CVn mass-loss rate such as those found, for instance, for the carbon star IRC +10216 (Mauron & Huggins 2000).

On the other hand, if the scenario that we propose for Y CVn is correct, we expect to find similar detached shells around other AGB stars, and in particular around mass-losing oxygen-rich ones, because there is no reason for it to be specific to carbon stars. From our survey of atomic hydrogen around evolved stars (Paper III), we find H I emission from oxygen-rich as well as from carbon-rich stars. Also, the H I line profiles that are observed indicate a slowing down of circumstellar matter at large distance from the central stars.

7 PROSPECTS

The spatial resolution of our H I data is limited to ~ 4 arcmin in RA. Therefore, we have used the *ISO* image at $90 \mu\text{m}$ to better constrain the geometry of the circumstellar shell. On the other hand, the high spectral resolution of our H I data has allowed to directly study the kinematics and the physical conditions within the Y CVn detached shell. Also, the large collecting area of the NRT has been useful to reach a high sensitivity on the low surface brightness H I emission of Y CVn.

However, our interpretation remains limited by the low spatial resolution in H I. For instance, we have used the infrared image as a guide and identified r_1 (H I) with r_{in} (dust) and r_2 with r_{out} . It implicitly assumes that the dust and the gas spatially coincide. Also, the infrared emission depends on the dust temperature which should vary with distance to the central star. An imaging in H I would allow to directly constrain the gas density within the shell as a function of the distance to the central star. Indeed, in our model we have shown that the optical depth is always smaller than 1 and that the temperature in the detached shell is larger than 10 K, so that the H I emission at each position should be directly proportional to the column

density. Therefore, interferometric data in H I with a high sensitivity and a high spectral resolution would be very valuable to probe the gas physical conditions and kinematics within the detached shell of Y CVn.

Such high angular resolution imaging in H I should allow to clearly determine r_1 and to compare it to r_m . It should also allow to determine the offset of the H I detached shell with respect to Y CVn. The spectrally broad component (2) is expected to be confined to the interior of the gas detached shell, which is expected to be seen only in the spectral band-width corresponding to the narrow component (1). Finally, we predict a concentration of hydrogen at $r \sim 0.24$ pc (3.7 arcmin; see Fig. 8).

Other atomic lines, for instance, C I at 492 GHz, might also be valuable tracers of the gas within the detached shell. C I was not detected by Knapp et al. (2000); however, they observed on the stellar position with a beam of only 15 arcsec and a throw of 60 arcsec ($< r_1$). In the optical range, resonant lines of Na or K could be useful. Mauron & Guilain (1995) did not detect any Na I/K I emission, but similarly they looked only close to the central star (5 arcsec).

The conditions for the temperature and the density that we find in our model might be favourable to the formation of molecular species through a non-equilibrium chemistry as it has been suggested for some regions of the diffuse ISM (Falgarone, Hily-Blant & Pineau des Forêts 2005). In fact, as the physical conditions within the detached shell and the time-scale can be characterized through modelling, Y CVn could thus be a good target for studying this type of ISM chemistry.

8 CONCLUSIONS

We have presented high spectral resolution H I data obtained on Y CVn with the NRT. The emission is spatially resolved with a diameter of $\sim 8 \pm 4$ arcmin. The spectrum obtained on the stellar position reveals a rectangular pedestal centred at $+21.1$ km s $^{-1}$ (Comp. 2) that traces an 8 km s $^{-1}$ outflow of $\sim 1.0 \times 10^{-7} M_{\odot}$ yr $^{-1}$. This outflow corresponds fairly well to the wind detected in the CO rotational lines.

The spectrally narrow component (Comp. 1) is centred at $+20.6$ km s $^{-1}$ and traces an expanding gas shell that we associate with the detached shell imaged by *ISO* in dust continuum emission at 90 μ m (Izumiura et al. 1996). The bulk gas temperature within this shell is ~ 100 – 200 K and the expansion velocity is ~ 1 – 2 km s $^{-1}$. We have developed a simplified model in which the detached shell is produced by a slowing down of the Y CVn outflow by external matter. In this model, the mass loss is taken constant for $\sim 5 \times 10^5$ yr with the same rate as at present, i.e. $1.0 \times 10^{-7} M_{\odot}$ yr $^{-1}$. The sharp decrease of the velocity by a factor of ~ 4 is interpreted as due to a shock at the inner boundary (termination shock). The Y CVn detached shell thus appears to act as a lock chamber where circumstellar matter is stored for a few 10^5 yr before being injected in the ISM.

We note that in our H I model of the detached shell, we have adopted the same dimensions as those of the dust detached shell. These dimensions might not apply exactly and a high angular resolution mapping at 21 cm is needed. It would also provide the exact position of the detached shell with respect to Y CVn.

We find that the surrounding medium which slows down the outflow is almost at rest with respect to Y CVn. Although we cannot exclude that this external medium is local ISM, we suggest that it might rather be made of material left over from an older episode of mass loss, perhaps when the star was on the RGB.

Finally, we caution that the mere presence of a detached shell around an AGB star is not a proof that the central star has undergone an enhanced episode of mass loss. We stress the importance of acquiring high spectral resolution data to complement the dust continuum images obtained in the far-infrared.

ACKNOWLEDGMENTS

The Nançay Radio Observatory is the Unité scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris, associated as Unité de Service et de Recherche (USR) No. B704 to the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Conseil Régional de la Région Centre in France. We thank the referee and L. Matthews for valuable comments that helped us to improve this paper. We thank Jean Borsenberger for developing a new and efficient procedure for processing NRT data, and Jérôme Pety for his advice in using the GILDAS environment. This research has made use of the SIMBAD data base, operated at CDS, Strasbourg, France, and of the NASA's Astrophysics Data System.

REFERENCES

- Bergeat J., Knapik A., Rutily B., 2001, *A&A*, 369, 178
 Bergeat J., Knapik A., Rutily B., 2002, *A&A*, 390, 967
 Bowers P. F., Knapp G. R., 1988, *ApJ*, 332, 299
 Dinh-V-Trung, Nguyen-Q-Rieu, 2000, *A&A*, 361, 601
 Dominy J. F., 1984, *ApJS*, 55, 27
 Dyson J. E., Williams D. A., 1997, *The Physics of the Interstellar Medium*, 2nd edn. Institute of Physics Publishing, Bristol
 Falgarone E., Hily-Blant P., Pineau des Forêts G., 2005, in Wilson A., ed., *Proc. The Dusty and Molecular Universe*, ESA SP-577, p. 75
 Gardan E., Gérard E., Le Bertre T., 2006, *MNRAS*, 365, 245 (Paper II)
 Gérard E., 1990, *A&A*, 230, 489
 Gérard E., Le Bertre T., 2003, *A&A*, 397, L17
 Gérard E., Le Bertre T., 2006, *AJ*, 132, 2566 (Paper III)
 Glassgold A. E., Huggins P. J., 1983, *MNRAS*, 203, 517
 Goebel J. H. et al., 1980, *ApJ*, 235, 104
 Guandalini R., Busso M., Ciprini S., Silvestro G., Persi P., 2006, *A&A*, 445, 1069
 Izumiura H., Hashimoto O., Kawara K., Yamamura I., Waters L. B. F. M., 1996, *A&A*, 315, L221
 Jura M., Kahane C., Omont A., 1988, *A&A*, 201, 80
 Kahane C., Jura M., 1994, *A&A*, 290, 183
 Knapp G. R., Morris M., 1985, *ApJ*, 292, 640
 Knapp G. R., Young K., Lee E., Jorissen A., 1998, *ApJS*, 117, 209
 Knapp G. R., Crosas M., Young K., Ivezić Ž., 2000, *ApJ*, 534, 324
 Knapp G. R., Pourbaix D., Platais I., Jorissen A., 2003, *A&A*, 403, 993
 Lambert D. L., Gustafsson B., Eriksson K., Hinkle K. H., 1986, *ApJS*, 62, 373
 Lamers J. G. L. M., Cassinelli J. P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
 Lattanzio J., Forestini M., 1999, in Le Bertre T., Lèbre A., Waelkens C., eds, *Proc. IAU Symp. 191, Asymptotic Giant Branch Stars*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 31
 Le Bertre T., Gérard E., 2004, *A&A*, 419, 549 (Paper I)
 Le Bertre T., Matsuura M., Winters J. M., Murakami H., Yamamura I., Freund M., Tanaka M., 2001, *A&A*, 376, 997
 Le Bertre T., Gérard E., Winters J. M., 2005, in Wilson A., ed., *Proc. of the Dusty and Molecular Universe*, ESA SP-577, p. 217
 Matthews L. D., Reid M. J., 2007, *AJ*, 133, 2291
 Mattsson L., Höfner S., Herwig F., 2007, *A&A*, 470, 339
 Mauron N., Guilain C., 1995, *A&A*, 298, 869
 Mauron N., Huggins P. J., 2000, *A&A*, 359, 707

- Neri R., Kahane C., Lucas R., Bujarrabal V., Loup C., 1998, *A&AS*, 130, 1
Olofsson H., Carlström U., Eriksson K., Gustafsson B., Willson L. A., 1990, *A&A*, 230, L13
Olofsson H., Bergman P., Lucas R., Eriksson K., Gustafsson B., Bieging J. H., 2000, *A&A*, 353, 583
Perryman M. A. C. et al., 1997, *A&A*, 323, L49
Renzini A., Fusi Pecci F., 1988, *ARA&A*, 26, 199
Schöier F. L., 2007, in Kerschbaum F., Charbonnel C., Wing R., eds, *ASP Conf. Ser. Vol., Why Galaxies Care About AGB Stars*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, in press
Schöier F. L., Olofsson H., 2000, *A&A*, 359, 586
Schöier F. L., Ryde N., Olofsson H., 2002, *A&A*, 391, 577
Schöier F. L., Lindqvist M., Olofsson H., 2005, *A&A*, 436, 633
Sfeir D. M., Lallement R., Crifo F., Welsh B. Y., 1999, *A&A*, 346, 785
Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Busso M., Gallino R., Arlandini C., 1997, *ApJ*, 478, 332
Teyssier D., Hernandez R., Bujarrabal V., Yoshida H., Phillips T. G., 2006, *A&A*, 450, 167
Ueta T., Speck A. K., Stencel R. E. et al., 2006, *ApJ*, 648, L39
van Loon J. Th., 2007, in Kerschbaum F., Charbonnel C., Wing R., eds, *ASP Conf. Ser. Vol., Why Galaxies Care About AGB Stars*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, in press
Villaver E., García-Segura G., Manchado A., 2002, *ApJ*, 571, 880
Wareing C. J., Zijlstra A. A., Speck A. K. et al., 2006, *MNRAS*, 372, L63
Winters J. M., Le Bertre T., Jeong K. S., Helling Ch., Sedlmayr E., 2000, *A&A*, 361, 641
Young K., Phillips T. G., Knapp G. R., 1993a, *ApJS*, 86, 517
Young K., Phillips T. G., Knapp G. R., 1993b, *ApJ*, 409, 725

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

3.2 RX Lep

L’hypothèse selon laquelle les profils HI observés sont le résultat d’une interaction avec le milieu interstellaire doit pouvoir s’appliquer à tout type d’étoile AGB, qu’elles soient riches en oxygène ou riches en carbone. Les résultats encourageants que nous avons obtenu en confrontant notre modèle aux observations HI obtenus pour Y CVn nous ont donc conduit à tester sa validité dans le cas de l’environnement d’une étoile AGB riche en oxygène.

Parmi l’échantillon d’étoiles observées à Nançay, RX Lep présente plusieurs caractéristiques en faveur d’une étude à 21 cm. Ses coordonnées galactiques $l = 213^\circ$ et $b = -28^\circ$, ainsi que sa distance données par Hipparcos de 137 pc la situent à 65 pc du plan de la galaxie. De plus, la vitesse radiale de l’étoile centrale par rapport au LSR est de 29 km s^{-1} , assez loin de la confusion galactique autour de 0 km s^{-1} LSR. Enfin, sa température effective est de l’ordre de 3 300 K (Dumm & Schild, 1998), ce qui indique que l’hydrogène se trouve essentiellement sous forme atomique dès l’atmosphère (voir section 1.3)

Pour compléter les observations HI, nous avons observé la raie de transition des niveaux rotationnels $J = 2$ à $J = 1$ de la molécule CO dans l’environnement de RX Lep grâce au Swedish-ESO Submillimetre Telescope (SEST). A la fréquence observée de 1.3 mm, la largeur à mi-hauteur de la tâche de diffraction du SEST est de $23''$. Nous supposons donc que toute l’émission CO est comprise dans le lobe de l’antenne (pour la taille attendue d’une enveloppe CO autour d’une étoile AGB, voir la section 1.5). Le spectre obtenu montre un profil parabolique, centré sur la vitesse radiale attendue de 29 km s^{-1} . La demi-largeur du spectre nous donne une vitesse d’expansion du gaz de 4 km s^{-1} . Ce vent à faible vitesse est une bonne illustration de la nécessité d’avoir une résolution spectrale suffisante afin de résoudre les raies étudiées.

Grâce au spectre CO, nous pouvons estimer le taux de perte de masse de RX Lep et le rayon de photodissociation de la molécule. Pour ce faire, nous allons utiliser une méthode tirée des observations, décrite par Loup et al. (1993, Sect. 4.1, eq. 6a et 6b) et reprise par Winters et al. (2003). Nous en déduisons $\dot{M} \sim 1.7 \times 10^{-7} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$ et $r_{CO} \sim 0.8 \times 10^{-2} \text{ pc}$, c’est à dire $\approx 12.5''$, ce qui conforte notre hypothèse d’une émission non résolue.

L’avantage des observations HI étant d’étudier l’enveloppe de gaz qui entoure l’étoile dans son ensemble, nous avons réalisé une carte complète couvrant une région de $48' \times 44'$ centrée sur la position nominale de RX Lep. La carte a été réalisée en respectant le critère d’échantillonnage de Nyquist-Shannon, c’est à dire que le pas en ascension droite est de $2'$ et $11'$ en déclinaison (le demi-lobe du NRT à 21 cm).

Nous avons utilisé la technique de visualisation des données décrite à la section 2.2.3 pour avoir une description plus claire de la confusion qui règne aux alentours de RX Lep. La figure 3 de l'article ci-après montre que la source est séparée de la confusion, à la fois en vitesse et en position, ce qui conforte dans ce cas l'efficacité de la méthode du position-switch utilisant la moyenne des deux positions de références à l'Est et à l'Ouest.

Le résultat de la cartographie H I (figure 4 de l'article) révèle que l'enveloppe d'hydrogène de RX Lep est asymétrique : on observe en effet un décalage prononcé de l'émission, essentiellement vers le Sud par rapport à la position de l'étoile centrale. Nous quantifions ce décalage en supposant une distribution de brillance H I Gaussienne convoluée avec un lobe Gaussien de la largeur du lobe du NRT, et en traitant ascension droite et déclinaison séparément. En ajustant la Gaussienne résultante avec les observations, nous en déduisons que l'enveloppe est non seulement décalée, mais aussi étendue. En déclinaison, nous estimons que l'émission est décalée de $-4.4'$ Sud, avec une largeur à mi-hauteur de $15'$. En ascension droite, nous trouvons que l'émission est légèrement décalée de $-0.4'$ (vers l'Ouest) et large de $2.3'$.

Les données Hipparcos nous indiquent que l'étoile centrale se déplace dans le plan du ciel de 31.8 mas an^{-1} en ascension droite et 56.9 mas an^{-1} en déclinaison. RX Lep étant à une distance de 137 pc , cela donne une vitesse de 44 km s^{-1} vers le Nord/Est (avec un angle de position de 31°).

On constate donc que la direction du mouvement propre est opposée à l'orientation de l'enveloppe d'hydrogène découverte en H I. Dans l'hypothèse d'une interaction avec le milieu interstellaire, nous pouvons donc proposer que la déformation observée est la résultante de la pression du milieu environnant agissant de manière préférentielle dans la direction du déplacement de l'étoile centrale. Le schéma 3.3 illustre ce phénomène de manière qualitative.

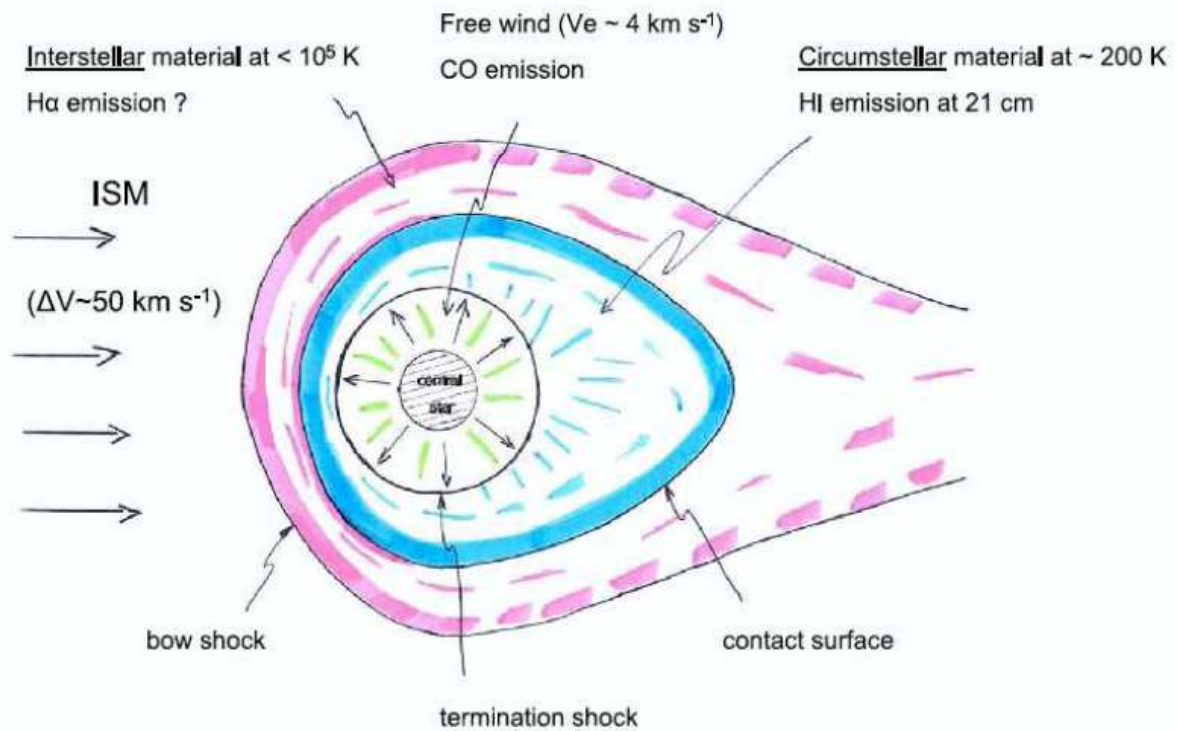


FIG. 3.3: Vue schématique de l'interaction de l'enveloppe circumstellaire de RX Lep avec le milieu environnant (Libert et al., 2008b).

Les observations HI centrées sur la position nominale de RX Lep révèlent un profil dominé par une composante étroite, centrée à 29 km s^{-1} , et de largeur à mi-hauteur 4 km s^{-1} , en parfait accord avec les observations CO. Cette découverte montre que le gaz est dominé par une composante à très basse vitesse, et rappelle les profils de vents ralentis dans l'enveloppe de Y CVn. Pour pouvoir tester notre hypothèse d'une interaction avec le milieu extérieur, nous comparons les observations HI avec notre modèle.

Le modèle que nous avons élaboré pour Y CVn est à symétrie sphérique. Pour pouvoir le comparer aux observations HI de RX Lep, nous avons symétrisé la carte, en moyennant les spectres en ascension droite, ainsi qu'en déclinaison. Un bon ajustement est obtenu pour un taux de perte de masse constant de $1.7 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (identique à celui obtenu en CO), pendant 40 000 ans.

Dans le cas de RX Lep, les observations HI ne révèlent pas de piedestal et nous ne pouvons donc qu'en établir une limite supérieure. En l'absence de données dans le continuum de la poussière qui aurait pu dimensionner l'enveloppe comme pour Y CVn, cette limite supérieure va nous être utile pour contraindre le rayon r_1 (voir section 2.4 pour plus de détails). Pour ce faire, si l'on considère un taux de perte de masse constant,

on peut déduire r_1 si l'on connaît la vitesse d'expansion du gaz, le flux du piedestal, et la distance de l'étoile, en appliquant la relation 1 citée dans l'article.

On voit donc ici la complémentarité des observations HI avec les autres traceurs des vents circumstellaires. La molécule CO fournit une première estimation du taux de perte de masse que l'on peut utiliser dans le modèle. r_1 et r_2 , qui sont aussi des paramètres importants dans la modélisation, peuvent être renseignés par les observations dans le continuum de la poussière, si elles sont disponibles. Dans le cas contraire, pour estimer r_1 nous devons nous baser sur la hauteur du piedestal s'il est détecté dans le spectre HI, comme pour YCVn, ou sur une estimation d'une limite supérieure, comme dans le cas de RX Lep., r_2 peut aussi être estimé en HI grâce à une cartographie complète de l'émission autour de la source.

En ce qui concerne l'accord entre la modélisation des vents de RX Lep avec les observations à 21 cm, on remarque pour la pose centrale que l'intensité du spectre modélisé est supérieure à celle du spectre observé, et inversement sur la pose à 22' en déclinaison. Ceci est probablement dû au décalage de 4.4' vers le Sud que nous observons sur la carte. Nous avons donc artificiellement décalé le modèle de 4.4'. Le résultat donne un meilleur ajustement par rapport aux observations, ce qui confirme le décalage calculé précédemment, bien que la pose à 22' Sud ne soit pas bien reproduite. Cette différence au Sud montre que l'émission HI est non seulement décalée, mais aussi allongée, comme déjà discuté plus haut.

En conclusion de cette étude, nous avons mis en évidence un vent d'hydrogène atomique à très basse vitesse, probablement ralenti par une interaction avec le milieu extérieur. Dû au mouvement propre de l'étoile, ce ralentissement est plus efficace au Nord de la source, ce qui déforme l'enveloppe circumstellaire et produit une traînée, dont la direction est opposée à la direction du mouvement propre. Nous avons aussi pu tester les limites de notre modèle sphérique. En effet, bien qu'il reproduise spectralement l'allure de la raie à 21 cm, il ne permet pas d'en reproduire la géométrie. Pour pouvoir reproduire des géométrie plus complexe, nous devons utiliser une description hydrodynamique à plus d'une dimension, comme celle par exemple développée par Villaver et al. (2003). Leur simulation (voir figure 3.4, à gauche) montre des résultats très similaires à l'aspect que nous attendons après notre étude de l'enveloppe de RX Lep.

Enfin, RX Lep fait, comme YCVn, l'objet de notre récente demande au VLA afin de préciser la géométrie exacte de l'enveloppe et en particulier celle de l'extension sud.

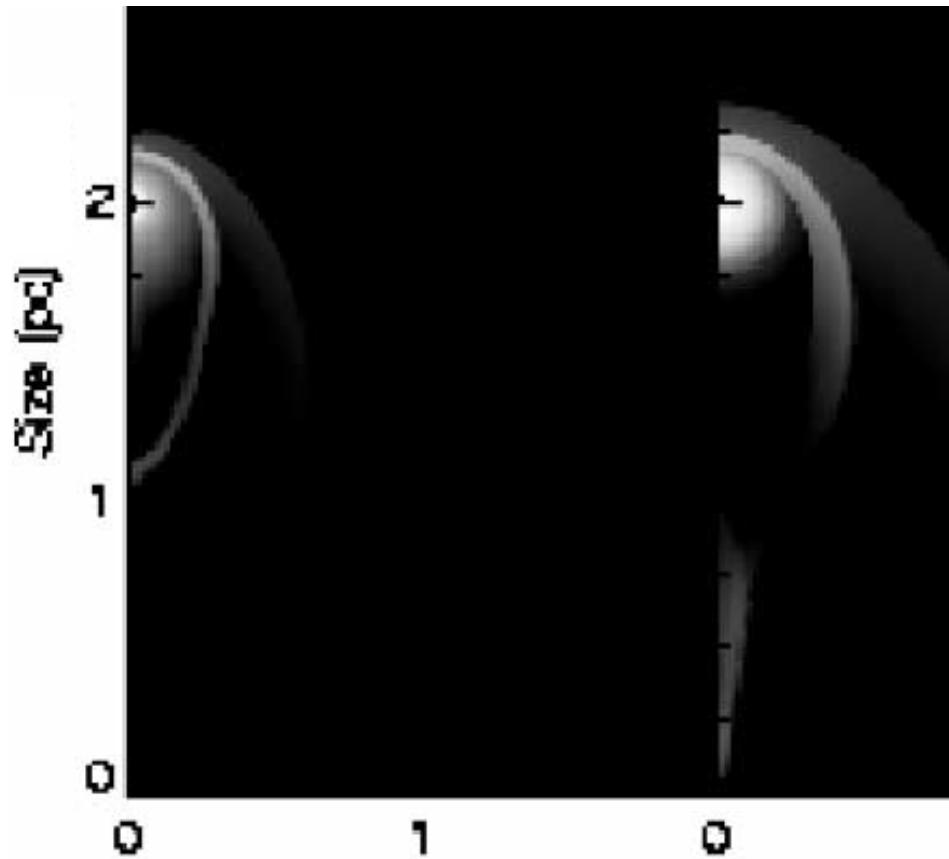


FIG. 3.4: Résultat de la modélisation d'une interaction entre l'enveloppe en expansion d'une étoile AGB et le milieu interstellaire environnant (Villaver et al. 2003). L'étoile se déplace vers le haut à une vitesse de 20 km s^{-1} dans un milieu de densité 0.01 cm^{-3} . L'image à gauche correspond à un âge de 85 000 ans, et à droite à un âge de 206 000 ans.

H I and CO in the circumstellar environment of the oxygen-rich AGB star RX Leporis

Y. Libert¹, T. Le Bertre¹, E. Gérard², and J. M. Winters³

¹ LERMA, UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France
e-mail: yannick.libert@obspm.fr

² GEPI, UMR 8111, Observatoire de Paris, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St. Martin d'Hères, France

Received 29 April 2008 / Accepted 21 August 2008

ABSTRACT

Context. Circumstellar shells around AGB stars are built over long periods of time that may reach several million years. They may therefore be extended over large sizes (~ 1 pc, possibly more), and different complementary tracers are needed to describe their global properties.

Aims. We set up a program to explore the properties of matter in the external parts of circumstellar shells around AGB stars and to relate them to those of the central sources (inner shells and stellar atmospheres).

Methods. In the present work, we combined 21-cm H I and CO rotational line data obtained on an oxygen-rich semi-regular variable, RX Lep, to describe the global properties of its circumstellar environment.

Results. With the SEST, we detected the CO(2–1) rotational line from RX Lep. The line profile is parabolic and implies an expansion velocity of ~ 4.2 km s⁻¹ and a mass-loss rate $\sim 1.7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ($d = 137$ pc). The H I line at 21 cm was detected with the Nançay Radiotelescope on the star position and at several offset positions. The linear shell size is relatively small, ~ 0.1 pc, but we detect a trail extending southward to ~ 0.5 pc. The line profiles are approximately Gaussian with an $FWHM \sim 3.8$ km s⁻¹ and interpreted with a model developed for the detached shell around the carbon-rich AGB star Y CVn. Our H I spectra are well-reproduced by assuming a constant outflow ($\dot{M} = 1.65 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) of $\sim 4 \times 10^4$ years duration, which has been slowed down by the external medium. The spatial offset of the H I source is consistent with the northward direction of the proper motion measured by Hipparcos, lending support to the presence of a trail resulting from the motion of the source through the ISM, as already suggested for Mira, RS Cnc, and other sources detected in H I. The source was also observed in SiO (3 mm) and OH (18 cm), but not detected.

Conclusions. A detached shell, similar to the one around Y CVn, was discovered in H I around RX Lep. We also found evidence of an extension in the direction opposite to the star proper motion. The properties of the external parts of circumstellar shells around AGB stars should be dominated by the interaction between stellar outflows and external matter for oxygen-rich, as well as for carbon-rich, sources, and the 21-cm H I line provides a very useful tracer of these regions.

Key words. stars: individual: RX Lep – stars: mass-loss – stars: AGB and post-AGB – stars: winds, outflows – radio lines: stars – stars: circumstellar matter

1. Introduction

Evolved stars on the asymptotic giant branch (AGB) are often surrounded by circumstellar shells. The material in these shells is flowing outwards with velocities from a few km s⁻¹ up to 40 km s⁻¹ (Nyman et al. 1992). The observed mass-loss rates range from $\sim 10^{-8}$ to a few $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (e.g. Knapp & Morris 1985; Olofsson et al. 2002), the lower limit being probably set by detectability. In this phase of the stellar life, the evolution is dominated by mass loss rather than nuclear processes (Olofsson 1999). The history of mass loss over the full AGB is complex and the details of this process are currently not well known (e.g., Lafon & Berruyer 1991; Habing 1996; Leão et al. 2006). A general picture, however, has arisen from both theoretical and observational findings that – on average – the mass-loss rate increases towards the end of the AGB phase, leading in some cases to the formation of a planetary nebula (e.g., Renzini 1981; Hrivnak & Bieging 2005).

The validity of this simple picture may depend on the parameters of the star, e.g., on its initial mass. Schröder et al. (1999) combine mass-loss rates derived from consistent wind models

with stellar evolution calculations and find that the mass-loss rate should increase along the AGB for stars with initial masses greater than $1.3 M_{\odot}$. Stars with lower initial mass would experience a single short-lived (~ 1000 yr) episode of high mass loss only, which would leave behind a very narrow detached shell as observed in the case of, e.g., TT Cyg (Olofsson et al. 2000). On the other hand, the mass-loss phenomenon appears to be highly variable on even shorter time scales as indicated e.g. by concentric arcs observed in scattered light around the prototype carbon Mira IRC +10216 (Mauron & Huggins 2000) and around some proto-planetary nebulae (e.g., Hrivnak et al. 2001). The time scale of these mass-loss variations would be around a few 10^2 yr. The physical mechanism responsible for these variations still needs to be identified, although different possibilities have already been proposed: e.g., interaction between gas and dust within stellar outflows (Simis et al. 2001), or solar-like magnetic cycle (Soker 2002). In contrast to these later phases of AGB mass loss at rather high rates ($\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), information about the mass-loss process on the early AGB, is even scarcer.

To unravel the processes involved in the mass-loss phenomenon, we have to find suitable tracers. One of the most

studied among these tracers is the CO molecule, because so far it has been considered to provide the best estimate of the mass-loss rate for AGB stars (Ramstedt et al. 2008). Not only can it be used to estimate this mass-loss rate, but it also yields important parameters of the AGB wind (e.g.: expansion velocity, central star velocity, etc.). Since CO is photodissociated by UV radiation from the interstellar radiation field (ISRF), it can only probe the inner parts ($r \leq 10^{-3}$ – 10^{-1} pc, Mamon et al. 1988) of circumstellar shells (CSs). Therefore, the CO emission is only related to “recent” (i.e. a few 10^3 – 10^4 years) mass-loss episodes.

On the other hand, H I is in general protected from photoionization by the surrounding interstellar medium (ISM). As a result, H I can be used to probe the external parts of circumstellar shells and can give indications on the mass-loss on longer timescales (a few 10^5 years: Libert et al. 2007). Hence, CO and H I complement each other nicely to describe the history of the mass-loss rate of an AGB star.

The drawbacks of H I circumstellar observations are that hydrogen is ubiquitous in the Galaxy and that the genuine stellar H I must be separated from the ambient H I. Ideal cases would be bright H I sources, with relatively high velocity with respect to the local standard of rest (LSR) and reasonably far above the Galactic plane. For the other sources, the interstellar H I should be studied with care. In the present paper, we analyze this confusion with a new approach that consists in a 3D-mapping using H I spectra.

The mass-loss phenomenon is different from one AGB star to another and may vary highly with time. Nevertheless, observing in H I provides a global view of the CS behavior and, on timescales of about 10^5 years, small variations in the mass-loss rate may be flattened out. Thus, we have developed a model of the circumstellar gas, based on a scenario already proposed by Young et al. (1993), in which CSs are the result of a constant outflow eventually slowed down by the surrounding medium. This deceleration produces a snowplough effect around the source, resulting in a detached shell of compressed matter originating from the star and the external medium (Lamers & Cassinelli 1999, Chap. 12).

A schematic view of this model can be pictured as follows: a wind is flowing outward from the star, in free expansion with a constant velocity (V_{exp}) and a constant rate. It encounters a shock at a radius r_1 (termination shock), due to the slowing down by the surrounding matter. Between r_1 and r_f (contact discontinuity), the stellar matter is compressed. Between r_f and until a second shock at r_2 (bow shock), the interstellar matter has been swept up by the wind of the AGB star. Finally, beyond r_2 , the external matter is considered to be at rest.

Recently, we successfully applied this model to a carbon-rich star: Y CVn (Libert et al. 2007). In H I at 21 cm, this star exhibits a composite profile, made of a broad, rectangular component and a narrow, Gaussian-shaped one. In our description, the broad component is the signature of the freely expanding wind, whereas the narrow component is produced by the H I compressed in the snowplough between r_1 and r_2 . Our model provides a simple explanation for some of the so-called “detached dust shells” observed in the far infrared (Izumiura et al. 1996). If this approach is correct, then it should also apply to detached shells around oxygen-rich AGB stars. In this paper we present H I and CO data that we obtained on an oxygen-rich AGB star, RX Lep, and interpret them with the model that we developed for Y CVn. The H I interstellar confusion in the direction of RX Lep is moderate and we illustrate, in that case, our new approach to extract a genuine H I spectrum.

In this simplified description we assume spherical symmetry. However, recent H I, far-infrared and UV data (Gérard & Le Bertre 2006; Matthews & Reid 2007; Ueta et al. 2006; Martin et al. 2007) have shown that the AGB star motion with respect to the ISM may lead to a distortion, and eventually a disruption, of the circumstellar environment. Previous, and more recent, numerical modelings (Villaver et al. 2003; Wareing et al. 2007) are in line with this interpretation. The circumstellar environment of RX Lep might provide a new illustration of this phenomenon, and we will discuss this possibility.

2. RX Lep

RX Lep has been classified as an irregular variable, Lb star (General Catalogue of Variable Stars, GCVS 3rd edn., Kukarkin et al. 1971). A photometric monitoring over 8 years shows variations of about ± 1 mag in the V band (Cristian et al. 1995). The periodogram analysis gives a main period in the range 80–100 days and a possible secondary period around 60 days. Recently, the star has been re-assigned to the type SRB (GCVS 4.2, Samus et al. 2004), because it may exhibit a periodic variability of a few tenths of a magnitude.

The Hipparcos parallax (7.30 ± 0.71 mas) places the star at 137^{+15}_{-12} pc from the Sun and at ~ 65 pc away from the Galactic plane ($b^{\text{II}} = -27.51^\circ$). The proper motion, also given by Hipparcos, is 31.76 ± 0.58 mas yr $^{-1}$ in right ascension (RA) and 56.93 ± 0.50 mas yr $^{-1}$ in declination (Dec). At 137 pc, it translates into a motion in the plane of the sky of 44 km s $^{-1}$ (corrected for solar motion, as determined by Dehnen & Binney 1998) in the northeast direction (PA $\sim 31^\circ$).

Fouqué et al. (1992) have obtained near-infrared photometry data and, using the bolometric correction of Le Bertre et al. (2001), we derived a luminosity of $4500 L_\odot$. This luminosity confirms that RX Lep is on the AGB. The effective temperature is ~ 3300 K (Dumm & Schild 1998). This means that hydrogen is expected to already be mostly in atomic form in the atmosphere and throughout the CS (Glassgold & Huggins 1983). Technetium lines (^{99}Tc) were searched for in the 4200–4300 Å region and not detected (Lebzelter & Hron 1999), confirming an older result from Little et al. (1987). This tends to indicate that RX Lep has not gone through a thermal pulse and that it is still in the early phase of the AGB (E-AGB). This is in good agreement with the results of Mennessier et al. (2001) who, using astrometric and kinematic data, place RX Lep among E-AGB stars that belong to the Galactic disk population with initial masses in the range 2.5 – $4 M_\odot$.

Paschenko et al. (1971) did not detect the source in the OH satellite line at 1612 MHz. As this is the only OH observation reported in the literature, we observed RX Lep again at 18 cm on Jan. 12, 2006 and July 14, 2006 with the NRT. No emission was detected at a level of 0.015 Jy in any of the 4 OH lines (1612, 1665, 1667, and 1720 MHz).

RX Lep might be associated with an IRAS extended source (X0509-119, IRAS Science Team 1988) at 60 (diameter $\sim 1.1'$) and 100 μm (diameter $\sim 6.0'$). However, X0509-119 is centered at about $2.5'$ east from RX Lep, and that association might only be fortuitous. We present a re-analysis of the IRAS results farther down (Sect. 6).

Kerschbaum & Olofsson (1999) report a CO (1–0) and CO (2–1) detection, but their radial velocity is doubtful: $v_{\text{hel}} \sim 29$ km s $^{-1}$ (as compared to $v_{\text{hel}} \sim 46$ km s $^{-1}$ cited in the General Catalogue of Stellar Radial Velocities, GCRV, Wilson 1953). Our new results (Sect. 3) now suggest there has likely

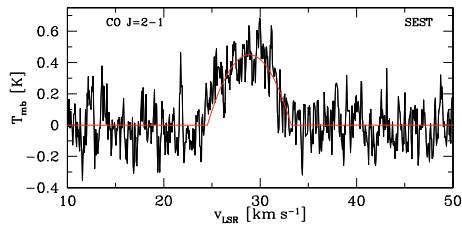


Fig. 1. CO (2–1) emission of RX Lep. The solid line represents a parabolic fit (Sect. 3).

been a confusion between the heliocentric and LSR reference frames.

3. Molecular line observations

RX Lep was part of a CO observing program dedicated to the Valinhos “*b*” class stars (Epchtein et al. 1987). This class of sources is defined by a weak near-IR excess as compared with the IRAS fluxes ($0.2 < K - L' < 0.7$ and $0.8 < L' - [12] < 2$). The central stars are generally identified with late-M giants surrounded by tenuous circumstellar shells. Those stars were suspected by Winters et al. (2000) to show preferentially low expansion velocity winds. Most of the data from this program have been published in Winters et al. (2003). Subsequently, RX Lep’s CO (2–1) emission at 230 GHz and SiO ($v = 1$, $J = 2-1$) maser transition at 86 GHz have been searched using the 15-m Swedish-ESO Submillimetre Telescope, SEST (Booth et al. 1989) on January 30, 2003. At 1.3 mm, the *FWHM* of the SEST beam is $23''$. We used the position-switch mode with a beam throw of $11.5'$. The spectra were recorded on the high-resolution spectrometer (HRS) giving a resolution of 80 kHz, for a channel separation of 43 kHz and a bandwidth of 86 MHz.

The CO (2–1) transition was clearly detected (Fig. 1). The resulting profile was fitted with a parabolic curve, and we derived an LSR velocity of $V_{\text{lsr}} = 28.9 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$, an expansion velocity of $V_{\text{exp}} = 4.2 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$, and an amplitude of $T_{\text{mb}} = 0.45 \text{ K} \pm 0.13 \text{ K}$. By using the same method as Winters et al. (2003, Sect. 4.3), we estimated both RX Lep mass-loss rate and CO photo-dissociation radius using the results of the line fitting. We find $\dot{M} \sim 1.7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $r_{\text{CO}} \sim 0.8 \times 10^{-2} \text{ pc}$ ($\cong 12.5''$). On the other hand, the SiO maser was not detected at a level of 0.2 Jy.

Our CO measurement of the LSR radial velocity (28.9 km s^{-1}) is consistent with the heliocentric velocity quoted in the GCRV. Combining this result with the Hipparcos determination of the velocity in the plane of the sky (44 km s^{-1}), we get a 3D space velocity of 53 km s^{-1} .

4. H I observations

RX Lep has been observed during a total of 141 h between February 2005 and February 2008 with the Nançay Radiotelescope (NRT). The NRT is a meridian telescope with a rectangular aperture of effective dimensions $160 \times 30 \text{ m}$. At 21 cm and at the declination of RX Lep, the *FWHM* of the beam is $4'$ in RA and $22'$ in declination. We used the position-switch technique with two off-positions in the east-west direction, every $2'$, and up to $24'$ from the source. Thus, the total time spent on-source was 47 h. To fully describe the environment of RX Lep, we sampled our map every half beam in RA and in Dec (hereafter, the position-switch spectra will be referred to as

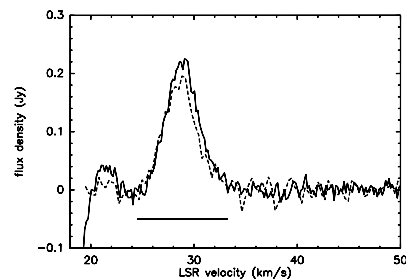
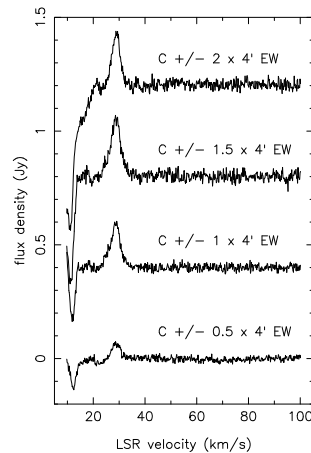


Fig. 2. Upper panel: spectra obtained in position-switch mode with the NRT. The positions are expressed in number of beams ($4'$). The maximum intensity is reached at $C \pm 1.5 \times 4'$ EW. For clarity, the individual spectra have been displayed with vertical offsets of 0.4 Jy. Lower panel: average spectrum computed with $C \pm n \times 4'$ EW, $n > 1.5$. Dotted line: baseline subtracted f-switch spectrum. The horizontal line shows the width of the CO signal.

$C \pm n \times 4'$ EW, n being the number of beams for the off positions). At 21 cm, the spectra have a bandwidth of 165 km s^{-1} and a channel width of 0.08 km s^{-1} . For convenient analysis, we smoothed the data with a Hanning filter so that the spectral resolution was 0.16 km s^{-1} . The data are processed with the CLASS software, part of the GILDAS¹ package developed at IRAM (Pety 2005).

The different steps of the data processing can be described as follows. First of all, we determine the spatial extent of the source by comparing the $C \pm n \times 4'$ EW spectra. When the maximum intensity of the peak is reached ($n = n_{\text{max}}$), the source does not contribute to the flux of the offset spectra anymore. For example, according to Fig. 2 (upper panel), RX Lep does not extend farther than $6'$ in the E-W direction. Once the maximum extent is estimated, the average of the $C \pm n \times 4'$ EW spectra with $n > n_{\text{max}}$ gives the central spectrum (Fig. 2, lower panel). Simple arithmetic then allows to extract the spectra at the offset positions, using the central spectrum.

We present a new visualization of the H I spectra to better separate the genuine stellar H I from the contamination due to interstellar hydrogen. The operation can be described as a

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

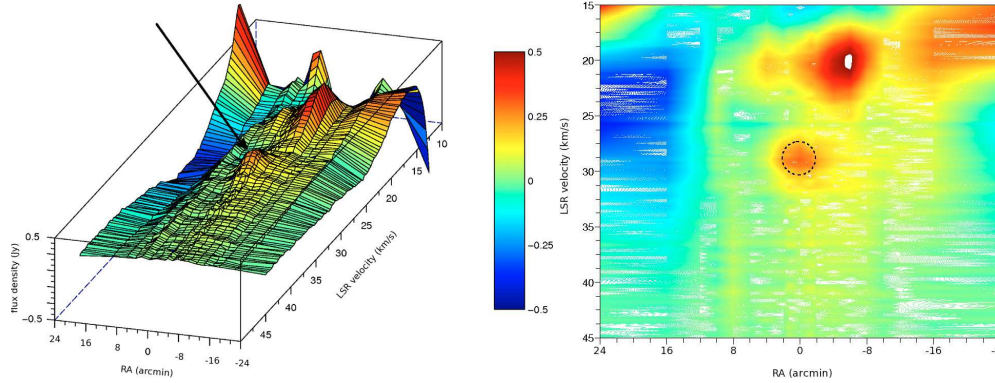


Fig. 3. Left panel: 3D velocity-position representation of the H I flux density; east is to the left. The arrow points to the expected position of the source. Right panel: the same data set represented in 2D; west is to the right. The dashed circle surrounds the expected position of RX Lep.

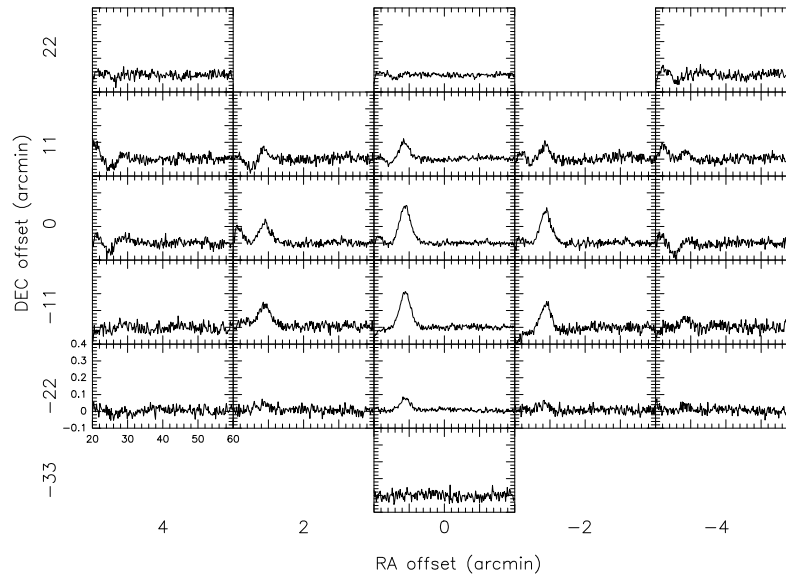


Fig. 4. H I map of RX Lep. The steps are $2'$ in RA and $11'$ in Dec. The positions are indicated with respect to the stellar position. The abscissae and ordinates are LSR radial velocities (km s^{-1}) and flux densities (Jy) as indicated on the lower left corner.

stacking of the NRT spectra, processed as above, in the east-west direction, for a given declination (Fig. 3). In this view, velocity is given as a function of right ascension, and intensity is represented using a colored scale. This aims at visualizing, and thus separating, the H I emission coming from the source and that from the Galaxy. Indeed, on the resulting image, the stellar H I should be nearly centered in RA and close to the LSR velocity given by CO observations. While this process emphasizes the difficulties coming from the contamination due to the Galactic hydrogen emission, it also allows an evaluation of the possible problems when processing the data and a design of the best strategy for extracting the intrinsic source emission.

According to Fig. 3, RX Lep is definitely a suitable candidate for H I observation, as it is clearly separated from the interstellar emission spectrally and spatially, although the confusion increases for velocities lower than 29 km s^{-1} . Indeed, the image shows 2 potential sources of contamination: one around $4' \text{ W}$

from the source and at $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$, the other increasing (negatively) at $16' \text{ E}$ and around 24 km s^{-1} . This information is crucial to safely extracting the intrinsic emission of RX Lep. Thus, to build the map of the source, we fitted polynomial baselines (in some cases of degree up to 3 when the confusion reaches its highest level) to a portion of the spectrum between 21 and 54 km s^{-1} . The resulting map of RX Lep is shown in Fig. 4.

We independently confirmed these results by observing the source using the frequency-switch mode (Fig. 2, lower panel). We spent 5 h on source and detected it at the same velocity and with the same flux density as shown on the map for the central position.

From our observations, we can readily derive some important properties of the CS. The map of RX Lep in Fig. 4 reveals that the H I line profile, at the central position, shows a quasi-Gaussian shape of central velocity $28.84 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, $FWHM$ $3.8 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$, and flux density $0.22 \pm 0.03 \text{ Jy}$. The shape

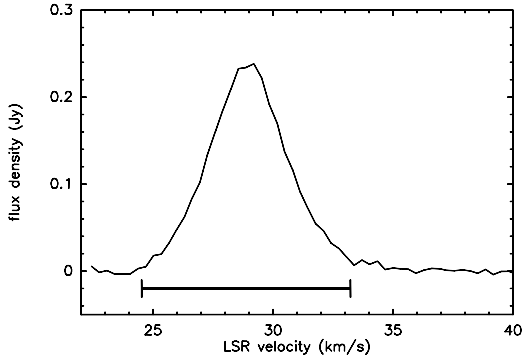


Fig. 5. Average of the spectra $C \pm n \times 4'$ EW and $11'S \pm n \times 4'$ EW with $n > 1$. The horizontal line represents the width of the CO line.

of this line differs from that of the parabolic CO line. It clearly indicates a slowing down of the wind within the outer parts of the CS (Le Bertre & Gérard 2004). Moreover, assuming that the broadening of the H I emission line is dominated by the thermal Doppler effect, the *FWHM* of the spectrum allows us to estimate an upper limit to the average temperature in the shell (Libert et al. 2007, Eq. (1)). It gives us $T_{\text{mean}} < 312$ K.

Evidence of a composite line profile such as that of Y CVn (Sect. 1) is difficult to see, given the fairly low intensity of the signal and the narrow width of the expected pedestal ($2 \times V_{\text{exp}}$). Nevertheless, from the central spectrum, we can set an upper limit to the amplitude of a possible pedestal. We estimate this limit at 20 mJy by assuming it has the same width as the CO profile (Fig. 5).

The map of RX Lep (Fig. 4) shows that the H I brightness distribution of the envelope is offset from the stellar position both in RA and Dec. There is a slight westward RA offset $< 1'$ (since the flux density at $2'$ west is larger than at $2'$ east but smaller than at the center). There is a southward Dec. offset close to $5.5'$ (since the flux density at $11'$ south is nearly equal to the central flux). It is useful to give quantitative estimates, not only of the offsets but also of the spatial extents for the model calculations that will be discussed in Sect. 5. If one assumes that the H I brightness distribution is Gaussian in RA (and Dec) and offset, the convolution by a Gaussian beam also produces a Gaussian distribution and one can retrieve from the data both the offset and half power width (HPW) in RA (and Dec). The RA offset and HPW are respectively $-0.4' (\pm 0.2')$ and $2.3' (\pm 0.5')$. The Dec offset and HPW are respectively $-4.4' (\pm 0.6')$ and $15' (\pm 3')$. Thus the H I envelope is elongated southwards and offset from the stellar position by $4.4'$ at PA 185° (i.e. also nearly southward). This suggests an H I envelope trailing south.

The integrated flux throughout the map gives $1.22 \text{ Jy} \times \text{km s}^{-1}$, which translates into a hydrogen mass of $\sim 5.42 \times 10^{-3} M_{\odot}$ (assuming no hydrogen in H_2 ; cf. Sect. 2). Adopting a mean molecular weight of 1.3, it translates into a total mass of the gas in the shell of $\sim 7.05 \times 10^{-3} M_{\odot}$. If we consider the mass-loss rate to be constant and adopt the estimate given by CO, then the age of the CS is ~ 42700 years, about one order of magnitude less than the age we estimated for Y CVn.

5. Model

The high-quality H I spectral profiles that we have obtained in the direction of RX Lep are similar to those of Y CVn

(Libert et al. 2007). This type of profile is indicative of a slowing-down of stellar outflows in the external parts of CSs (Le Bertre & Gérard 2004). In the following we apply the model that we developed for the carbon-rich star Y CVn in order to evaluate the physical conditions within the shell of RX Lep. Of course, as this model assumes sphericity, it cannot reproduce the more complex geometry suggested by the map presented in the previous section. In the east-west direction the map is fairly symmetric, so the model could apply. However, there is also a clear north-south extension that would require a 2D model, as well as a spatial resolution better than $22'$ (the NRT beam).

A 1D-hydrodynamic code provides the density distribution within the detached shell based on the hypothesis of a slowing down of the stellar gas by the surrounding local material. The mass-loss rate is constant, and the gas expanding outward from the atmosphere is in free expansion with a constant velocity V_{exp} . Then, the outflow encounters a shock (r_1). Its velocity decreases by a factor of about 4 and the matter keeps on decelerating until it reaches the external medium (at r_f). The external matter that has been swept up and compressed by the expansion of the stellar envelope lies outside r_f . Finally, beyond r_2 , the gas is at rest.

The expansion velocity and the LSR velocity of the source are based on the results from our CO observations. But RX Lep has not been studied much, so we lack some spatial information such as estimates of r_1 and r_2 that could have been obtained, for example, with dust continuum observations. Nevertheless, the NRT map indicates that the object is fairly small in the east/west direction ($\sim 2.3'$ i.e. $\sim 9 \times 10^{-2}$ pc at 137 pc).

One of the results of our model is that detached shells are flagged by a composite H I spectrum. The first component (Comp. 1) is narrow, with a quasi-Gaussian shape and it arises from the matter slowed down by the local medium. The second component (Comp. 2) is broad with a rectangular shape, as it probes the inner part of the shell where the gas is in free expansion. In Sect. 4, we set an upper limit of Comp. 2 of ~ 20 mJy. For a constant mass-loss rate, we can derive a relation (Eq. (1)) to estimate r_1 :

$$r_1 \approx 2.17 \times 10^{-9} \times \frac{d V_{\text{exp}}^2 F_{\text{Comp.2}}}{\dot{M}} \quad (1)$$

where r_1 is expressed in arcmin, d is the distance in pc, V_{exp} is in km s^{-1} , $F_{\text{Comp.2}}$ is the intensity of the pedestal in Jy, and \dot{M} is in $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. With $V_{\text{exp}} = 4.2 \text{ km s}^{-1}$ and $\dot{M} = 1.65 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Sect. 3), we estimate an upper limit for r_1 of $0.64'$. We set r_2 at $1.15'$, in agreement with the H I observations in the east-west direction (HPW/2, Sect. 4).

As our model assumes spherical symmetry, we performed a fitting on a symmetrized map, i.e. a map in which the offset positions have been averaged (Fig. 6, upper panel). In the model, the total flux is forced to be equal to that measured in the map (i.e. $1.22 \text{ Jy} \times \text{km s}^{-1}$). We set the central velocity at 28.8 km s^{-1} . The results are summarized in Table 1. In this simulation, the temperature and the velocity are constant inside r_1 (resp. 20 K and 4.2 km s^{-1}). The shock at r_1 decreases the velocity (increases the density) by a factor of 3.9 and the temperature rises to 530 K (Figs. 7 and 8). Then, inside the region of compressed matter (between r_1 and r_f), the temperature decreases to ~ 175 K. The physical conditions between r_f and r_2 are in fact not constrained either by our model or by the data at 21 cm, and in Table 1 they are only extrapolated (for more details, see Libert et al. 2007).

The model assumes that the H I emission is optically thin ($\tau \ll 1$). This can be verified using the output column density profile (Fig. 8, right panel) and the expression

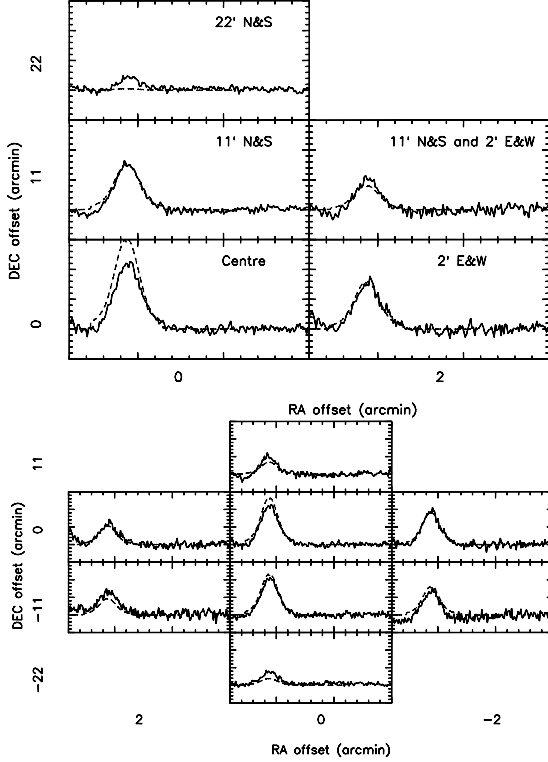


Fig. 6. H I observations vs. model (dashed line): *the upper panel* shows the model discussed in Sect. 5 and compared to a symmetrized H I map of RX Lep. *The lower panel* presents the same model shifted by 4.4' S and 0.4' W and compared to the H I map of RX Lep (as in Fig. 4).

$\tau = 5.50 \times 10^{-19} \frac{N_{\text{H}}}{T \Delta V}$ (Eq. (12), Libert et al. 2007) where N_{H} is in cm^{-2} and ΔV , the line width, in km s^{-1} . With $T > 175$ K and $\Delta V \sim 3.8$ km s^{-1} , the optical depth stays below 0.5 at all impact parameters $> 0.1'$ from the central star.

In general, the model provides a satisfactory fit to the symmetrized H I spectra that we have obtained on RX Lep. However, it predicts a flux above the observations on the central position and below at 22' in declination. This can be understood as a consequence of the 4.4' offset to the south noted in Sect. 4. By moving the model 4.4' south and 0.4' west with respect to the central star, we can improve the fit to the observed data (Fig. 6, lower panel). This gives support to the offset values that we have determined by Gaussian-fitting in Sect. 4. Yet, the spectrum on the position at the 22' south is not well reproduced, suggesting that the source is more extended along the north-south direction than along the east-west one, as suspected in Sect. 4.

In the past (Y CVn, Libert et al. 2007), we already attempted to better fit the data by a shift in position to take into account the deformation of the envelope by the ISM. However, this approach is artificial because we used a spherical model that is not centered on the star position. It is only meant to illustrate the need for an H I mapping of this interesting source with a better spatial resolution and the need to develop a true non-spherical modeling of detached shells.

Table 1. Model parameters ($d = 137$ pc), with notations the same as in Libert et al. (2007).

\dot{M} (in hydrogen)	$1.27 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
μ	1.3
t_1	5 927 years
t_{DS}	36 800 years
r_1	2.55×10^{-2} pc (0.64')
r_f	3.67×10^{-2} pc (0.92')
r_2	4.58×10^{-2} pc (1.15')
$T_0 (= T_1^-, T_1^+)$	20 K, 528 K
$T_f (= T_2)$	175 K
$v_0 (= v_1^-, v_1^+)$	4.2 km s^{-1} , 1.07 km s^{-1}
v_f	0.16 km s^{-1}
v_2	1.2 km s^{-1}
n_1^-, n_1^+	148 H cm^{-3} , 578 H cm^{-3}
n_f^-, n_f^+	2.1×10^3 H cm^{-3} , 2.5 H cm^{-3}
n_2	1.3 H cm^{-3}
$\dot{M}_{r < r_1}$ (in hydrogen)	$0.75 \times 10^{-3} M_{\odot}$
$\dot{M}_{\text{DT,CS}}$ (in hydrogen)	$4.67 \times 10^{-3} M_{\odot}$
$\dot{M}_{\text{DT,EX}}$ (in hydrogen)	$0.010 \times 10^{-3} M_{\odot}$

6. Discussion

RX Lep shows evidence of a circumstellar envelope of $\sim 0.01 M_{\odot}$ that may be the result of its stellar wind decelerated by the external medium. This star is an oxygen-rich, semi-regular variable on the E-AGB (no evidence of Tc, cf. Sect. 2). It is in the same evolutionary stage as EP Aqr and X Her, which have also been detected in H I and for which the emission at 21 cm shows evidence of significant circumstellar envelopes (Le Bertre & Gérard 2004; Gardan et al. 2006). We note that these 3 stars share the same variability properties and have about the same luminosity ($\sim 4500 L_{\odot}$) and the same effective temperature (~ 3200 K). It suggests that mass loss can already occur efficiently for this type of star on the E-AGB.

Our model strongly relies on the mass-loss rate estimated from CO observations. It is noteworthy that this estimate is consistent with Reimers' relation (Reimers 1978). Indeed, by adopting $M \sim 3 M_{\odot}$, $L \sim 4500 L_{\odot}$ and $T_{\text{eff}} \sim 3300$ K (Sect. 2), this relation gives $\dot{M} \sim 2 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. However, the luminosity was probably lower in the past, as was the mass-loss rate. This suggests that the age (42 700 years) is underestimated.

The model and our observations together put constraints on the physical conditions within the CS between the termination shock (r_1) and the interface (r_f). Directly from the observations, the mean temperature should be $\lesssim 300$ K. Based on the assumption of an adiabatic shock at r_1 , it implies an increase in temperature to ~ 500 K. Thus, the gas must be cooled down in the CS. Estimating the cooling rate is difficult at such low temperatures. Nevertheless, the H I line-profiles put constraints on the behavior of the temperature because it is coupled to the kinematics (Libert et al. 2007). The temperature profile shown in Fig. 7 (lower panel) yields the best fit to the shape of the H I spectra. Between r_f and r_2 , our model has only been extrapolated. This region is probably dominated by interstellar material flowing at ~ 50 km s^{-1} through the bow shock. The material should be denser than assumed in our model; indeed, this region is fed by the interstellar medium that has been swept up through the relative motion of RX Lep circumstellar shell, at ~ 50 km s^{-1} , rather than by the expansion of the shell during the same period of 4×10^4 years. Also it is expected to be ionized, and therefore might not contribute significantly to the H I emission that we detected.

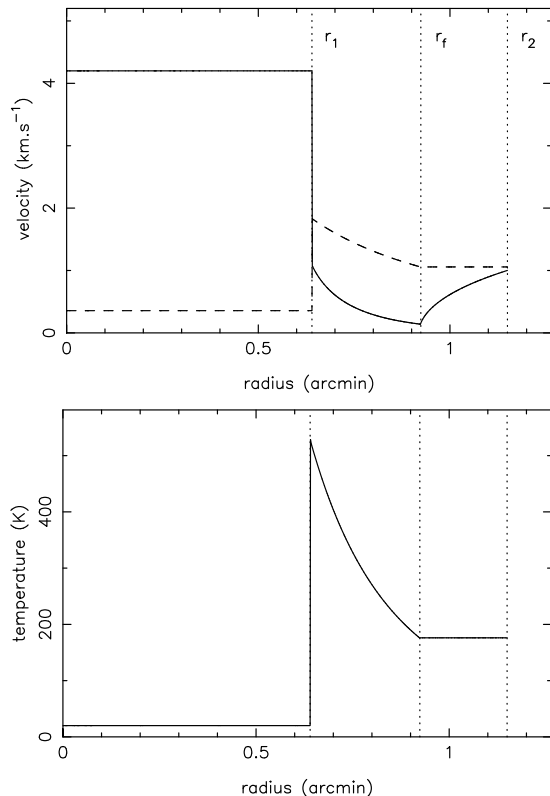


Fig. 7. *Upper panel:* velocity profile. The dashed line represents the isothermal sound velocity. *Lower panel:* temperature profile adopted for the model.

The H I data indicate that RX Lep’s CS is offset about $4'$ to the south and $0.5'$ to the west. This agrees within 25° with the direction of the proper motion given by Hipparcos ($PA \sim 31^\circ$). In addition, the model hints that the shell is not completely spherical, and that RX Lep is slightly elongated mostly in the N/S direction. This suggests that the elongated shape observed in H I is connected to the motion of RX Lep through the local ISM. Villaver et al. (2003) have made numerical simulations of the evolution of a low-mass star moving supersonically through the ISM and find that, due to the ram-pressure stripping, most of the mass ejected during the AGB phase is left downstream. The left panel in their Fig. 1 shows that CSs are progressively distorted and become elongated in the direction of the motion with respect to their surrounding ISM. The 25° difference between the space motion of the star and the elongation of the shell could then be due to the intrinsic velocity of the ISM local to RX Lep relative to the LSR. Such intrinsic motions are currently found in the local solar neighborhood (Redfield & Linsky 2008, Fig. 16 and references therein). A significant fraction of the velocity of the local ISM is a reflection of the solar motion; nevertheless, the velocity of the Sun with respect to the LSR (13.4 km s^{-1} , according to Dehnen & Binney 1998) is 25° away from the direction of the velocity of the average local ISM with respect to the Sun (26.7 km s^{-1}).

It is also worth noting that for RX Lep there is no significant difference between the H I and CO central velocities, as if the interaction only occurs in the plane of the sky.

We have examined the IRAS maps that have been reprocessed recently by Miville-Deschênes & Lagache (2005, IRIS: Improved Reprocessing of the IRAS Survey). The $60 \mu\text{m}$ and $100 \mu\text{m}$ images (Fig. 9) suggest a small extended source ($\phi \sim 6'-8'$). The source at $100 \mu\text{m}$ might be shifted by $\sim 2'$ to the south. There is also an extension ($\sim 12'$) to the south; however, it might be an artifact due to the satellite scanning in the north-south direction. In these images, we cannot confirm the X0509-119 offset with respect to RX Lep (cf. Sect. 2). New data with a better spatial resolution, e.g. from the Far Infrared All-Sky Survey of Akari, may help to clarify this situation.

In their H I survey of evolved stars, Gérard & Le Bertre (2006) found that the line-profiles are Gaussian-shaped and often offset with respect to the stellar velocity by $\sim 1-3 \text{ km s}^{-1}$ towards 0 km s^{-1} LSR. Several H I sources were also noted to be spatially offset from the central star. They suggest that these effects could be related to a non-isotropic interaction with the local ISM. Matthews & Reid (2007) have imaged the H I emission around RS Cnc with the VLA. They find that it is elongated with a peak on the stellar position and a filament extending $\sim 6'$ to the northwest, in a direction opposite to that given by the proper motion. Recently, Matthews et al. (2008) have imaged the H I emission of Mira with the VLA. As for RS Cnc, they find a “head-tail” morphology oriented along the star proper motion and consistent, on large scales, with the far-ultraviolet emission discovered by GALEX (Martin et al. 2007). Furthermore, the high spectral resolution H I data obtained with the NRT along the 2-degree GALEX trail reveal a deceleration of the gas caused by interaction with the local ISM. Finally, using Spitzer MIPS data obtained on R Hya at $70 \mu\text{m}$, Ueta et al. (2006) discovered a bow-shock structure *ahead* of the star in the direction of its motion. The excess emission that delineates this bow shock is seen at $70 \mu\text{m}$, but not at $160 \mu\text{m}$; it may partly come from the [O I] cooling line at $63 \mu\text{m}$. Although we have presently no direct evidence in H I of a bow-shock, both structures, bow-shock and H I trail, should be causally related (Wareing et al. 2006). In fact, as the velocity of these sources with respect to the ISM is often high (see e.g. Nyman et al. 1992 or Mennessier et al. 2001), the interstellar material is probably ionized through the bow shock, so that we may never detect directly such a bow-shock structure in H I at 21 cm. Better tracers would likely be line emission in the UV/optical/IR ranges (H_α , [Fe II], [O I], etc.).

We therefore have a convergent set of results that shows that AGB stars are associated with large-scale circumstellar shells distorted by the motion of these evolved objects through the ISM (Villaver et al. 2003). We suggest that RX Lep is one more source in such a case. That the source is elongated in the same direction as its offset and nearly opposite to the direction of motion, argues in favor of a head-tail morphology.

7. Conclusions

We detected CO(2–1) and H I line emissions from the semi-regular oxygen-rich E-AGB star, RX Lep. These emissions indicate a stellar outflow at a velocity $\sim 4.2 \text{ km s}^{-1}$ and a rate $\sim 1.7 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, with a duration of 4×10^4 years. The H I source has a size of $\sim 2'$ ($\approx 0.08 \text{ pc}$) in the east-west direction and possibly $15'$ ($\approx 0.6 \text{ pc}$) in the north-south direction.

The modeling of the H I line profiles obtained at different positions suggests that the outflow is slowed down by the interaction with the ambient ISM, and that the external part of RX Lep

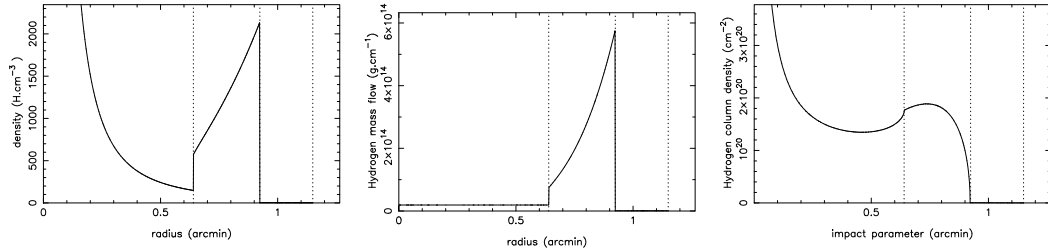


Fig. 8. *Left panel:* atomic hydrogen density profile. *Center panel:* atomic hydrogen mass-flow profile. *Right panel:* atomic hydrogen column density calculated by the model. The vertical dotted lines show the radii, r_1 , r_f and r_2 , used in the model.

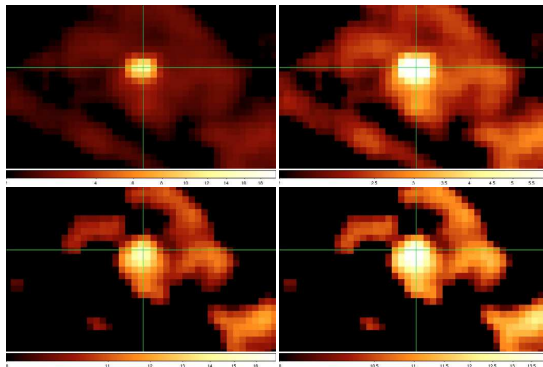


Fig. 9. Reprocessed IRIS images (IRIS) at 60 μm (*upper panels*) and 100 μm (*lower panels*). To enhance the suspected extended emission to the south, we present a non-saturated version (*left*) and a saturated one (*right*) for both wavelengths. The field is $\sim 65' \times 39'$ and the green reticles mark the position of RX Lep (north is to the top and east to the left).

circumstellar shell is made of compressed material, at ~ 200 K, as in the well-known detached shell around Y CVn.

The elongated shape of the RX Lep H I source is compatible with the direction of its proper motion, as in the cases of Mira and RS Cnc, which have already been studied at high angular resolution with the VLA.

Acknowledgements. The Nançay Radio Observatory is the Unité scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris, associated as Unité de Service et de Recherche (USR) No. B704 to the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Conseil Régional de la Région Centre in France. This research made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France, and of the NASA's Astrophysics Data System. We thank the referee, Dr T. Ueta, and Dr L. Matthews for helpful suggestions.

References

Booth, R. S., Delgado, G., Hagström, M., et al. 1989, *A&A*, 216, 315
 Cristian, V.-C., Donahue, R. A., Soon, W. H., Baliunas, S. L., & Henry, G. W. 1995, *PASP*, 107, 411
 Dehnen, W., & Binney, J. J. 1998, *MNRAS*, 298, 387
 Dumm, T., & Schild, H. 1998, *New Astron.*, 3, 137
 Epchtein, N., Le Bertre, T., Lépine, J. R. D., et al. 1987, *A&AS*, 71, 39
 Fouqué, P., Le Bertre, T., Epchtein, N., Guglielmo, F., & Kerschbaum, F. 1992, *A&AS*, 93, 151
 Gardan, E., Gérard, E., & Le Bertre, T. 2006, *MNRAS*, 365, 245
 Gérard, E., & Le Bertre, T. 2006, *AJ*, 132, 2566
 Glassgold, A. E., & Huggins, P. J. 1983, *MNRAS*, 203, 517

Habing, H. 1996, *A&AR*, 7, 97
 Hrivnak, B. J., & Biegling, J. H. 2005, *ApJ*, 624, 331
 Hrivnak, B. J., Kwok, S., & Su, K. Y. L. 2001, *AJ*, 121, 2775
 IRAS Science Team 1988, *IRAS Catalogs and Atlases*, NASA RP-1190, Vol. 7
 Izumiura, H., Hashimoto, O., Kawara, K., Yamamura, I., & Waters, L. B. F. M., 1996, *A&A*, 315, L221
 Kerschbaum, F., & Olofsson, H. 1999, *A&AS*, 138, 299
 Knapp, G. R., & Morris, M. 1985, *ApJ*, 292, 640
 Kukarkin, B. V., Kholopov, P. N., Pskovskiy, Y. P., et al. 1971, *General Catalogue of Variable Stars*, 3rd edn.
 Lafon, J.-P. J., & Berruyer, N. 1991, *A&ARv*, 2, 249
 Lamers, H. J. G. L. M., & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*, (Cambridge: Cambridge University Press)
 Leão, I. C., de Laverny, P., Mékarnia, D., De Medeiros, J. R., & Vandame, B. 2006, *A&A*, 455, 187
 Le Bertre, T., & Gérard, E. 2004, *A&A*, 419, 549
 Le Bertre, T., Matsuura, M., Winters, J. M., et al. 2001, *A&A*, 376, 997
 Lebzelter, Th., & Hron, J. 1999, *A&A*, 351, 533
 Libert, Y., Gérard, E., & Le Bertre, T. 2007, *MNRAS*, 380, 1161
 Little, S. J., Little-Marelin, I. R., & Bauer, W. H. 1987, *AJ*, 94, 981
 Mamon, G. A., Glassgold, A. E., & Huggins, P. J. 1988, *ApJ*, 328, 797
 Martin, D. C., Seibert, M., Neill, J. D., et al. 2007, *Nature*, 448, 780
 Matthews, L. D., & Reid, M. J. 2007, *AJ*, 133, 2291
 Matthews, L. D., Libert, Y., Gérard, E., Le Bertre, T., & Reid, M. J. 2008, *ApJ*, 684, 603
 Maun, N., & Huggins, P. J. 2000, *A&A*, 359, 707
 Mennessier, M. O., Mowlavi, N., Alvarez, R., & Luri, X. 2001, *A&A*, 374, 968
 Miville-Deschênes, M.-A., & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
 Nyman, L.-Å., Booth, R. S., Carlström, U., et al. 1992, *A&AS*, 93, 121
 Olofsson, H. 1999, *Asymptotic Giant Branch Stars*, ed. T. Le Bertre, A. Lèbre, & C. Waelkens, IAU Symp., 191, 3
 Olofsson, H., Bergman, P., Lucas, R., et al. 2000, *A&A*, 353, 583
 Olofsson, H., González Delgado, D., Kerschbaum, F., & Schöier, F. L. 2002, *A&A*, 391, 1053
 Paschenko, M., Slysh, V., Strukov, I., et al. 1971, *A&A*, 11, 482
 Pety, J. 2005, in *SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Française*, ed. F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, & L. Pagani, 721
 Ramstedt, S., Schoier, F. L., Olofsson, H., & Lundgren, A. A. 2008, *A&A*, 487, 645
 Redfield, S., & Linsky, J. L. 2008, *ApJ*, 673, 283
 Reimers, D. 1978, *A&A*, 67, 161
 Renzini, A. 1981, in *Physical processes in Red giants*, ed. Jr. Iben I., & A. Renzini, (D. Reidel), 431
 Samus, N. N., Durlевич, O. V., et al. 2004, *Combined General Catalog of Variable Stars*, ed. 4.2 (Moscow: Sternberg Astron. Inst.)
 Schröder, K.-P., Winters, J. M., & Sedlmayr, E. 1999, *A&A*, 349, 898
 Simis, Y. J. W., Icke, V., & Dominik, C. 2001, *A&A* 371, 205
 Soker, N. 2002, *ApJ*, 570, 369
 Ueta, T., Speck, A. K., Stencel, R. E., et al. 2006, *ApJ*, 648, L39
 Villaver, E., García-Segura, G., & Manchado, A. 2003, *ApJ*, 585, L49
 Wareing, C. J., Zijlstra, A. A., Speck, A. K., et al. 2006, *MNRAS*, 372, L63
 Wareing, C. J., Zijlstra, A. A., & O'Brien, T. J. 2007, *MNRAS*, 382, 1233
 Wilson, R. E. 1953, *General Catalogue of Stellar Radial Velocities*, Carnegie Inst. Washington D. C. Publ., 601
 Winters, J. M., Le Bertre, T., Jeong, K. S., Helling, Ch., & Sedlmayr, E. 2000, *A&A*, 361, 641
 Winters, J. M., Le Bertre, T., Jeong, K. S., Nyman, L.-Å., & Epchtein, N. 2003, *A&A*, 409, 715
 Young, K., Phillips, T. G., & Knapp, G. R. 1993, *ApJ*, 409, 725

3.3 Mira

o Ceti (Mira) est le prototype des étoiles AGB dont la luminosité varie régulièrement. La relation stable entre leur période de pulsation et leur luminosité est d'ailleurs très utile pour déterminer leur distance. Mira est un système binaire, composée d'une géante rouge (Mira A, ou Mira) et d'un compagnon chaud (Mira B).

C'est l'étoile AGB qui fut la première détectée en HI, par Bowers et Knapp en 1987. En 2006, Gérard et Le Bertre confirment cette détection et apportent une description plus complète de l'enveloppe, grâce à une cartographie de l'environnement de l'étoile avec le NRT. Sur cette carte, Gérard et Le Bertre soupçonnaient déjà un décalage de l'émission HI vers le Nord.

Cette source assez compacte semble idéale pour des observations interférométriques. En 2007, nous avons donc entamé une collaboration avec Lynn Matthews et Mark Reid, afin d'observer une nouvelle fois Mira en utilisant le VLA, grandement amélioré depuis 1987.

Au même moment, Martin et al. (2007) publient la formidable détection par GALEX d'une queue rayonnant dans l'ultra-violet lointain (FUV) s'étendant à plus de 2° de l'étoile centrale (voir figure 3.5). Cette traînée, dont la direction est opposée à la direction du mouvement propre de l'étoile, est le résultat d'une interaction avec le milieu interstellaire que l'étoile traverse à grande vitesse ($\sim 130 \text{ km s}^{-1}$). La morphologie de l'enveloppe ressemble à celle des comètes, avec un choc en arc (bow shock) à l'avant, et une longue traînée derrière la source. Martin et al. proposent que l'émission FUV soit due à la fluorescence de la molécule H_2 , excitée par collision avec des électrons de haute énergie venant du bow shock. En supposant que la vitesse du gaz émis passe directement de celle de l'étoile à celle du milieu interstellaire ambiant, ils estiment l'âge de la traînée à environ 10 000 ans.

Dès la parution de cette découverte, nous avons proposé un programme TOO (Target Of Opportunity) pour pouvoir observer cette traînée avec le télescope de Nançay, et ainsi compléter les informations obtenues au VLA. Nous avons observé différents points FUV brillants; les positions des observations avec le NRT sont représentées sur la figure 3.6.

Le résultat des observations interférométriques est montré sur les figures 1 et 1b de l'article ci-après. L'enveloppe HI détectée est étendue, et correspond spatialement à l'émission FUV. Le champ de vue du VLA ($\sim 30'$ à 21 cm) ne nous permet pas de détecter HI plus loin dans la queue. Le NRT nous apporte donc des éléments essentiels, notamment pour une étude cinématique de la traînée de gaz dans son ensemble. Nous avons détecté du HI jusqu'à 1.5° au Nord de la source. Les spectres obtenus montrent que l'émission se décale vers le 0 LSR à mesure que l'on s'éloigne de la source centrale (figure

5 de l'article). On constate en effet que la vitesse passe de 45 km s^{-1} sur la position de l'étoile à 28 km s^{-1} à 1.5° Nord. Cela indique que le gaz dans la queue subit un freinage progressif avant de se mélanger au milieu interstellaire. Cette découverte nous conduit à estimer un nouvel âge de la traînée de Mira, de 100 000 ans, soit un ordre de grandeur plus grand que celui de Martin et al.

Si cette traînée FUV provient bien de la fluorescence de la molécule H_2 , cela conduit à reconsidérer la survie des molécules loin de l'étoile. En effet, on s'attend à ce que le champ de rayonnement interstellaire photodissocie les molécules dans des régions proches du cœur. Mais si les molécules sont piégées dans des régions plus denses (clumps), on peut envisager qu'elles y soient auto-protégées par leur propre photodissociation et qu'elles puissent y survivre plus longtemps. De tels clumps moléculaires sont observés dans les nébuleuses planétaires comme l'Hélice (Young et al. 1999), et soupçonnés dans l'environnement de Y CVn (Rao et al. 2008, voir section 3.1). Nous envisageons d'observer Mira avec les instruments de l'IRAM afin de détecter la présence possible de la molécule CO, souvent associée à la présence de H_2 .

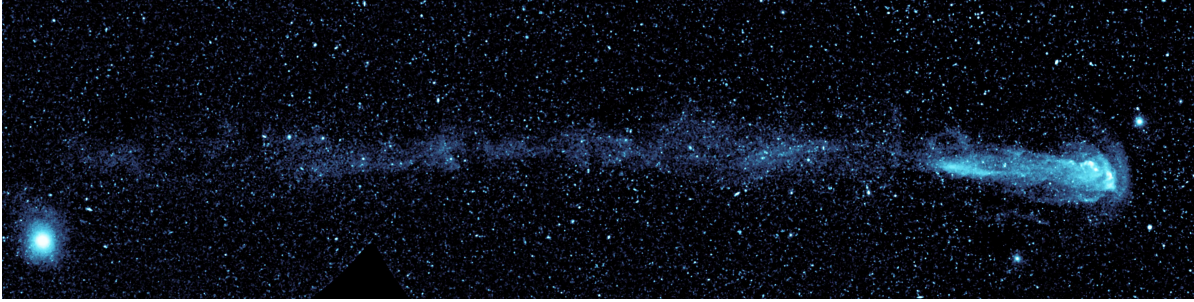


FIG. 3.5: Image de l'émission complète en ultra-violet lointain de la queue de Mira détectée par GALEX et étudiée par Martin et al. (2007). La traînée s'étend sur plus de 2° vers le Nord de l'étoile.

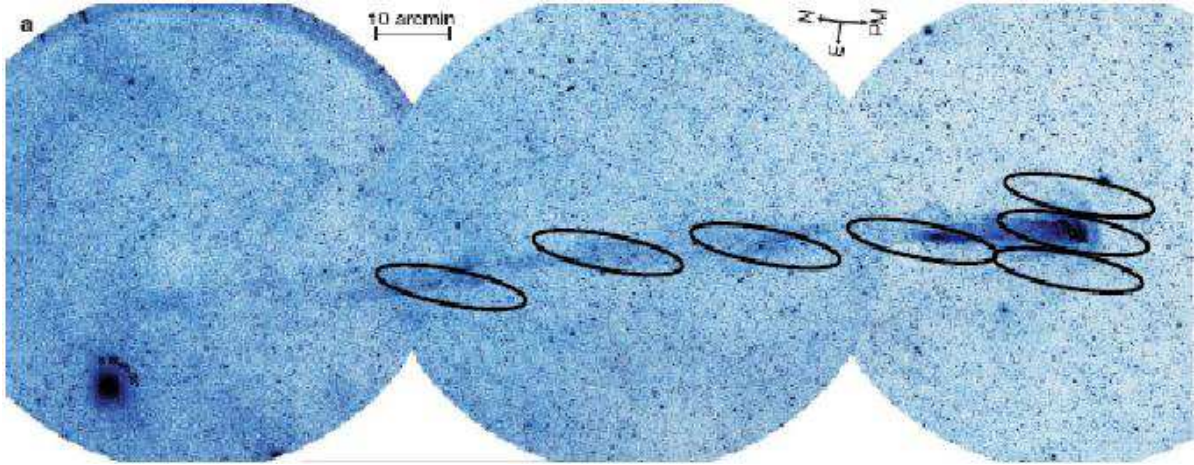


FIG. 3.6: Emplacement des différents points visés avec le NRT le long de la queue FUV de Mira.

DISCOVERY OF AN H I COUNTERPART TO THE EXTENDED TAIL OF MIRA

L. D. MATTHEWS,¹ Y. LIBERT,² E. GÉRARD,³ T. LE BERTRE,² AND M. J. REID¹

Received 2008 March 21; accepted 2008 May 8

ABSTRACT

We report the detection of an H I counterpart to the extended, far-ultraviolet-emitting tail associated with the asymptotic giant branch star Mira (*o* Ceti). Using the Nançay Radio Telescope (NRT), we have detected emission as far as 88' north of the star, confirming that the tail contains a significant atomic component ($M_{\text{H I}} \sim 4 \times 10^{-3} M_{\odot}$). The NRT spectra reveal a deceleration of the tail gas caused by interaction with the local interstellar medium. We estimate an age for the tail of $\sim 1.2 \times 10^5$ yr, suggesting that the mass-loss history of Mira has been more prolonged than previous observational estimates. Using the Very Large Array we have also imaged the H I tail out to $\sim 12'$ (0.4 pc) from the star. The detected emission shows a “head-tail” morphology, but with complex substructure. Regions with detected H I emission correlate with far-ultraviolet-luminous regions on large scales, but the two tracers are not closely correlated on smaller scales ($\lesssim 1'$). We propose that detectable tails of H I are likely to be a common feature of red giants undergoing mass loss.

Subject headings: radio lines: stars — stars: AGB and post-AGB — stars: individual (Mira AB) — stars: winds, outflows

1. INTRODUCTION

Mira (*o* Ceti) is a mass-losing star on the asymptotic giant branch (AGB). It is the archetype of a class of pulsating, long-period variables, characterized by regular pulsations (with periods of order hundreds of days) and large-amplitude variations in optical brightness (by up to ~ 8 mag; e.g., Reid & Goldston 2002). Mira is also a member of a wind-accreting binary system, Mira AB, with a projected separation of $\sim 0.5''$ (~ 54 AU; Matthews & Karovska 2006).⁴

Despite being the subject of observational scrutiny for many decades, Mira continues to yield surprises. Recently, using far-ultraviolet (FUV) imaging data from the *GALEX* satellite, Martin et al. (2007, hereafter M07) discovered that Mira is surrounded by a bow shock structure and sports a spectacular cometary-like tail, stretching 2° (~ 4 pc) on the sky. Mira has a rather high space velocity (~ 128 km s⁻¹ with respect to the interstellar medium [ISM]; see § 4), and the tail extends backward along its direction of motion. This tail is believed to arise from the interaction of Mira's wind with the ambient medium as the star moves supersonically through the ISM. The tail is the first of its kind ever discovered, and M07 proposed that its FUV emission arises from H₂ molecules that are collisionally excited by turbulent mixing between the cool molecular gas and the electrons from a shock-heated gas component.

We recently observed Mira in the H I 21 cm line using the Nançay Radio Telescope (NRT) and the Very Large Array (VLA)⁵ as part of a larger, ongoing H I survey program of the circumstellar envelopes of evolved stars (see Gérard & Le Bertre 2006; Matthews & Reid 2007). H I is now known to be common in

circumstellar environments and frequently shows evidence of extending to very large distances from the star ($\gtrsim 1$ pc; Gérard & Le Bertre 2006 and references therein).

Mira was previously observed in H I by Bowers & Knapp (1988), and for more than a decade remained the only AGB star known to have associated H I emission. Unfortunately, the data of Bowers & Knapp had a signal-to-noise ratio too low to permit a detailed investigation of the morphology and kinematics of the circumstellar material, although these authors did report tentative evidence for an interaction between the circumstellar debris and the surrounding ISM. More recently, NRT observations of Mira by Gérard & Le Bertre (2006) provided a significantly improved H I line profile showing a roughly triangular shape, similar to that previously seen in CO (e.g., Winters et al. 2003), as well as evidence for a northward extension of the emission. However, the coarse spatial resolution of the Nançay beam provided little detail on the H I distribution close to the star. To better characterize the extent and morphology of the H I envelope of Mira, we therefore obtained new imaging observations with the VLA. As we describe here, the fortuitous timing of our observations provides a powerful complement to the recent *GALEX* results for understanding the mass-loss history of Mira. To probe the most extended, lowest column density material in the recently discovered FUV tail, we have also obtained new mapping observations of an extended region around Mira using the NRT.

2. VLA OBSERVATIONS

Mira was observed in the H I 21 cm line with the VLA on 2007 April 1, April 30, and May 11 using the most compact (D) configuration (0.035–1.0 km baselines). This provided sensitivity to emission on scales of up to $15'$. The primary beam of the VLA at our observing frequency of ~ 1420.3 MHz was $\sim 31'$.

The VLA correlator was used in dual polarization (2AC) mode with a 0.78 MHz bandpass, yielding 256 spectral channels with 3.05 kHz (~ 0.64 km s⁻¹) spacing. The band was centered at a velocity of 25 km s⁻¹ relative to the local standard of rest (LSR); the band center was offset slightly from the systemic velocity of the star ($V_{\text{sys, LSR}} = 46.7$ km s⁻¹) to avoid placing a strong Galactic feature near the edge of the band.

¹ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138.

² LERMA, UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France.

³ GEPI, UMR8111, Observatoire de Paris, 5 Place J. Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France.

⁴ All physical quantities quoted in this paper assume a distance of 107 pc (Knapp et al. 2003).

⁵ The Very Large Array of the National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation, operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

TABLE 1
VLA CALIBRATION SOURCES

Source	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	Flux Density (Jy)	Date
3C 48 ^a	01 37 41.2994	+33 09 35.132	15.88 ^b	All
0201-115 ^c	02 01 57.1647	-11 32 31.133	2.64 ± 0.03	2007 April 1
.....	2.59 ± 0.03	2007 April 30
.....	2.65 ± 0.04	2007 May 11
0220-019 ^c	02 20 54.2800	-01 56 51.800	3.33 ± 0.06	2007 April 1
.....	3.33 ± 0.10	2007 April 30
.....	3.23 ± 0.06	2007 May 11
2353+161 ^d	22 53 57.7479	+16 08 53.560	14.43 ± 0.27 ^e	2007 April 1
.....	14.29 ± 0.29 ^e	2007 April 30
.....	14.75 ± 0.08 ^e	2007 May 11

NOTE.—Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

^a Primary flux calibrator.

^b Adopted flux density at 1420.3 MHz, computed according to the VLA Calibration Manual (Perley & Taylor 2003).

^c Secondary gain calibrator.

^d Bandpass calibrator.

^e Quoted flux density is the mean from the two observed frequencies; see text.

Observations of Mira were interspersed with observations of two phase calibrators (J0201-115 and J0220-019) approximately every 20 minutes. 3C 48 was used as an absolute flux calibrator, and an additional strong point source (J2253+161) was observed as a bandpass calibrator. To ensure that the absolute flux scale and bandpass calibration were not corrupted by Galactic emission in the band, the flux and bandpass calibrators were each observed twice, first with the band shifted by +1 MHz and then by -1 MHz, relative to the band center used for the observations of Mira and the phase calibrators. We estimate that this method yields an absolute flux scale accurate to ~10%–15%.

At the time of our observations, the VLA contained 23 working antennas, nine of which had been retrofitted as part of the Expanded Very Large Array (EVLA) upgrade. In total, 10.25 hr of integration were obtained on Mira. However, some data were lost due to shadowing or hardware problems, and significant flagging to excise radio frequency interference (RFI) was necessary, resulting in a loss of ~13% of the observed visibilities. During our first observing session, roughly half of the baselines had to be flagged in all channels numbering integral multiples of 12, 13, and 14, owing to a strong local RFI source that emitted an interference “comb.” The source of this RFI was identified as the Small Radio Telescope at the VLA Visitor Center, and was switched off during the subsequent two observing sessions.

Our VLA data were calibrated and reduced using the Astronomical Image Processing System (AIPS). To avoid closure errors on VLA-EVLA baselines, we computed and applied a bandpass solution to the raw data before proceeding with any further calibration (G. van Moorsel 2007, private communication). A new frequency-averaged data set was then computed and used to calibrate the frequency-independent complex gains (see Table 1). Following this, a second correction to the bandpass was computed and applied, and time-dependent frequency shifts were applied to the data to compensate for changes caused by the Earth’s motion. Finally, prior to imaging, the u - v data were continuum-subtracted using a linear fit to the real and imaginary components of the visibilities. Channels 20–85 and 105–160 were determined to be line-free and were used for these fits. These channel ranges correspond to LSR velocities of 52.7–94.6 and 4.4–39.8 km s⁻¹, respectively. The continuum subtraction procedure was also effective at

removing frequency-independent patterns in the channel images caused by solar contamination.

We imaged the VLA line data using the standard AIPS CLEAN deconvolution algorithm and produced data cubes using several different weighting schemes, two of which are presented here (Table 2). We also produced an image of the 21 cm continuum emission in the region using a vector average of the line-free portion of the band.

3. VLA RESULTS

3.1. The Morphology of Mira’s H I Envelope and Tail

Figure 1 presents H I total intensity contours for Mira derived from our VLA imaging, overlaid on the *GALEX*FUV image from M07. H I data with velocities from $V_{\text{LSR}} = 40.5$ to $V_{\text{LSR}} = 50.1$ km s⁻¹ were included in these images. To improve the signal-to-noise ratio in deriving the H I maps, we rejected pixels in the original data cubes whose absolute values fell below 1.5 σ after smoothing spatially with a Gaussian kernel of width 3 pixels (30”) and spectrally with a Hanning function.

Our lower resolution H I map (Fig. 1a) reveals a distinct “head-tail” structure, stretching roughly 12’ (~0.4 pc) on the sky. (Note that the full extent of the H I is significantly greater than seen here [see § 4], but the VLA is insensitive to the more extended emission.) We see that the brightest H I emission is concentrated near

TABLE 2
DECONVOLVED IMAGE CHARACTERISTICS

Image Descriptor (1)	\mathcal{R} (2)	Taper (k λ , k λ) (3)	θ_{FWHM} (arcsec) (4)	P.A. (deg) (5)	rms (mJy beam ⁻¹) (6)
Robust +1.....	+1	...	63 × 54	-3	1.6–2.0
Tapered.....	+5	2, 2	111 × 97	+31	1.6–2.1
Continuum.....	+1	...	64 × 56	-10	0.73

NOTES.—Col. (1): Image or data cube designation used in the text. Col. (2): Robust parameter used in image deconvolution (see Briggs 1995). Col. (3): Gaussian taper applied in u - and v -directions, expressed as distance to 30% point of Gaussian in units of kilolambda. Col. (4): Dimensions of synthesized beam. Col. (5): Position angle of synthesized beam (measured east from north). Col. (6): rms noise per channel (1 σ ; line data) or in frequency-averaged data (continuum).

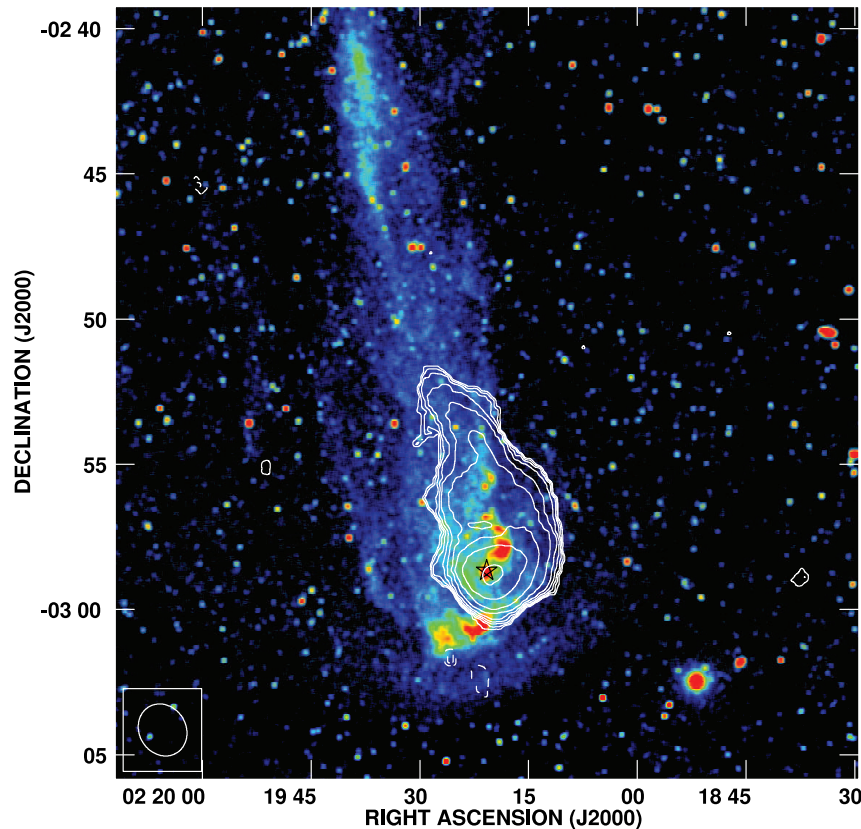


FIG. 1a

FIG. 1.—H I total intensity contours overlaid on false-color *GALEX* FUV images of Mira from M07. The *GALEX* image has been smoothed with a 3×3 pixel ($4.5'' \times 4.5''$) boxcar function. The full extent of the FUV emission is not shown. The left panel shows the H I contours derived from the “Tapered” image, while the right panel shows those from the “Robust +1” image (see Table 2). Contour levels are $(-2, 1.4, -1, 1, 1.4, 2, \dots, 22.4) \times 3.5 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ m s}^{-1}$ (a) and $(-2, -1.4, 1.4, 2, \dots, 11.2) \times 3.5 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ m s}^{-1}$ (b). A black star designates the position of Mira ($\alpha_{\text{J2000.0}} = 02^{\text{h}}19^{\text{m}}20.79^{\text{s}}$, $\delta_{\text{J2000.0}} = -02^{\circ}58'39.51''$).

the position of Mira itself. A trail of emission then extends to the northeast, following the same position angle as the FUV tail.

In our higher resolution H I map (Fig. 1b), some fraction of the total emission is lost (as it falls below our rejection threshold), but we see that on smaller scales the H I morphology of Mira becomes clumpy and complex. The location of the peak intensity of the H I emission shows a small but statistically significant offset to the southwest of the star’s FUV position: $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (-12.1'' \pm 4.3'', -14.5'' \pm 4.8'')$. This offset is comparable to the radius of the molecular envelope of Mira found by Josselin et al. (2000)—consistent with the possibility that the bulk of Mira’s wind is molecular when it leaves the star, but subsequently is partially dissociated, preferentially in the direction of the leading edge of the shock front. Close to the star, it is clear that the H I emission is not symmetrically distributed about Mira, but exhibits an enhancement to the northwest. An enhancement in K I emission was also seen along this direction by Josselin et al. This type of asymmetry might arise in part from anisotropies in the outflowing wind and/or density gradients in the surrounding ISM

(see Vigelius et al. 2007). As the H I emission branches off to the north, it roughly follows a ridge of bright FUV knots (part of what M07 term the “North Stream”), before bifurcating into two lobes. A few additional isolated clumps of H I are also visible to the north.

All of the H I emission detected from Mira with the VLA overlaps with the FUV light seen by *GALEX*, although the detailed relationship between the two tracers is unclear. H I is seen concentrated along the western side of the tail where the FUV emission is also the brightest. However, a significant fraction of the FUV tail shows no H I counterpart, including the bow shock, the southeastern edge of the tail, and the FUV-bright region lying between Mira and the bow shock (termed the “South Stream” by M07). Moreover, on smaller scales there is no obvious correlation between the observed column density of the H I emission and the surface brightness of the FUV emission. Detection of H α emission from the UV-bright knots by M07 suggests that most of the gas at these locations is likely to be partially ionized. In the case of the South Stream, given that this region has a different FUV–NUV color than the rest of the tail, the medium here may

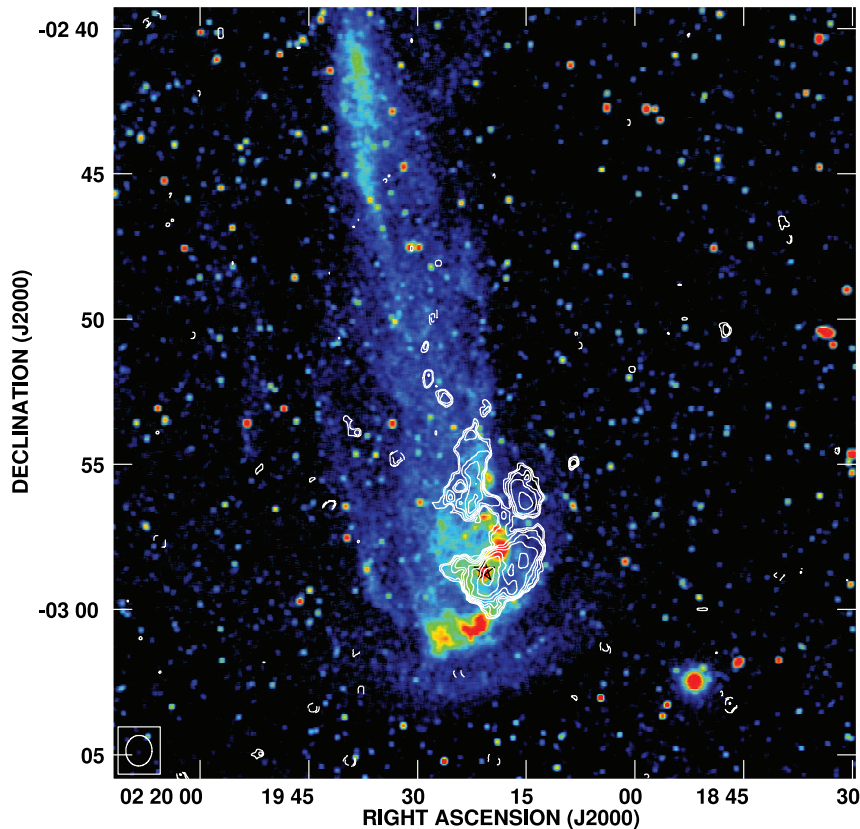


FIG. 1b

be very highly ionized, and the FUV emission from this location may have a different origin (e.g., hot plasma emission).

3.2. The Velocity Structure of the H I Emission Surrounding Mira

Individual H I channel maps from our VLA imaging observations are shown in Figure 2. We find that near the position of the star, the emission detected in the central velocity maps ($44.3\text{--}47.5\text{ km s}^{-1}$) has a larger spatial extent than in the outer velocity channels, as would be expected for an expanding envelope. At the same time, several of the channels show additional emission extending toward the north that arises from the near-tail. The velocity field of the latter component appears complex, suggesting that the small-scale motions of the tail gas may be affected by turbulence. This is consistent with the interpretation of the tail as a turbulent wake (e.g., Wareing et al. 2007c).

Figure 3 shows the global H I spectrum of Mira derived from the VLA observations. The spectrum, shown as a thick black line, was derived from the “Tapered” data cube (Table 2) by summing all emission within an $8'$ (E-W) \times $13.6'$ (N-S) box centered at $\alpha_{J2000.0} = 2^{\text{h}}19^{\text{m}}22.8^{\text{s}}$, $\delta_{J2000.0} = -2^{\circ}54'9''$. Uncertainties on the total flux densities in each channel are $\sim\pm 0.01$ Jy. The VLA H I profile agrees well with the NRT line profile derived toward Mira and is discussed further in § 5.1.

3.3. Detection of H I Absorption in the Tail

The 21 cm continuum emission within a $30'$ region surrounding Mira comprises a number of weak point sources with a total observed flux density of ~ 0.4 Jy (uncorrected for primary beam attenuation). Mira AB itself is undetected, and we detect no continuum emission coincident with any of the bright knots seen in the UV and in H α by M07. The brightest continuum source in the region lies at $\alpha_{J2000.0} = 02^{\text{h}}19^{\text{m}}07.36^{\text{s}}$, $\delta_{J2000.0} = -02^{\circ}52'49.2''$, and we measure for it a flux density of 0.228 ± 0.003 Jy (after correction for the primary beam). It overlaps with the FUV emission detected by *GALEX*, but lies outside the region where H I was detected in emission with the VLA. We have examined a spectrum toward this source and detect a weak ($\sim 3\sigma$) absorption feature (Fig. 4). Based on a Gaussian fit, this feature has a peak flux density $S_0 = -6.1 \pm 1.9$ mJy, a FWHM of $\Delta v = 7.1 \pm 0.9\text{ km s}^{-1}$, and a central velocity $V_{\text{LSR}} = 44.7 \pm 0.9\text{ km s}^{-1}$. Both the central velocity and the width of the line feature are consistent with the H I gas observed in the tail of Mira in emission (see Figs. 3 and 5).

Detection of H I in absorption in the tail of Mira allows us to obtain a constraint on the spin temperature of the gas. For the “Robust +1” data, the limiting H I column density for a detection of H I in emission, integrated over a Gaussian line profile with

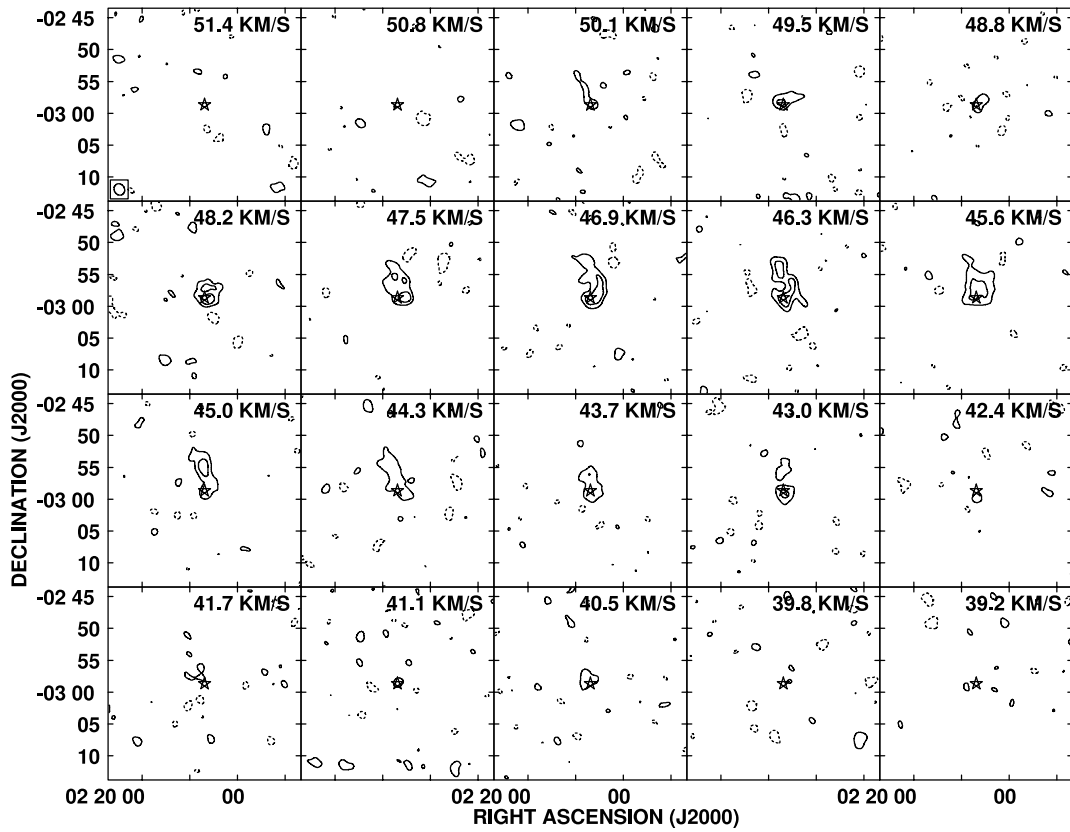


FIG. 2.—H I channel maps near the systemic velocity of Mira, taken from the VLA “Tapered” data cube (Table 2). Contour levels are $(-5[\text{absent}], -2.5, 2.5, 5) \times 1.8 \text{ mJy beam}^{-1}$. A star indicates the position of Mira.

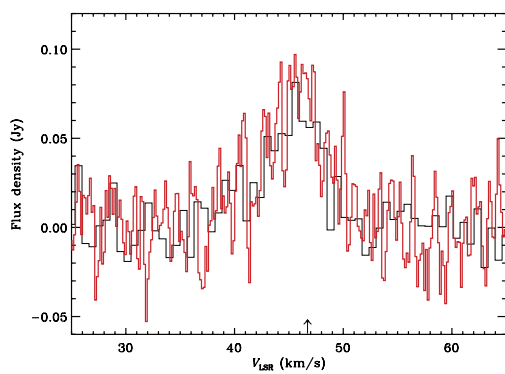


FIG. 3.—H I spectra toward Mira. The red line shows the NRT spectrum obtained by summing the measurements over a $12' \text{ (E-W)} \times 22' \text{ (N-S)}$ region; the black line shows the VLA spectrum obtained by summing within a $8.0' \times 13.6'$ region. The arrow indicates the stellar systemic velocity obtained from CO observations by Winters et al. (2003).

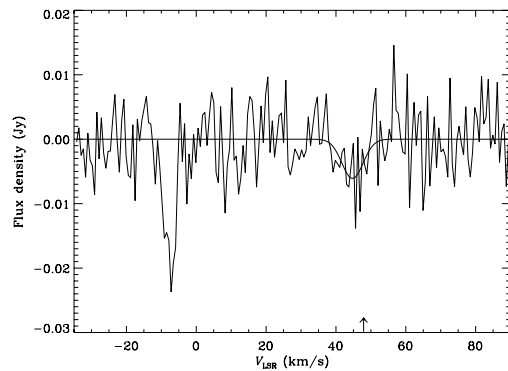


FIG. 4.—H I absorption spectrum toward the continuum source at $\alpha_{J2000.0} = 02^{\text{h}}19^{\text{m}}07.35^{\text{s}}$, $\delta_{J2000.0} = -02^{\circ}52'49.8''$. The flux from the continuum source itself has been subtracted. The stronger, blueshifted absorption feature near -8 km s^{-1} is due to Galactic interstellar material along the line of sight, but the weaker, redshifted feature has a velocity and line width consistent with the circumstellar material surrounding Mira. The thick line shows a Gaussian fit to the latter feature (see text for details). An arrow indicates the stellar systemic velocity of Mira determined from CO observations.

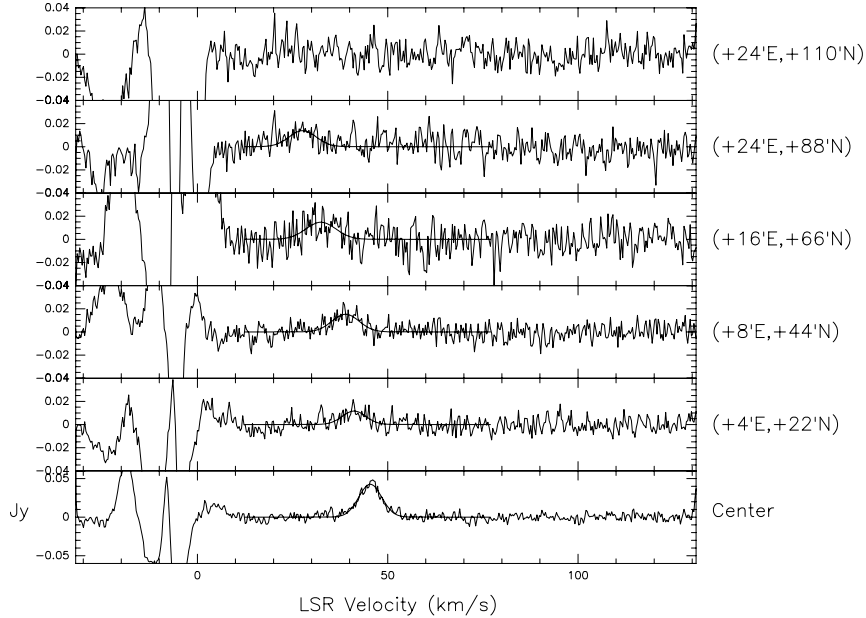


FIG. 5.—NRT H I spectra along Mira's tail. The spectra shown have been smoothed to a velocity resolution of 0.32 km s^{-1} . Gaussian fits to the emission from Mira are overlotted. Note that the bottom panel has a different vertical scale. Features blueward of $V_{\text{LSR}} \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ are from intervening Galactic emission.

FWHM of 7.1 km s^{-1} , is $N_{\text{H I}} \lesssim 1.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ (3σ). Under the assumption that the absorbing gas at the position of the continuum source has an equal or lower column density than gas detected in emission, one may then write

$$T_s \leq \frac{N_{\text{H I}}}{(1.8 \times 10^{18}) \int \tau(v) dv} \text{ K}, \quad (1)$$

where T_s is the spin temperature of the atomic hydrogen and τ is its optical depth (e.g., Dickey et al. 1978). The assumption of a Gaussian line shape yields a line-integrated optical depth for the H I absorption profile of ≈ 0.20 , and therefore $T_s \lesssim 37 \text{ K}$. Clumping of the absorbing material would further reduce this limit, implying that a component of the tail gas is rather cool.

4. OBSERVATIONS WITH THE NANÇAY RADIO TELESCOPE

To achieve greater sensitivity to extended, low surface brightness H I emission in the vicinity of Mira, we made observations at several positions along its tail with the NRT (see Table 3). Our pointings were selected using the *GALEX* map from M07 as a guide. These observations were obtained between 2007 September and December as part of a Target of Opportunity program.

The NRT is a meridian-transit-type telescope with an effective collecting area of roughly 4000 m^2 . At 1420 MHz, its half-power beam width is $4'$ in right ascension and $22'$ in declination for a source at the declination of Mira (-2°). Typical system temperatures are $\sim 35 \text{ K}$. Further properties of the NRT are described in

TABLE 3
NRT MAPPING OF MIRA'S TAIL

Position Offset ^a (arcmin E, arcmin N)	Integration Time (hr)	rms Noise (mJy)	Velocity (km s^{-1})	Line Width (km s^{-1})	F_{peak} (mJy)
(0, 0).....	49	4.56	45.4 ± 0.5	7.1 ± 0.3	42.51 ± 0.46
(0, +22).....	4	8.85
(+4, +22).....	7	5.78	41.2 ± 0.5	7.3 ± 1.2	11.6 ± 1.7
(+8, +22).....	2	10.30
(+8, +44).....	7	6.42	38.9 ± 0.5	8.4 ± 1.1	15.2 ± 1.7
(+12, +66).....	4	7.64
(+16, +66).....	4	11.10	32.4 ± 0.9	9.3 ± 2.1	14.7 ± 2.9
(+18, +88).....	4	11.30
(+20, +88).....	4	9.04
(+24, +88).....	4	9.19	27.7 ± 0.7	8.4 ± 1.6	13.9 ± 2.3
(+24, +110).....	4	9.11

NOTE.—Tabulated line parameters are derived from Gaussian fits to the spectra shown in Fig. 5.

^a The adopted coordinates of Mira were $\alpha_{\text{J2000.0}} = 02^{\text{h}}19^{\text{m}}20.79^{\text{s}}$, $\delta_{\text{J2000.0}} = -02^{\circ}58'39.51''$.

van Driel et al. (1997). The large collecting area of the NRT and the good match between the north-south extension of the beam and the direction of Mira's wake make the NRT well suited to searching for extended, low column density material.

Our observational strategy for mapping the tail consisted of position-switched measurements at each pointing, with beam throws of $\pm 12'$ or $\pm 16'$ in the east-west direction. One-third of the time was devoted to the on-position, and two-thirds of the time to the off-source comparison spectra. A full NRT spectrum has a bandwidth of 165 km s^{-1} and a spectral resolution of 0.08 km s^{-1} . A total of 44 hr of data were obtained along the tail. Fortunately, there is minimal Galactic H I emission near the LSR velocity of Mira; this provides flat baselines that permit us to detect weak signals efficiently. Data processing was performed using the CLASS software and consisted of subtracting a linear baseline from each spectrum before averaging.

The results of our NRT mapping are summarized in Table 3, and we show a sampling of our spectra in Figure 5. We have clearly detected H I emission from Mira's tail as far as $88'$ north of the star. Moreover, we see that the peak velocity of the emission becomes progressively blueshifted with increasing distance from the star, indicating an overall deceleration (see also § 5.2). We did not detect H I in any of the NRT pointings that have no overlap with Mira's FUV tail, consistent with the material giving rise to the FUV light and the H I being spatially coupled along the full length of the tail.

5. RESULTS AND INTERPRETATION

5.1. The Global H I Line Profile and Total H I Mass of Mira's Circumstellar Material

The region near the position of Mira has been extensively observed with the NRT since 2000 (see also Gérard & Le Bertre 2006). The H I line spectrum we derive by integrating the emission throughout a $12'$ (E-W) \times $22'$ (N-S) region agrees well with the integrated line profile obtained with the VLA (Fig. 3). Based on Gaussian fits to the global line profiles from the two telescopes, we find line centroids of 45.69 ± 0.20 and $45.41 \pm 0.26 \text{ km s}^{-1}$ for the NRT and VLA, respectively. These centroids are slightly blueshifted compared with the value derived from CO(2-1) line observations by Winters et al. (2003; $V_{\text{CO}} = 46.7 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$). We note, however, that the CO line is somewhat asymmetric and appears to be comprised of multiple components. Based on a two-component fit to the CO(3-2) spectrum, Knapp et al. (1998) find the broader component to be slightly blueshifted ($V_{\text{CO}} = 46.0 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$), making it consistent with the H I centroid to within uncertainties. The FWHM of the H I profiles are $6.64 \pm 0.20 \text{ km s}^{-1}$ (NRT) and $6.13 \pm 0.26 \text{ km s}^{-1}$ (VLA), comparable to line widths measured from CO data (Knapp et al. 1998; Winters et al. 2003). However, whereas the CO line widths directly gauge the expansion velocity of the stellar wind, the H I profile width may be affected by turbulent motions in the tail gas (§ 3.2) or by possible thermal broadening (Libert et al. 2007).

Integrating over the line profiles shown in Figure 3 yields integrated flux densities of $0.47 \pm 0.04 \text{ Jy km s}^{-1}$ (VLA) and $0.51 \pm 0.03 \text{ Jy km s}^{-1}$ (NRT). Assuming the H I is optically thin, the total H I mass contained within the portion of the circumstellar material imaged by the VLA is $M_{\text{H I}} \approx 1.27(\pm 0.13) \times 10^{-3} M_{\odot}$. Using the NRT measurements summarized in Table 3, we can also estimate the additional amount of atomic material in the extended tail to be $M_{\text{H I}} \sim 2.7 \times 10^{-3} M_{\odot}$. (Here we have multiplied the observed emission by a geometric correction factor of 2 to account for the fact that we have not fully sampled the

tail.) The combined H I mass for the circumstellar envelope and tail of Mira is then $M_{\text{H I}} \sim 4 \times 10^{-3} M_{\odot}$.

5.2. A Revised Age for Mira's Tail

A key result of our NRT mapping is that the spectra reveal a clear slowing down of the material in the tail with increasing distance from Mira (Table 3 and Fig. 5). At $\sim 1.5^{\circ}$ from the star, the peak H I signal is $\sim 14 \text{ mJy}$, with $V_{\text{LSR}} = 27.7 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1}$, whereas the centroid of the H I signal at the center position is $45.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$. This finding is consistent with the model of Wareing et al. (2007c), who predicted an increasing velocity lag with respect to the velocity of Mira itself with increasing distance along the tail. This result also implies that the tail is older than the age of $3 \times 10^4 \text{ yr}$ derived by M07 under the assumption that this material is stationary with respect to the ISM.

From Table 3, we can extrapolate to estimate the radial velocity of the H I material at 2° from Mira (i.e., at the most extreme position where GALEX detected emission) to be $V_{\text{LSR}} \sim 23 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$. Adopting the stellar radial velocity determined from CO observations ($V_{\text{LSR}} = 46.7 \text{ km s}^{-1}$; Winters et al. 2003), the proper motion from Perryman et al. (1997), and the solar motion parameters from Dehnen & Binney (1998), we estimate Mira's velocity in the plane of the sky, corrected for solar motion, to be $V_r \approx 120 \text{ km s}^{-1}$. The velocity lag for the outermost tail material is therefore $23 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ in the radial direction and $\sim 61.0 \pm 7.7 \text{ km s}^{-1}$ in the plane of the sky. Finally, assuming a uniform deceleration of the stellar gas, we derive an age of $t \sim (1.20^{+0.17}_{-0.14}) \times 10^5 \text{ yr}$ for the material detected by GALEX at 2° from Mira. This calculation does not take into account a possible variation of the mass-loss rate or the turbulence of the interstellar medium that the stellar gas may encounter.

Our age estimate for Mira's tail exceeds previous observational estimates for Mira's total mass-loss duration by roughly an order of magnitude or more (see Young et al. 1993; Bowers & Knapp 1988; Gérard & Le Bertre 2006; M07). Furthermore, the tail age approaches the expected interval between two thermal pulses; the relatively modest change in surface brightness over the length of Mira's tail then suggests that the predicted growth in the mass-loss rate for AGB stars between thermal pulses (e.g., Vassiliadis & Wood 1993) may be smaller than previously assumed.

5.3. Comments on the Composition of Mira's Circumstellar Envelope and Tail

Adopting the mass-loss rate for Mira derived from CO observations ($\dot{M} \sim 1.7 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$; Ryde & Schöier 2001) and assuming this mass-loss rate has remained constant in time, the age derived in § 5.2 implies that the total mass of Mira's circumstellar debris should be $\sim 2.0 \times 10^{-2} M_{\odot}$. After adjusting our current H I measurements for the mass of He, we then estimate that neutral atomic material accounts for $\sim 25\%$ of Mira's circumstellar envelope and tail. We now briefly comment on some possible implications of this finding.

Previous observations have shown that Mira's wind is likely to be predominantly molecular as it leaves the star (e.g., Bowers & Knapp 1988; Josselin et al. 2000; Wood et al. 2002). However, as discussed by Josselin et al., the bulk of Mira's circumstellar material is expected to be dissociated by the interstellar radiation field at radii of $r \gtrsim 2 \times 10^{16} \text{ cm}$ from the star. Therefore, unless the wind is very clumpy (thereby increasing the survival time of the molecules), it is expected that atomic matter will comprise a significant fraction of the material that is ultimately swept by ram pressure into the tail.

Under the assumption that the FUV light from Mira's tail arises entirely from collisional excitation of H₂ by hot electrons (M07),

an expected by-product will be rapid dissociation of molecules (see also Raymond et al. 1997), thus providing an additional atomic contribution to Mira's tail. Indeed, the dissociation rate of $\sim 2.5 \times 10^{42} \text{ s}^{-1}$ assumed by M07 should have produced roughly a factor of 4 more H atoms during the past $1.2 \times 10^5 \text{ yr}$ than we observe. Assuming some fraction of the wind is atomic before being swept into the tail, this raises some difficulty in how to maintain a sufficient supply of H_2 to power Mira's FUV luminosity over its inferred lifetime. A significantly lower molecular dissociation rate ($\sim 10\%$) could help resolve this problem; however, such a rate approaches that expected from the interstellar radiation field alone (Morris & Jura 1983). If a portion of the material in Mira's tail is clumpy, self-shielding of the molecular hydrogen could also help to increase its lifetime (see, e.g., Huggins et al. 2002). A search for CO emission associated with such a clumped component in Mira's tail would be of considerable interest. An alternative explanation may be that some fraction of the FUV light from Mira's tail arises from processes involving atomic material, such as the H two-photon continuum (e.g., D'Odorico et al. 1980) and/or bremsstrahlung emission from a hot ($T \sim 10^5 \text{ K}$) "surface" of the tail. Future multiwavelength observations and modeling should help to clarify these issues.

6. DISCUSSION: ARE H I TAILS UBIQUITOUS FEATURES OF EVOLVED STARS UNDERGOING MASS LOSS?

We have reported the detection of an extended tail of neutral, atomic hydrogen associated with the AGB star Mira. This H I 21 cm line emission arising from the tail coincides with the FUV-luminous wake recently discovered by M07. Although Mira is currently the only known star to have a FUV-bright tail, we draw attention to the possibility that its H I tail may represent an extreme example of a rather common phenomenon for evolved stars undergoing mass loss.

Gérard & Le Bertre (2006) already reported evidence that H I emission associated with circumstellar envelopes may be offset from the position of the central star. In addition, Matthews & Reid (2007) previously reported the detection of an H I "plume" stretching $\sim 0.2 \text{ pc}$ from the semiregular variable star RS Cnc. We have since confirmed that the geometry of this plume is consistent with material trailing the motion of RS Cnc through the ISM. More recently, we have imaged an analogous, but somewhat shorter tail associated with another semiregular variable star, X Her (Gardan et al. 2006; L. D. Matthews et al. 2008, in preparation). Both of these stars have smaller space velocities than

Mira (~ 18 and $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$, respectively), indicating that unusually high space motion is not a prerequisite for tail formation; indeed, it may require only that the stellar space velocity exceeds the expansion velocity of the wind.

While the sample of stars imaged in H I is presently small, evidence of interaction between the circumstellar envelope and the ISM has also been seen in the global H I spectra of a number of H I-detected stars (e.g., Gérard & Le Bertre 2006 and references therein). Observed H I line profile shapes are frequently inconsistent with a classic, spherically symmetric model of mass loss at a constant outflow speed, and may show velocity centroids offset from those observed in CO. As shown by Gardan et al. (2006) and Libert et al. (2007), these profiles can be well reproduced once the effects of ISM interaction are accounted for. The importance of ISM interactions in the evolution of circumstellar envelopes has also been underscored by the numerical simulations of Villaver et al. (2002) and Wareing et al. (2007a, 2007b), and by the discovery of a far-infrared bow shock associated with the AGB star R Hya (Ueta et al. 2006). *We therefore propose that extended gaseous tails may be ubiquitous features of evolved stars undergoing mass loss.* For stars with low space velocities, hot companions,⁶ and/or largely atomic winds, these tails may lack associated bow shock structures and/or a detectable FUV counterpart, but should in many instances be readily detectable via H I 21 cm line observations. The conditions for detection of these tails will be most favorable for stars at high Galactic latitudes and/or with systemic velocities well removed from those of the bulk of the Galactic emission.

We thank R. Perley and the VLA staff for tracking down the RFI problem affecting our early observations. We are also grateful to M. Seibert for providing us with the *GALEX* FUV image, and to J. Raymond for valuable discussions. The Nançay Radio Observatory is the Unité Scientifique Nançay of the Observatoire de Paris and is associated with the French Centre National de Recherche Scientifique (CNRS) as the Unité de Service et de Recherche (USR), No. B704. The Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Région Centre in France. The VLA observations presented here were part of program AM887.

⁶ Mira's hot companion, Mira B, is unlikely to significantly affect the composition of Mira's wind and tail owing to the small extent of the ionized zone surrounding it (see Matthews & Karovska 2006).

REFERENCES

- Bowers, P. F., & Knapp, G. R. 1988, *ApJ*, 332, 299
 Briggs, D. S. 1995, Ph.D. thesis, New Mexico Inst. of Mining and Technology, <http://www.aoc.nrao.edu/dissertations/dbriggs/>
 Dehnen, W., & Binney, J. 1998, *MNRAS*, 298, 387
 Dickey, J. M., Terzian, Y., & Salpeter, E. E. 1978, *ApJS*, 36, 77
 D'Odorico, S., Benvenuti, P., Dennefeld, M., Dopita, M. A., & Greve, A. 1980, *A&A*, 92, 22
 Gardan, E., Gérard, E., & Le Bertre, T. 2006, *MNRAS*, 365, 245
 Gérard, E., & Le Bertre, T. 2006, *AJ*, 132, 2566
 Huggins, P. J., Forveille, T., Bachiller, R., Cox, P., Ageorges, N., & Walsh, J. R. 2002, *ApJ*, 573, L55
 Josselin, E., Maunon, N., Planesas, P., & Bachiller, R. 2000, *A&A*, 362, 255
 Knapp, G. R., Pourbaix, D., Platais, I., & Jorissen, A. 2003, *A&A*, 403, 993
 Knapp, G. R., Young, K., Lee, E., & Jorissen, A. 1998, *ApJS*, 117, 209
 Libert, Y., Gérard, E., & Le Bertre, T. 2007, *MNRAS*, 380, 1161
 Martin, D. C., et al. 2007, *Nature*, 448, 780 (M07)
 Matthews, L. D., & Karovska, M. 2006, *ApJ*, 637, L49
 Matthews, L. D., & Reid, M. J. 2007, *AJ*, 133, 2291
 Morris, M., & Jura, M. 1983, *ApJ*, 264, 546
 Perley, R. A., & Taylor, G. B. 2003, VLA Calibration Manual (Socorro: NRAO), <http://www.vla.nrao.edu/astro/calib/manual/index.shtml>
 Perryman, M. A. C., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
 Raymond, J. C., Blair, W. P., & Long, K. S. 1997, *ApJ*, 489, 314
 Reid, M. J., & Goldston, J. E. 2002, *ApJ*, 568, 931
 Ryde, N., & Schöier, F. L. 2001, *ApJ*, 547, 384
 Ueta, T., et al. 2006, *ApJ*, 648, L39
 van Driel, W., Pezzani, J., & Gérard, E. 1997, in *High-Sensitivity Radio Astronomy*, ed. R. J. Davis & N. Jackson (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 229
 Vassiliadis, E., & Wood, P. R. 1993, *ApJ*, 413, 641
 Vigelius, M., Melatos, A., Chatterjee, S., Gaensler, B. M., & Ghavamian, P. 2007, *MNRAS*, 374, 793
 Villaver, E., García-Segura, G., & Manchado, A. 2002, *ApJ*, 571, 880
 Wareing, C. J., Zijlstra, A. A., & O'Brien, T. J. 2007a, *ApJ*, 660, L129
 ———, 2007b, *MNRAS*, 382, 1233
 Wareing, C. J., Zijlstra, A. A., O'Brien, T. J., & Seibert, M. 2007c, *ApJ*, 670, L125
 Winters, J. M., Le Bertre, T., Jeong, K. S., Nyman, L.-Å., & Epchtein, N. 2003, *A&A*, 409, 715
 Wood, B. E., Karovska, M., & Raymond, J. C. 2002, *ApJ*, 575, 1057
 Young, K., Phillips, T. G., & Knapp, G. R. 1993, *ApJ*, 409, 725

3.4 RS Cnc

RS Cnc est une étoile AGB riche en oxygène. C'est la première source détectée en émission à 21 cm par Le Bertre et Gérard en 2003. Récemment, Matthews et Reid (2007) ont obtenu des données interférométriques montrant une enveloppe déformée vers le Nord/Ouest s'étendant sur environ 6', comme le montre la figure 3.7.

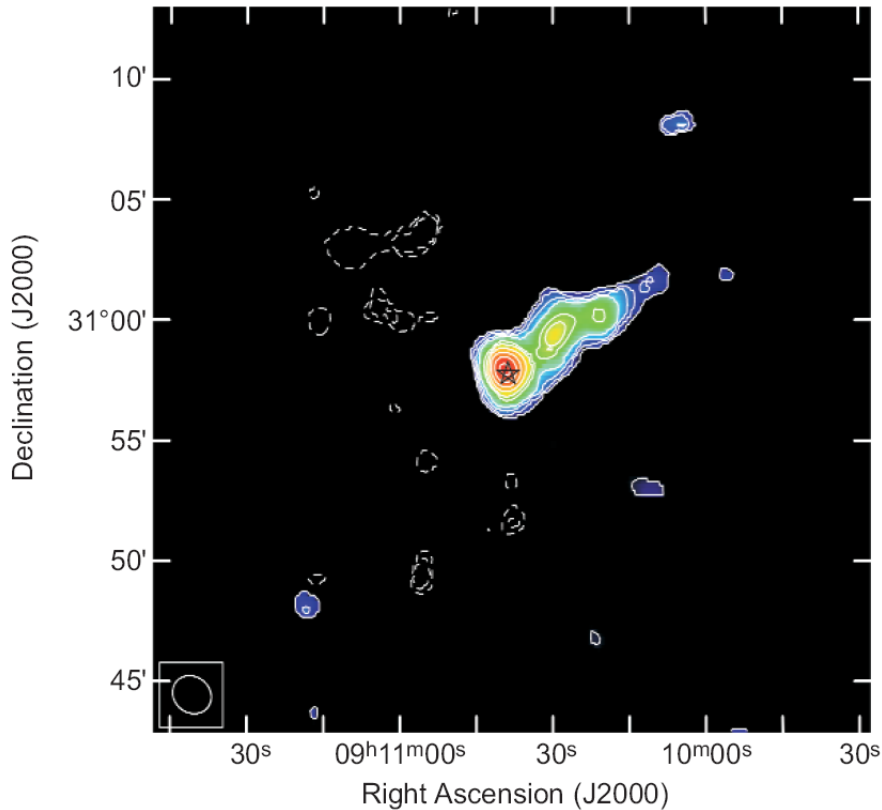


FIG. 3.7: Observation à 21 cm au VLA de l'enveloppe circumstellaire de RS Cnc. La résolution spatiale de l'image est de $102'' \times 90''$ (Matthews & Reid, 2007).

Ce résultat suggère que le traitement réalisé par Le Bertre et Gérard pour extraire le flux de la source de la confusion due à l'émission galactique pourrait avoir été affecté par cette extension lors de l'opération de réduction des données. En effet, le traitement consiste à appliquer la méthode du position-switch (voir 2.2), avec deux positions de références, à l'Est et à l'Ouest. En 2003, Le Bertre & Gérard ignoraient l'existence de cette émission vers le Nord Ouest et ont utilisé des positions de référence trop près de l'étoile centrale. Par ailleurs ils ont soustrait à la pose centrale la moyenne des poses Est et Ouest pour éliminer la confusion galactique. Mais dans le cas d'un gradient de

confusion quadratique, il y a un risque de sous-estimer le flux intrinsèque de la source (voir la section 2.2.2).

En suivant les procédés décrits dans la section 2.2.2, nous avons conclu que le flux avait effectivement été sous-estimé. Une étude des spectres obtenus en n'utilisant que la comparaison à l'Est de la source (cf. figure 6 de l'article ci-après) nous indique que la confusion est moins critique, et que nous pouvons nous appuyer sur les poses à l'Est pour réaliser notre traitement.

Malgré cette nouvelle réduction de données, nous nous sommes aperçus en établissant la carte de l'émission H I de RS Cnc que l'émission de la source reste très contaminée par la confusion galactique, surtout à l'Ouest, comme le montre la carte de la figure 3.8.

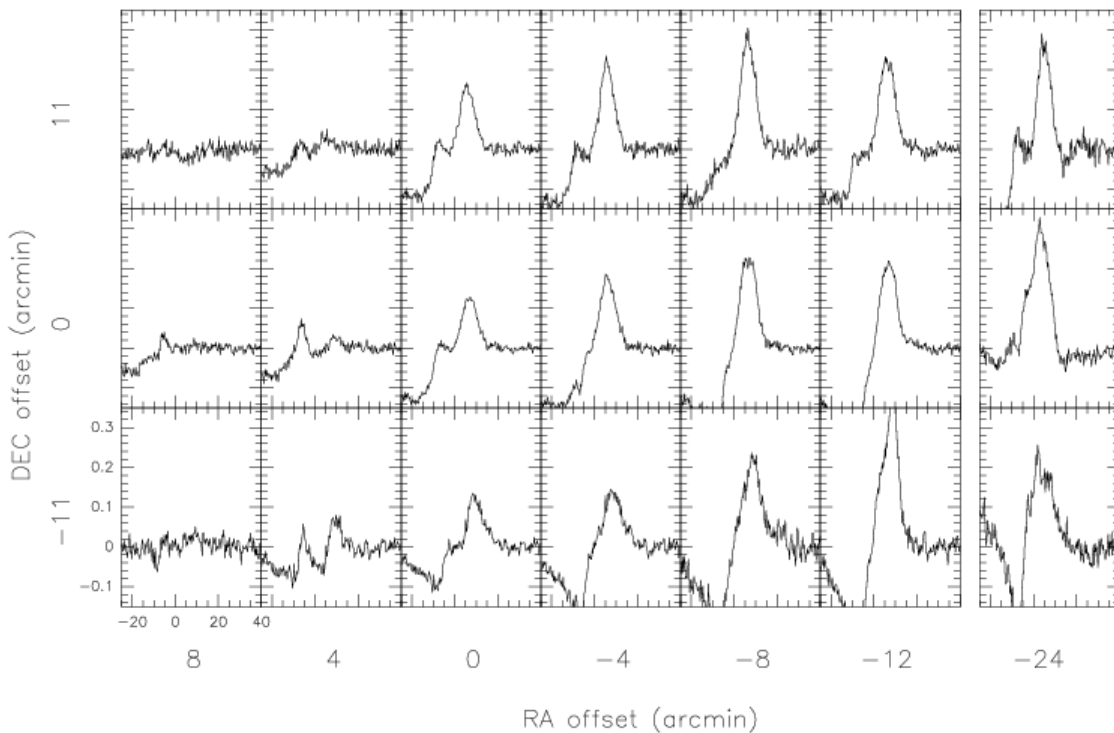


FIG. 3.8: Carte de l'émission H I de l'environnement de RS Cnc. Chaque spectre est exprimé en densité de flux (Jy) en fonction de la vitesse LSR (km s^{-1}).

RS Cnc est l'exemple typique où notre méthode de visualisation de l'environnement H I de la source est indispensable. En effet, la figure 7 de l'article qui suit montre très clairement une "vallée" qui sépare la source de la confusion, et cela à toutes les déclinaisons. Grâce à cette vallée, nous allons pouvoir mesurer la masse en hydrogène qui appartient

vraiment à l'enveloppe de la source, et ainsi pouvoir estimer son âge si l'on connaît le taux de perte de masse de l'étoile centrale.

Pour avoir une estimation du taux de perte de masse et essayer de comprendre les phénomènes internes à l'enveloppe, nous nous sommes donc intéressés à l'émission CO de RS Cnc, à 1 mm et 3 mm. Nous avons obtenu des données au PdBI dans 3 configurations, ainsi qu'au télescope de 30 m de l'IRAM, afin d'avoir la couverture du plan UV la plus complète possible (voir la section 2.3, et plus particulièrement la section 2.3.3 pour plus d'informations sur les techniques interférométriques et la couverture du plan UV).

L'étoile a été observée avant que la nouvelle génération de récepteurs ne soit installée. Nous avons donc pu acquérir en même temps les données CO(1-0) et CO(2-1). La calibration des données PdBI, ainsi que la création du produit final contenant les informations du 30 m ont été effectuées à l'aide de la suite de logiciels GILDAS.

Le premier résultat, présenté figure 3.9 montre, pour CO(1-0) et CO(2-1), un image striée, avec des résidus importants en dehors de la source présents quelle que soit la méthode de déconvolution utilisée.

En examinant les données, nous nous sommes aperçus que le pointage du télescope de 30 m était déficient le jour des observations. Nous avons donc recentré la grille (obtenue par la méthode d'observations On-The-Fly) en introduisant un décalage de $7.5''$ en ascension droite et $2''$ en déclinaison. Le résultat est montré sur la figure 2 de l'article qui suit. On constate que les stries dans l'image ont disparu, et que le niveau des résidus est retombé aux alentours de zéro.

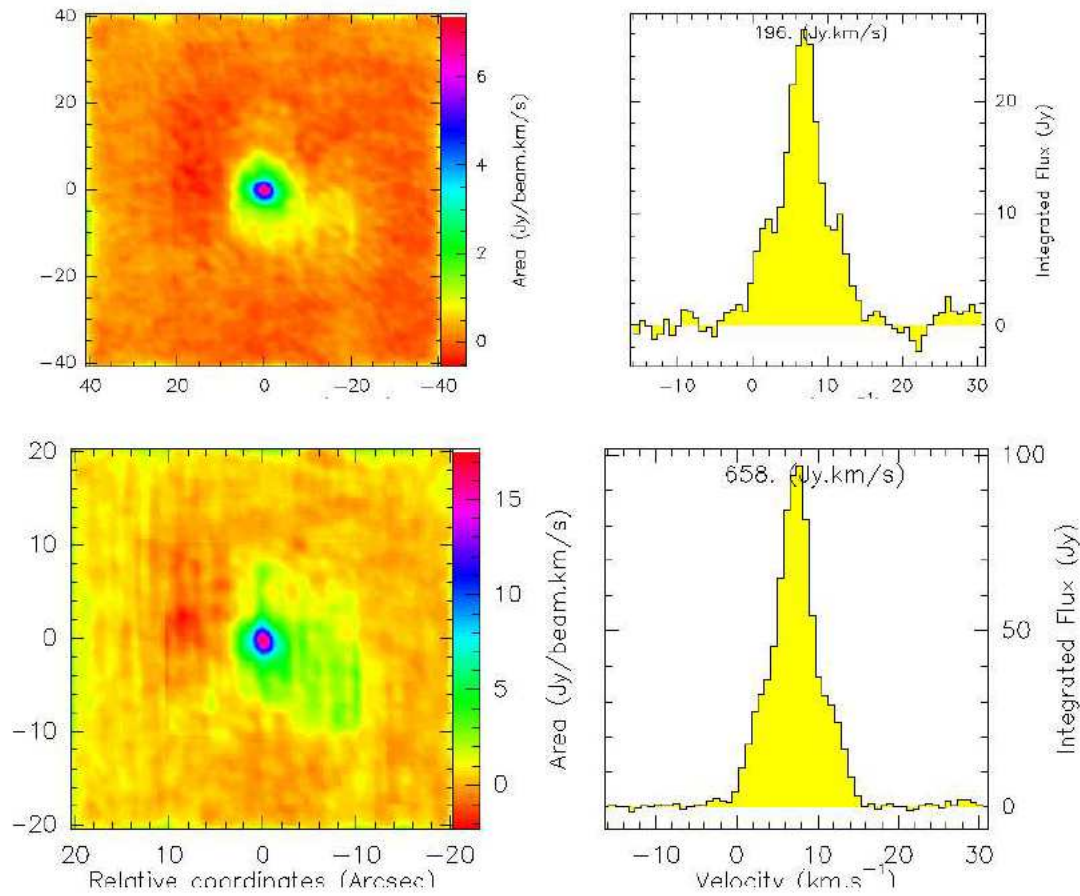


FIG. 3.9: Résultats préliminaires montrant l'émission en CO(1-0) (en haut) et CO(2-1) provenant de RS Cnc.

Les images intégrées en vitesse montrent des enveloppes sphériques, de $12''$ de rayon pour le CO(1-0) et de $8''$ de rayon pour le CO(2-1). On peut, une fois de plus, souligner la différence d'échelles accessibles entre les observations CO limitées par le rayon de photodissociation de la molécule qui rendent compte du vent interne de l'enveloppe (généralement quelques secondes d'arc) et les observations HI, qui décrivent les régions externes (de l'ordre de plusieurs minutes d'arc). La morphologie de l'émission CO est donc influencée par des phénomènes internes récents, tandis que celle de l'émission HI est modélisée par l'interaction avec l'environnement extérieur à l'enveloppe.

Les spectres intégrés montrent un profil composé de deux signatures : l'une large et l'autre étroite, et toutes deux centrées sur la vitesse radiale de l'étoile centrale ($\sim 7 \text{ km s}^{-1}$). En décomposant spectralement les images obtenues, on observe un décalage en vitesse dans le sens Nord/Sud par rapport à la vitesse systémique de 7 km s^{-1} . En

effet, la partie Nord de l'émission correspond à de la matière se déplaçant vers l'observateur, tandis que la partie Sud rend compte d'un gaz s'en éloignant. La partie centrale, quand à elle, est à la vitesse radiale de l'étoile. Le phénomène est plus prononcé dans le cas de CO(1-0) ; il est représenté figure 3.10.

Cette morphologie pourrait s'expliquer par un jet bipolaire, dont l'axe serait orienté légèrement vers l'observateur. Ce jet serait accompagné par une région centrale quasi-circulaire en expansion, ou en rotation. On voit, d'après la figure 5 de l'article, que la résolution angulaire n'est pas suffisante pour permettre d'en déduire la nature de la région centrale. Dans un futur proche, nous proposerons d'observer RSCnc avec l'extension maximale du PdBI, afin de bénéficier de la meilleure résolution angulaire et de déterminer si la région centrale est en rotation ou en expansion. En complément, nous nous intéresserons à la modélisation d'un jet bipolaire afin de confronter notre hypothèse aux observations.

Cet aspect de l'enveloppe moléculaire que nous avons mis en évidence ouvre des perspectives intéressantes car il permet de proposer une nouvelle interprétation à l'origine des profils composites CO observés pour d'autres étoiles AGB, et dont la structure des émissions n'est pas encore bien comprise. Par exemple, il serait judicieux de comparer le modèle en préparation avec l'émission de EP Aqr, X Her ou bien encore de Mira.

Nous avons donc mis en évidence l'existence de deux vents indépendants au sein de l'enveloppe de RSCnc : un vent à grande distance de l'étoile sculpté par l'interaction avec le milieu interstellaire, et un vent interne caractérisant un phénomène de perte de masse asymétrique, probablement associé à une émission bipolaire.

L'étude de l'environnement de RSCnc est riche en défis et en découvertes. Les observations HI et CO nous ont permis de tester la maturité des techniques que nous avons développées, et l'exploration des différentes échelles de l'enveloppe fait de ce travail l'étude la plus complète d'environnement circumstellaire à ce jour.

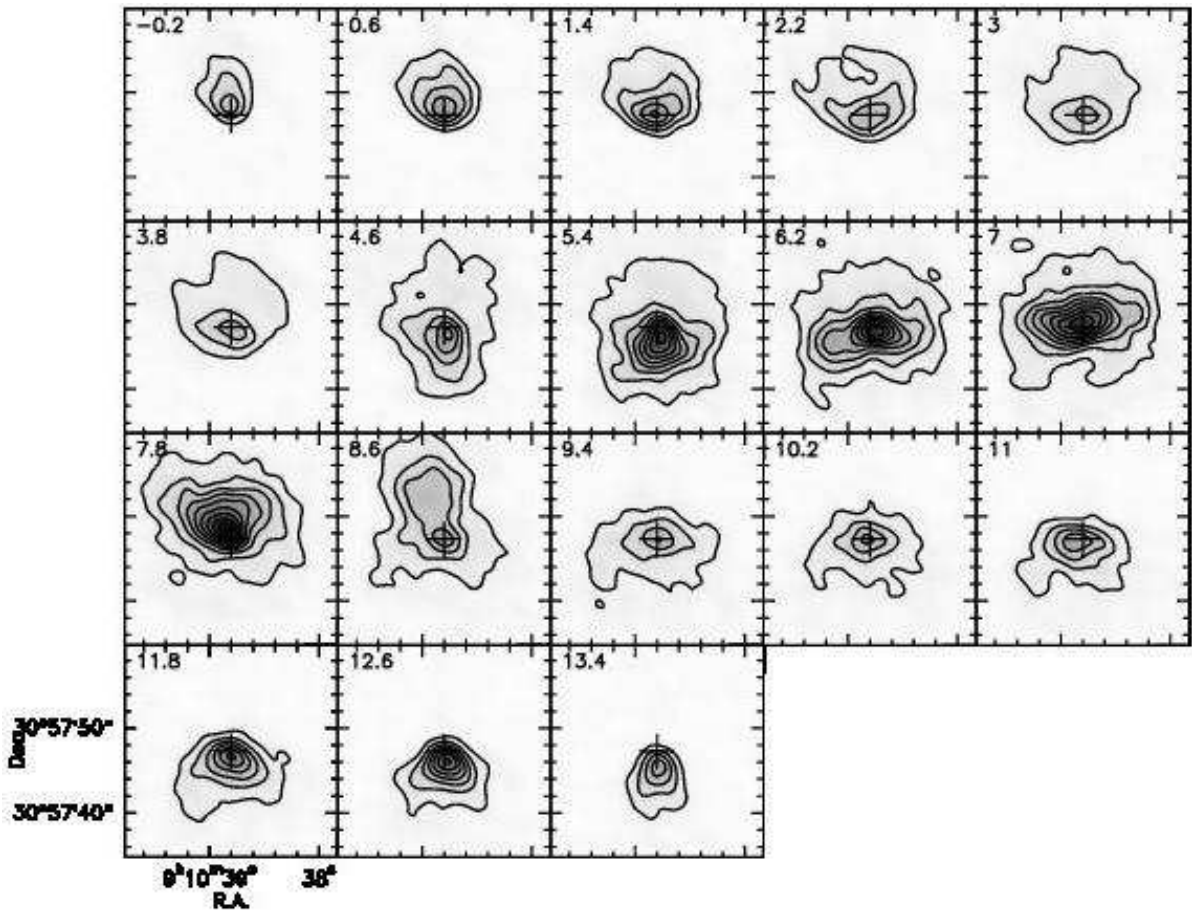


FIG. 3.10: L'émission CO(1-0) décomposée en vitesse. Chaque image contient un élément de résolution spectrale de 0.8km s^{-1} .

H I and CO in the circumstellar environment of the S-type star RS Cnc[★]

Y. Libert¹, J.M. Winters², T. Le Bertre¹, E. Gérard³, and L.D. Matthews⁴

¹ LERMA, UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France
e-mail: yannick.libert@obspm.fr

² IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St. Martin d'Hères, France

³ GEPI, UMR 8111, Observatoire de Paris, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

⁴ MIT Haystack Observatory Off Route 40 Westford, Massachusetts, USA

Preprint online version: June 19, 2009

ABSTRACT

Context. The history of mass-loss during the AGB phase is key to understanding the stellar evolution and the gas and dust replenishment of the interstellar medium. The mass loss phenomenon presents fluctuations at large varieties of timescales and can generate winds with a complex geometry.

Aims. We study the respective contributions of the central source and of the external medium to the complex geometry of circumstellar ejecta.

Methods. This paper presents interferometric and single-dish CO rotational line observations along with H I data obtained for the oxygen-rich semi-regular variable RS Cnc, in order to probe its circumstellar environment at different scales.

Results. With the Plateau de Bure Interferometer and the IRAM 30-m telescope, we detect both the CO(1-0) and the CO(2-1) rotational lines from RS Cnc. The line profiles are composite, comprising two components of half-width $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$ and $\sim 8 \text{ km s}^{-1}$ respectively. Whereas the narrow velocity component seems to originate from an equatorial disk in the central part of the CO envelope, the broad component reveals a bipolar structure, with a north-south velocity gradient. In addition, we obtain new H I data on the source and around it in a field of almost 1 square degrees. The H I line is centered at $v_{\text{LSR}} = 7 \text{ km s}^{-1}$ in agreement with CO observations. A new reduction process reveals a complex extended structure in the northwest direction, of estimated size $\sim 18'$, with a position angle ($\sim 310^\circ$) opposed to the direction of the stellar proper motion ($\sim 140^\circ$). We derive an H I mass of $\sim 3 \cdot 10^{-2} M_\odot$ for this structure. We use a non spherical simulation to test the hypothesis that it results from interaction of the circumstellar ejecta with the surrounding medium.

Conclusions. We explore two related but well separated regions of the circumstellar environment around RS Cnc using CO and H I lines. With CO, we probe the recent history of mass loss that shows a bipolar geometry which is probably related to the intrinsic behavior of the mass loss process. In H I, we find a trail of gas, in a direction opposite to the proper motion of RS Cnc lending support to the hypothesis of an interaction with the interstellar medium. This work illustrates the powerful complementarity of CO and H I observations with regard to a more complete description of circumstellar environments around AGB stars.

Key words. stars: individual: RS Cnc – stars: mass-loss – stars: AGB and post-AGB – stars: winds, outflows – radio lines: stars – circumstellar matter

1. Introduction

During their evolution on the asymptotic giant branch (AGB), low- and intermediate-mass stars experience mass loss at variable rates covering a large range of values (10^{-8} - $10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$). Most of this process is expected to occur at the end of the AGB phase, and there is a large body of observations (obtained mainly in the infrared and radio range, Olofsson 2004) supporting this view. There is also evidence of mass loss at a low rate from less luminous stars, especially those in the early phase of the AGB ($\sim 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$; Omont et al. 1999). Up to now it has been difficult to evaluate the relative contribution of mass loss occurring at a low rate for a long period of time, and mass loss occurring at a large rate for a short period. It requires probing circumstellar shells over large sizes in order to obtain information on the history of mass loss.

IRAS has discovered extended emission at 60 and 100 μm around several AGB stars in the solar neighborhood (Young et al. 1993a). These emission reveal dusty envelopes of large size ($\sim 1 \text{ pc}$ and more), sometimes detached from the central star, that probably result from the interaction of expanding shells with the surrounding interstellar medium (ISM, Young et al. 1993b). Evolutionary models of the interaction of AGB outflows with the ISM predict large regions, up to 2.5 pc, of neutral atomic gas surrounding AGB stars (Villaver et al. 2002). Observations of the atomic hydrogen line at 21 cm with the Nançay Radio Telescope (NRT) have revealed such large circumstellar regions (Gérard & Le Bertre 2006, hereafter GL2006). These observations are sometimes difficult to interpret due to the competing emission of hydrogen in the ISM, but they can provide unique information on the kinematics and physical conditions of the gas within the external regions of circumstellar shells. For instance the H I observations of Y CVn show that its detached shell results from the slowing-down of a long-lived stellar wind by surrounding matter and that the gas is at a typical temperature of $\sim 200 \text{ K}$ (Libert et al. 2007, hereafter Paper I).

[★] Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

Evolved stars on the AGB are moving through their local ISM sometimes at relatively large velocities (e.g. Mira at $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$). Villaver et al. (2003) have performed numerical simulations of the evolution of the circumstellar environment of a low-mass star moving supersonically through its surrounding ISM. They found that the circumstellar shell is progressively distorted, and predicted the formation of a cometary structure behind the star where most of the mass ejected during the AGB phase could be stored. In their survey of H I from red giants, GL2006 found emission shifted in position and in velocity with respect to the central stars, and suggested that it could be an effect of the stellar motion relative to the ISM. Using the Very Large Array (VLA), Matthews & Reid (2007, hereafter MR2007) have imaged the H I emission from RS Cnc discovered by Gérard & Le Bertre (2003, hereafter GL2003). Their image reveals the head-tail morphology expected from the motion of the star through the ISM. The same kind of structure was found for Mira by Matthews et al. (2008), and these authors proposed that extended gaseous tails may be ubiquitous in mass losing evolved stars. The Mira's case is of special interest because, using GALEX, Martin et al. (2007) discovered a tail visible in the far-ultraviolet and extending over 2 degrees on the sky. The H I spectra obtained with the NRT, at different positions along the tail up to 2 degrees reveal a deceleration of the circumstellar gas by the local ISM. Recently, Libert et al. (2008, hereafter Paper II) found evidence of an extended gaseous tail associated with RX Lep, with physical conditions similar to those in the Y CVn detached shell.

In the present paper we revisit the case of RS Cnc in order to better document the interaction between circumstellar shells and the ISM. In addition to having an already known cometary morphology in H I, this source appeared particularly well suited for such study because, from observations in the CO rotational lines, there is evidence of a long term variation in the characteristics, such as the expansion velocity and the mass-loss rate, of its outflow (Knapp et al. 1998, hereafter K1998) as well as of a bipolarity in the inner molecular shell (Neri et al. 1998). By combining CO and H I results, we can thus explore the respective effects of possibly interacting wind, and of asymmetric mass loss, on the properties of the outer circumstellar shell. The complementarity of CO and H I data was already profitably exploited in our study of the circumstellar environment of RX Lep (Paper II).

2. Observational results

2.1. RS Cnc

RS Cnc is an oxygen-rich late-type giant (HR 3639; M6IIIase) that shows an excess of heavy s-process elements (Smith & Lambert, 1986) and Te lines in its optical spectrum (Lebzelter & Hron 1999). It is an intrinsic S star (CSS 589) in the thermally pulsing phase of the AGB. Using the FRANEC stellar evolution code, and fitting the abundances determined by Smith & Lambert, Busso & Palmerini (2009) estimate that it is presently a $1.2 M_{\odot}$ star (with $M_{\text{ZAMS}} \sim 1.5 M_{\odot}$), in its ~ 20 th thermal pulse (10th with dredge-up). It is a semi-regular variable of type SRc with periods of order 130 and 250 days (Adelman & Dennis 2005; Howarth 2005). The effective temperature is $\sim 3200 \text{ K}$ (Dumm & Schild 1998; Dyck et al. 1996; Perrin et al. 1998). With a temperature much higher than 2500 K , and following Glassgold & Huggins (1983), we expect that most of its hydrogen should be in atomic form from the stellar atmosphere outwards.

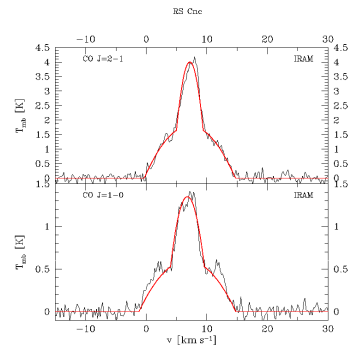


Fig. 1. 30-m spectra centered on RS Cnc. The fit of a two-wind model is shown in red (see Sect. 2.2). The abscissas are in LSR velocity and the spectral resolution is smoothed to 0.2 km s^{-1} . The $T_{\text{mb}} - \text{Jy}$ conversion factor is 5.3 Jy.K^{-1} (at 230 GHz) and 4.8 Jy.K^{-1} (at 115 GHz)

The parallax measured by Hipparcos is $8.21 \pm 0.98 \text{ mas}$ (Perryman et al. 1997) which translates into a distance of 122 pc that has been adopted in different recent works. The New Reduction of the Hipparcos Data yields $6.97 \pm 0.52 \text{ mas}$ (van Leeuwen 2007). Hereafter we will keep the former estimate, with the caveat that the distance could in fact be slightly larger (by 10-20%). The proper motion, corrected for the Sun motion towards the apex, is 20 mas yr^{-1} in Right Ascension (RA) and -21 mas yr^{-1} in Declination (Dec). RS Cnc is therefore moving, in the plane of the sky, southeast (PA = 137°) at 17 km s^{-1} . With a radial velocity, $V_{\text{LSR}} = 7.5 \text{ km s}^{-1}$ (see Sect. 2.2), we estimate the 3-D velocity of RS Cnc at 18.6 km s^{-1} .

RS Cnc was found to be extended in the IRAS data at $60 \mu\text{m}$ with the indication of a detached shell ($R_{\text{in}} = 1.0'$ or 0.036 pc at 122 pc , and $R_{\text{out}} = 5.8'$ or 0.21 pc ; Young et al. 1993a). Furthermore evidence for present mass loss is given by the detection of a silicate feature in emission at $10 \mu\text{m}$ (IRAS, Speck et al. 2000).

RS Cnc was a target in many radio-line surveys. Up to now only rotational lines of CO (Nyman et al. 1992) and the 21-cm H I line (GL2003) have been detected. To date, there has been no reported detection of radio continuum emission.

2.2. Rotational lines of CO

The CO(1-0) emission from RS Cnc was first detected by Nyman et al. (1992) with a line centered at $V_{\text{LSR}} = 7.5 \text{ km s}^{-1}$. The source was then observed by K1998, using the 10.4 m telescope of the Caltech Submillimeter Observatory, thus providing high resolution profiles for both the CO(2-1) and the CO(3-2) lines. In their spectra, the lines are also centered at 7.5 km s^{-1} and exhibit a composite profile made of a narrow feature, of half-width $\sim 2.6 \text{ km s}^{-1}$, superimposed on a broader one of half-width $\sim 8.0 \text{ km s}^{-1}$. K1998 interpret these profiles as produced by two successive winds with different expansion velocities (respectively 2.6 km s^{-1} and 8 km s^{-1}) and different mass-loss rates ($2.3 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $1.0 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). This type of profile is not isolated among AGB stars, though it seems more frequent among semiregular variables than among Miras. An explanation of this phenomenon, as proposed in K1998, is that a change in the wind properties could occur when the central star undergoes a major change in its properties (e.g. luminosity, pulsation mode

Table 1. Results of the 30-m CO spectral line fitting

		v_* (km s^{-1})	v_{exp} (km s^{-1})	\dot{M} ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	photodissociation radius (cm)
(1-0)	broad	6.8	8.0	4.10×10^{-7}	3.37×10^{16}
	narrow	6.8	2.8	1.09×10^{-7}	2.38×10^{16}
(2-1)	broad	7.2	7.5	3.23×10^{-7}	3.01×10^{16}
	narrow	7.2	2.2	6.69×10^{-8}	1.97×10^{16}

or chemistry), the slow wind being the mark of the onset of a new mass loss phase.

Neri et al. (1998) also observed RS Cnc in CO(1-0) and (2-1) using the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) combined with the IRAM 30-m telescope. The observations were performed in October 1990 using the three Bure antennas available at that time. The authors find an extended CO shell, with a size of about $10''$. The position-velocity diagrams indicate that the envelope is not spherically symmetric and suggest a bipolar geometry. Nevertheless, their spatial resolution ($7''$), as well as their spectral resolution, are not sufficient to characterize this phenomenon in more detail.

Thus, we have re-investigated the CO(1-0) and CO(2-1) emission of RS Cnc with the PdBI and the 30-m telescope with the same observational strategy as for EP Aqr (Winters et al. 2007), a semiregular variable of M-type which shows prototypical composite CO line profiles (K1998, Winters et al. 2003). The interferometric data were obtained between November 2004 and April 2005 using 6 antennas in 3 configurations (B, C and D; the latter being the most compact configuration) for a total of 20 hours of integration time. To recover the short spacing information and restore the extended emission filtered out by the interferometer, we obtained on-the-fly (OTF) maps centered on the stellar position of RS Cnc at the IRAM 30-m telescope. A region of $100'' \times 100''$ was covered. Each OTF map consisted of 21 lines separated by $5''$; each scan includes 25 dumps giving a spatial resolution of $4''$. The area has been covered 13 times to achieve a signal-to-noise ratio of ~ 5 for the broad component. To increase the quality of the spectra, we chose to smooth them to a resolution of 0.8 km s^{-1} .

The results of the 30-m observations (Fig. 1) already give some important parameters of the wind. The averages of the spectra around the center position in the map present a two component profile as observed by K1998 and Neri et al. (1998). We find an expansion velocity of 8 km s^{-1} for the CO(1-0) broad component, and 2.8 km s^{-1} for the narrow one. Both features are centered on $v_* = 6.8 \text{ km s}^{-1}$. For the CO(2-1), the expansion velocity associated with the broad component is 7.5 km s^{-1} , and we find 2.2 km s^{-1} for the narrow one. The features are centered on $v_* = 7.2 \text{ km s}^{-1}$. We apply the method described in Winters et al. (2003, their Sect. 4.3), to estimate the mass-loss rate and the CO photo-dissociation radius using the line fitting shown in Fig. 1. The results are reported in Table 1.

The images produced after merging the PdBI and the 30-m data and subtracting the continuum are shown in Fig. 2. For the CO(1-0) emission, the field of view is $44'' \times 44''$ and the angular resolution is $\sim 2.6''$. For the (2-1) transition, the field of view is $22'' \times 22''$ and the angular resolution is $\sim 1.4''$.

We detect emission around RS Cnc in both CO(1-0) and CO(2-1) lines. According to the azimuthal average (Figs. 3) computed for the central channel at 7 km s^{-1} , the CO(1-0) shell extends up to $\sim 12''$ in radius, whereas the CO(2-1) reaches only $\sim 8''$. The integrated fluxes are 205 Jy km s^{-1} and 829 Jy km s^{-1} in respectively CO(1-0) and CO(2-1), in agree-

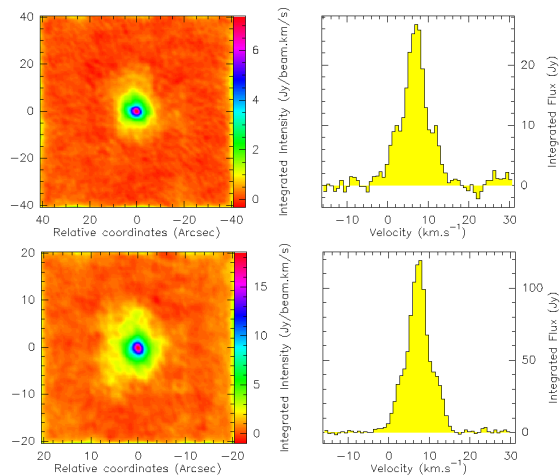


Fig. 2. Integrated CO(1-0) (upper panel) and CO(2-1) (lower panel) emission of RS Cnc. The integrated spectra are computed over the images. The beam size and its position angle are $2.61 \times 1.98''$ and 51° for the CO(1-0) line, and $1.38 \times 0.97''$ and 27° for the CO(2-1) line.

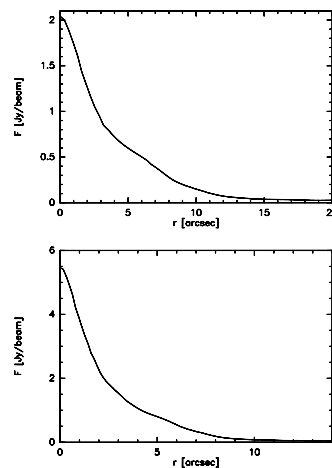


Fig. 3. Azimuthal average of the CO(1-0) (upper panel) and CO(2-1) (lower panel) brightness distribution in the central channel. The spectral resolution is 0.8 km s^{-1} .

ment with Neri et al. (1998). A careful look at the velocity spread indicates a north/south gradient (Fig. 4), the same already hinted at by Neri et al. (1998). This effect appears in both lines, however it is seen more clearly in the CO(1-0) line. The velocity ranges from 0 km s^{-1} to 14 km s^{-1} , centered around $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$, the lower (blueshifted) velocities being offset to the north, whereas the higher (redshifted) velocities are emitted by material extending to the south. The position-velocity diagrams show two perpendicular S-shape structures, one extending from 0 to 15 km s^{-1} , and the other from 4 to 10 km s^{-1} (Fig. 5).

We detect an unresolved continuum source with a flux density of 5.4 mJy at 2.6 mm (rms noise 0.3 mJy) and 16 mJy at 1.3 mm (rms noise 0.4 mJy), centered on the stellar position of

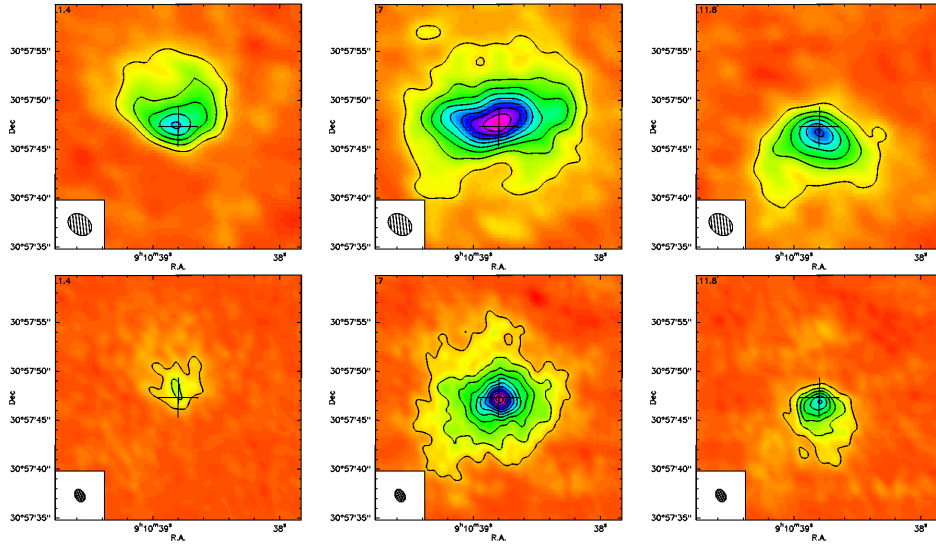


Fig. 4. CO(1-0) (upper panels) and CO(2-1) (lower panels) emission of RS Cnc. The channel maps correspond to velocities at, from left to right: 1.4 km s^{-1} , 7 km s^{-1} and 11.8 km s^{-1} . The contour levels range from 0.1 to 0.8 Jy.beam^{-1} with a step of 0.1 Jy.beam^{-1} for the CO(1-0), and 0.2 to 2.2 Jy.beam^{-1} with a step of 0.2 Jy.beam^{-1} for the CO(2-1).

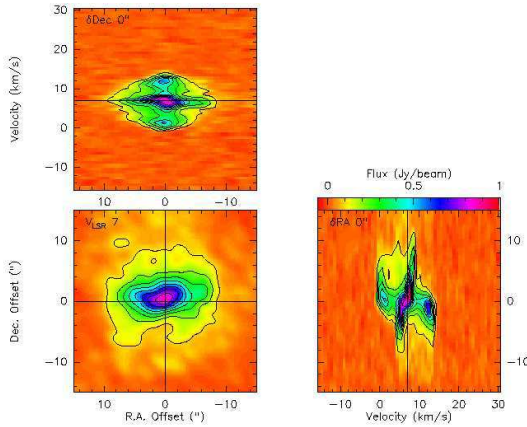


Fig. 5. Lower left panel: CO(1-0) channel map at 7 km s^{-1} . Upper left: position (RA)-velocity diagram at the Dec of the star. Lower right: velocity-position (Dec) diagram at the RA of the star. The contour levels range from 0.1 to 0.8 Jy.beam^{-1} with a step of 0.1 Jy.beam^{-1} .

RS Cnc. Adopting an effective temperature of 3226 K and a radius R_* of $192 R_\odot$ as given by Dumm & Schild (1998), and assuming a distance of 122 pc, the black body law results in fluxes of 5.3 mJy at 2.6 mm, and 21 mJy at 1.3 mm. Thus, there is no evidence of an excess of radio emission in addition to the stellar photosphere, and an optically thick radio photosphere at $2R_*$ (e.g. Reid & Menten, 1997) is excluded for this source, similarly to EP Aqr (Winters et al. 2007).

2.3. H I observations

RS Cnc was first detected in the H I line at 21 cm by GL2003 using the Nançay Radiotelescope (NRT). After Mira (Bowers & Knapp 1988), it was the second AGB star detected in emission at 21-cm. The NRT is a meridian telescope with a rectangular primary mirror of effective dimensions $160 \times 30 \text{ m}$. At 21 cm, this translates to an angular resolution of $4'$ in RA and $22'$ in Dec. The data were obtained mostly in the position-switch mode with off-positions at $\pm 4'$, $\pm 6'$, $\pm 8'$, and $\pm 12'$ in RA. Despite a strong contamination around -8 km s^{-1} LSR due to the interstellar H I emission, the source was detected close to the expected velocity. The line profile obtained by averaging all the position-switched spectra is composite and reminiscent of the CO rotational line profiles. A narrow rectangular component of width 4 km s^{-1} appeared over a broad quasi-gaussian component of width (FWHM) $\sim 12 \text{ km s}^{-1}$. GL2003 interpreted this detection in support of the Glassgold & Huggins (1983) model which predicts that atomic hydrogen should dominate in circumstellar environments of late-type stars with effective temperature larger than 2500 K.

Using the VLA, MR2007 found that the H I source has a compact feature centered on the star, plus a filament extending $\sim 6'$ to the northwest (PA $\sim 310^\circ$). This morphology suggests a physical association with RS Cnc and MR2007 concluded that the observed atomic hydrogen originates in the stellar atmosphere.

From this recent work it is clear that the source detected by GL2003 is much larger than the NRT beam in RA and that its own flux contributed to the reference positions that they put at $-4'$, $-6'$, and $-8'$, resulting in a decrease of the total measured flux and possibly in a deformation of the line profile obtained by GL2003. In view of the particular interest of RS Cnc, and of this problem, we have obtained more H I data with the NRT, covering a much larger region around RS Cnc in order to allow a better separation between the genuine stellar emission and the

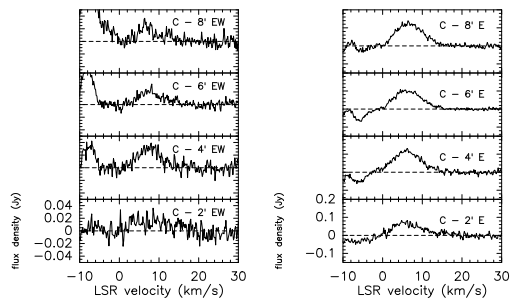


Fig. 6. RS Cnc position-switched spectra. The left panel shows spectra obtained using both the east and west offset position. The right panel displays the spectra obtained with the east comparison only.

ambient Galactic H I emission. We analyzed the complete body of data with a new approach taking into account the northwest extension of the source discovered by MR2007.

The whole set of the NRT data including the most recent observations of RS Cnc represent a total of 118 hours of observing time, between May 2002 and October 2008. Data were obtained using the position-switch technique with two off-positions (east and west) and a beam throw up to 32'. The vicinity of RS Cnc was sampled every half beam in RA and in Dec. Each spectrum has a bandwidth of 165 km s^{-1} and a channel width of 0.08 km s^{-1} . For convenient analysis, we smoothed the spectra with a Hanning filter down to a spectral resolution of 0.16 km s^{-1} . The data were processed with the CLASS software, part of the GILDAS¹ package developed at IRAM (Pety 2005).

Following the method described in Paper II, we revisit the analysis of the H I data of RS Cnc. Fig. 6 (left panel) shows the position-switched spectra obtained with the two east and west off-positions averaged and subtracted from the ON profile spectrum. If the offset spectra were free from source emission, the resulting lines should reach a maximum intensity as the distance of the offset position increases. But, Fig. 6 (left panel) clearly shows that, instead of converging toward a maximum intensity, the peak decreases. This means that at least one of the offset references is contaminated either by the source itself, or by the Galactic H I emission. Fig. 6 (right panel) shows the results of the position-switched spectra obtained by subtracting the east reference only. In that case, the intensity reaches a maximum around 4' east. Consequently, we can consider that the east side of the source is not polluted by source emission beyond 4' east, and we choose only the eastward reference to process the map. The average of the spectra with off-positions selected only beyond 4' to the east is considered to be free from the intrinsic source emission, and is adopted as the center spectrum of RS Cnc.

Separating the genuine emission of the source from the underlying contamination is still a critical problem. Thus, we used the method described in Paper II to produce a more practical display of the H I emission around RS Cnc. The result is shown in Figs. 7, 8 and 9. These figures present the spectra for every step in RA obtained with the NRT at different declinations around the source. These views clearly show that the east side of RS Cnc is free of H I confusion and that there is an additional polluting emission to the west, broader than the expected emission of RS Cnc, and not centered at its LSR velocity, but rather

blueshifted by $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$. But the remarkable feature common to all of the 3D views is a “valley” located near $\text{RA} = 16'$ to the west, at all radial velocities, that separates the RS Cnc H I emission from the Galactic background emission. This spatial separation is most useful because the H I confusion occurs at radial velocities close to that of RS Cnc. The expected width of the line and the radial velocity of the star derived from the CO observations (Sect. 2.2) combined with this display allows us to constrain the full extent of RS Cnc and isolate the intrinsic emission (Fig. 7, dashed ellipse). Thus, we estimate that the circumstellar emission is lying between 2' east and 16' west, leading to a size of the H I envelope of $\sim 18'$ ($\sim 0.65 \text{ pc}$ at 122 pc).

Fig. 7 reveals that the H I emission of RS Cnc has been underestimated in GL2003, due to the offset of the H I emission to the west originating either from the source or from the Galactic hydrogen. The center spectrum exhibits a quasi-Gaussian component, of intensity 0.129 Jy , centered at $V_{\text{LSR}} = 6.97 \pm 0.06 \text{ km s}^{-1}$ and $\text{FWHM} = 7.8 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$, in good agreement with previous CO results and our new IRAM data.

At 11' north and 11' south, the confusion is more critical and nearly coincides in velocity with the source, making the separation less easy. Besides, the intrinsic emission of the source appears to arise on top of some underlying Galactic emission. Thus, we need to evaluate the background emission for each set of spectra obtained at a given Dec, from -11' south to 44' north. We fit a linear baseline to the emission beyond 2' east and 16' west, in the LSR velocity range of RS Cnc, i.e. 8 km s^{-1} . By integrating the resulting spectra and summing them up, we derive an integrated flux of $7.7 \text{ Jy} \times \text{km s}^{-1}$, which translates, at 122 pc to $\sim 2.7 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ in atomic hydrogen.

3. Interpretation

We observe a CO profile made of two components: a narrow component superimposed on a broad one, centered at $\sim 7 \text{ km s}^{-1}$ (Sect. 2.2). Owing to the high resolution measurements from the PdBI, we are able to separate and identify the nature of each component. The narrow component originates from the innermost regions of the CO shell, whereas the broad component is spatially more extended and presents a north/south asymmetry coupled with a velocity gradient: the northern emission comes from the blueshifted region of the feature, and the southern emission from the redshifted one.

Such a morphology could be explained by the combination of a bipolar outflow and an equatorial waist, or “disk”. The absence of a velocity gradient in the east/west direction indicates that the projection of the outflow polar axis should be at a PA close to zero. The northern part then should point toward the observer to account for the observed north/south velocity gradient.

Although this hypothesis explains the north/south CO extension, it does not describe the nature of the equatorial region, which could be either a disk in expansion or in rotation. The S-shape morphology that we find in the position-velocity diagram at the declination of the source (Sect. 2.2) has to be carefully modeled in order to separate the two possibilities. For a Keplerian rotation the tangential velocity varies as $1/\sqrt{r}$, whereas for an expanding disk it reaches asymptotically a given projected terminal velocity (e.g. Bujarrabal et al. 2005). Our CO data of high quality will be further analysed in a paper in preparation (Libert et al., 2009).

H I observations are more difficult to interpret, because of the confusion with the ISM lying close in velocity to the intrinsic emission. We find a much more extended H I emission

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

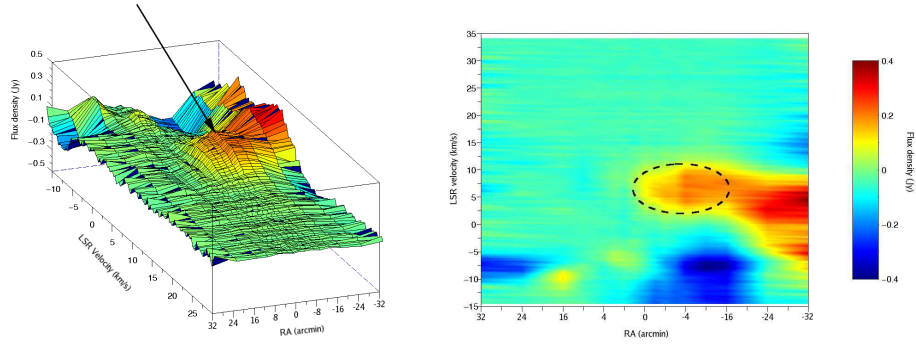


Fig. 7. Left panel: position (RA)-velocity-flux 3D view of RS Cnc at the declination of the star. The arrow points to the H I cloud associated with RS Cnc. Right panel: the same data projected in a 2D view, the dashed ellipse delineates the assumed H I emission from the source.

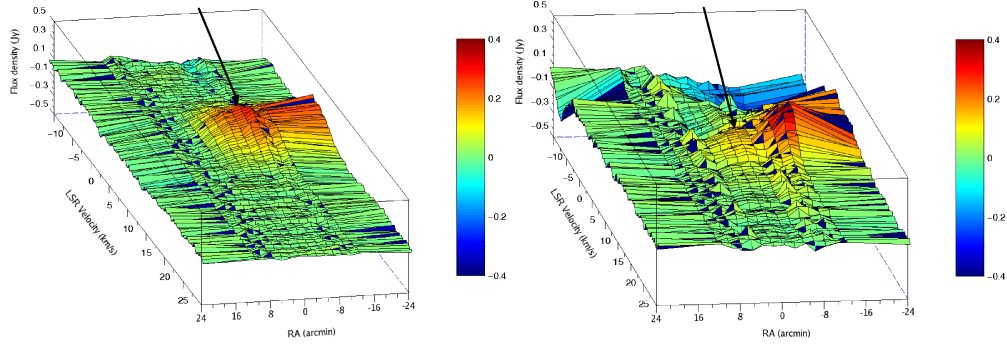


Fig. 8. Same as in Fig. 7, left panel, for 11' north (left panel) and 11' south (right panel). The arrow points to the assumed position of the RS Cnc H I emission.

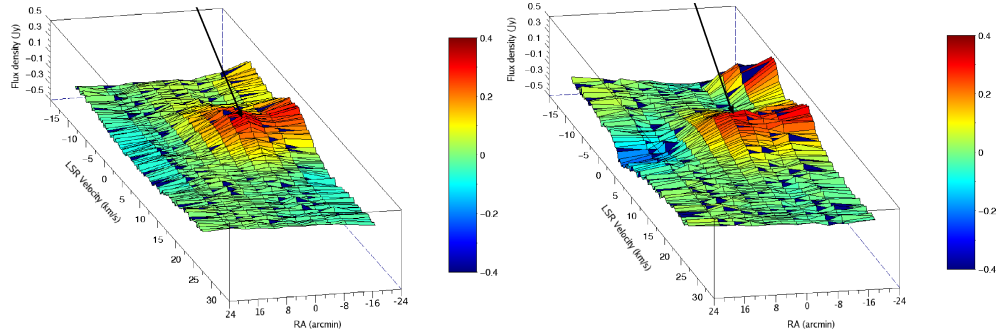


Fig. 9. Same as in Fig. 7, left panel, for 22' north (left panel) and 44' north (right panel). The arrow points to the assumed position of the RS Cnc H I emission.

than GL2003 and MR2007, leading to an estimate of the RS Cnc hydrogen mass of $\sim 3 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$, compared to the $\sim 1.5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ from both GL2003 and MR2007.

However, these results cannot be directly compared, as our estimate takes into account much more distant parts of the RS Cnc envelope, with data obtained up to 44' to the north (Fig. 9). The H I mass that we derive from an area comparable to the VLA primary beam (30') is $9.6 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$, only ~ 6 times larger than the estimate of MR2007. Because of the interstel-

lar contamination, there is some uncertainty in the present estimate. However, the discrepancy between the two results is real. It might in part come from a filtering of the source emission by the VLA interferometer. Indeed de Pater et al. (1991) show that, for a source with a Gaussian profile of FWHM = 18', the actual fraction of the flux detected by the VLA in the D configuration could be only 15%, in agreement with our factor 6. However, we caution that the emission from RS Cnc is probably not as smooth as a Gaussian profile, which is the worst situation dis-

Table 2. Parameters used for the H I modelling and derived quantities.

\dot{M} (in atomic hydrogen)	$1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
M (in atomic hydrogen)	$2.45 \times 10^{-2} M_{\odot}$
Age	2.45×10^5 years
PA	135°
r_1	3.5×10^{-3} pc (0.10 ')
r_2 ($\phi = 0^{\circ}$)	0.46 pc (13 ')
r_2 ($\phi = 180^{\circ}$)	1.06 pc (30 ')
a	0.37 s^{-1}
b	0.19 s^{-1}
v_{exp}	7.5 km s^{-1}
v_2 ($\phi = 0^{\circ}$)	0.28 km s^{-1}
v_2 ($\phi = 180^{\circ}$)	2.1 km s^{-1}
T_1	1800 K
T_2	200 K

cussed by de Pater et al. In particular, if the envelope has small scale-structure, the VLA would miss much less flux than quoted above.

In order to apprehend the genuine contribution of the source, and the extent of its emission, we apply the model already used in GL2006. This model simulates a mass-losing AGB star interacting with an interstellar flow that deforms its shell. It assumes an initially spherical and isotropic wind, at a constant mass-loss rate. To simulate a nonisotropic interaction, the velocity decreases linearly from an inner radius, r_1 (expressed in arcminute), following an empirical law $v = v_{\text{exp}} - (a + b \cos(\phi))(r - r_1)$, where ϕ is the polar angle. This modeled outflow presents a maximum slowing down at $\phi = 0^{\circ}$ and a minimum at $\phi = 180^{\circ}$, thus creating an egg-shaped geometry. We orient this ‘‘egg’’ in the plane of the sky with its short dimension ($\phi = 0$) at PA = 135° . In addition, we complete the simulation by accounting for the temperature inside the shell, using the expression adopted for Y CVn, in Paper I: $\log\left(\frac{T}{T_1}\right) = c \log\left(\frac{r}{r_1}\right)$ (where c is a constant and T_1 is the temperature at r_1). The H I spectral emission of this object can then be evaluated and compared to the observations.

With a constant mass-loss rate of $1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and a maximum size of $\sim 30'$ at a PA of 315° , we computed the spectra shown in Fig. 10. The parameters are summarized in Table 2. We use a temperature and a density profile that are consistent with our previous studies (Y CVn, Paper I; RX Lep, Paper II). Although the spectra close to the center are well reproduced, we find that the data in the northwest and the southeast positions are not well fitted by the calculated profiles. In the northwest, the problem could be that our simulation does not include the confusion lying under the source (cf. Fig. 8). Indeed, the offset positions at $22'$ and $44'$ north are too much contaminated by the Galactic H I emission to be reproduced by the simulation. For the southeast problem, the simulation only describes a radial flow whose direction is unaffected by the ISM. Instead, the interaction with the ISM must set in at some distance from the star: the wind material is not only decelerated in the direction of motion, but also swept downstream to form a tail. This effect will move the center of mass of the H I envelope downstream away from the central star as seen for instance in Mira (Matthews et al., 2008). A more elaborated model, such as the one developed by Villaver et al. (2003), is needed to describe this phenomenon.

4. Discussion

We find a total circumstellar H I mass of $0.03 M_{\odot}$. Nevertheless, it is still a small part of the total mass lost by the star during its evolution. Perhaps some matter lies beyond the limit that we

have defined in Fig. 7, and is now indistinguishable from interstellar matter. On the other hand, our mass loss estimate is compatible with that used by Busso & Palmerini (2009) for the present thermal pulse cycle ($0.026 M_{\odot}$, hence $0.02 M_{\odot}$ in H I). However they find a duration for this cycle (5×10^4 years) smaller than our age estimate (2.5×10^5 years, Table 2). Therefore our integration might encompass mass lost during several thermal pulse cycles (4 to 5). On the other hand, in that case our present evaluation of the hydrogen mass would then underestimate the mass expelled by RS Cnc during these 4-5 cycles ($\sim 0.1 M_{\odot}$). We caution that the separation between the genuine H I emission from RS Cnc and the background H I gas is somewhat uncertain and we cannot be sure that the linear interpolation of the Galactic emission behind the source is fully correct. Also, if the stellar effective temperature was lower in the past than now, some hydrogen could still be in molecular form. Observations of the $28 \mu\text{m}$ H₂ line in the region of the sky that we have delineated in Sect. 2 would be useful.

Since the bipolar outflow scenario hinted at by the CO observations seems convenient for the case of RS Cnc, it could also be used to revisit the interpretation of EP Aqr, another AGB star showing complex CO winds. Its spectra in CO(1-0) and CO(2-1) present the same type of two component profiles as RS Cnc. Winters et al. (2007) tried to model this emission using a spherical flow with two components: a slow and spatially extended one coupled to a fast and unresolved one. However, a simple two-wind model is not capable of reproducing the shape of the observed spectra along different lines of sight toward the EP Aqr environment. Besides, the model could imply that the fast wind is confined to a region very close to the star ($\sim 10^{15}$ cm), in contradiction with their observations (see their Sect. 5.1). In the case of a bipolar outflow with the polar axis along the line of sight, the two components could probably be reproduced (Libert et al., in preparation). A bipolar outflow may thus be an alternative to explain the composite profiles discovered by K1998. It is worth noting that a similar explanation was already proposed by Kahane & Jura (1996) and also by Nakashima (2005) for X Her, another red giant with composite CO line profiles. Also, Josselin et al. (2000) interpret their spatially resolved CO(2-1) observations of Mira, another source with composite CO line profiles (K1998, Winters et al. 2003), by invoking a spherical envelope disrupted by a bipolar flow.

The direction of the proper motion of RS Cnc, estimated by the Hipparcos measurements, is at a PA of 137° (Sect. 2.1). This direction is opposite to the direction of the H I filament discovered by MR2007 and of the H I structure revealed by the NRT observations, lending support to the idea of an interaction with the surrounding medium around this AGB star. Elongated and deformed circumstellar envelopes have already been observed for several sources in H I. We recently studied the environment of RX Lep (Paper II), which is also an oxygen-rich AGB star, but unlike RS Cnc, it has still not gone through a third dredge-up. For this star, we find an offset H I envelope (by $-0.4'$ in RA and $-4.4'$ in Dec.) and an elongation ($2.3'$ of half power width in RA and $15'$ in Dec.), with a position angle opposed to the direction of the stellar proper motion. We suggested that this deformation might be a consequence of the interaction of the stellar envelope with the interstellar material.

An extreme case of such interactions is that of Mira, which presents in H I an envelope assuming a ‘‘head-tail’’ morphology (Matthews et al. 2008). This envelope is consistent on large scale with the far-ultraviolet emission observed by GALEX (Martin et al. 2007) that extends up to 2° north from the star. We investigated the trail with the NRT, observing at several positions

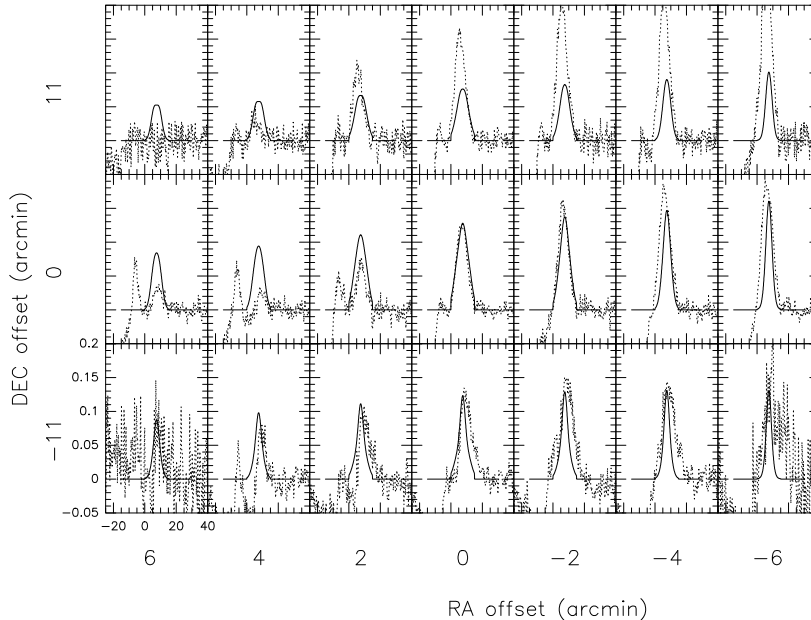


Fig. 10. Simulated emission of RS Cnc. The solid lines are the results of the model described in Sect. 3, the dotted lines represent the observed profiles.

along the UV emission, and detected neutral hydrogen at radial velocity decreasing from 45 km s^{-1} (the radial velocity of Mira) as the distance from the star increases. We interpret this result as a stripping of the circumstellar wind by the surrounding medium. RX Lep and o Ceti were both ideal sources to study with the NRT, because of their elongated envelope in the north-south direction. In the case of RS Cnc, we find that the deformation is mainly to the northwest, making the observations more difficult to interpret because the east and/or west reference ($\pm 4'$, $\pm 6'$, $\pm 8'$) will contain more and more genuine H I emission from the envelope as the PA of the trail approaches 90° .

Another evidence for such an interaction was discovered in R Hya, by Spitzer. The MIPS image at $70 \mu\text{m}$ (Ueta et al. 2006) shows a bow shock structure ahead of the star in the direction of its proper motion. However, no evidence of such structure is found on the IRAS maps of RS Cnc, and Young et al. (1993a) only find an extended emission at $60 \mu\text{m}$ that they associate with a shell of $11'$ in diameter, centered on the nominal position of the star. The size of the shell is smaller than the one we associate to RS Cnc in H I, but at large distance from the central star, the temperature may not be high enough for the dust emission to be detected or separated from the interstellar one. Furthermore, at this scale, the coupling between gas and dust is unclear and the spatial extension of the dust might differ from that of the gas.

Villaver et al. (2003), and more recently Wareing et al. (2007), have modeled AGB winds interacting with their local environments. Their simulations show that the ram pressure stripping distorts the circumstellar shell as the star moves through the ISM. They concluded that bow shock-like and cometary struc-

tures should be common for stars that are moving through the ISM. The increasing number of detections of deformed AGB shells lends support to this prediction.

5. Conclusion

We detect CO and H I emission in the environment of RS Cnc. The CO wind, extending to $12''$, presents a bipolar structure coupled with a velocity gradient oriented along the north-south direction. The H I emission, on the other hand, reveals a completely different structure that is much more extended to the west and the north ($\sim 16'$) than previously observed. This structure has been built up in response to the external environment, and its characteristics do not appear related to those of the internal bipolar structure observed in CO.

In H I, the NRT reveals a structure which has the same orientation as the filament discovered and mapped with the VLA by MR2007, but which is more extended and more massive. We suspect that one of the causes of this difference is the filtering of extended emission by the VLA, even in the D-configuration (cf. de Pater et al. 1991). It illustrates the power of combining single-dish and interferometric measurements for the study of nearby circumstellar shells.

We emphasize the complementarity of CO and H I observations: with CO, we access the recent events of mass-loss, with emission close to the star, whereas in H I, the more distant parts of the envelope are probed, including the region where it interacts with the ISM. These extended envelopes trace a much older phase of mass loss. They are often deformed and we suspect that

these deformations are a frequent phenomenon that might occur for all evolved stars with a significant proper motion with respect to the local medium, as predicted by Villaver et al. (2003).

Acknowledgements. The Nançay Radio Observatory is the Unité scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris, associated as Unité de Service et de Recherche (USR) No. B704 to the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Conseil Régional de la Région Centre in France. We are grateful to P. Lespagnol of the NRT staff for handling the 3D data cube. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France and of the NASA's Astrophysics Data System. We acknowledge useful discussions with M. Busso and R. Guandalini. We thank Hans Ungerechts at the 30 m telescope for having obtained the OTF observations, and we are grateful to the IRAM Plateau de Bure staff for their support in the observations.

References

- Adelman S.J., & Dennis J.W., 2005, *Baltic Astronomy* 14, 41
 Bowers P. F., & Knapp G. R., 1988, *ApJ*, 332, 299
 Bujarrabal V., Castro-Carrizo A., Alcolea J., & Neri R., 2005, *A&A*, 441, 1031
 Busso M., & Palmerini S., 2009, personal communication
 de Pater L., Palmer P., & Snyder L.E., 1991, in "Comets in the Post-Halley Era. Vol. I", R.L. Jr. Newburn, M. Neugebauer, J. Rahe (eds.), *Astrophysics and Space Science Library*. Vol. 167, p. 175
 Dumm T., & Schild H., 1998, *New Astronomy*, 3, 137
 Dyck H.M., Benson J.A., van Belle G.T., & Ridgway S.T., 1996, *AJ*, 111, 1705
 Gérard E., & Le Bertre T., 2003, *A&A*, 397, L17 (GL2003)
 Gérard E., & Le Bertre T., 2006, *AJ*, 132, 2566 (GL2006)
 Glassgold A.E., & Huggins P.J., 1983, *MNRAS*, 203, 517
 Howarth J.J., 2005, *JBAA*, 115, 334
 Josselin E., Mauron N., Planesas P., & Bachiller R., 2000, *A&A*, 362, 255
 Kahane C., & Jura M., 1996, *A&A*, 310, 952
 Knapp G. R., Young K., Lee E., & Jorissen A., 1998, *ApJS*, 117, 209 (K1998)
 Lebzelter T., & Hron J., 1999, *A&A*, 351, 533
 Libert Y., Gérard E., & Le Bertre T., 2007, *MNRAS*, 380, 1161 (Paper I)
 Libert Y., Le Bertre T., Gérard E., & Winters J.M., 2008, *A&A*, 491, 789 (Paper II)
 Martin D.C., Seibert M., Neill J.D., et al., 2007, *Nature*, 448, 780
 Matthews L.D., Libert Y., Gérard E., Le Bertre T., & Reid M.J., 2008, *ApJ*, 684, 603
 Matthews L. D., & Reid M. J., 2007, *AJ*, 133, 2291 (MR2007)
 Nakashima J., 2005, *ApJ*, 620, 943
 Neri R., Kahane C., Lucas R., Bujarrabal V., & Loup C., 1998, *A&AS*, 130, 1
 Nyman L.-Å., Booth R.S., Carlström U., et al., 1992, *A&AS*, 93, 121
 Olofsson H., 2004, in "Asymptotic Giant Branch Stars", H.J. Habing & H. Olofsson (eds.), *Astron. Astrophys. Library* (New York: Springer), p. 325
 Omont A., Ganesh S., Alard C., et al., 1999, *A&A*, 348, 755
 Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1998, *A&A*, 331, 619
 Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., et al., 1997, *A&A*, 323, L49
 Pety, J., 2005, in SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Française, ed. F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, & L. Pagani, 721
 Reid M.J., & Menten K.M., 1997, *ApJ*, 476, 327
 Smith V.V., & Lambert D.L., 1986, *ApJ*, 311, 843
 Speck A.K., Barlow M.J., Sylvester R.J., & Hofmeister A.M., 2000, *A&AS*, 146, 437
 van Leeuwen F., 2007, "Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data", Springer, *Astrophysics and Space Science Library*, vol. 350
 Ueta T., Speck A. K., Stencel R. E., et al., 2006, *ApJ*, 648, L39
 Villaver E., García-Segura G., & Manchado A., 2002, *ApJ*, 571, 880
 Villaver E., García-Segura G., & Manchado A., 2003, *ApJ*, 585, L49
 Wareing C.J., Zijlstra A.A., & O'Brien T.J., 2007, *MNRAS*, 382, 1233
 Winters J.M., Le Bertre T., Jeong K.S., Nyman L.-Å., & Epchtein N., 2003, *A&A*, 409, 715
 Winters J. M., Le Bertre T., Pety J., & Neri R., 2007, *A&A*, 475, 559
 Young K., Phillips T.G., & Knapp G.R., 1993a, *ApJS*, 86, 517
 Young K., Phillips T.G., & Knapp G.R., 1993b, *ApJ*, 409, 725

Chapitre 4

Conclusions et perspectives

Cette thèse est la première consacrée à l'étude systématique des enveloppes d'étoiles évoluées en hydrogène neutre. Par quelques exemples, elle montre que les enveloppes H I sont maintenant une réalité même si les observations sont parfois délicates et difficiles à interpréter. Pour la première fois, on peut accéder à la cinématique et à la dynamique des vents stellaires à grande distance de l'étoile, et donc à leur interaction avec le milieu interstellaire. Par la même occasion, on peut commencer à retracer l'histoire passée de la perte de masse sur des centaines de milliers d'années, ce que ne permettent pas les molécules, rapidement photodissociées à faible distance de l'étoile.

Cette thèse a permis de développer des outils indispensables aux observations et aux interprétations de l'hydrogène neutre H I à 21 cm, à la fois en antenne unique (Nançay) et en interférométrie (VLA) en s'appuyant sur d'anciennes et de nouvelles observations en CO à l'IRAM (30-m et Plateau de Bure) ainsi que sur les données en IR lointain, essentiellement IRAS et ISO en attendant les résultats des satellites IR Spitzer, Akari et Herschel.

Mais cette thèse n'est qu'une première étape d'un travail de longue haleine. En effet, des centaines d'étoiles ont été observées en H I au radio télescope de Nançay conduisant à de nombreuses détections, mais aussi de non-détections significatives d'enveloppes d'étoiles évoluées de multiples types spectraux (de M3 à M10), types de variabilité (Mira, Semi-Régulières, Irrégulières...), et composition chimique (C, O, S...) dans une large gamme de perte de masse.

Déjà cette thèse montre que nous devons nous attendre à une grande diversité d'enveloppes en H I, comme en CO d'ailleurs, à la fois dans la structure interne et externe des vents stellaires. Les observations en H I et CO, à la fois en antenne unique et interférométrie sont très complémentaires et l'on commence à mettre en évidence leurs ressemblances et dissemblances. On l'a bien vu dans le cas de Y CVn et de RSCnc :

autant CO donne des informations essentielles sur l’histoire récente de la perte de masse et la géométrie interne de l’enveloppe, autant HI est indispensable pour modéliser les parties externes en fournissant la morphologie et les profils de vitesse.

Très clairement, les nouvelles détections d’enveloppes faites en HI appelleront des observations en CO (dans les cas d’objets détectés en radio pour la première fois) ou de meilleures observations que par le passé, en antenne unique ou en interférométrie comme c’est déjà le cas des objets évoqués dans cette thèse (RS Cnc, RX Lep, V1942 Sgr ...) afin d’identifier les contreparties des composantes des profils HI dans les profils CO, et vice versa.

Par ailleurs, nous commençons à comprendre pourquoi les observations HI furent largement infructueuses pendant plus de 15 ans après les succès obtenus sur la Mira α Ceti et la nébuleuse planétaire NGC 7293 (l’Hélice) :

- la confusion par le HI galactique rend la tâche très difficile dès lors que la source est à faible latitude galactique et/ou à faible vitesse par rapport au LSR
- les étoiles à forte perte de masse ne sont pas nécessairement des candidats faciles car leur température est généralement < 2500 K et donc l’hydrogène à la base du vent est sous forme moléculaire. Les étoiles étudiées dans cette thèse ont des pertes de masse modestes (\leq quelques $10^{-7} M_{\odot}$ par an) et la température de leur atmosphère avoisine 3000 K.

Quant au but ultime de ces études, il est bien évidemment de tenter de mesurer directement la quantité d’hydrogène globale perdue par chaque étoile après avoir quitté la séquence principale avec toutes les conséquences prévisibles sur les modèles d’évolution stellaire, et le recyclage de la matière. Quand la température de l’atmosphère est supérieure à 2500 K, les observations directes de HI fournissent la réponse. Dans le cas contraire, où l’hydrogène est essentiellement sous forme moléculaire H_2 , difficilement observable, on peut espérer que les observations de HI produit par photodissociation apporteront également un élément de réponse.

Au cours de ce travail, nous avons étudié les phénomènes physiques au sein de plusieurs enveloppes circumstellaires d’étoiles AGB, à l’aide d’observations HI et CO.

Le cas de Y CVn nous a permis d’élaborer et de tester un scénario d’interaction du vent de l’étoile avec le milieu interstellaire. Devant le succès de cette modélisation, nous avons tenté de l’appliquer à d’autres cas, pour d’autres types d’étoiles. Notre échantillon rend compte de différents stades d’évolution sur l’AGB, voire même d’un stade d’évolution après l’AGB dans le cas d’un nuage HI dont on suggère qu’il soit associé à une étoile post-AGB, ou pré-nébuleuse planétaire (voir annexe A).

Dans tous les cas étudiés dans cette thèse, nous avons trouvé des profils HI dominés

par une composante étroite dont la largeur à mi-puissance est systématiquement plus petite que celle du profil CO (voir Table 4.1). La raison en est simple : l’enveloppe HI est typiquement 20 fois plus grande que l’enveloppe CO (0.5 pc contre 0.025 pc) et subit de plein fouet l’interaction avec le milieu interstellaire ambiant, qu’il ait ou non été contaminé par des émissions antérieures de l’étoile. Le gaz HI est donc fortement ralenti contrairement au gaz CO qui reflète la vitesse d’expansion du gaz stellaire initial.

L’enveloppe HI est également déformée lors de son interaction avec le milieu environnant et entraînée dans le sens du vent interstellaire, avec deux conséquences attendues : (i) dans le plan du ciel, un décalage spatial de l’enveloppe (traînée) à l’opposé de la direction du mouvement propre, (ii) dans le sens radial (selon la ligne de visée) un décalage spectral de l’enveloppe vers le 0 LSR. Comme le montrent les tableaux 4.1, les deux effets sont observés dans la plupart des cas, c’est à dire que le centroïde de l’enveloppe HI est décalé par rapport à l’étoile et que sa vitesse radiale diffère de celle donnée par l’émission CO. Dans 4 cas sur 5, le décalage spatial est en gros à l’opposé du mouvement propre et le décalage spectral vers le 0 LSR.

Grâce aux nombreuses détections d’enveloppes faites à Nançay, dont plusieurs vont être complétées au VLA, nous pourrions confirmer cette tendance, qui est déjà vérifiée pour les décalages spectraux : la vitesse radiale des enveloppes HI, soit coïncide avec celle de l’enveloppe CO, soit est décalée vers le 0 LSR.

Mais nous pouvons aussi nous attendre à des divergences pour plusieurs raisons : (i) le milieu interstellaire a une turbulence propre de l’ordre de 10 km s^{-1} donc l’ISM local peut avoir une vitesse intrinsèque non nulle. Par conséquent, la correction du mouvement vers l’apex ne suffit pas. (ii) le milieu ambiant peut avoir été modifié par des éjections de l’étoile qui ont pu créer des enveloppes “protectrices”, écrans entre l’étoile et l’ISM lui même.

Sources	Chimie	Variabilité	Température effective (K)	$V_{\text{exp CO}}$ (km.s ⁻¹)	1/2 FWHM HI (km.s ⁻¹)	\dot{M} (M _{sol} .an ⁻¹)	Age estimé (yr)	Forme de l'enveloppe HI
o Cet	M	Mira	2300-2700	7.0	3.5	1.7 10 ⁻⁷	1 10 ⁵	A
V CrB	C	Mira	2100	6.5	-	2 10 ⁻⁷	< 3 10 ⁴	-
Y CVn	C	SRb	2800	8	1.5	1 10 ⁻⁷	5 10 ⁵	S
RX Lep	M	SRb	3300	4	1.7	1.7 10 ⁻⁷	4 10 ⁴	A
RS Cnc	M	SRc	3200	7.5	2	1.1 10 ⁻⁷	2.5 10 ⁵	A
V1942 Sgr	C	Lb	2900	17	1.5	1 10 ⁻⁷	5 10 ⁵	S

Sources	Direction du mouvement propre (°)	PA de l'enveloppe HI (°)	V_{ciel} (km.s ⁻¹)	V_{rad} (km.s ⁻¹)	$\Delta V_{\text{HI/CO}}$ (km.s ⁻¹)
o Cet	190	10	120	47	0.9 → 20
RX Lep	31	185	44	29	0
Y CVn	38	315 (?)	23	21	0.6
RS Cnc	137	310	17	7.5	0.5
V1942 Sgr	110	270 (?)	17	-33	-0.6

FIG. 4.1: Principaux paramètres des étoiles étudiées. Les points d'interrogation indiquent que le décalage de l'enveloppe de l'étoile est trop faible pour une bonne estimation de son angle de position. $\Delta V_{\text{HI/CO}}$ représente la différence $V_{\star}^{\text{CO}} - V_{\star}^{\text{HI}}$. A : Asphérique, S : Sphérique

Le tableau 4.1 (en haut) montre que deux étoiles carbonées sur les trois étudiées présentent une enveloppe quasi-circulaire, ce qui rend la relation entre le mouvement propre de l'étoile et la déformation de l'enveloppe moins évidente : bien qu'il soit clair que ce facteur joue un rôle important pour le cas de Mira, il n'est apparemment pas

dominant à plus faible vitesse. On voit par exemple que Y CVn possède une vitesse par rapport au milieu local similaire à celle de RX Lep ou RS Cnc, mais que contrairement à ces dernières, son enveloppe est très peu déformée. On pourrait expliquer ce phénomène en supposant que les étoiles carbonées sont plus évoluées que les étoiles oxygénées : leurs enveloppes seraient protégées par un épisode de perte de masse plus ancien sur l'AGB ou peut être même sur la RGB. Mais nous avons besoin d'élargir notre échantillon pour vérifier cette hypothèse, car pour l'instant, aucune trace d'émission plus vieille que $\sim 5 \cdot 10^5$ ans n'a été détectée. De plus, il existe aussi des enveloppes non déformées autour d'étoiles oxygénées : Ueta et al. (2009) ont découvert récemment une enveloppe quasi-circulaire de poussière autour de l'étoile M R Cas.

Dans la plupart des cas étudiés, l'émission H I est décalée vers le 0 LSR par rapport à l'émission CO. Cela est probablement dû au fait que l'émission H I provient des parties les plus externes de l'enveloppe qui subissent le ralentissement du milieu interstellaire, contrairement au CO qui reste protégé à l'intérieur de l'enveloppe. Néanmoins, RX Lep ne présente pas ce décalage (tout en montrant une déformation dans le plan du ciel), ce qui montre ici aussi le besoin d'un échantillon d'étoiles plus important.

Pour expliquer les déformations observées, un simple modèle sphérique n'est plus adapté. Nous aimerions confronter les modèles hydrodynamiques existants, tels que celui mis en œuvre par Villaver et al. (2003) dans le cadre d'une étude sur les environnements des nébuleuses planétaires, avec nos observations H I.

Trois autres étoiles (X Her, R Peg et Y UMa) observées au VLA dans le cadre d'une collaboration avec Lynn Matthews et Mark Reid sont en cours de traitement. D'ores et déjà, les cartes du VLA révèlent des structures très différentes. Par exemple, l'émission de R Peg présente une structure en vitesse et une forme en "fer à cheval" inédites en H I (cf. figure 4.2), enrichissant encore davantage les différentes morphologies observables à 21 cm. Compte tenu de l'importance de ces données interférométriques, nous avons soumis un second programme d'observations au VLA en avril 2009 comportant 8 sources déjà détectées à Nançay, afin d'obtenir les informations spatiales, pour mieux caractériser les enveloppes externes et en particulier l'interface de l'enveloppe circumstellaire avec le milieu environnant.

Nous avons vu dans cette étude que le modèle utilisé fait appel à un profil arbitraire de température, et que l'élargissement Doppler thermique ne peut être séparé de l'élargissement Doppler dynamique à partir des seuls profils H I. Nous proposerons donc d'utiliser le télescope spatial Herschel afin d'observer les raies du carbone C I et C II dans l'enveloppe de Y CVn. La résolution spectrale de l'instrument hétérodyne HIFI nous donnera des spectres directement comparables avec les profils H I. L'élargissement

thermique devrait être différent d'un facteur $\sqrt{12}$ entre l'hydrogène et le carbone (dû au rapport des masses), ce qui permettrait donc de lever l'indétermination et d'en déduire le profil de température réel dans l'enveloppe de Y CVn.

En complément, les observations CO nous ont permis d'étudier les phénomènes physiques internes de l'enveloppe, et d'en déduire des taux de perte de masse et des vitesses d'expansion très utiles pour modéliser les profils HI. Des données de spectroscopie avec un bon signal sur bruit sont clairement nécessaires. Les données interférométriques ont aussi permis de découvrir une morphologie bipolaire dans le cas de RSCnc (cf. section 3.4). Cette morphologie étant à peine résolue, il serait intéressant d'obtenir des observations avec les configurations les plus étendues du PdBI. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives d'interprétation d'environnements moléculaires autour d'autres étoiles, et dans un futur proche, nous proposerons une étude qui contiendra notamment un modèle d'émission CO que nous confronterons à plusieurs cas d'étoiles AGB montrant un profil de raie composite (RSCnc, EPAqr, Mira, ...).

En conclusion finale, les données HI et CO sont tout à fait complémentaires, et leur exploitation combinée est un puissant moyen de description des vents circumstellaires, depuis la photosphère jusqu'à l'injection dans le milieu interstellaire, et de reconstitution de l'histoire de la perte de masse au cours du million d'années passées, voire même plus.

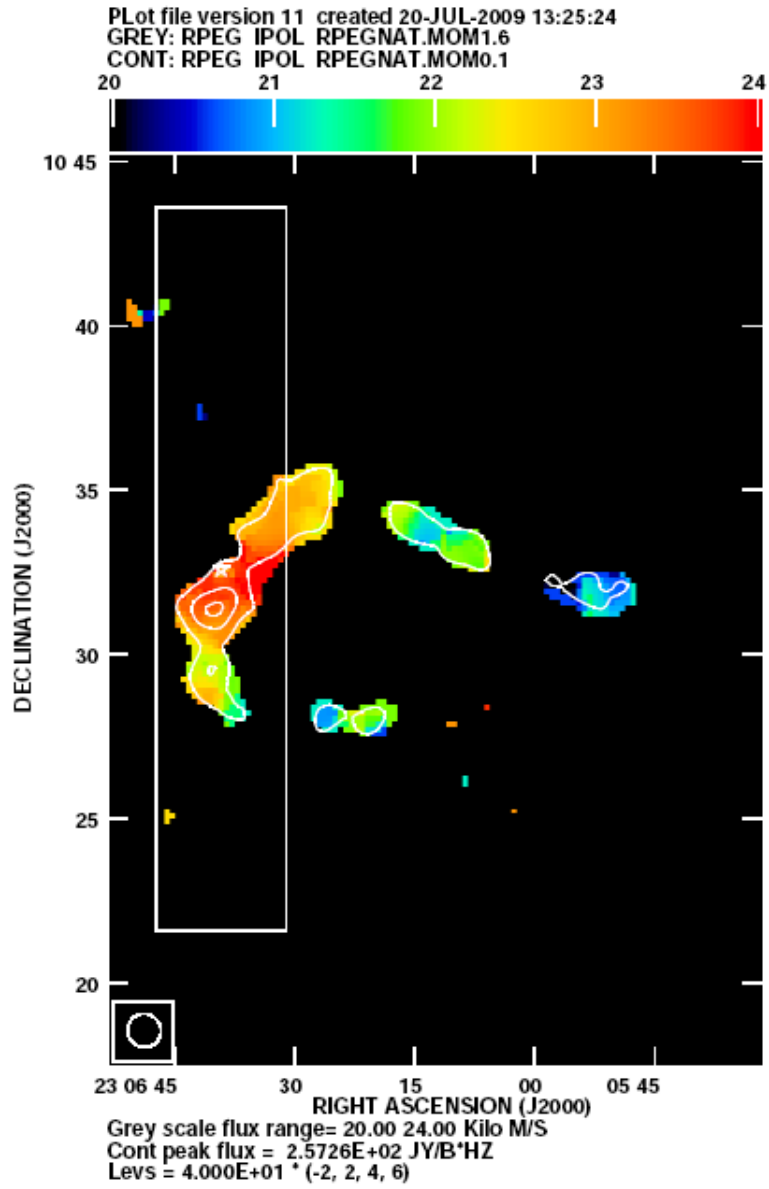


FIG. 4.2: carte du champ de vitesse de l'environnement HI de R Peg (en couleur). Les isoniveaux (en blanc) représentent l'intensité du flux HI intégré. La position de la source est marquée par l'étoile blanche (Matthews et al., en préparation). Le rectangle blanc est aux dimensions du lobe du NRT ($4' \times 22'$).

Annexes

Annexe A

Au cours de cette thèse, nous nous sommes aussi intéressés à un objet particulier, découvert par Dedes et al. (2008) avec le télescope d’Arecibo, puis observé avec le VLA. C’est un nuage d’hydrogène atomique, de forme elliptique d’environ $6'$, qui possède un spectre très étroit de $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ de largeur, et qui présente un gradient de vitesse Nord-Sud. La nature et l’origine de ce nuage sont difficiles à déterminer, notamment parce qu’on ne connaît pas sa distance.

Le nuage pourrait être la signature de l’environnement circumstellaire ancien d’une étoile évoluée. C’est cette hypothèse que nous avons examinée dans l’article en annexe. Pour cela, nous avons établi une carte de l’émission HI à l’aide du NRT, et nous avons observé plusieurs points du nuage avec le télescope de 30 m de l’IRAM, afin de détecter l’éventuelle présence de la molécule CO.

La carte montre une émission de taille similaire à celle observée par Dedes et al., dominée par un profil Gaussien étroit, de largeur à mi-hauteur $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$. Cette carte rappelle beaucoup le type d’émission que l’on peut observer dans les environnements des étoiles AGB, dont on a discuté dans cette thèse. Si l’on place le nuage à 400 pc (Dedes et al., 2008), on peut estimer la masse totale de l’enveloppe à $0.3 M_{\odot}$, et sa taille à 0.6 pc. Ces résultats sont compatibles avec ceux que l’on trouve pour les étoiles AGB (Gérard & Le Bertre, 2006).

Nous n’avons pas détecté d’émission CO aux positions observées, ce qui ne nous permet pas d’en déduire un taux de perte de masse. On peut toutefois estimer une limite supérieure des colonnes de densité en CO(1-0) et CO(2-1).

Nous avons tenté d’appliquer notre modèle avec des paramètres déterminés grâce aux spectres HI et à notre expérience du taux de perte de masse attendu pour ce type d’émission. Le résultat est présenté dans la figure 4 de l’article qui suit. On constate que le modèle reproduit bien l’émission observée, avec un taux de perte de masse de $4 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ pour un vent qui aurait duré $1 \cdot 10^6$ ans.

Dans l’hypothèse d’une émission circumstellaire, l’absence de source centrale et la longue durée déduite du modèle pourrait indiquer que l’étoile est à un stade d’évolution au delà de la nébuleuse planétaire : sa luminosité serait en train de diminuer à mesure que la naine blanche centrale se refroidit. Ce cas serait la première détection d’un environnement HI fossile correspondant à une étape postérieure à la nébuleuse planétaire. Ce nuage étant le premier à être mis en évidence, il est nécessaire de disposer de plus de détections de ce type avant de pouvoir confirmer cette hypothèse.

Le nuage pourrait aussi appartenir à la population des nuages à haute latitude galactique (High-Velocity Cloud, HVC), qui se déplacent à plus de 70 km s^{-1} LSR dans le milieu interstellaire (voir la section 3.2 article suivant). Bien que la vitesse radiale du nuage ($\sim 50 \text{ km s}^{-1}$) soit assez faible pour ce genre de population, on ne peut pas exclure que la composante dans le plan du ciel de la vitesse soit suffisamment élevée et que la résultante totale corresponde à la vitesse des HVC.

Il pourrait s’agir d’un disque auto-gravitant de gaz situé à environ 530 kpc (Dedes et al. 2008). Cette hypothèse qui expliquerait la présence du gradient de vitesse est néanmoins difficile à soutenir à cause de la présence de structures en filaments au sein du nuage. Pour parvenir à expliquer que ces filaments soient auto-gravitants, le nuage doit être placé plus loin que 530 kpc, ce qui rend dans ce cas la masse de gaz incompatible avec la vitesse de rotation observée.

Cette émission pourrait enfin être associée à une galaxie qui ne serait pas assez massive pour amorcer la formation d’étoile (voir la section 3.3 de l’article suivant). En effet, le nuage présente des similarités avec Leo T, une galaxie naine observée récemment par Ryan-Weber et al. (2008). Leo T est à peu près de la même taille angulaire et présente aussi une morphologie elliptique inhomogène en HI. En revanche, sa structure dynamique est différente de celle du nuage. La largeur en vitesse de Leo T est plus grande ($\sim 7 \text{ km s}^{-1}$) et elle ne montre pas de gradient de vitesse. Pour l’instant, la dynamique observée du nuage est incompatible avec les modèles théoriques de formation des galaxies de faible masse.

CO and H I observations of an enigmatic interstellar cloud

Y. Libert¹, E. Gérard², T. Le Bertre¹, L. Matthews³, C. Thum⁴, and J. M. Winters⁴

¹ LERMA, UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 Av. de l’Observatoire, 75014 Paris, France
e-mail: Thibaut.LeBertre@obspm.fr

² GEPI, UMR 8111, Observatoire de Paris, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

³ MIT Haystack Observatory, Off Route 40, Westford, MA 01886, USA

⁴ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St. Martin d’Hères, France

Received 6 March 2009 / Accepted 6 April 2009

ABSTRACT

Context. An isolated H I cloud with peculiar properties has recently been discovered by Dedes et al. (2008, A&A, 491, L45) with the 300-m Arecibo telescope, and subsequently imaged with the VLA. It has an angular size of $\sim 6'$, and the H I emission has a narrow line profile of width $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$.

Aims. We explore the possibility that this cloud could be associated with a circumstellar envelope ejected by an evolved star.

Methods. Observations were made in the rotational lines of CO with the IRAM-30m telescope, on three positions in the cloud, and a total-power mapping in the H I line was obtained with the Nançay Radio Telescope.

Results. CO was not detected and seems too underabundant in this cloud to be a classical late-type star circumstellar envelope. On the other hand, the H I emission is compatible with the detached-shell model that we developed for representing the external environments of AGB stars.

Conclusions. We propose that this cloud could be a fossil circumstellar shell left over from a system that is now in a post-planetary-nebula phase. Nevertheless, we cannot rule out that it is a Galactic cloud or a member of the Local Group, although the narrow line profile would be atypical in both cases.

Key words. stars: AGB and post-AGB – circumstellar matter – ISM: clouds – planetary nebulae – radio lines: ISM

1. Introduction

In the course of a sky survey for H I halo clouds with the Arecibo 300-m Radio Telescope, Dedes et al. (2008, DDK2008) detected a cloud with unusual properties. It is isolated, nearly circular with an angular size of $6.4'$. The H I emission is centered at $V_{\text{lsr}} = 47.6 \text{ km s}^{-1}$ and shows a surprisingly small linewidth of 3.4 km s^{-1} . It has a peak hydrogen column density, $N_{\text{H}} = 60 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Follow-up observations with the Very Large Array (VLA) in the D-configuration show a slightly elongated structure, oriented at $\text{PA} \sim -14^\circ$, and resolved into an elliptical ring of H I emission peaks (from 1 to $1.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), of about $4' \times 3'$, with the major axis along the same direction (cf. their Fig. 1b). A velocity gradient of $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ is also seen along the major axis (their Fig. 1c). A faint star (2MASS 07495348+0430238) was found coincident with the density minimum at the center of the ring. The difference between the images obtained at Arecibo and with the VLA is probably an effect of the interferometric mode of observation which tends to filter extended emission (de Pater et al. 1991).

Several hypotheses are considered by DDK2008. Among them, that this enigmatic cloud, hereafter referred to as DDK cloud, is a circumstellar envelope around an evolved star. Indeed, the narrow line profile is typical of what is observed in H I around this type of source (Gérard & Le Bertre 2006; Matthews & Reid 2007). In addition the image obtained at the VLA is reminiscent of the fragmented ring, reported also in H I by Rodríguez et al. (2002), in the Planetary Nebula NGC 7293 (Helix Nebula). With this line of thought, we have obtained new data in the CO rotational lines with the IRAM 30-m telescope, and in the H I emission line at 21 cm with the

Nançay Radio Telescope. In this paper, we present our results and discuss in more detail the possibility that the DDK cloud is associated with the mass loss of an evolved star.

2. Observations

2.1. H I observations

New H I data have been obtained with the Nançay Radio Telescope (NRT). This meridian telescope has a clear rectangular aperture with effective dimensions $160 \text{ m} \times 30 \text{ m}$. Thus the beam has a *FWHM* (full-width at half-maximum) of $4'$ in right ascension (RA) and $22'$ in declination (Dec) at 21 cm. The spatial resolution in RA is comparable to that of Arecibo. The point source efficiency is 1.4 K Jy^{-1} , and the beam efficiency, 0.65.

A frequency-switch spectrum at a resolution of 0.16 km s^{-1} was first obtained on the source, defined by the 2MASS star. Galactic H I emission is detected from -40 to 80 km s^{-1} with a maximum of 7.3 K at $V_{\text{lsr}} = 9 \text{ km s}^{-1}$ (Fig. 1). The DDK cloud emission is clearly detected at $V_{\text{lsr}} = +47.6 \text{ km s}^{-1}$ over Galactic emission at a level of 0.6 K . The integrated Galactic emission in the DDK cloud line-of-sight is $\sim 265 \text{ K km s}^{-1}$ which translates to a hydrogen column density, $N_{\text{H}} = 4.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Using the standard relation, $N_{\text{H}}/A_{\text{v}} = 1.87 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$, we derive a Galactic extinction over the line of sight, $A_{\text{v}} = 0.26$. This estimate brings an upper limit to the extinction towards the DDK cloud, if it is located within our Galaxy.

An additional grid of positions was mapped using the NRT. The observations have been obtained in the position-switch mode at a spectral resolution of 0.32 km s^{-1} , with again the on-position on the 2MASS star, and the off-positions at $\pm 2'$, $\pm 4'$,

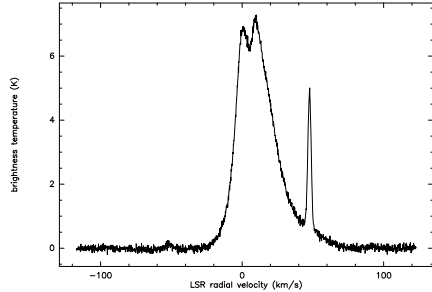


Fig. 1. Frequency-switch spectrum obtained with the NRT.

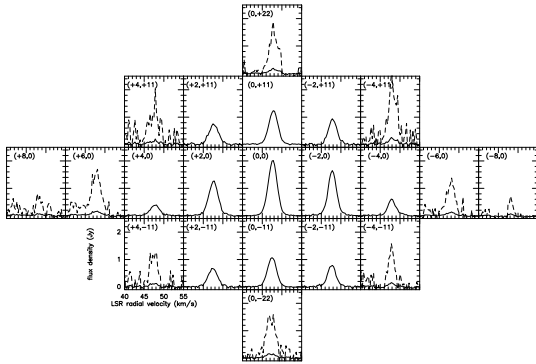


Fig. 2. Map of the 21 cm H I emission of the DDK cloud obtained with the NRT. The central position corresponds to 2MASS 07495348+0430238. The steps are 2' in RA and 11' in Dec; north is up, and east to the left. For the extreme positions, the spectra scaled by a factor 10 are also shown in dashed lines.

$\pm 6'$, $\pm 8'$, and $\pm 12'$ in the east-west direction. The analysis has been performed as for the study of EP Aqr and Y CVn (Le Bertre & Gérard 2004). In the direction of the DDK cloud, we encounter no effective confusion by Galactic H I at $V_{\text{LSR}} > 30 \text{ km s}^{-1}$, in agreement with the inspection of the LAB Survey of Galactic H I (Kalberla et al. 2005). We find no difference between the position-switch spectra at $\pm 8'$ and at $\pm 12'$, so that we can set an upper limit of 12' for the DDK cloud extension in RA. It is noteworthy that these two position-switch spectra perfectly agree with the baseline-subtracted frequency-switch spectrum obtained with the telescope pointing directly on the 2MASS star (cf. Fig. 1 with a conversion factor, 2.15 K/Jy).

We have also obtained data in the position-switch mode at $+11'$ (north) and $-11'$ (south) with off-positions at $\pm 2'$, $\pm 4'$, and $\pm 12'$ (east-west), and at $+22'$ (north) and $-22'$ (south), with off-positions at $\pm 12'$ (east-west). All these data are used to construct the H I map that is presented in Fig. 2. By integrating the individual spectra over the map, we obtain the integral spectrum of the DDK cloud that is presented in Fig. 3.

This spectrum shows a Gaussian-like profile of width, $FWHM = 2.73 \text{ km s}^{-1}$, and centered at $V_{\text{LSR}} = 47.74 \text{ km s}^{-1}$ (Table 1, “Total”). The H I line profile is narrow and can be used to set an upper limit on the average hydrogen kinetic temperature of $\sim 170 \text{ K}$. Emission in excess of the Gaussian profile may be present from 42 to 53 km s^{-1} at a level of $\sim 20 \text{ mJy}$. The

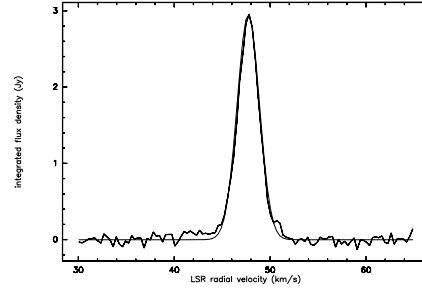


Fig. 3. Integrated H I spectrum of the DDK cloud obtained with the NRT. A fit with one Gaussian ($V_c = 47.74 \text{ km s}^{-1}$, $FWHM = 2.73 \text{ km s}^{-1}$) is represented by a thin line. An excess of emission can be seen in the wings of the profile.

Table 1. H I line profile parameters obtained with the NRT data.

	V_c (km s^{-1})	$FWHM$ (km s^{-1})	Intensity (Jy)	Integrated flux ($\text{Jy} \times \text{km s}^{-1}$)
4' W	47.96 (0.02)	2.56 (0.03)	0.59 (0.01)	1.62 (0.05)
2' W	47.80 (0.01)	2.61 (0.01)	1.65 (0.01)	4.58 (0.05)
“on”	47.64 (0.01)	2.72 (0.01)	2.02 (0.01)	5.84 (0.01)
2' E	47.58 (0.01)	2.91 (0.02)	1.24 (0.01)	3.85 (0.05)
4' E	47.70 (0.04)	2.94 (0.06)	0.39 (0.02)	1.23 (0.05)
22' N	47.89 (0.10)	2.44 (0.10)	0.15 (0.01)	0.38 (0.05)
11' N	47.83 (0.01)	2.82 (0.01)	1.24 (0.01)	3.72 (0.02)
11' S	47.48 (0.01)	2.75 (0.01)	1.06 (0.01)	3.12 (0.02)
22' S	47.16 (0.10)	3.45 (0.15)	0.15 (0.01)	0.56 (0.05)
Total	47.74 (0.01)	2.73 (0.02)	2.95 (0.03)	8.59 (0.11)

In parentheses, we give formal errors resulting from the H I-line Gaussian-fits (Landman et al. 1982).

integrated area is $8.6 \text{ Jy} \times \text{km s}^{-1}$, which translates to a hydrogen mass for the enigmatic cloud, at a distance d expressed in kpc, $M_{\text{HI}} = 2.03 \times d^2 M_{\odot}$. The line profiles at the other positions in the map are also Gaussian-like, the intensity being slightly larger west than east. The center of mass of the H I emission thus appears offset by $-0.3 \pm 0.1'$ (west) with respect to the 2MASS star. The source is slightly resolved in RA, with a size of $4.3 \pm 0.3'$ ($FWHM$). There is also a possible offset in Dec, $+1.1 \pm 0.3'$ (north), and an extension that we estimate at $\sim 9 \pm 3'$. Finally the centroid velocity is redshifted north and west, and blueshifted south and east as compared to the center (see Table 1), in agreement with the velocity gradient reported by DDK2008.

In general, our results agree with those of DDK2008. We confirm that the source is isolated and compact, and that it shows an ordered velocity gradient. However, we find a narrower profile ($FWHM = 2.73 \text{ km s}^{-1}$, Table 1), than theirs ($3.4 \pm 0.18 \text{ km s}^{-1}$). Our estimate is also consistent with that obtained independently on the baseline subtracted frequency-switch spectrum presented in Fig. 1 ($FWHM = 2.91 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$).

2.2. CO observations

The DDK H I cloud was observed in CO (1-0) and (2-1) with the IRAM-30m telescope on Dec. 5, 2008. We selected three positions, centered on peaks of H I emission visible on the VLA map (Table 2), because in the Helix Nebula H I emission was found

Table 2. Positions observed in CO with the IRAM 30-m telescope.

	α (2000.0)	δ (2000.0)	l ^{II}	b ^{II}
HI peak: A1	07 49 54	04 32 30	215.555	15.068
A2	07 49 50	04 32 20	215.550	15.052
A3	07 49 54	04 29 00	215.609	15.042

in the outer parts where CO is also present (Rodríguez et al. 2002; Young et al. 1999). The telescope beamwidths (*FWHM*) are 21'' at 115 GHz and 11'' at 230 GHz, and are thus smaller than the VLA synthesized beam (45'' \times 35''). The data were obtained with the VESPA autocorrelator at different spectral resolutions and bandwidths (resolution 10 kHz and 20 kHz, bandwidths 35 MHz and 53 MHz, respectively at 3 mm and resolution 20 kHz and 40 kHz with bandwidths of 35 MHz and 107 MHz, respectively, at 1 mm) and, simultaneously, with a low resolution filter bank (resolution 1 MHz, bandwidth 256 MHz). The system temperature was 450 K at 3 mm, and 700 K at 1 mm. We obtained spectra with an rms noise of 0.016 K (T_{mb}) at 115 GHz, for a resolution of 2.6 km s⁻¹, and of 0.063 K at 230 GHz, for a resolution of 1.3 km s⁻¹. No emission was detected in any of the three positions.

We follow the Jura et al. (1997) approach for estimating upper limits on the CO column densities in the three lines-of-sight. We assume that CO is optically thin and warm ($\gg 11$ K), and use their Eq. (4):

$$N(\text{CO}) = 4.32 \cdot 10^{13} T_{\text{ex}} \int T_{\text{mb}} dV, \text{ for CO(1-0), and}$$

$$N(\text{CO}) = 1.08 \cdot 10^{13} T_{\text{ex}} \int T_{\text{mb}} dV, \text{ for CO(2-1),}$$

with $N(\text{CO})$ in cm⁻² and V in km s⁻¹. For T_{ex} , we adopt, as an upper limit, the upper limit on the HI kinetic temperature that was obtained in the previous section ($T_{\text{K}} = 170$ K). By integrating our CO spectra over the range 42–53 km s⁻¹, the maximum velocity range over which we found HI emission (cf. Sect. 2.1), we can thus derive conservative upper-limits of 6×10^{14} cm⁻² and 4×10^{14} cm⁻², respectively from the two lines, on the column density in CO. This may be compared to the peak CO column density of $\sim 1.5 \times 10^{16}$ cm⁻² obtained by Young et al. (1999) at an angular resolution of 31'' in the Helix Nebula, for a corresponding peak HI density of 1.2×10^{20} cm⁻² (Rodríguez et al. 2002).

3. Discussion

The DDK HI cloud has no counterpart at other wavelengths. It is not seen on the IRAS maps and it has not been detected at 870 μm with the Large Bolometer Camera on the 12-m APEX antenna (DDK2008), showing no detection of cold dust, and no evidence of heating by an internal source. There is no obvious counterpart on the NRAO VLA Sky Survey (NVSS; Condon et al. 1998) continuum map obtained at 1.4 GHz.

However, a 2MASS star was pointed out by DDK2008 at about the center of the cloud. The cross-identification with the USNO-B1.0 and Tycho-2 catalogs shows this star has an apparent proper motion of +4 mas/yr in RA and +30 mas/yr in Dec (PA = -8°). The distance is not known. Its near-infrared colors (Table 3) correspond to that of an F-type star, but the optical data correspond rather to an A-type star. It has no mid or far-infrared counterpart, but has been detected in the ultraviolet by GALEX.

There are also several faint stars around the DDK cloud. Interestingly among them there is a high proper-motion one at about 8' south moving away from the HI cloud (NLTT 18499, +56 mas/yr in RA and -190 mas/yr in Dec, Lepine & Shara 2005).

Table 3. Photometry of 2MASS 07495348+0430238 and NLTT 18499, without correction, and with a correction corresponding to $A_v = 0.26$ ($R = 3.1$; IR/Visual : Fitzpatrick 1999, UV : Rey et al. 2007).

	2MASS		NLTT	
	$A_v = 0$	$A_v = 0.26$	$A_v = 0$	$A_v = 0.26$
K_s	10.22	10.19	13.58	13.55
H	10.24	10.19	13.74	13.69
J	10.50	10.43	14.24	14.07
I	10.94	10.81	15.1	15.0
R	11.6	11.4	16.0	15.8
V	11.6	11.4	–	–
B	11.7	11.4	17.3	17.0
NUV	15.57	14.82	–	–
FUV	21.4	20.7	–	–

Sources: IR (2MASS), Visual (Tycho-2, USNO-B1.0, Droege et al. 2006), UV (GALEX, AB system).

3.1. The circumstellar-shell hypothesis

Following DDK2008, we adopt arbitrarily a distance of 400 pc, which translates to a height above the Galactic Plane of 100 pc ($b^{\text{II}} = +15^\circ$). The DDK cloud mass in atomic hydrogen would therefore be $0.32 M_\odot$, and the size, 0.6 pc. These estimates are typical of circumstellar shells around evolved red giants, carbon stars or Planetary Nebulae (Gérard & Le Bertre 2006). In this context, as the HI mass scales as d^2 , the DDK cloud cannot be much further than 1 kpc. The narrow and Gaussian-like line profile is also typical of those obtained for such sources. Libert et al. (2007) have developed a model in which such a line profile results from the slowing-down of a stellar wind by ambient matter. In this model a “detached shell” is built over time, with an inner radius where the stellar outflow is abruptly slowed-down (termination shock) and an outer radius where external matter is compressed by the expanding shell (bow shock). The detached shell is thus formed of compressed circumstellar and interstellar materials, which are heated when crossing the shocks, and cooling-down after that. They applied this model to the detached shell observed around the carbon star Y CVn (Izumiura et al. 1996), and were able to reproduce satisfactorily the HI line profiles obtained at different positions.

In order to check the applicability of this model to the DDK cloud, we have performed a calculation with the parameters given in Table 4. We take a star undergoing mass loss, at a rate of $3 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (in atomic hydrogen) and with an expansion velocity, $V_{\text{exp}} = 6 \text{ km s}^{-1}$, for $\sim 10^6$ years. The expansion velocity has been selected such as to cover the range of HI emission, from 42 to 53 km s⁻¹. In Fig. 4, the results (solid lines) are compared to observations. As the model is spherical, we have averaged the east and west spectra. The HI line profiles and intensities are reproduced satisfactorily. In Fig. 5, we present the HI column density derived from the model; it gives a peak $N_{\text{H}} \sim 1.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ at 2.1' in accordance with the VLA results (DDK2008). However, in contrast to the Y CVn detached shell, there is no evidence of a red giant associated to the DDK HI cloud (see below). Therefore the model that is presented here only demonstrates that the observed properties of the enigmatic cloud, and in particular its peculiar HI line profile, can be easily accounted for by mass loss from a stellar source.

The HI image of the DDK cloud obtained with the VLA by DDK2008 shows some similarities to that observed by Rodríguez et al. (2002) in the Helix Nebula (NGC 7293), a Planetary Nebula (PN) and therefore a source in a late stage of evolution after the Asymptotic Giant Branch (AGB). Their data obtained with the VLA in the DnC configuration reveal a ring of

Table 4. Model parameters ($d = 400$ pc).

M (in hydrogen)	$3 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
μ	1.3
t_1	5.7×10^4 years
t_{DS}	9.7×10^5 years
r_1	0.17 pc (1.5')
r_f	0.29 pc (2.53')
r_2	0.35 pc (3')
T_0 ($\equiv T_1^-$), T_1^+	20 K, 1070 K
T_f ($= T_2$)	92 K
v_0 ($\equiv v_1^-$), v_1^+	6 km s^{-1} , 1.5 km s^{-1}
v_f	0.04 km s^{-1}
v_2	0.6 km s^{-1}
n_1^- , n_1^+	5.2 H cm^{-3} , 21.0 H cm^{-3}
n_f^- , n_f^+	301.0 H cm^{-3} , 2.2 H cm^{-3}
n_2	1.6 H cm^{-3}
$M_{r < r_1}$ (in hydrogen)	$1.7 \times 10^{-2} M_{\odot}$
$M_{\text{DT,CS}}$ (in hydrogen)	$0.29 M_{\odot}$
$M_{\text{DT,EX}}$ (in hydrogen)	$3.3 \times 10^{-3} M_{\odot}$

The notations are the same as in Libert et al. (2007).

atomic hydrogen, with the H I emission concentrated in clumps. This H I ring has a diameter of 12', or 0.7 pc at a distance of 200 pc. The emission coincides with the continuum emission at 1.4 GHz and seems to delineate the outer parts of the ionized gas. Gérard & Le Bertre (2006) estimate the total atomic hydrogen mass in the Helix Nebula at $0.26 M_{\odot}$. CO emission has also been detected around the ionized gas (Young et al. 1999). It delineates the same ring as in H I, but is also found in small cometary globules embedded in the ionized gas (Huggins et al. 2002).

On the other hand, there are important differences between the Helix Nebula and the DDK cloud. The Helix Nebula exhibits a much broader global line profile in H I ($FWHM \sim 35 \text{ km s}^{-1}$, Gérard & Le Bertre 2006). Molecular gas (CO, Sect. 2.2) has not been detected in the DDK cloud at the three peaks of H I column density that have been observed, which weakens our working hypothesis unless CO is concentrated in small globules that we have missed. The Helix Nebula, like many other PNs, has been detected in continuum emission at 1.4 GHz in the NVSS, whereas no such emission is detected for the DDK cloud. IRAS and ISO observations of the Helix Nebula at 90 and 160 μm show extended ($\sim 20'$) thermal emission by dust with a possible contribution of emission lines (Speck et al. 2002). There is no evidence for thermal emission by dust in the DDK cloud (DDK2008). The Helix Nebula is a well-known emission-line source (PK 036-57), but there is no emission-line source associated with the DDK cloud. Also an inspection of the Southern H α Sky Survey Atlas (Gaustad et al. 2001) shows no emission close to its position. Thus there is presently no evidence for ionized material in the DDK cloud, and it seems difficult to associate it with a PN.

DDK2008 suggest that the H I cloud could be formed by mass loss from the star detected in the 2MASS survey. The colors of this star are not compatible with those of red giants. At a distance of 400 pc, its luminosity should be on the order of $3 \pm 1 L_{\odot}$ (depending on its exact energy distribution), much too low for being a star in transition between the AGB and the PN stages. In fact from the non-detections at IRAS wavelengths and at 870 μm , there is no evidence of a luminous star inside the DDK cloud.

In the context of the circumstellar-shell hypothesis, there is only one option left: that the DDK cloud is a fossil circumstellar shell of a source that is now in a post-PN phase. This

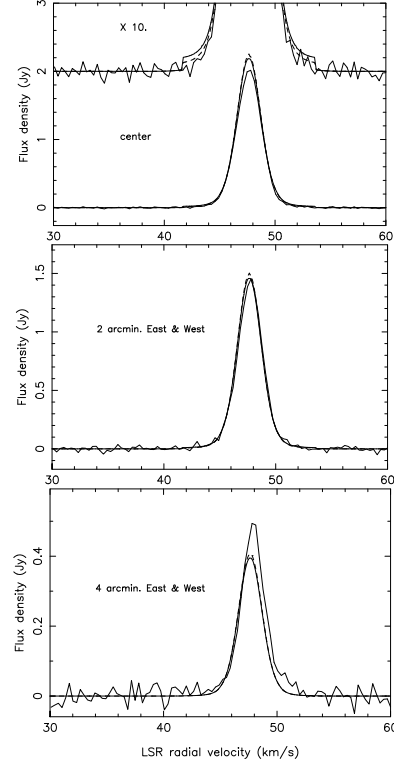


Fig. 4. Comparison between the H I line profiles obtained with the NRT (thick lines) and the model of a detached shell around an AGB star discussed in Sect. 3.1 (thin and dashed lines). *Top*: central spectrum; *middle*: average of the two spectra at +2' (east) and -2' (west); *bottom*: average of the two spectra at +4' and -4'.

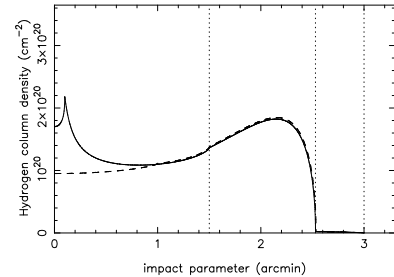


Fig. 5. Atomic hydrogen column density profile for the detached shell model discussed in Sect. 3.1. The vertical dotted lines mark the radii r_1 , r_f and r_2 of the model (see Table 4).

source would then be evolving towards the white dwarf stage, i.e. it would be a stellar core of decreasing luminosity and temperature such that there is no significant heating nor ionization close to the DDK cloud. An obvious candidate would be 2MASS 07495348+0430238. However this object seems peculiar: the optical and near-infrared colors do not match well. It could be a variable star, a star with an infrared excess, or a binary system. Also, the stellar remnant might have moved away from its circumstellar shell (e.g. Smith 1976), and nearby stars,

such as NLTT 18499, should also be considered. Radial velocity measurements could help to select the best candidate. A parallax would constrain the distance, and, *in this context*, the physical characteristics of the DDK cloud.

Due to the large scale of the circumstellar shell, a cessation of the mass loss by the central star would not affect strongly the HI emission before several 10^4 years (i.e. before a lapse smaller than the time needed by stellar matter to reach the termination shock in r_1 , 5.7×10^4 years). In order to illustrate this effect, we have made a second run of our model, with only t_1 reduced from 5.7×10^4 years to 2×10^4 years, all other input parameters being kept equal. Only the central part ($r < r_1$) is affected by this modification because the wind is supersonic up to the termination shock. The results are shown in dashed lines in Figs. 4 and 5. The predicted HI-profiles are almost indistinguishable, except in the wings of the central-position line profile.

We should also account for the lack of H α and CO emission. For an average density of 10 cm^{-3} , the recombination time of electrons is $\sim 10^4$ years, which sets a lower limit on the time since the hypothetical source of ionization should have been switched-off. The timescale for CO photo-dissociation in the ISM is ~ 200 years (Mamon et al. 1988). However, CO is self-shielded and may survive for a much longer time, up to 10^5 years, depending on the mass-loss rate and expansion velocity, and possibly more if the medium is inhomogeneous. The timescale for the dispersion of circumstellar shells around evolved stars is also uncertain. It probably depends on the wind history, on the properties of the ambient ISM and on the velocity of the central star relative to this medium (Villaver et al. 2002, 2003). HI observations show that these structures may have a lifetime of at least several 10^5 years (Gérard & Le Bertre 2006; Libert et al. 2007). Some post-PN circumstellar shells, old enough to escape detection in H α and CO, should then be expected. However, up to now none has been identified. The DDK cloud would then be the first specimen, and we probably need to identify other cases before reaching a firm conclusion on the circumstellar-shell hypothesis.

3.2. The IVC/HVC hypothesis

The DDK cloud could also be associated with the population of high galactic latitude clouds that are found at high velocity, $|V_{\text{lsr}}| > 70 \text{ km s}^{-1}$ (High-Velocity Clouds, HVC), or at lower velocity (Intermediate-Velocity Clouds, IVC). In particular de Heij et al. (2002a) have identified a population of small ($\leq 1^\circ$ FWHM) and isolated high-velocity clouds (compact HVC, or CHVC) sharply bounded in angular extent. A follow-up study with the Westerbork Synthesis Radio Telescope shows a core-halo morphology similar to that seen in the DDK HI cloud (de Heij et al. 2002b, see e.g. CHVC 120-20-443 in their Fig. 2). The enigmatic cloud has a radial velocity lower than the characteristic velocity of HVC, but we have no information on its transverse velocity. Perhaps more confounding, the velocity dispersion in CHVC (typically 20 km s^{-1}) is much larger than that in the DDK cloud. IVC have probably a two-phase structure with bright clumps and a diffuse envelope similar to that of HVC (Smoker et al. 2002; Haud 2008).

Absorption HI-line surveys made with Arecibo and the Giant Metrewave Radio Telescope (Heiles & Troland 2003; Mohan et al. 2004) have revealed the presence in the ISM of many small clouds, at low and intermediate radial velocity, with hydrogen at a temperature in the range 50–200 K, comparable to that in the DDK cloud. These clouds might be associated to the population of discrete HI clouds discovered in emission with the Green Bank Telescope by Lockman (2002). The latter seem

to follow Galactic rotation, to have a peak N_{H} of a few times 10^{19} cm^{-2} , and linewidths in the range of a few to tens of km s^{-1} . Lockman (2002) proposes that they are located in the Galactic halo, and have sizes of few tens of parsecs and typical masses of $50 M_\odot$. We cannot exclude that the DDK cloud would be a member of this population, on the low side of its velocity-dispersion distribution.

The origin of CHVC/IVC is a matter of debate, the most critical difficulty being their uncertain distance. In fact as, up to now, post-PN circumstellar shells have still not been identified, we would like to raise the possibility that some of these objects may hide among the population of CHVC/IVC. Désert et al. (1990) have already noted a coincidence between an IVC, which they detected in CO, and a white dwarf. It is also known that some evolved stars at high-galactic latitude are associated with extended gaseous tails that show a cometary morphology in HI evocative of IVC/HVC (Matthews et al. 2008; Libert et al. 2008).

3.3. The extragalactic hypothesis

DDK2008 raised the possibility that the HI cloud they discovered might be extragalactic in origin. In this case, the requirement that the cloud be gravitationally bound imposes an upper limit on its distance of ~ 530 kpc (in order that its HI mass does not exceed its virial mass). Placed at a nearer distance, the HI mass alone would no longer be able to account for the observed linewidth, implying that some additional “dark” component must be present. DDK2008 therefore suggested that the cloud might be an example of a “dark galaxy” – a galactic system too low in mass to have become unstable to star formation. This hypothesis is of particular interest, since the existence of large numbers of low-mass satellites to the Milky Way (the smallest of which are not expected to have formed stars) has been predicted by cold dark matter models of galaxy formation (e.g., Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999).

Recently Ryan-Weber et al. (2008) discovered an unusual dwarf galaxy, Leo T, whose HI properties share some interesting similarities with the DDK cloud. Both Leo T and the DDK cloud have similar angular sizes ($\sim 5'$) and clumpy, elliptical-shaped HI morphologies. Placed at the adopted distance of Leo T (420 kpc), the DDK cloud and the Leo T dwarf would also have comparable HI masses ($3.4 \times 10^5 M_\odot$ and $2.8 \times 10^5 M_\odot$, respectively). However, there are several noteworthy differences between these two objects. The Leo T dwarf has a larger HI velocity width ($\sim 7 \text{ km s}^{-1}$), and its velocity field shows no signatures of rotation. Indeed, lack of ordered rotation tends to be a generic feature of the lowest mass dwarf galaxies (e.g., Grebel 2008). Another key difference is that Leo T has a ratio of dynamical mass to HI mass ~ 50 (and very few stars), implying a large dark matter fraction. In contrast, $M_{\text{dyn}}/M_{\text{HI}} \sim 2$ for the DDK cloud if located at the same distance. After accounting for the mass contribution of helium, this leaves little room for a significant amount of “dark” material.

If the DDK cloud is truly a rotating disk, then its measured rotational velocity should be corrected for the disk’s inclination to our line-of-sight. Assuming the disk is circular with an intrinsic flattening $q \sim 0.1$, its measured HI axial ratio ($b/a = 0.7$; DDK2008) implies $i \approx 46^\circ$, based on the standard relation

$$\cos^2 i = \frac{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - q_0^2}{1 - q_0^2}$$

Thus the true peak rotational velocity is $V_{\text{rot}}/\sin i \approx 1.4 \text{ km s}^{-1}$. Yet, this value is still extraordinarily small, leading to a difficulty in explaining how such a low-mass system could have retained an observable quantity of cold, neutral gas to the present day.

Current galaxy formation models predict that the reionization of the intergalactic medium at high redshift will suppress gas accretion onto galactic potentials with circular velocities $V_{\text{circ}} \lesssim 20\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ (e.g., Bullock et al. 2000). Even if such low-mass structures were able to collapse, their gas would be expected to rapidly photoevaporate (Barkana & Loeb 1999). Furthermore, gas would be prevented from condensing back onto such structures during later epochs, since the characteristic mass scales for structure formation in the intergalactic medium exceed the mass of these “mini-halos” (e.g., Gnedin 2000).

Ricotti (2009) proposed that this latter problem could be partly overcome by the increasing central concentration of the galaxy potentials and the decreasing temperature of the intergalactic medium as a function of decreasing redshift. However, his models predict that the lowest mass galaxies able to cool below 10^4 K within a Hubble time have $V_{\text{circ}} \sim 5\text{--}7 \text{ km s}^{-1}$ —several times higher than the DDK cloud. Moreover, the dynamical masses of the smallest galaxies are predicted to exceed their gas masses by more than an order of magnitude. The latter discrepancy could be alleviated by placing the DDK cloud at a smaller distance (e.g., comparable to the Magellanic Clouds). However, in this case, any accreted gas would likely be depleted via ram pressure stripping during passage through the Galactic corona (Mayer et al. 2006).

Finally, there may be some difficulty accounting for the presence of an HI column density minimum or “hole” near the center of rotation of the DDK cloud in an extragalactic scenario. While such features are common in dwarf galaxies, their origins are most likely tied either directly or indirectly with star formation, arising from energy injection from stellar winds and/or supernovae (e.g., Kerp et al. 2002), or from a combination of turbulence and thermal and gravitational instabilities (Dib & Burkert 2005). In summary, while an extragalactic origin for the DDK cloud cannot yet be strictly excluded, it appears unlikely in light of the available data for the cloud and our present theoretical understanding of the formation and evolution of the lowest mass galaxies.

4. Conclusions

The HI emission from the DDK cloud is well separated from the rest of the Galactic emission. It shows a narrow line profile that can be fitted with one Gaussian of width 2.8 km s^{-1} and that is centered at $V_{\text{lsr}} = 47.7 \text{ km s}^{-1}$. The cloud has a size of $4'$ in RA, and for a distance d expressed in kpc, a mass in atomic hydrogen of $2 \times d^2 M_{\odot}$. The rotational lines of CO (2-1 and 1-0) have not been detected.

The HI line profiles are compatible with the model of a detached shell around an AGB star, which we have developed for the carbon star Y CVn. However, owing to the absence of a luminous and/or hot central star, we discard the possibility that the DDK cloud is related to a mass-losing red giant, a post-AGB object or a planetary nebula central star. In the context of the circumstellar shell hypothesis, we suggest that the DDK cloud could be a fossil shell left over by a stellar core (still to be identified, but possibly associated with the 2MASS star pointed out by DDK2008) that is now evolving towards the white-dwarf stage.

With a core-halo morphology, the DDK HI cloud might also be related to a compact HVC/IVC, although the narrow HI linewidth would be atypical. An extragalactic origin can also be considered, but again appears improbable in view of the small velocity dispersion.

Presently the circumstellar shell hypothesis is the only one that can easily account for the small linewidth. If this hypothesis proves to be correct, the DDK cloud might offer the first occasion to study a post-PN stellar remnant together with its fossil shell.

Acknowledgements. The Nançay Radio Observatory is the Unité scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris, associated as Unité de Service et de Recherche (USR) No. B704 to the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Conseil Régional de la Région Centre in France. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain). This research has made use of the SIMBAD and VizieR databases, operated at CDS, Strasbourg, France and of the NASA's Astrophysics Data System.

References

- Barkana, R., & Loeb, A. 1999, *ApJ*, 523, 54
 Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Weinberg, D. H. 2000, *ApJ*, 539, 517
 Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
 Dedes, L., Dedes, C., & Kalberla, P. W. M. 2008, *A&A*, 491, L45 (DDK2008)
 Désert, F.-X., Bazell, D., & Blitz, L. 1990, *ApJ*, 355, L51
 Dib, S., & Burkert, A. 2005, *ApJ*, 630, 238
 Droege, T. F., Richmond, M. W., Sallman, M. P., & Creager, R. P. 2006, *PASP*, 118, 1666
 Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
 Gaustad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., & Van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326
 Gérard, E., & Le Bertre, T. 2006, *AJ*, 132, 2566
 Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 542, 535
 Grebel, E. 2008, in *Dark Galaxies and Lost Baryons*, ed. J. I. Davies, & M. J. Disney, *Proc. IAU Symp.*, 244, 300
 Haud, U. 2008, *A&A*, 483, 461
 de Heij, V., Braun, R., & Burton, W. B. 2002a, *A&A*, 391, 159
 de Heij, V., Braun, R., & Burton, W. B. 2002b, *A&A*, 391, 67
 Heiles, C., & Troland, T. H. 2003, *ApJ*, 586, 106
 Huggins, P. J., Forveille, T., Bachiller, R., et al. 2002, *ApJ*, 573, L55
 Izumiura, H., Hashimoto, O., Kawara, K., Yamamura, I., & Waters, L. B. F. M. 1996, *A&A*, 315, L221
 Jura, M., Kahane, C., Fischer, D., & Grady, C. 1997, *ApJ*, 485, 341
 Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
 Kerp, J., Walter, F., & Brinks, E. 2002, *ApJ*, 571, 809
 Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82
 Landman, D. A., Roussel-Dupré, R., & Tanigawa, G. 1982, *ApJ*, 261, 732
 Le Bertre, T., & Gérard, E. 2004, *A&A*, 419, 549
 Lepine, S., & Shara, M. M. 2005, *AJ*, 129, 1483
 Libert, Y., Gérard, E., & Le Bertre, T. 2007, *MNRAS*, 380, 1161
 Libert, Y., Le Bertre, T., Gérard, E., & Winters, J. M. 2008, *A&A*, 491, 789
 Lockman, F. J. 2002, *ApJ*, 580, L47
 Mamon, G. A., Glassgold, A. E., & Huggins, P. J. 1988, *ApJ*, 328, 797
 Matthews, L. D., Libert, Y., Gérard, E., Le Bertre, T., & Reid, M. J. 2008, *ApJ*, 684, 603
 Matthews, L. D., & Reid, M. J. 2007, *AJ*, 133, 2291
 Mayer, L., Mastropietro, C., Wadsley, J., Stadel, J., & Moore, B. 2006, *MNRAS*, 369, 1021
 Mohan, R., Dwarakanath, K. S., & Srinivasan, G. 2004, *JA&A*, 25, 185
 Moore, B., Ghigna, S., Governato, G., et al. 1999, *ApJ*, 524, L19
 de Pater, I., Palmer, P., & Snyder, L. E. 1991, *Ap&SS Library*, 167, 175
 Rey, S.-C., Rich, R. M., Sohn, S. T., et al. 2007, *ApJS*, 173, 643
 Ricotti, M. 2009, *MNRAS*, 392, L45
 Rodríguez, L. F., Goss, W. M., & Williams, R. 2002, *ApJ*, 574, 179
 Ryan-Weber, E. V., Begum, A., Oosterloo, T., et al. 2008, *MNRAS*, 384, 535
 Smith, H. 1976, *MNRAS*, 175, 419
 Smoker, J. V., Haffner, L. M., Keenan, F. P., Davies, R. D., & Pollacco, D. 2002, *MNRAS*, 337, 385
 Speck, A. K., Meixner, M., Fong, D., et al. 2002, *AJ*, 123, 346
 Villaver, E., García-Segura, G., & Manchado, A. 2002, *ApJ*, 571, 880
 Villaver, E., García-Segura, G., & Manchado, A. 2003, *ApJ*, 585, L49
 Young, K., Cox, P., Huggins, P. J., Forveille, T., & Bachiller, R. 1999, *ApJ*, 522, 387

Annexe B

Comme nous l'avons vu tout au long de cette thèse, la perte de masse des étoiles AGB est un phénomène complexe, qui diffère d'une étoile à une autre. Pour illustrer cela, nous avons comparé deux sources similaires : V1942 Sgr et V CrB. Ces étoiles AGB sont toutes les deux carbonnées, sur la TP-AGB, à des distances comparables (~ 550 pc), et présentent des taux de perte de masse déduits du CO similaires ($\sim 2 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$). Notons toutefois que V1942 Sgr est une étoile AGB irrégulière (type Lb) tandis que V CrB est une Mira.

L'étude HI révèle un historique de perte de masse très différent pour les deux objets. V1942 Sgr est clairement détectée, et présente une émission HI dominée par une composante étroite de largeur $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ (cf. figure 4.3). La taille de l'enveloppe déduite de la carte est de $4'$. A la position de la source, on trouve que la composante étroite est superposée à une composante plus large (12 km s^{-1}). On remarque que les caractéristiques HI de l'enveloppe de V1942 Sgr rappellent beaucoup celles de Y CVn (cf. section 3.1).

Dans le cas de V CrB, nous n'avons détecté aucune trace d'hydrogène neutre à la vitesse radiale donnée par les observations CO. Nous estimons donc que la limite supérieure de la masse en hydrogène atomique est de $1.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ dans l'environnement de l'étoile. Cette absence d'émission à 21 cm pourrait s'expliquer par la faible température effective de l'étoile (~ 2100 K). En effet, à cette température l'hydrogène devrait essentiellement être sous forme moléculaire. Dans ce cas, le HI devrait quand même être présent au delà du rayon de photodissociation de H_2 . Nous avons estimé ce rayon à $1.2'$ (en suivant l'approche de Morris & Jura, 1983). Compte tenu de la largeur du lobe du NRT ($4'$), nous aurions dû détecter le produit de photodissociation.

Cela nous indique donc que la perte de masse de V CrB est très récente, et seules les observations CO permettent de l'estimer, car elles rendent compte du gaz proche de l'étoile (cf. 1.5). Les observations HI nous permettent d'estimer une limite supérieure de la durée d'émission de matière à un taux de $\sim 2 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. On place cette limite à $3 \cdot 10^4$ ans.

Pour compléter l'étude de l'environnement de V1942 Sgr, nous l'avons observé en CO(1-0) et CO(2-1) avec le télescope de 30 m de l'IRAM. Nous trouvons un profil composite (cf. figure 4.4), plus large que celui observé en HI, et dont la composante étroite correspond au piedestal que nous avons mis en évidence à 21 cm. L'absence d'une contrepartie HI pour la composante large du spectre CO pourrait s'expliquer par un événement récent de perte de masse, encore trop jeune pour être observable à grande distance de l'étoile.

Plusieurs explications ont été proposées pour ce type de profil : il pourrait être le

résultat d'une succession d'évènements de perte de masse à des taux et vitesses différents (Knapp et al., 1998 ; Winters et al. 2003), ou alors il pourrait être la signature d'un flot bipolaire comme ce que nous avons proposé pour RS Cnc (cf. section 3.4).

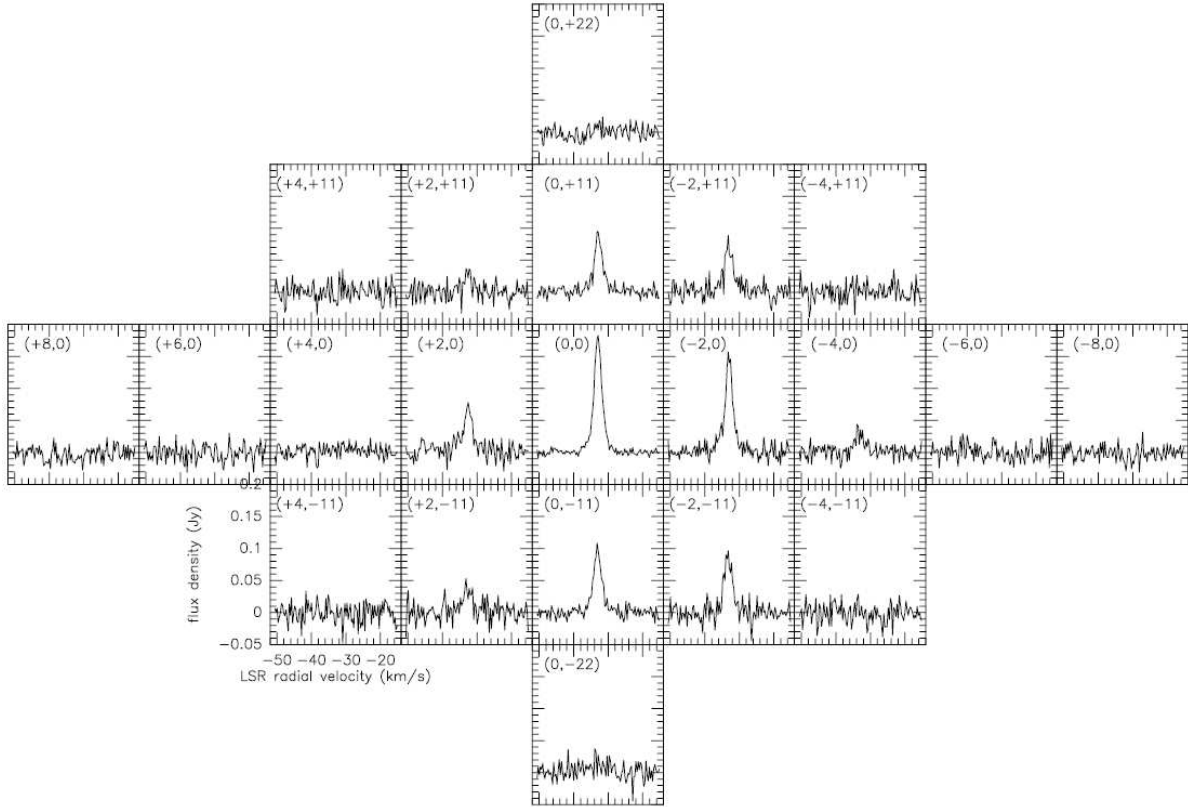


FIG. 4.3: Carte de l'émission HI de V1942 Sgr obtenue au NRT.

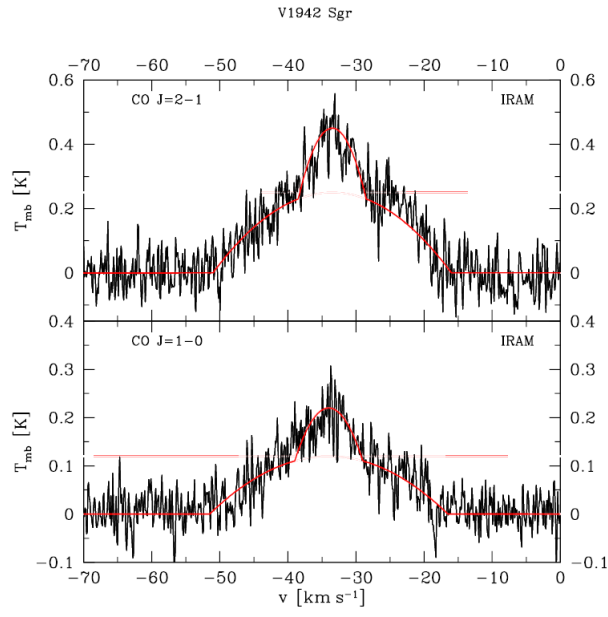


FIG. 4.4: Spectres CO(1-0) et CO(2-1) de V1942 Sgr obtenus au 30 m de l'IRAM.

Circumstellar H I and CO in the carbon stars V1942 Sgr and V CrB

Y. Libert¹, E. Gérard², C. Thum³, J.M. Winters³, L.D. Matthews⁴, and T. Le Bertre¹

¹ LERMA, UMR 8112, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

² GEPI, UMR 8111, Observatoire de Paris, 5 Place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St. Martin d'Hères, France

⁴ MIT Haystack Observatory, Off Route 40, Westford, MA 01886, USA

July 16, 2009

in preparation

ABSTRACT

Context. The majority of stars that leave the main sequence are undergoing extensive mass loss, in particular when they are on the asymptotic giant branch (AGB) phase of evolution. Observations show that the rate at which this phenomenon develops differs highly from source to source, so that the balance of mass loss as a function of the initial conditions (mass, metallicity, etc.) and of the stage of evolution is presently not well understood.

Aims. We are investigating the mass loss history of AGB stars by observing the molecular and atomic emission of their circumstellar shells.

Methods. In this work we have selected two stars that are on the thermally pulsing phase of the AGB (TP-AGB) and for which high quality data in the CO rotation lines and in the atomic hydrogen line at 21 cm could be compiled.

Results. V1942 Sgr, a carbon star of the Irregular variability type, shows a complex CO line profile that may originate from a long-lived wind at a rate of $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, and from a young ($< 10^4$ years) fast outflow at a rate of $\sim 5 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. An intense H I emission indicates a detached shell with $0.048 M_{\odot}$ of hydrogen. This shell probably results from the slowing-down, by surrounding matter, of the same long-lived wind observed in CO that has been active during $\sim 5 \cdot 10^5$ years at a rate of $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. On the other hand, the carbon Mira V CrB is presently undergoing mass loss at a rate of $2 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, but was not detected in H I. The wind is mostly molecular, and was active for at most $5 \cdot 10^4$ years, with an integrated mass lost of at most $6.5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$.

Conclusions. Although both sources are carbon stars on the TP-AGB, they appear to develop mass loss under very different conditions, and a high rate of mass loss may not imply a high integrated mass loss.

Key words. Stars: AGB and post-AGB – Stars: carbon – (Stars:) circumstellar matter – Stars: individual: V1942 Sgr – Stars: individual: V CrB

Bibliographie

- Bowers P.F., & Knapp G.R., 1988, ApJ 332, 299
- Busso M., Gallino R., & Wasserburg G. J., 1999, ARA&A, 37, 239
- Castro-Carrizo A., et al., 2007, “Why Galaxies Care About AGB Stars : Their Importance as Actors and Probes”, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, vol. 378, eds. F. Kerschbaum, C. Charbonnel and R. F. Wing, p. 199
- Dedes L., Dedes C., & Kalberla P.W.M., 2008, A&A, 491, L45
- Dumm T., & Schild H., 1998, New Astron., 3, 137
- Dyson J.E., & Williams D.A., 1997, “The Physics of the Interstellar Medium”, 2nd edition, Institute of Physics Publishing
- Gardan E., Gérard E., & Le Bertre T., 2006, MNRAS, 365, 245
- Gérard E., & Le Bertre T., 2006, AJ, 132, 2566
- Gérard E., & Le Bertre T., 2003, A&A, 397, L17
- Glassgold A.E., & Huggins P.J., 1983, MNRAS 203, 517
- Goebel J. H., et al., 1980, ApJ, 235, 104
- Högbom J. A., 1974, A&AS, 15, 417
- Izumiura H., Hashimoto O., Kawara K., Yamamura I., Waters L.B.F.M., 1996, A&A 315, L221
- Lamers H.J.G.L.M., 1997, Lecture Notes in Physics 497, De Greve J.P., Blomme R., and Hensberge H. (eds.),” *Stellar Atmospheres : Theory and Observations*”, p.69
- Le Bertre T., & Gérard E., 2001, A&A 378, 29
- Libert Y., Gérard E., & Le Bertre T., 2007a, MNRAS, 380, 1161

- Libert Y., Gérard E., & Le Bertre T., 2007b, SF2A-2007 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Eds. : J. Bouvier, A. Chalabaev, and C. Charbonnel, p.253
- Libert Y., Gérard E., Thum C., Winters J. M., Matthews L. D., & Le Bertre T., 2009, in preparation
- Libert Y., Gérard E., Le Bertre T., Matthews L. D., Thum C., & Winters J. M., 2009, A&A, 500, 1131
- Libert Y., Le Bertre T., Gérard E., & Winters J. M., 2008a, A&A, 491, 789
- Libert Y., Le Bertre T., Gérard E., & Winters J. M., 2008b, SF2A-2008 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Eds. : C. Charbonnel, F. Combes and R. Samadi., p.317
- Libert Y., Winters J. M., Le Bertre T., Gérard E., & Matthews L. D., 2009, submitted to A&A
- Loup C., Forveille T., Omont A., & Paul J. F., 1993, A&AS, 99, 291
- Mamon G.A., Glassgold A.E., & Huggins P.J., 1988, ApJ 328, 797
- Martin D. C., et al., 2007, Nat, 448, 780
- Matthews L. D., Libert Y., Gérard E., Le Bertre T., & Reid M. J., 2008, ApJ, 684, 603
- Matthews L. D., & Reid M. J., 2007, AJ, 133, 2291
- Mihalas D., & Binney J., 1981, Galactic Astronomy, Structure and Kinematics (W.H. Freeman and Co.)
- Morris M., & Jura M., 1983, ApJ, 264, 546
- Neri R., Kahane C., Lucas R., Bujarrabal V., & Loup C., 1998, A&A 130, 1
- Olofsson H., Eriksson K., Gustafsson B., & Carlström U., 1993, ApJS, 87, 267
- Rao N. K., Mohan R., & Lambert D.L., 2008, proceedings of the URSI General Assembly, Chicago, JPS 1.9
- Ryan-Weber E. V., et al., 2008, MNRAS, 384, 535
- Sedlmayr E., 1994, IAU coll., 146, 163

- Spitzer L. J., 1978, JRASC, 72, 349
- Ueta T., et al., 2009, arXiv :0905.0750
- Villaver E., García-Segura G., & Manchado A., 2003, ApJ, 585, L49
- Wareing C. J., Zijlstra A. A., & O'Brien T. J., 2007, MNRAS, 382, 1233
- Wilson W. J., Schwartz P. R., & Epstein E. E., 1973, ApJ, 183, 871
- Winters J. M., Le Bertre T., Jeong K. S., Nyman, L.-Å., & Epchtein N., 2003, A&A, 409, 715
- Young K., Cox P., Huggins P.J., Forveille T., & Bachiller R., 1999, ApJ, 522, 387
- Young K., Phillips T. G., & Knapp G. R., 1993, ApJ, 409, 725
- Zinner E., & Amari S., 1999, in Asymptotic Giant Branch Stars, ed. T. Le Bertre, & A. Lèbre, C. Waelkens, IAU Symp., 191, 59
- Zuckerman B., Palmer P., Gilra D.P., Turner B. E., & Morris M., 1978, ApJ, 220, L53
- Zuckerman B., Terzian Y., & Silverglate P.R., 1980, ApJ 241,1014