



**HAL**  
open science

## Etude d'un nuage moléculaire : observation centimétrique de la molécule d'ammoniac

Aliette Morane

► **To cite this version:**

Aliette Morane. Etude d'un nuage moléculaire : observation centimétrique de la molécule d'ammoniac. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1984. Français. NNT: . tel-00686687

**HAL Id: tel-00686687**

**<https://theses.hal.science/tel-00686687>**

Submitted on 11 Apr 2012

**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.

GROUPE D'ASTROPHYSIQUE

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE

spécialité : Physique de la Matière et du Rayonnement

par

Aliette MORANE

ETUDE D'UN NUAGE MOLECULAIRE

OBSERVATION CENTIMETRIQUE DE LA MOLECULE D'AMMONIAC

Soutenue le 28 mai 1984 devant la Commission d'Examen

A. OMONT

président

S. GUILLOTEAU

examineurs

G. WINNEWISSER

Materie -

die Hartnäckigkeit der kleinsten Lebewesen

Wilhelm Busch

Cette thèse a été effectuée à l'Université de COLOGNE, dans le " I. Physikalisches Institut ".

Je tiens à remercier tous ceux qui m'ont apporté leur concours, notamment Messieurs Alain Omont et Gisbert Winnewisser sans lesquels la réalisation de ce travail n'aurait pas été possible.

Un grand merci également à Stéphane Guilloteau pour son aide constante et à toute l'équipe du " I. Physikalisches Institut " qui m'a très chaleureusement accueillie et soutenue au cours de ces deux années.

Et merci aussi à l'équipe de l'observatoire de Bordeaux qui m'a initiée aux observations millimétriques.

## TABLE DES MATIERES

	PAGES
Introduction	
<u>I. Quelques données sur la molécule d'ammoniac</u>	
1. Description	I.1
2. Niveaux d'énergie	I.2
3. Règles de sélection et intensité des raies	I.6
4. Ammoniac interstellaire	I.8
5. Taux de collisions	I.9
<u>II. Paramètres physiques d'un nuage moléculaire</u>	
1. Température cinétique	II.1
2. Transfert de rayonnement et température d'antenne	II.6
a. Le problème du transfert de rayonnement	II.6
b. La température d'antenne	II.11
3. Epaisseur optique et largeur de raie	II.14
4. Température de rotation et colonne-densité	II.18
5. Facteur de remplissage et granulation	II.20
6. Estimation de la masse	II.22
<u>III. Les observations</u>	
1. Observations de spectroscopie	III.1
a. Principales caractéristiques de l'antenne	III.1
b. Chaîne de réception	III.3
c. Réduction des données et résultats bruts	III.4
2. Observations continuum	III.5
<u>IV. La source W48</u>	
1. Ce qui était connu de W48	IV.1
a. Continuum	IV.1
b. Raies de recombinaison	IV.2
c. Infra-rouge	IV.3
d. Raies moléculaires	IV.4
2. Un modèle possible : le bouchon de champagne	IV.6

3. Les résultats obtenus à Effelsberg	IV.10
a. Le continuum	IV.10
b. Les raies d'inversion; structure en vitesse	IV.12
c. Granulation et masse	IV.15
* Masses	IV.15
* Granulation	IV.17
d. Récapitulation sur les objets observés dans W48	IV.19
V. <u>Les anomalies hyperfines</u>	
1. Explication et calculs théoriques	V.1
2. Conséquences	V.3
Conclusion	
<u>Annexes</u> :	
A. La distance cinématique	A.1
B. Bibliographie	B.1

## Introduction

Notre galaxie est formée d'étoiles et de matière interstellaire. Cette dernière est composée de gaz et de poussières répartis irrégulièrement entre les étoiles et dont la masse est estimée à 10% de la masse de la galaxie, soit environ  $2.10^{11} M_{\odot}$  ( $1 M_{\odot} = 2.10^{33} \text{ g}$ ).

La matière interstellaire provient de deux sources : les éléments légers ( H, D, He ) ont été créés lors de l'explosion initiale ( Big Bang ) et le carbone ainsi que les éléments plus lourds sont les cendres des réactions nucléaires qui ont lieu à l'intérieur des étoiles.

Les échanges de masse entre les étoiles et le milieu interstellaire sont constants et à double sens ainsi que l'illustre le schéma suivant :

### PERTE DE MASSE

lente : vent stellaire, géantes rouges

rapide : supernovae

ETOILES  $\longleftrightarrow$  MATIERE INTERSTELLAIRE

### CONDENSATION

de nuages moléculaires

étoiles jeunes

Les étoiles se forment dans des milieux denses en matière interstellaire, les nuages moléculaires, répartis essentiellement dans les bras spiraux galactiques, et elles rejettent au cours des différentes étapes de leur évolution de la matière enrichie

en éléments lourds.

Au cours de ce travail nous allons nous intéresser à un nuage moléculaire, W48, soupçonné d'être un centre actif de formation d'étoiles chaudes et massives (de type O-B) :

La région a été explorée par l'intermédiaire de la molécule d'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ) à laquelle le premier chapitre est consacré. Il décrit sa structure interne telle qu'elle est connue à partir d'études de laboratoire et donne les propriétés intéressantes qui font de l'ammoniac une des molécules les plus utilisées pour l'étude du milieu interstellaire.

La méthode d'exploitation des observations est exposée au chapitre II : il donne le détail des calculs utiles pour déduire des spectres obtenus les conditions physiques régnant dans le nuage moléculaire.

Une description succincte du matériel d'observation utilisé, le radio-télescope d'Effelsberg, est donnée dans le chapitre III.

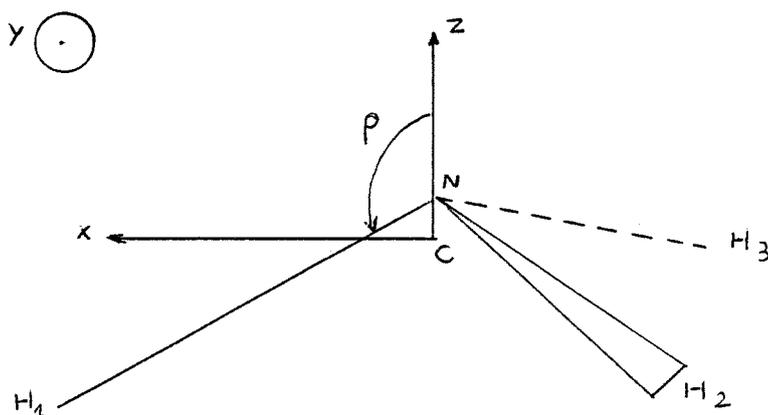
Le chapitre IV est consacré à la source W48 : les données précédemment publiées sur la source y sont rassemblées et complétées par les résultats obtenus à Effelsberg. Nous verrons dans quelle mesure les informations qui en sont déduites sont compatibles avec ce que l'on attend d'un lieu de formation d'étoiles.

Le chapitre V, enfin, aborde un aspect singulier des spectres obtenus : les anomalies hyperfines de la raie d'inversion  $\text{NH}_3(1,1)$ .

## I. Quelques données sur la molécule NH<sub>3</sub>

### 1. Description

La molécule d'ammoniac, NH<sub>3</sub>, est une molécule pyramidale. Sa configuration dans le repère du centre de masse, C, est la suivante :



$C_x, C_y, C_z$  sont les axes principaux de l'ellipsoïde d'inertie.

$C_z$  est un axe de symétrie d'ordre 3.

Les coordonnées des atomes, en Å, sont:

	x	y	z
N	0	0	0.067
H <sub>1</sub>	0.937	0	-0.314
H <sub>2</sub>	-0.469	0.812	-0.314
H <sub>3</sub>	-0.469	-0.812	-0.314

A l'équilibre la distance N-H vaut 1.0116 Å

et l'angle H-N-H vaut 106.68°

Deux moments d'inertie  $I_x$  et  $I_y$  sont égaux et inférieurs à  $I_z$ , le moment le long de l'axe de symétrie; ceci caractérise une toupie symétrique oblate.

Les constantes de rotation :

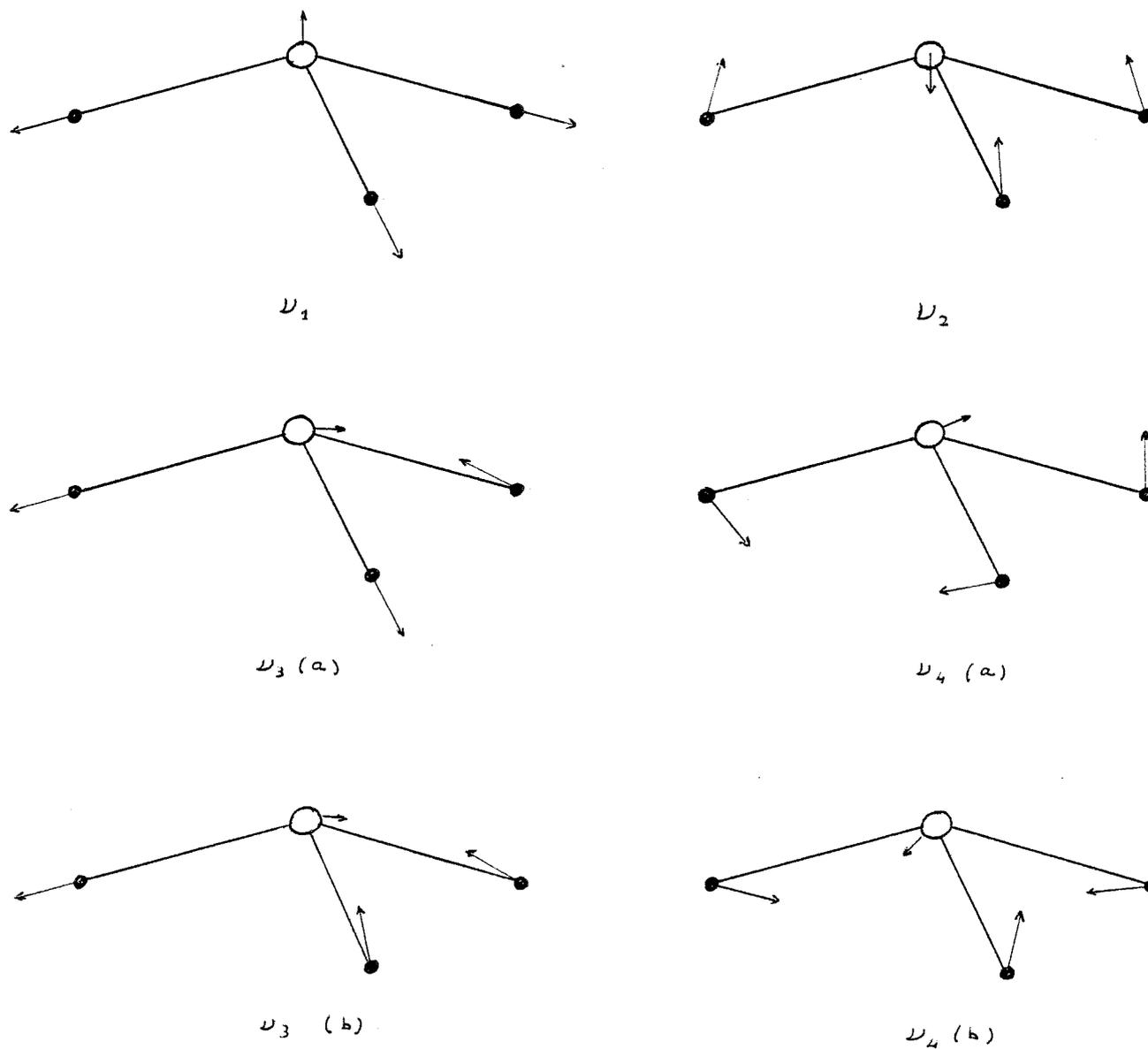


Figure 1 : Les modes de vibration normaux :

$$\overline{\nu}_1 = 3335 \text{ cm}^{-1}$$

$$\overline{\nu}_2 = 950 \text{ cm}^{-1}$$

$$\overline{\nu}_3 = 3414 \text{ cm}^{-1}$$

$$\overline{\nu}_4 = 16375 \text{ cm}^{-1}$$

Le déplacement de l'atome N et des atomes H ne sont pas représentés à l'échelle.

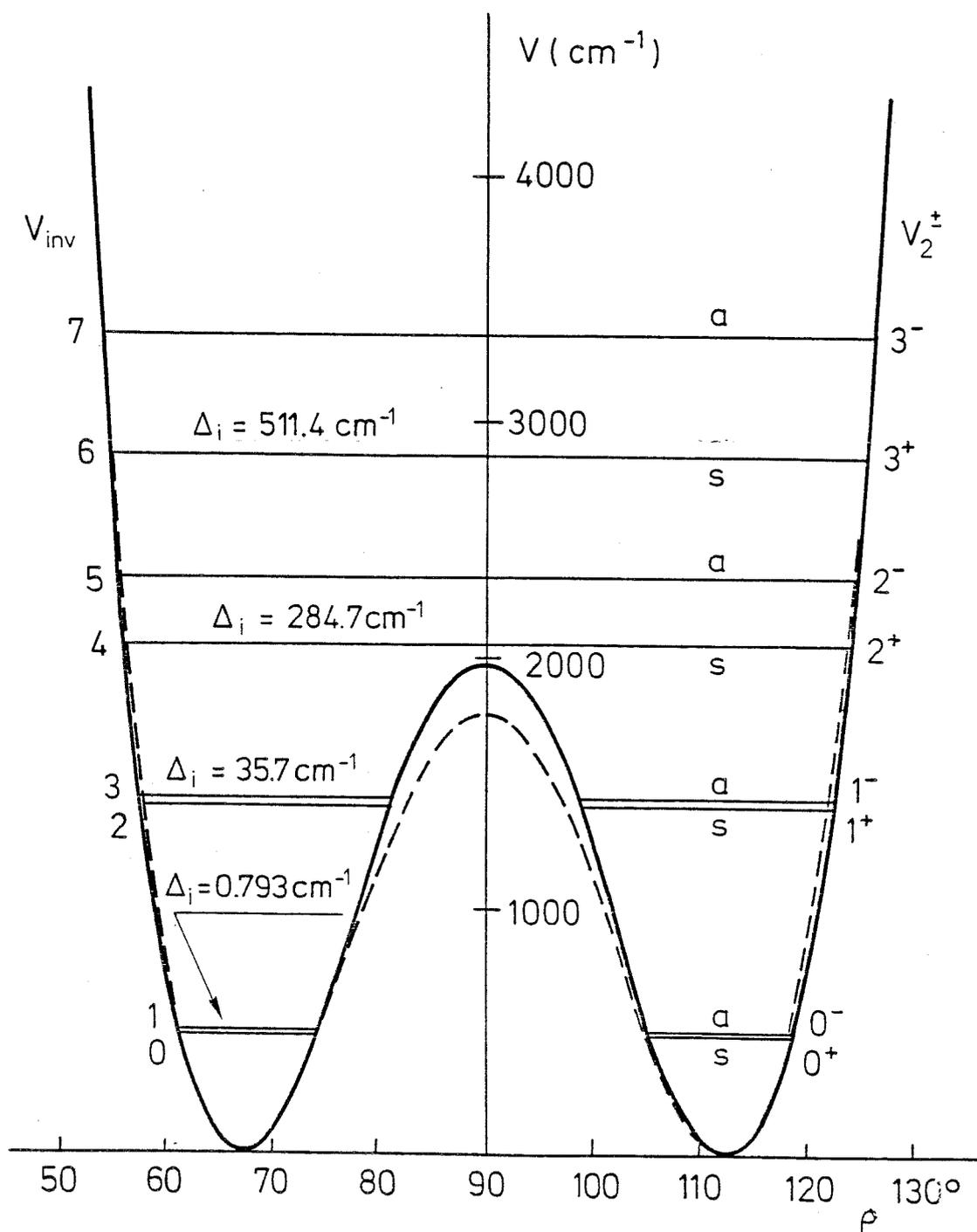


Figure 2 : La fonction à double minimum représentant le potentiel électrostatique de  $\text{NH}_3$  en fonction de  $\rho$ , l'angle entre l'axe de symétrie et une droite  $\text{NH}$ .

Les premiers niveaux de rotation  $V_2$  sont indiqués avec l'écart énergétique  $\Delta_i$  entre les doublets d'inversion correspondants.

Le trait plein correspond au potentiel calculé; le pointillé à la fonction expérimentale.

$$A = \frac{h}{8\pi^2 I_x} = \frac{h}{8\pi^2 I_x} = B = 298.193 \text{ GHz}$$

$$C = \frac{h}{8\pi^2 I_x} = 186.722 \text{ GHz}$$

Ces constantes se déduisent de l'analyse du spectre de rotation pour un mode de vibration  $v$  donné, et dépendent légèrement de  $v$  :

$$B_v = B_{eq} - \alpha_j (v_j + d_j/2)$$

où  $B_{eq}$  est la valeur de la constante à l'équilibre

$$v_j = j^e \text{ vibration normale}$$

$$d_j = \text{dégénérescence de } v_j$$

$$\alpha_j = \text{constante de distorsion centrifuge}$$

L'ammoniac possède un moment dipolaire permanent  $\mu$ . Sa valeur dépend faiblement du niveau de rotation car la position des atomes H et N varie en fonction de l'énergie de rotation de la molécule, par l'effet des forces centrifuges :

$$\mu = \mu_{eq} + 1.809 \cdot 10^{-4} J(J+1) - 3.467 \cdot 10^{-4} K^2 + \dots \text{ (Debye)}$$

A l'équilibre  $\mu_{eq} = 1.47147 \text{ Debye}$

$$(1 \text{ Debye} = 3.34 \cdot 10^{-30} \text{ C.m} = 10^{-18} \text{ esu.cm})$$

## 2. Niveaux d'énergie

Les quatre vibrations normales de la molécule d'ammoniac sont représentées sur la figure 1, elles correspondent à des mouvements de faible amplitude des atomes N et H.

L'un des modes de vibration joue un rôle particulier, le mode  $\nu_2$ , l'inversion, où l'atome N se déplace de part et d'autre du plan des H. La molécule a deux configurations d'équilibre équivalentes selon que N soit d'un côté ou de l'autre de ce plan. Le potentiel électrostatique correspondant est la fonction à double minimum représentée sur la figure 2; les deux positions d'équilibre de N sont séparées par une barrière de potentiel de

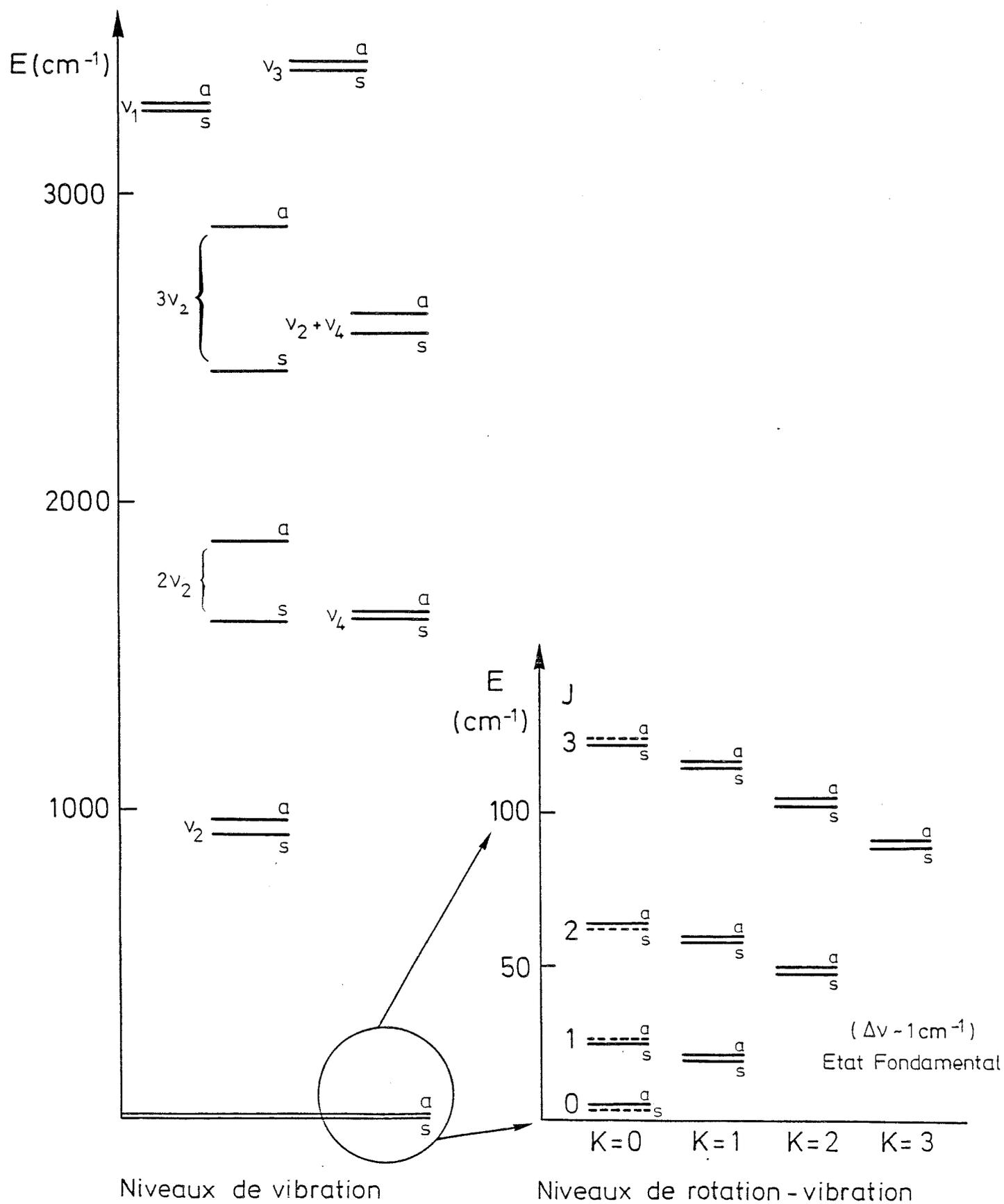


Figure 3 : Niveaux d'énergie de  $\text{NH}_3$

l'ordre de  $2000 \text{ cm}^{-1}$  qu'il peut franchir par effet tunnel. Le comportement de  $\text{NH}_3$ , à faible énergie, est bien illustré par le modèle théorique de deux oscillateurs harmoniques couplés: les niveaux de vibration sont dédoublés en deux sous-niveaux de fonction d'onde symétrique (s) et anti-symétrique (a): les doublets d'inversion (cf figures 2 et 3). Les transitions entre niveaux de vibration sont du domaine de l'infra-rouge et les transitions à l'intérieur des premiers doublets d'inversion sont du domaine radio.

A la vibration pure s'ajoute la rotation de la molécule: chaque niveau de vibration est divisé en plusieurs niveaux de rotation et le spectre observé est le spectre d'inversion-rotation-vibration.

Dans les chapitres suivants de ce travail nous nous intéresserons particulièrement aux raies d'inversion du niveau de vibration fondamental c'est à dire aux transitions à l'intérieur des doublets d'inversion de différents niveaux de rotation (cf figure 3). Elles ont l'avantage de se situer dans un domaine restreint de fréquences, compris entre 23 et 25 GHz.

Chaque raie d'inversion est en fait la superposition de plusieurs composantes dues à la structure hyperfine des niveaux de rotation.

Rappelons brièvement la structure de la molécule  $\text{NH}_3$  ;  
l'hamiltonien :

$$H = H_{\text{rotation}} + H_{\text{vibration}} + H_{\text{électronique}} + H'$$

$H_{\text{rotation}}$  étant l'hamiltonien d'un rotateur rigide

$H_{\text{vibration}}$  celui d'un oscillateur harmonique

et  $H'$  représentant les termes d'interaction et de distorsion

\* Les valeurs propres de  $H_{\text{rotation}}$  sont :

$$E_{\text{rot}} = B_{\text{eq}} \cdot J \cdot (J+1) + (B_{\text{eq}} - C_{\text{eq}}) \cdot K^2$$

où  $J$  est la quantification du moment angulaire total de la molécule et  $K$  la quantification de sa projection sur l'axe de symétrie ( $C_z$ ) de la molécule ( $K$  a des valeurs positives com-

prises entre 0 et J )

\* Les valeurs propres de  $H_{\text{vibration}}$  sont :

$$E_{\text{vibr}} = (v + 1/2) h\nu \quad \text{où } v \text{ correspond au } V_2 \text{ de la figure 1}$$

Nous nous plaçons par la suite dans le niveau fondamental électronique et négligeons dans  $H'$  les termes dûs à l'interaction vibration-rotation .

Restent les termes d'interaction magnétique et électrique entre l'atome N , les atomes H et les électrons de liaison.

Le terme dominant provient de l'interaction entre le moment quadripolaire électrique de N et le champ électrique créé par les électrons. Interviennent ensuite les termes d'interaction magnétique : couplage des moments magnétiques de l'atome N et des atomes H avec le champ magnétique créé par la rotation de la molécule (couplage spin-orbite) et couplage des moments magnétiques des atomes N et H entre eux (couplage spin-spin). Cela conduit à utiliser, pour décrire la molécule, le schéma de couplage suivant: couplage de J à  $I_N$ , le spin de l'atome d'azote, pour donner le moment angulaire  $F_1$ , puis couplage de  $F_1$  à I, le spin total des 3 atomes d'hydrogène pour donner le moment total F. Selon la valeur de K, I a deux valeurs possibles:  $I=3/2$  lorsque  $K=3n$  ou bien  $I=1/2$  lorsque  $K=3n\pm 1$ .

\* L'énergie d'interaction quadripolaire a la forme:

$$E_Q = \frac{eQq}{2I_N(2I_N-1)(2J-1)(2J+3)} \left[ \frac{3K^2}{J(J+1)} - 1 \right] \cdot \left[ \frac{3}{4} C(C+1) - I_N(I_N+1)J(J+1) \right]$$

où  $eQ$  est le moment quadripolaire de N

$$q = \left( \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right) \text{ est la dérivée seconde du potentiel électrosta-}$$

tique au niveau de N par rapport à l'axe de la molécule. La constante de couplage ( $eQq$ ) dépend faiblement du niveau de rotation :

$$eQq = (eQq)_0 + 1.048 \cdot 10^{-3} (J(J+1) - K^2) - 0.471 \cdot 10^{-3} K^2 \dots \quad (\text{MHz})$$

$$(eQq)_0 = -4.0897 \text{ MHz}$$

Tableau 1 : fonction de Casimir

$$f(I, J, F) = \frac{3/4 \cdot C(C+1) - I(I+1) \cdot J(J+1)}{2I \cdot (2I-1) \cdot (2J-1) \cdot (2J+3)}$$

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

I=1/2			I=1		
J	F	f(I, J, F)	J	F	f(I, J, F)
0	1/2	0	1	2	0.05
				1	-0.25
1	3/2	0		0	0.50
	1/2	0			
			2	3	0.071429
2	5/2	0		2	-0.25
	3/2	0		1	0.25
3	7/2	0			
	5/2	0			

$C = F_1(F_1+1) - I_N(I_N+1) - J(J+1)$  et les valeurs intéressantes de la fonction de Casimir :

$$f(I, J, F) = \frac{3/4.C(C+1) - I(I+1).J(J+1)}{2I(2I-1).(2J-1).(2J+3)}$$

sont données dans le tableau 1.

L'interaction électrique provoque une séparation des niveaux de rotation de l'ordre du MHz et est à l'origine de la structure hyperfine quadripolaire des raies d'inversion.

\* L'énergie d'interaction spin-orbite comprend deux termes dûs respectivement à N et aux H :

$$E_{spN} = [ a + (b-a) K^2/J(J+1) ] I_N \cdot J$$

$$\text{où } a = 6.807 \text{ kHz}$$

$$b - a = -0.0997 \text{ kHz}$$

$$\text{et } I_N \cdot J = 1/2 [ F_1(F_1+1) - I_N(I_N+1) - J(J+1) ]$$

$$E_{spH} = [ A + C.K^2/J(J+1) + \sum_{K,1} (-1)^{J+V_{inv}} \cdot B ] I \cdot J$$

$$\text{où } A = -17.982 \text{ kHz}$$

$$B = 14.6435 \text{ kHz}$$

$$C = -0.954 \text{ kHz}$$

$V_{inv}$  qui caractérise les niveaux d'inversion est représenté sur la figure 1

$$I \cdot J = [ 4 F_1 (F_1 + 1) ]^{-1} \cdot [ F(F+1) - I(I+1) - F_1(F_1+1) ] \cdot [ J(J+1) + F_1(F_1+1) - I_N(I_N+1) ]$$

\* L'énergie d'interaction spin-spin se met sous la forme :

En ce qui concerne l'interaction des spins de l'hydrogène et de l'azote :

$$E_{ssNH} = [ D_1 \left( 1 - \frac{3K^2}{J(J+1)} \right) - D_2 \sum_{K,1} (-1)^{J+V} ] \times \text{Cste de couplage}$$

$$= D_1 ( I \cdot I_N - I_z \cdot I_{Nz} ) + 3D_2 ( I_y \cdot I_{Ny} - I_x \cdot I_{Nx} )$$

$$\text{où } D_1 = g_H g_N \mu_0^2 \left( \frac{1 - 3/2 \sin^2 \rho}{r_{NH}^3} \right) = -2.456 \text{ kHz}$$

$\rho$  étant l'angle entre l'axe Cz et l'axe de N-H ( $\rho = 68^\circ 53'$ )

$$D_2 = 10.4961 \text{ kHz}$$

g est le rapport gyromagnétique des atomes

$\mu_0$  est le moment magnétique de Bohr

Figure 4: structure hyperfine de NH<sub>3</sub> (1,1)

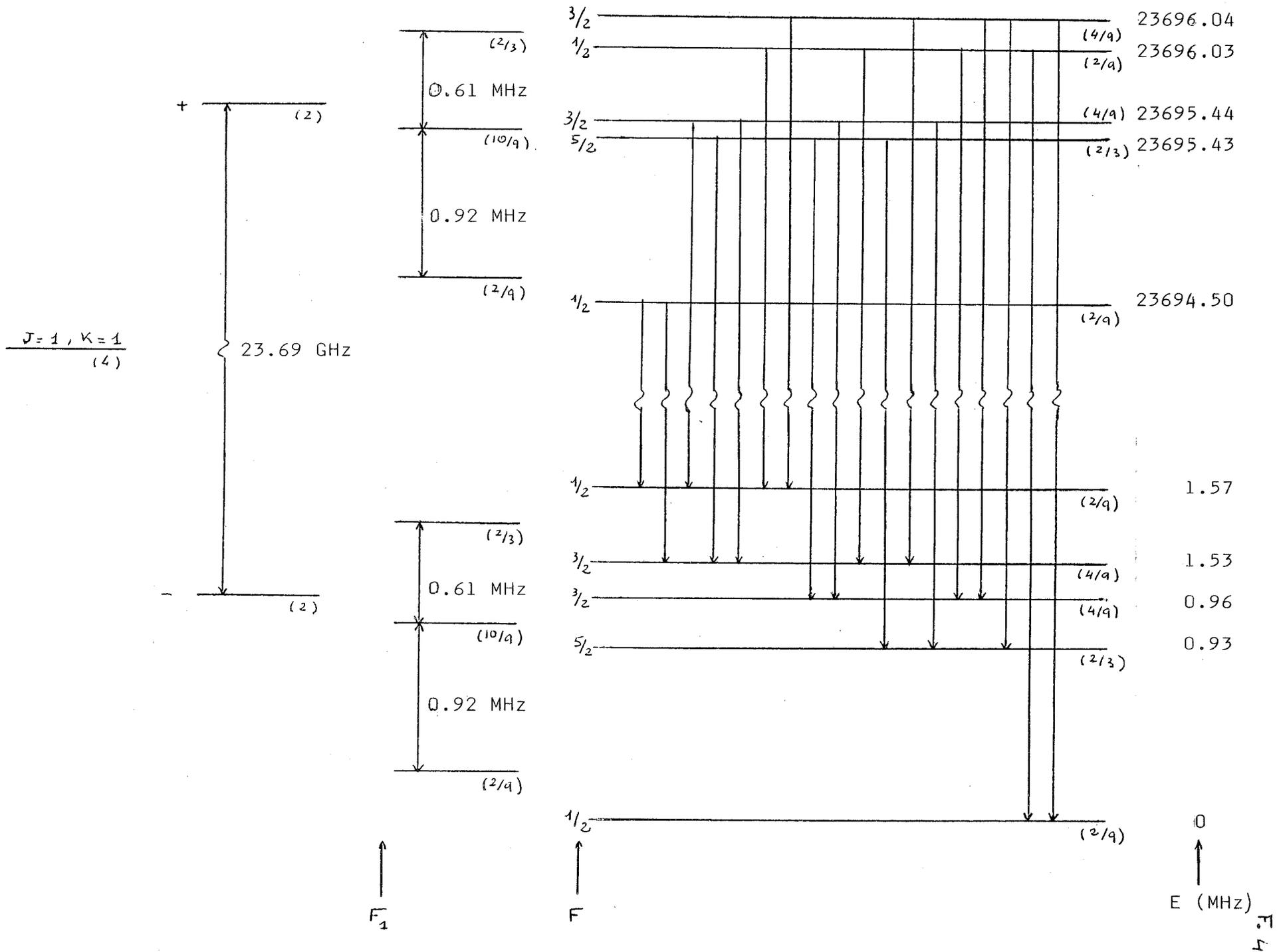
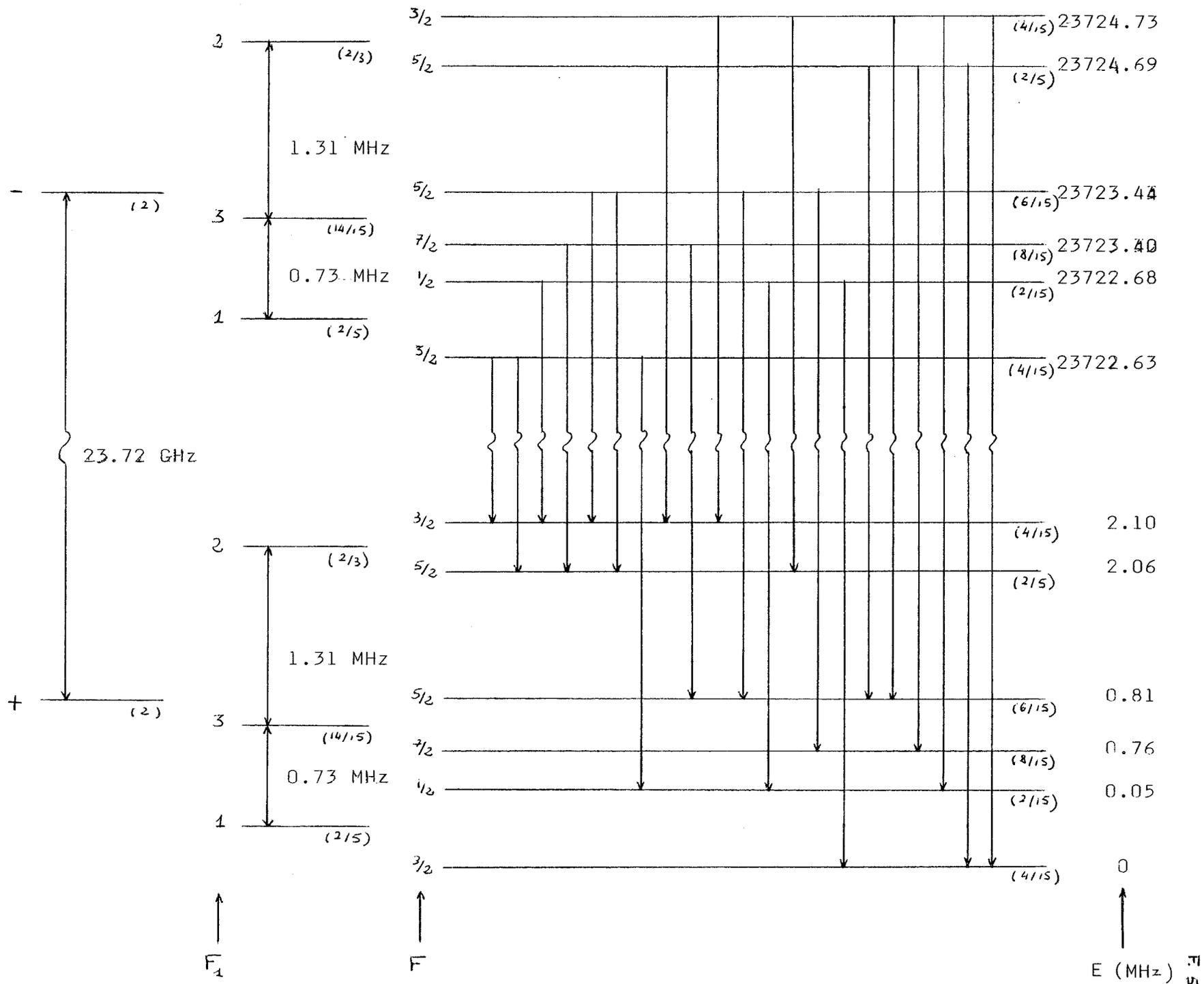


Figure 5: structure hyperfine de NH<sub>3</sub> (2,2)

$$\frac{J=2, K=2}{(4)}$$



En ce qui concerne l'interaction des spins des hydrogènes entre eux :

$$E_{SSH} = -\frac{1}{4} D_3 \left[ 1 - \frac{3K^2}{J(J+1)} \right] \times \text{Cste de couplage}$$

$$= -1/4 D_3 [ I^2 - 3 I_z^2 ]$$

$$\text{où } D_3 = (g_H \mu_0)^2 \frac{1}{r_{NH}^3} = 27.173 \text{ kHz}$$

Les énergies des interactions magnétiques provoque une séparation de quelques dizaines de kHz ( entre 10 et 50 kHz ).

En conséquence les deux niveaux de rotation (1,1) et (2,2) se présentent de la façon suivante : l'interaction électrique quadripolaire sépare chacun de ces niveaux en trois sous-niveaux, correspondant aux valeurs 0,1,2 de  $F_1$ , pour le niveau (1,1) et à  $F_1 = 1,2,3$  pour le niveau (2,2). Et chacun de ces sous-niveaux à l'exception de  $F_1=0$  est dédoublé par l'interaction magnétique. Le doublet d'inversion (1,1) comprend donc 10 sous-niveaux hyperfins magnétiques et (2,2) en comprend 12. Les figures 4 et 5 représentent la structure hyperfine complète de ces deux niveaux.

### 3. Règles de sélection et intensités des raies

Les règles de sélection pour les transitions dipolaires électriques sont :

$$\Delta J = 0, \pm 1$$

$$\Delta K = 0$$

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad F=0 \rightarrow F=0 \text{ étant interdit}$$

auxquelles s'ajoute  $\Delta p \neq 0$  où  $p$  est la parité du niveau ;  $p$  est la parité de la fonction d'onde pour la transformation :

$$x \rightarrow -x$$

$$y \rightarrow -y$$

$$z \rightarrow -z$$

i.e. lors d'une inversion par rapport au centre de masse.

Des transitions sont possibles entre niveaux pour lesquels  $\Delta k = 3n$  (  $k$  est la projection orientée de  $J$  sur l'axe  $\hat{C}_z$ ,  $k$

Tableau 2 : Les forces de raies :  $\delta$ 

ETAT INITIAL		ETAT FINAL		$\delta$
J	F-1	J	F	$-\frac{(J+F+I+1)(J+F-I)(J-F+I+1)(J-F-I)}{F}$
	F		F	$\frac{(J(J+1)-F(F+1)-I(I+1))^2(2F+1)}{F(F+1)}$
	F+1		F	$-\frac{(J+F+I+2)(J+F-I+1)(J-F+I)(J-F-I-1)}{F+1}$
J-1	F-1	J	F	$\frac{(J+F+I+1)(J+F+I)(J+F-I)(J+F-I-1)}{F}$
	F		F	$-\frac{(J+F+I+1)(J+F+I)(J+F-I)(J+F-I-1)}{F(F+1)}$
	F+1		F	$\frac{(J-F+I)(J-F+I-1)(J-F-I-1)(J-F-I-2)}{F+1}$

peut prendre des valeurs positives ou négatives; la quantité  $K$  introduite précédemment est la valeur absolue de  $k$ . Ainsi  $\Delta k = 3n$  correspond, par exemple, à une transition  $K=1 \rightarrow K=2$ ). L'orientation relative des spins des trois hydrogènes est différente selon que  $K$  soit ou non un multiple de 3. En conséquence les niveaux à  $K=3n$  et à  $K=3n\pm 1$  ne peuvent interagir et représentent deux espèces distinctes de  $\text{NH}_3$  : l'ortho  $\text{NH}_3$  ( $K=3n$ ) et le para  $\text{NH}_3$  ( $K=3n\pm 1$ ).

Si l'on néglige les transitions radiatives très lentes à  $\Delta k=3n$  ( $n \neq 0$ ), les échelles de  $K$  différent ne sont pas reliées entre elles autrement que par collisions (le temps typique entre deux collisions dans le milieu interstellaire est de l'ordre de  $10^{11} / n \sqrt{T} \text{ s.cm}^3 \cdot K^{1/2}$ ). Les niveaux pour lesquels  $J \neq K$  se dépeuplent rapidement par l'intermédiaire des transitions à  $\Delta J=1$ , dans l'infra-rouge, et leur durée de vie varie entre 10s et 100s. Par contre les niveaux pour lesquels  $J=K$  ne peuvent se dépeupler que par l'intermédiaire des transitions lentes à  $\Delta k=3n$  et leur durée de vie est de l'ordre de  $10^9 \text{ s}$ . Ces niveaux ( $K, K$ ) sont nommés niveaux métastables. Le niveau supérieur d'un doublet d'inversion métastable a une durée de vie de l'ordre de quelques  $10^6 \text{ s}$  (vis à vis des raies d'inversion).

L'intensité d'une raie est proportionnelle au carré de l'élément de matrice du dipole électrique entre les états initiaux et finaux de la transition et à la population relative du niveau supérieur. Le facteur de proportionnalité pour les transitions dipolaires est donné dans le tableau 2 (où la population relative a été assimilée au poids statistique) :

L'intensité d'une transition  $J \rightarrow J-1$  se déduit de celle d'une transition  $J-1 \rightarrow J$  en commutant états initiaux et finaux, l'intensité i.e. la probabilité d'excitation d'une raie étant indépendante du sens de la transition.

Les notations utilisées représentent :

$J$  : le moment angulaire orbital de la molécule

$I$  : le spin

et  $F$  : le moment angulaire total

Tableau 3 : Structure hyperfine de la raie d'inversion NH<sub>3</sub> (1,1)

N° Comp	F' → F		$\delta_1$	v		F' → F		$\delta'$	$\delta$	v	
				MHz	km/s					kHz	km/s
1	0	1	1/9	-1.541	19.50	1/2	1/2	1/3	0.037	-1569.0	19.85
2	0	1	1/9	-1.541	19.50	1/2	3/2	2/3	0.074	-1526.7	19.32
3	2	1	5/36	-0.601	7.61	3/2	1/2	1/3	0.046	-623.3	7.89
4	2	1	5/36	-0.601	7.61	5/2	3/2	3/5	0.083	-590.4	7.47
5	2	1	5/36	-0.601	7.61	3/2	3/2	1/15	0.009	-581.0	7.35
6	1	1	1/12	0.0	0.0	1/2	1/2	2/9	0.019	-36.4	0.46
7	1	1	1/12	0.0	0.0	3/2	1/2	1/9	0.009	-25.5	0.32
8	2	2	5/12	0.0	0.0	5/2	3/2	1/25	0.017	-24.6	0.31
9	2	2	5/12	0.0	0.0	3/2	3/2	9/25	0.150	-15.2	0.19
10	1	1	1/12	0.0	0.0	1/2	3/2	1/9	0.009	5.9	-0.07
11	2	2	5/12	0.0	0.0	5/2	5/2	14/25	0.233	10.5	-0.13
12	1	1	1/12	0.0	0.0	3/2	3/2	5/9	0.046	16.8	-0.21
13	2	2	5/12	0.0	0.0	3/2	5/2	1/25	0.017	19.8	-0.25
14	1	2	5/36	0.602	-7.62	1/2	3/2	1/3	0.046	571.7	-7.23
15	1	2	5/36	0.602	-7.62	3/2	3/2	1/15	0.009	582.7	-7.37
16	1	2	5/36	0.602	-7.62	3/2	5/2	3/5	0.083	617.7	-7.82
17	1	0	1/9	1.542	-19.50	1/2	1/2	1/3	0.037	1534.2	-19.41
18	1	0	1/9	1.542	-19.50	3/2	1/2	2/3	0.074	1545.2	-19.55

structure hyperfine électrique      structure hyperfine magnétique

Les  $\delta_1$  sont normés tels que leur somme sur les six composants électriques vale 1 ; les  $\delta'$  sont normés tels que leur somme sur un même composant électrique vale 1. Enfin  $\delta = \delta_1 \cdot \delta'$ .

Tableau 4 : Structure hyperfine de la raie d'inversion NH<sub>3</sub> (2,2)

N° Comp	F' → F		$\delta_1$	v		F' → F		$\delta'$	$\delta$	v	
				MHz	km/s					kHz	km/s
1	1	2	0.050	-2.045	25.84	3/2	3/2	1/15	0.003	-2099.0	26.53
2	1	2	0.050	-2.045	25.84	3/2	5/2	3/5	0.030	-2058.3	26.01
3	1	2	0.050	-2.045	25.84	1/2	3/2	1/3	0.017	-2053.5	25.95
4	3	2	0.0519	-1.315	16.61	7/2	5/2	0.571	0.0296	-1297.1	16.39
5	3	2	0.0519	-1.315	16.61	5/2	3/2	0.40	0.0208	-1296.1	16.38
6	3	2	0.0519	-1.315	16.61	5/2	5/2	0.029	0.0015	-1255.4	15.87
7	1	1	0.15	0.0	0.0	3/2	1/2	0.11	0.017	-44.5	0.56
8	2	2	0.2315	0.0	0.0	5/2	3/2	0.04	0.009	-41.8	0.53
9	3	3	0.4148	0.0	0.0	7/2	5/2	0.02	0.008	-41.5	0.52
10	2	2	0.2315	0.0	0.0	3/2	3/2	0.92	0.213	-1.0	0.01
						5/2	5/2				
11	3	3	0.4148	0.0	0.0	5/2	5/2	0.96	0.398	0.3	-0.004
						7/2	7/2				
12	1	1	0.15	0.0	0.0	1/2	1/2	0.78	0.117	1.1	-0.01
						3/2	3/2				
13	2	2	0.2315	0.0	0.0	3/2	5/2	0.04	0.009	39.7	-0.50
14	3	3	0.4148	0.0	0.0	5/2	7/2	0.02	0.008	42.1	-0.53
15	1	1	0.15	0.0	0.0	1/2	3/2	0.11	0.017	46.6	-0.59
16	2	3	0.0519	1.315	-16.61	5/2	5/2	0.029	0.0015	1254.6	-15.86
17	2	3	0.0519	1.315	-16.61	3/2	5/2	0.40	0.0208	1295.4	-16.37
18	2	3	0.0519	1.315	-16.61	5/2	7/2	0.571	0.0296	1296.3	-16.38
19	2	1	0.050	2.045	-25.84	3/2	1/2	1/3	0.017	2053.5	-25.95
20	2	1	0.050	2.045	-25.84	5/2	3/2	3/5	0.030	2058.3	-26.01
21	2	1	0.050	2.045	-25.84	3/2	3/2	1/15	0.003	2099.0	-26.53

Les tableaux 3 et 4 donnent les fréquences et intensités relatives des composantes hyperfines des raies d'inversion (1,1) et (2,2). Les intensités des composantes électriques se calculent à partir de  $J$ ,  $F_1$  et  $I_N$ , les nombres quantiques caractérisant les sous-niveaux électriques; les intensités des composantes magnétiques se déduisent des valeurs de  $F_1$ ,  $F$  et  $I$  (où  $F_1$  joue le rôle de  $J$ ,  $F$  celui de  $F_1$  et  $I$  celui de  $I_N$ ). Les facteurs  $\chi_i$  sont normés de telle sorte que la somme des  $\chi_i$  sur tous les composants d'une raie d'inversion vale 1. Les positions des composants sont donnés relativement à :

$$\nu_0 = 23.6944955 \text{ GHz pour la raie (1,1)}$$

$$\text{et } \nu_0 = 23.7226333 \text{ GHz pour la raie (2,2)}$$

qui sont les moyennes des fréquences des composants hyperfins magnétiques pondérées par leur intensité relative.

#### 4. Ammoniac interstellaire

Le spectre de rotation-inversion de  $\text{NH}_3$  se situe dans une bande étroite de fréquence comprise entre 23 et 25 GHz, dans le domaine des ondes centimétriques. Cette propriété fait de  $\text{NH}_3$  une molécule souvent utilisée en radioastronomie : d'une part on dispose de plusieurs raies d'inversion issues de différents niveaux de rotation qui reflètent les conditions d'excitation de la molécule dans la source étudiée. D'autre part la proximité en fréquence de ces raies permet de les observer avec un même appareillage (antenne-récepteur) et d'éviter beaucoup de problèmes de calibration.

$\text{NH}_3$  fut découvert dans le milieu interstellaire par Cheung et al. en 1968 qui observèrent la transition (1,1); ce fut la seconde molécule (après OH en 1963) observée par l'intermédiaire de son spectre dans le domaine radio et la première molécule polyatomique.  $\text{NH}_3$  est d'ailleurs toujours la plus complexe des molécules non organiques détectée dans le milieu interstellaire. On a observé depuis les raies d'inversion de plusieurs niveaux métastables : (1,1) à (6,6), (8,8) et (9,9) (Barrett et al.

Tableau 5

Ebauche de classification des objets d'où  
proviennent les raies moléculaires

OBJETS	$\Delta v$ (km/s)	Taille (pc)	Densité $\log n_{H_2}$	Température (K)	Masse $\log(M/M_\odot)$
nuages sombres	0.2-1	1-10	3-5	10-20	2-4
nuages moléculaires chauds	3-30	1-50	4-6	20-80	5-6
masers OH	0.1-2	$<10^{-3}$	$>6$	$\sim 100$	-3
enveloppes circumstel.	20-30	0.01-5	4-6	100-1000	1

1977) et non métastables : (2,1),(3,2),(4,2),(4,3),(5,4),(10,9) (Morris et al. 1980, Sweitzer et al. 1979, Ziurys et al. 1981) essentiellement dans Orion et Sagittarius B2. On a également détecté des transitions de l'isotope deutérié  $\text{NH}_2\text{D}$  (Turner 1978, Rodriguez Kuiper 1978) et de  $^{15}\text{NH}_3$  (Wilson et al. 1979). Les raies de  $\text{NH}_3$  ont été observées en émission dans la plupart des sources mais on connaît également quelques raies d'absorption provenant de régions situées en avant de zones d'émission continuum suffisamment intenses : c'est le cas par exemple de DR21 (Matsakis et al. 1977, Pauls et al. 1980), W3(OH) (Wilson et al. 1978) et Sagittarius B2 (Winnewisser et al. 1978).

Les objets d'où proviennent les raies moléculaires peuvent être regroupés approximativement en quatre catégories dont les principales caractéristiques sont décrites dans le tableau 5 (d'après Winnewisser et al. 1983): les enveloppes circumstellaires autour d'étoiles de type tardif telles que les géantes rouges; les régions de masers, environnement immédiat de proto-étoiles; les nuages moléculaires associés aux régions  $\text{H}_{\text{II}}$  et les régions de poussières sombres .

A l'intérieur des nuages de poussières sombres et froids les mouvements thermiques sont assez faibles et les raies issues de ces objets assez étroites pour que la structure hyperfine magnétique de  $\text{NH}_3(1,1)$  soit observable. Dans les nuages moléculaires chauds associés aux régions  $\text{H}_{\text{II}}$  seule la structure hyperfine électrique est généralement observable.

### 5. Taux de collisions

Les conditions d'excitation de la molécule d'ammoniac sont en partie déterminées par les collisions qu'elle subit et qui ont lieu essentiellement avec  $\text{H}_2$ , de loin l'espèce la plus abondante des nuages moléculaires. - L'abondance relative par rapport à  $\text{H}_2$  des molécules les plus fréquentes est en effet estimée à :  $10^{-7}$ - $10^{-8}$  pour  $\text{NH}_3$  (Sweitzer 1978, Graedel et al. 1982),  $\sim 2 \cdot 10^{-5}$  pour CO (Wootten 1978),  $\sim 10^{-5}$  pour  $\text{H}_2\text{O}$  (Phillips

1978),  $\approx 10^{-9}$  pour  $\text{H}_2\text{CO}$  (Wooten 1978), et  $2 \cdot 10^{-9}$  pour  $\text{CH}_3\text{OH}$  (Gottlieb 1979) - Il est donc nécessaire de connaître les taux de collisions  $\text{NH}_3\text{-H}_2$ . Actuellement il n'est pas possible d'obtenir expérimentalement les taux détaillés, d'état à état; des expériences telles que des mesures d'élargissement de raies dû à la pression ou de double résonance, fournissent seulement des informations sur des taux moyens entre deux niveaux de rotation ou des taux relatifs de deux transitions. On peut cependant en principe calculer les taux théoriques, bien que dans la pratique on se limite à des systèmes relativement simples pour éviter des temps de calcul prohibitifs.

Ainsi Sheldon Green a étudié les transferts d'énergie dans les collisions entre  $\text{NH}_3$  et He. Le potentiel utilisé pour représenter les forces intermoléculaires est la somme de deux termes : un terme de répulsion exponentielle dominant à courte distance et une série attractive de termes de dispersion dominant à grande distance ( $V(r) = A e^{-Br} - C_6 r^{-6} - C_7 r^{-7} \dots$ ). Les sections efficaces, qui sont déduites du comportement asymptotique de la fonction d'onde du système, sont ensuite multipliées par la vitesse relative des particules et moyennées sur une distribution de Boltzmann. Green a calculé les taux de collision pour les 22 premiers niveaux ortho et les 16 premiers niveaux para de  $\text{NH}_3$  et pour des températures comprises entre 15 et 300 K. L'incertitude sur ses résultats est estimée par l'auteur à 50%.

L'excitation de l'ammoniac par collisions avec l'hydrogène est trop complexe pour être traitée de façon complète. On peut cependant raisonnablement supposer que  $\text{H}_2$ , et en particulier l'hydrogène interstellaire froid, a un comportement analogue à He car ces deux espèces ont le même nombre d'électrons, la même absence de dipôle permanent et la même fonction d'onde à symétrie sphérique lorsque  $\text{H}_2$  est dans l'état fondamental ce qui est le cas de l'hydrogène interstellaire froid. Les résultats de S. Green s'appliquent donc également à l'excitation de  $\text{NH}_3$  par collision avec  $\text{H}_2$ . On déduit alors les taux de collisions  $\text{NH}_3\text{-H}_2$  des taux  $\text{NH}_3\text{-He}$  en les multipliant par un coefficient  $3/2$  dû à la différence de masse entre  $\text{H}_2$  et He. L'approximation

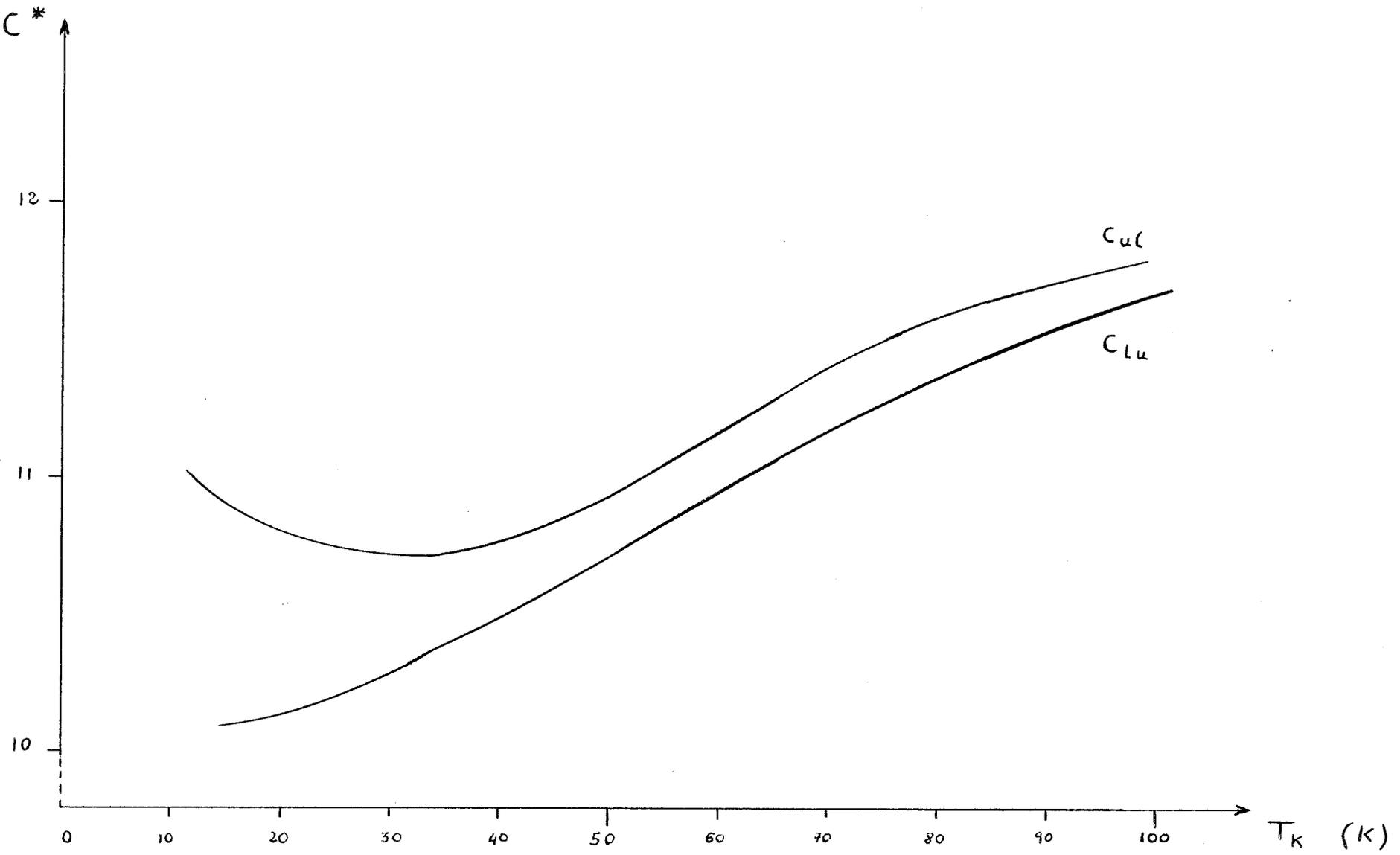


Figure 6 : Comportement des taux de collisions excitatives ( $C_{ul}$ ) et désexcitatives ( $C_{lu}$ ) en fonction de la température du milieu  $T_K$ .

mation faite doit rester dans la marge d'incertitude de 50% donnée par S. Green.

La figure 6 montre l'évolution des taux de collisions excitatives ( $C_{1u}$ ) et désexcitatives ( $C_{u1}$ ) à l'intérieur du doublet d'inversion (1,1) en fonction de la température.  $C_{u1}$  et  $C_{1u}$  sont reliés par l'équation :

$$g_u \cdot C_{u1} = g_l \cdot C_{1u} \cdot e^{\Delta E/kT}$$

où  $g_u$  et  $g_l$  sont les poids statistiques des niveaux supérieur et inférieur et  $\Delta E$  leur écart en énergie.

Le tableau 6 rassemble quelques valeurs de  $C_{1u}^* = 10^{11} \cdot C_{1u} / n_{H_2} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^3$

T(K)	15	25	50	75	100	150	200	300
$C_{1u}^*$	10.1	10.2	10.7	11.3	11.7	12.3	12.8	13.1

Tableau 6

## II. Paramètres physiques d'un nuage moléculaire

### 1. Température cinétique

A l'équilibre thermodynamique local (ETL) les niveaux d'énergie sont peuplés en fonction des collisions subies par la molécule et leurs populations obéissent à la loi de Boltzmann :

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{(E_j - E_i)/kT_K}$$

où  $T_K$  est la température du milieu. Dans les nuages moléculaires associés aux régions H II dont la densité  $n_{H_2}$  varie entre  $10^4$  et  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  le temps typique entre deux collisions,  $1/C = 10^{11}/n_{H_2} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ , est compris entre  $10^5$  et  $10^7$  s. Ce temps est nettement inférieur à la durée de vie des niveaux métastables ( $10^9$  s) même à de faibles densités. Ces derniers sont donc probablement proches de l'équilibre thermodynamique entre eux alors que les niveaux non-métastables sont fortement dépeuplés. D'autre part la durée de vie des niveaux supérieurs des doublets d'inversion étant de l'ordre de  $10^6$ - $10^7$  s, il est peu probable que les deux niveaux d'un doublet soient en équilibre thermodynamique.

Pour caractériser les populations des niveaux on introduit différentes températures : on définit la température d'excitation d'un doublet (J,K) par :

$$\frac{n_l(J,K)}{n_u(J,K)} = e^{\Delta E(J,K)/kT_{ex}(J,K)}$$

où  $n_u(J,K)$  et  $n_l(J,K)$  sont les populations des niveaux inférieur et supérieur du doublet et  $\Delta E$  son écart en énergie.

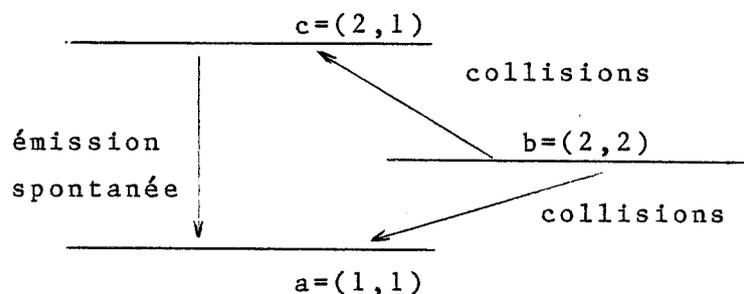
La température de rotation de deux niveaux (J,K) et (J',K') est définie par :

$$\frac{n_{J,K}}{n_{J',K'}} = \frac{g_{J,K}}{g_{J',K'}} e^{(E_{j',k'} - E_{jk})/kT_R(JK, J'K')}$$

( A l'ETL toutes ces températures sont égales à la température cinétique )

Le fait que seuls les niveaux métastables soient peuplés de façon non négligeable permet de trouver une expression analytique reliant  $T_K$ , la température cinétique à  $T_R(12)$ , la tempé-

rature de rotation entre les niveaux (2,2) et (1,1). Considérons les 3 premiers niveaux du para NH<sub>3</sub> :



Le bilan détaillé des transitions concernant (2,2) s'écrit, si l'on néglige les populations des niveaux non-métastables :

$$n_b ( C_{bc} + C_{ba} ) = n_a C_{ab}$$

comme  $\frac{C_{ab}}{C_{ba}} = \frac{5}{3} e^{-\Delta E(21)/kT_K}$  et  $\frac{n_b}{n_a} = \frac{5}{3} e^{-\Delta E(21)/kT_R(21)}$

on obtient :

$$T_R(21) = \frac{T_K}{1 + kT_K/\Delta E(21) \cdot \text{Log} ( 1 + C_{bc}/C_{ba} )} \quad (E)$$

où  $\Delta E(21)/k = 41.5 \text{ K}$

et, en adoptant les valeurs de S. Green (Green 1980), on a :

$T_K$ (K)	15	30	100
$C_{bc}$ (s <sup>-1</sup> .cm <sup>3</sup> )	1.5 10 <sup>-11</sup>	2.7 10 <sup>-11</sup>	5.7 10 <sup>-11</sup>
$C_{ba}$ (s <sup>-1</sup> .cm <sup>3</sup> )	2.9 10 <sup>-11</sup>	3.1 10 <sup>-11</sup>	4.3 10 <sup>-11</sup>
$C_{bc} / C_{ba}$	0.52	0.87	1.3

avec une bonne approximation on peut assimiler :

$$\frac{C_{bc}}{C_{ba}} \text{ à } 1.6 e^{-17/T_K} \text{ et } \frac{T_K}{T_R} \text{ à } [1 + \frac{T_K}{41.5} \text{Log}(1 + 1.6 e^{-17/T_K})]$$

à faible température  $T_R(21) \sim T_K$

à haute température  $T_R(21)$  a pour limite supérieure :

$$T_R(21)_{\max} = \frac{\Delta E(21)}{k} [ \text{Log}( 1 + \frac{C_{bc}}{C_{ba}} ) ]^{-1} \sim 42 \text{ K}$$

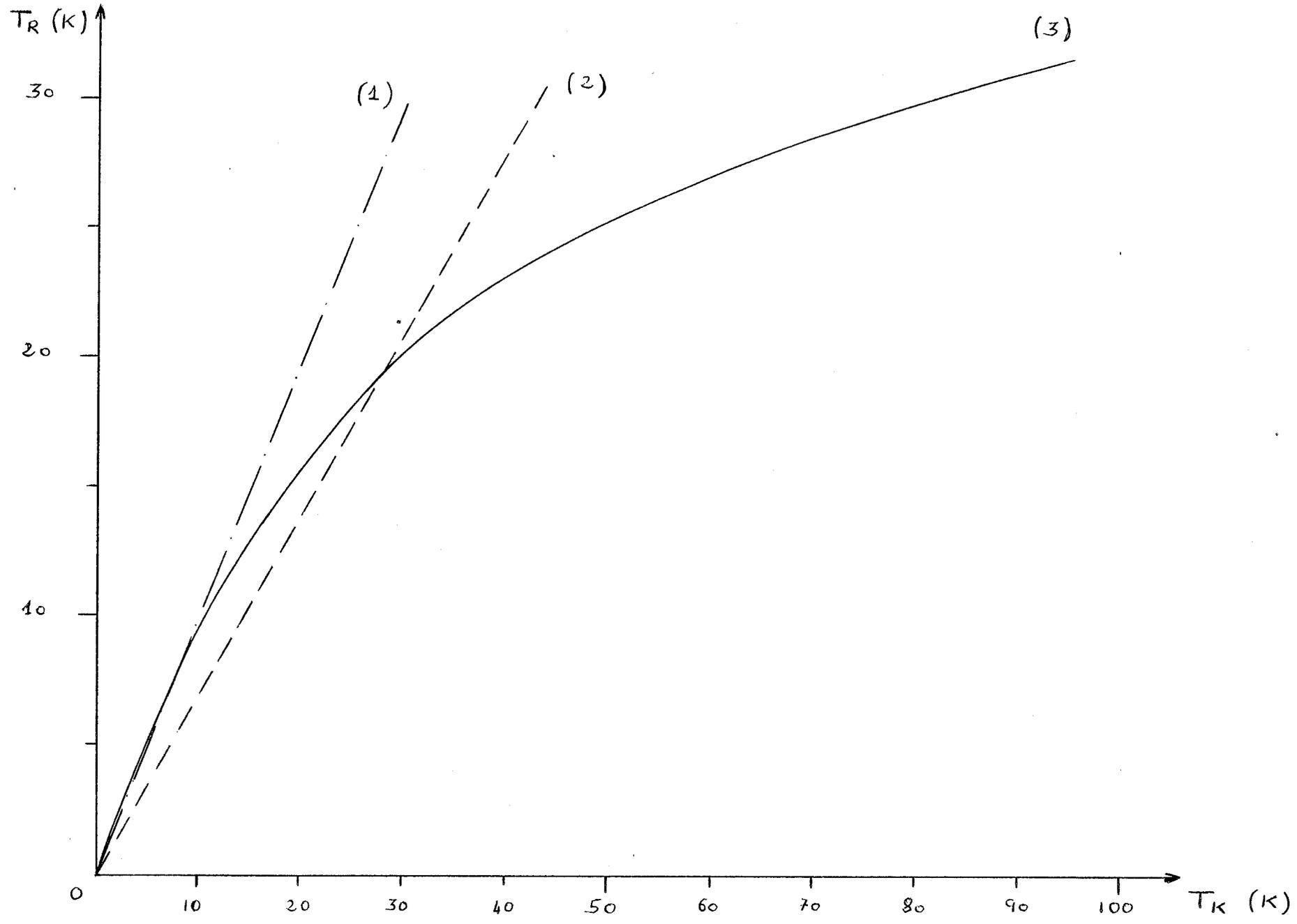


Figure 7 : La température de rotation entre les doublets  $NH_3$  (1,1) et  $NH_3$  (2,2) :

- (1) correspond à :  $T_R = T_K$
- (2) correspond à la relation empirique :  $T_R = 0.7 T_K$
- (3) correspond à la fonction analytique :  $T_R(T_K)$

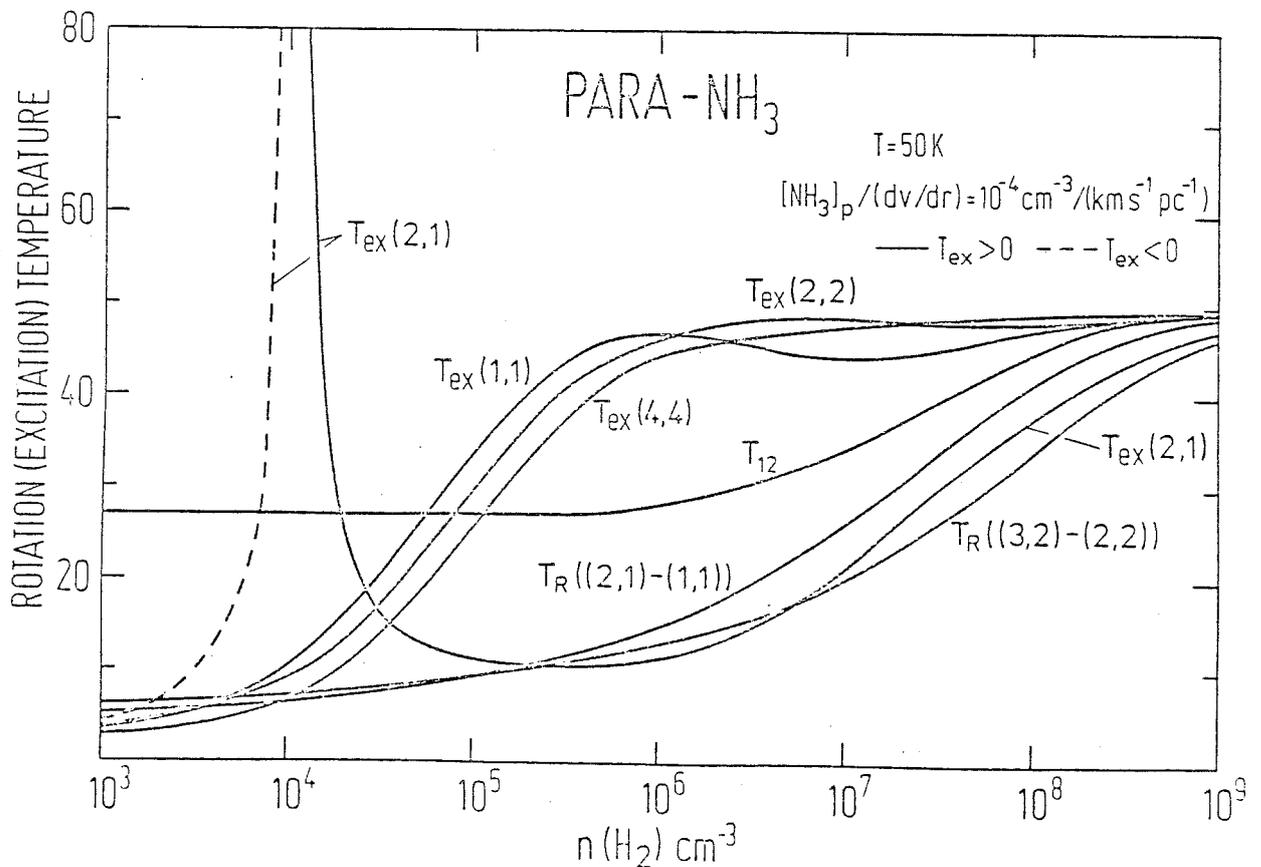
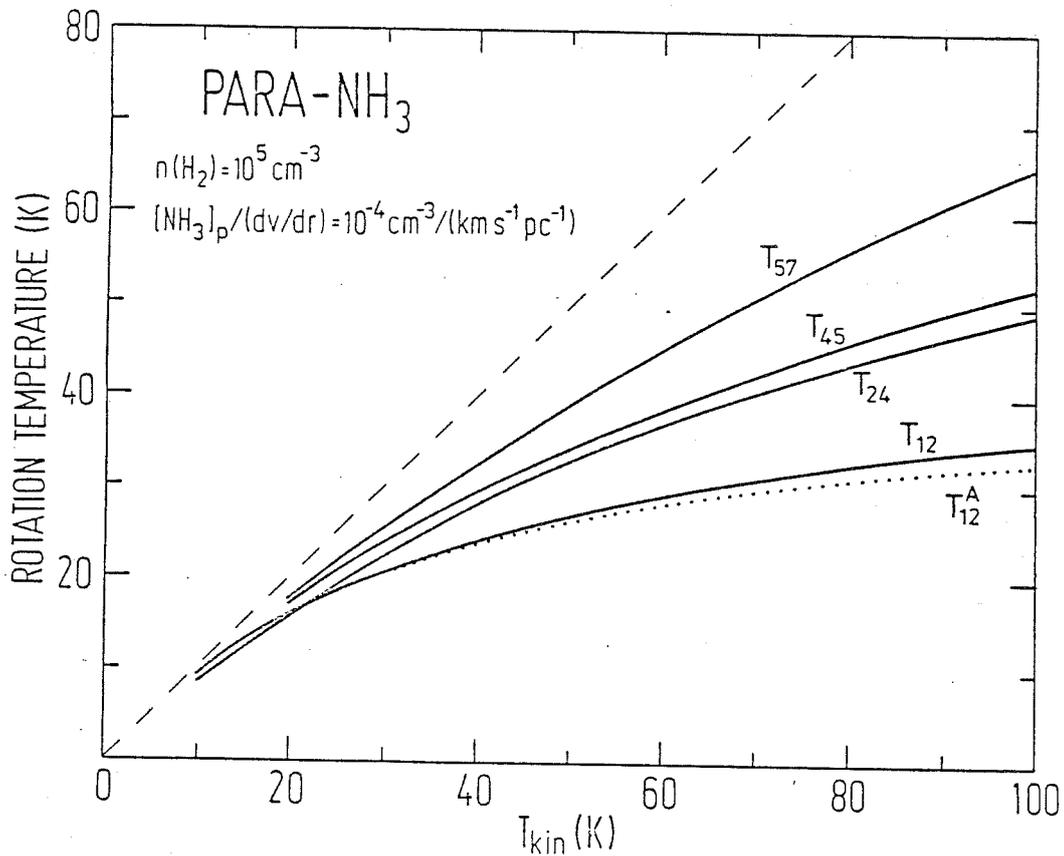


Figure 8 : Quelques résultats des calculs de Walmsley et Ungerechts (1983) pour une concentration du para-NH<sub>3</sub> par gradient de vitesse de  $10^4 \text{ cm}^{-3} \cdot (\text{km} \cdot \text{s}^{-1} / \text{pc})^{-1}$ .

8.a. : Relations  $T_{\text{R}}(T_{\text{K}})$  pour quelques niveaux métastables. La courbe  $T_{12}^A$  est la courbe (3) de la figure 7.

8.b. : Températures de rotation et d'excitation des premiers niveaux de rotation en fonction de la densité du nuage.

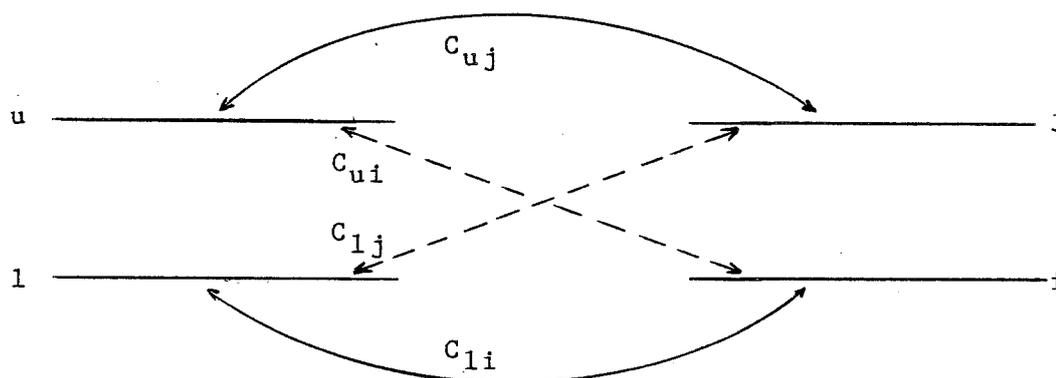
Ho et al. (Ho et al. 1981) ont observé dans plusieurs nuages moléculaires associés à des régions H<sub>II</sub> les raies de NH<sub>3</sub>, CO et CS; ils ont comparé la température cinétique déduite de la température d'excitation de CO ( pour la transition J=1-->J=0 optiquement épaisse et supposée totalement thermalisée ) à la température de rotation T<sub>R</sub>(21) de NH<sub>3</sub>. Ils en déduisent la relation empirique :

$$T_R(21) = ( 0.7 \pm 0.1 ) T_{ex}$$

Pour des températures comprises entre 15 K et 40 K ces deux expressions sont en bon accord (cf figure 7).

Walmsley et Ungerechts (1983) ont résolu numériquement les équations d'équilibre statistique en prenant en compte tous les niveaux de rotation d'énergie inférieure à 700 K. Ils en déduisent entre autres une courbe T<sub>R</sub>(21) {T<sub>K</sub>}, pour une densité de 10<sup>5</sup> cm<sup>-3</sup>, très proche de celle obtenue à partir de l'expression (E); cela confirme l'hypothèse de la faible population des niveaux non-métastables. Ils déduisent également de leur calcul le comportement de la température d'excitation des doublets d'inversion en fonction de la température et de la densité du nuage (cf figure 8).

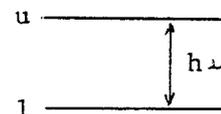
En négligeant les niveaux non-métastables qui sont très rapidement dépeuplés, cependant, un modèle simplifié, le modèle à deux niveaux, permet de trouver une relation approchée entre la température cinétique du nuage et la température d'excitation d'un doublet métastable. Ce modèle repose sur les propriétés de symétrie des taux de collisions entre niveaux d'inversion du para-NH<sub>3</sub>. En effet, pour deux doublets d'inversion quelconques (u,1) et (i,j) :



les taux de collisions  $C_{uj}$  et  $C_{li}$  sont sensiblement égaux, de même que les taux  $C_{ui}$  et  $C_{lj}$ .

Cette propriété permet de simplifier le bilan détaillé des transitions à l'intérieur d'un doublet d'inversion.

Considérons un doublet métastable :



En négligeant les transitions radiatives lentes, à  $\Delta k=3n$ , les équations d'équilibre statistique pour les deux niveaux s'écrivent :

$$\frac{dn_u}{dt} = 0 = -n_u A_{ul} - n_u C_{ul} - n_u B_{ul} J_\nu - n_u \sum_{j \neq l} C_{uj} + n_l C_{lu} + n_l B_{lu} J_\nu + \sum_{j \neq l} n_j C_{ju}$$

$$\text{et } \frac{dn_l}{dt} = 0 = -n_l C_{lu} - n_l B_{lu} J_\nu - n_l \sum_{i \neq u} C_{li} + n_u A_{ul} + n_u C_{ul} + n_u B_{ul} J_\nu + \sum_{i \neq u} n_i C_{il}$$

où  $J_\nu$  est l'intensité moyenne du rayonnement

ou encore :

$$n_u (A_{ul} + C_{ul} + B_{ul} J_\nu + \sum_{j \neq l} C_{uj}) = n_l (C_{lu} + B_{lu} J_\nu) + \sum_{j \neq l} n_j C_{ju}$$

$$n_u (A_{ul} + C_{ul} + B_{ul} J_\nu) + \sum_{i \neq u} n_i C_{il} = n_l (B_{lu} J_\nu + C_{lu} + \sum_{i \neq u} C_{li})$$

La somme de ces deux équations s'écrit :

$$2n_u (A_{ul} + C_{ul} + B_{ul} J_\nu) + [ n_u \cdot \sum_{j \neq l} C_{uj} - n_l \cdot \sum_{i \neq u} C_{li} ]$$

$$= 2n_l (C_{lu} + B_{lu} J_\nu) + [ \sum_{j \neq l} n_j C_{ju} - \sum_{i \neq u} n_i C_{il} ]$$

Dans l'expression  $[\sum_{j \neq l} n_j C_{ju} - \sum_{i \neq u} n_i C_{il}]$  les termes s'éliminent deux par deux car les populations des sous-niveaux d'un même doublet sont à peu près identiques ( $n_j C_{ju} \sim n_i C_{il}$  lorsque  $i$  et  $j$  sont les sous-niveaux d'un même doublet)

D'autre part  $\sum_{j \neq l} C_{uj} \sim \sum_{i \neq u} C_{li}$ ; nous noterons cette somme  $2\Gamma$ .

L'équation précédente devient alors :

$$n_u (A_{ul} + C_{ul} + B_{ul} J_\nu) = n_l (C_{lu} + B_{lu} J_\nu) - (n_u - n_l) \Gamma$$

La différence de populations entre les sous-niveaux  $u$  et  $l$  est assez faible pour que le dernier terme  $[(n_u - n_l) \Gamma]$  soit négligeable par rapport aux autres termes.

Le bilan détaillé des transitions à l'intérieur du doublet ( $u, l$ ) s'écrit alors :

$$n_u (A_{ul} + C_{ul} + B_{ul} \cdot J_\nu) = n_l (C_{lu} + B_{lu} \cdot J_\nu)$$

les coefficients d'Einstein sont reliés par la relation :

$$B_{ul} = \frac{g_l}{g_u} B_{lu} = \frac{c^2}{2h\nu^3} A_{ul}$$

et  $J_\nu$ , l'intensité moyenne du champ, est assimilée au rayonnement d'un corps noir de température  $T_{bb}$  :

$$J_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT_{bb}} - 1}$$

Le bilan détaillé s'exprime alors à l'aide de températures sous la forme :

$$\frac{T_K}{T_{ex}} = 1 + \frac{kT_K}{h\nu} \text{Log} \left[ \frac{A_{ul}}{C_{ul}} \left( 1 - \frac{J_\nu(T_{bb})}{J_\nu(T_{ex})} \right) + 1 \right]$$

$$\text{où } J_\nu(T) = \frac{h\nu}{k} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

dans le domaine radio où  $\nu$  est grand  $J_\nu(T) \sim T$  (Rayleigh-Jeans); à  $\nu = 23.7$  GHz,  $h\nu/k = 1.137$ ; cette approximation est satisfaisante pour  $T > 1.14$  K

$$\text{le coefficient d'émission spontanée : } A_{ul} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \cdot |\rho_{ul}|^2$$

$\rho_{ul}$  est l'élément de matrice du moment dipolaire entre les deux

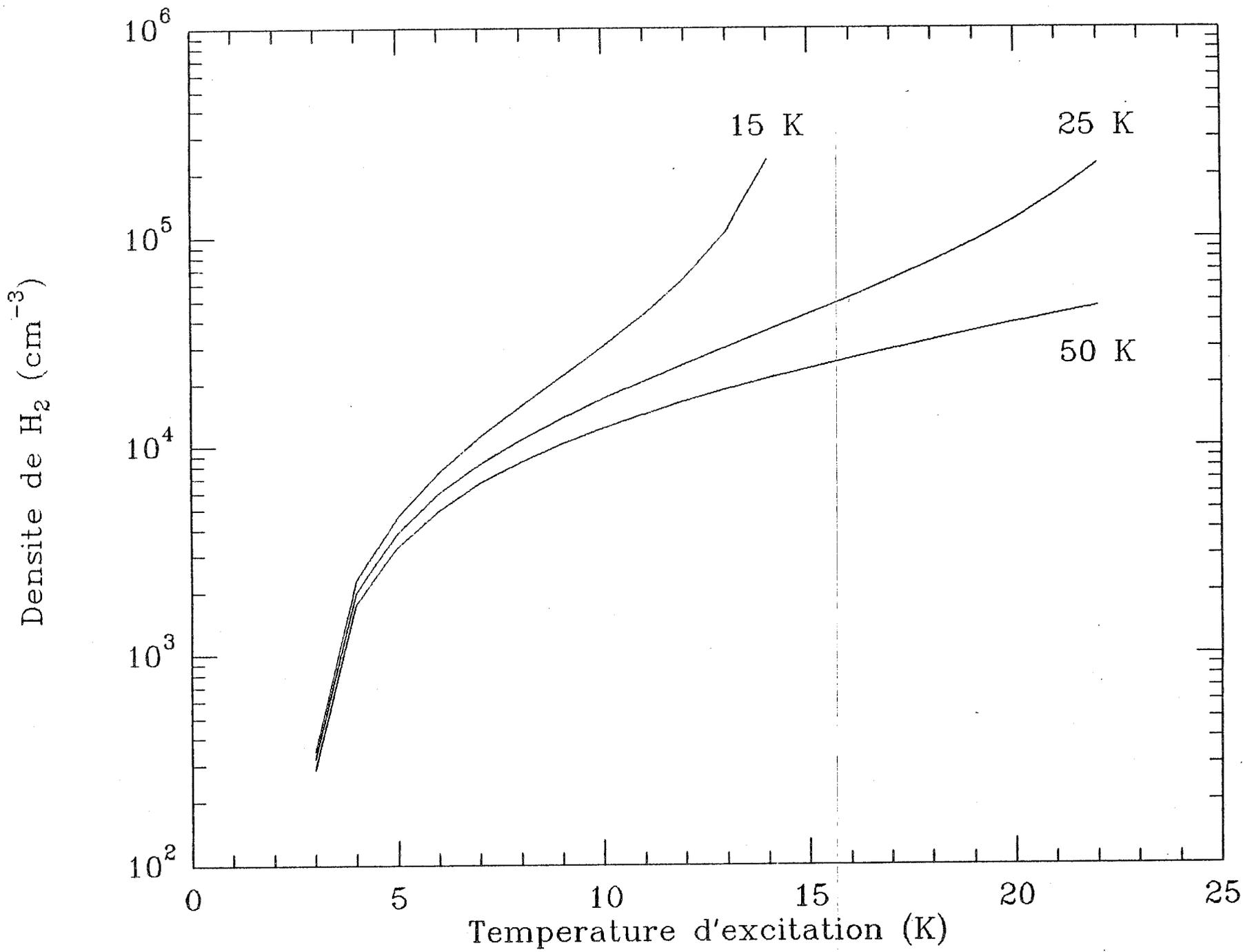


Figure 9 : Evolution de la densité du milieu,  $n_{H_2}$ , en fonction de la température d'excitation,  $T_{ex}$ , d'un doublet métastable. Les trois courbes données correspondent à des températures cinétiques de 15 K, 25 K et 50 K.

niveaux du doublet d'inversion. Pour un doublet (J,K) :

$$|\rho_{ul}|^2 = \rho^2 \frac{K^2}{J(J+1)} \quad \text{et lorsque } J=K : |\rho_{ul}|^2 = \rho^2 \cdot \frac{J}{J+1}$$

pour le doublet (1,1)  $A = 1.676 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

pour le doublet (2,2)  $A = 2.235 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

Dans la pratique la température cinétique,  $T_K$ , est connue grâce à  $T_R(21)$  et l'équation précédente est utilisée sous la forme :

$$\frac{C_{ul}}{A_{ul}} = \frac{1 - \frac{J_{\nu}(T_{bb})}{J_{\nu}(T_{ex})}}{\exp \left[ \frac{h\nu}{k} \left( \frac{1}{T_{ex}} - \frac{1}{T_K} \right) \right] - 1}$$

Elle fournit une estimation de la densité du milieu en fonction de la température d'excitation, en particulier de la densité à partir de laquelle les doublets d'inversion sont thermalisés ( $T_{ex} \gtrsim 0.9 T_K$ ).

La figure 9 donne quelques courbes  $n_{H_2}(T_{ex})$  pour des températures cinétiques de 15K, 25K et 50K.

## 2. Transfert de rayonnement et température d'antenne

### a. Le problème du transfert de rayonnement

L'équation du transfert de rayonnement s'écrit de façon très générale :

$$\frac{dI(\nu)}{ds} = j(\nu) - k(\nu) \cdot I(\nu)$$

où  $s$  est la coordonnée sur la ligne de visée

$I(\nu)$  est l'intensité spécifique en un point à la fréquence  $\nu$

$j(\nu)$  est l'émissivité du milieu

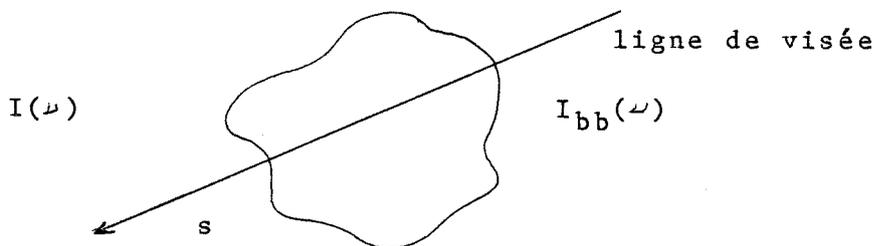
et  $k(\nu)$  son coefficient d'absorption

En introduisant l'épaisseur optique :  $\tau(\nu, s) = \int_0^s k(\nu) \cdot ds$

et la fonction source :  $S(\nu) = j(\nu) / k(\nu)$

l'équation se met sous la forme :  $\frac{d I(\nu)}{d \tau(\nu, s)} = S(\nu) - I(\nu)$

Dans le cas le plus général d'un milieu de forme quelconque :



cette équation s'intègre le long de la ligne de visée, par la méthode de la variation de la constante, et s'écrit :

$$I(\nu) = \int_0^{\tau(\nu)} S(\nu) \cdot e^{-t} \cdot dt + I_{bb}(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)}$$

où  $\tau(\nu)$  est l'épaisseur optique totale du milieu le long de la ligne de visée.

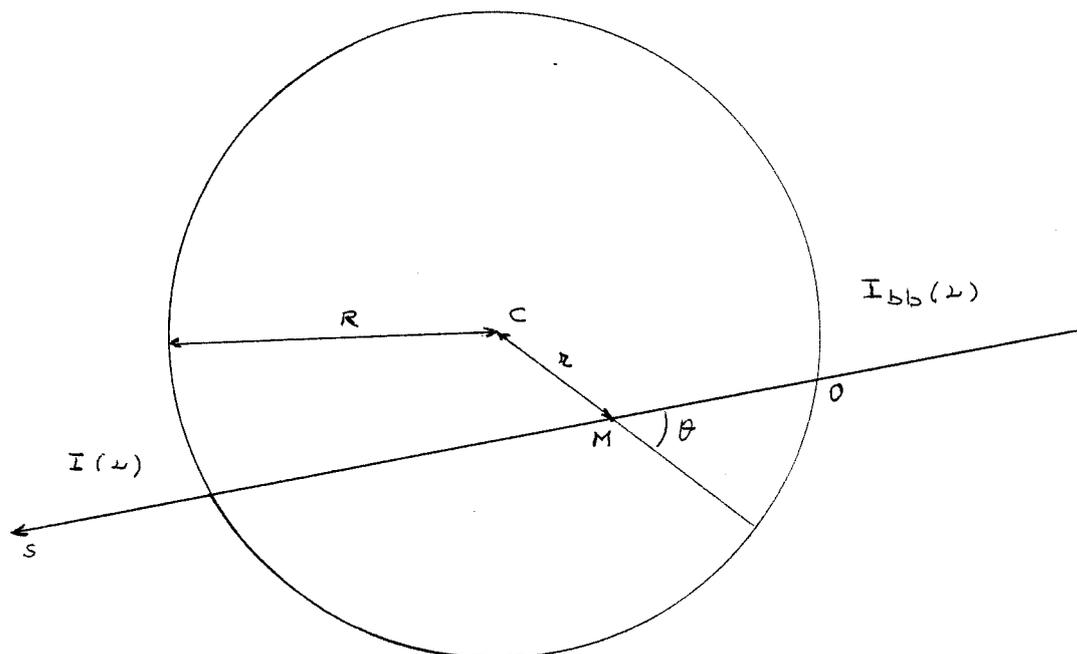
$I_{bb}(\nu)$  est l'intensité incidente  
et  $I(\nu)$  l'intensité sortante

Ceci est l'expression la plus générale de l'intensité spécifique en un point.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent, avec le modèle à deux niveaux, qu'il est nécessaire pour connaître les conditions d'excitation dans le nuage de résoudre les équations d'équilibre statistique. Or celles-ci font intervenir l'intensité moyenne du rayonnement :

$$J(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{nuage}} I(\nu) \cdot d\Omega$$

On ne sait malheureusement pas calculer  $J(\nu)$  pour un nuage de forme quelconque. Dans la suite de ce calcul nous supposerons le nuage sphérique, de rayon  $R$ , et nous nous placerons au centre  $C$  du nuage.

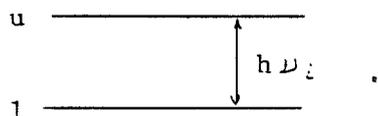


Dans ce cas l'intégration angulaire est immédiate :

$$J(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{sphère}} I(\nu) \cdot d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin\theta \cdot d\theta \cdot I(\nu) = I(\nu)$$

$$\text{donc } J(\nu) = \int_0^{\tau(\nu)} S(\nu) \cdot e^{-t} \cdot dt + I_{bb}(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)}$$

\* Considérons dans un premier temps l'émission d'une raie moléculaire  $i$  unique



$$\text{l'émissivité } j_i(\nu) = \frac{h\nu_i}{4\pi} n_u \cdot A_{ul} \cdot \varphi_i(\nu)$$

$$\text{et le coefficient d'absorption } k_i(\nu) = \frac{h\nu_i}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \cdot \varphi_i(\nu)$$

$$k_i(\nu) = \frac{hc^2}{8\pi k\nu_i} \cdot \frac{A_{ul} \cdot n_u}{J_{\nu_i}(T_{\text{ex}i})} \cdot \varphi_i(\nu)$$

Dans la mesure où le profil d'émission et le profil d'absorption sont identiques, la fonction source ne dépend pas de  $\nu$  :

$$S(\nu) = \frac{2k\nu_i^2}{c^2} J_{\nu_i}(T_{\text{ex}i})$$

Nous la noterons  $S_i$ .

$$\text{Alors } \int_0^{\tau(\nu)} S(\nu) \cdot e^{-t} \cdot dt = S_i (1 - e^{-\tau(\nu)})$$

et l'équation de transfert devient :

$$J(\nu) = S_i (1 - e^{-\tau(\nu)}) - I_{bb}(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)}$$

$$\text{ou encore } J(\nu) - I_{bb}(\nu) = (S_i - I_{bb}(\nu)) \cdot (1 - e^{-\tau(\nu)})$$

En exprimant l'intensité incidente sous la forme du rayonnement d'un corps noir à la température  $T_{bb}$  et l'intensité sortante sous la forme du rayonnement d'un corps noir à la température  $T_b$ , l'équation de transfert s'écrit :

$$J_\nu(T_b) - J_\nu(T_{bb}) = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bb})] \cdot (1 - e^{-\tau(\nu)})$$

La température  $T_b$  introduite est la température de brillance du nuage.

\* Considérons maintenant le cas, plus réaliste, de plusieurs transitions moléculaires  $j$  :

$$\text{l'émissivité } j(\nu) = \sum_j j_j(\nu) = \sum_j k_j(\nu) \cdot J_{\nu_j}(T_{ex_j})$$

$$\text{et le coefficient d'absorption } k(\nu) = \sum_j k_j(\nu) = \sum_j k_j \cdot \varphi_j(\nu)$$

$$\text{donc } S(\nu) = \frac{\sum_j k_j(\nu) \cdot J_{\nu_j}(T_{ex_j})}{\sum_j k_j(\nu)} = \frac{\sum_j k_j \cdot J_{\nu_j}(T_{ex_j}) \varphi_j(\nu)}{\sum_j k_j \varphi_j(\nu)}$$

La fonction source dépend explicitement de la fréquence  $\nu$  - à moins que toutes les transitions envisagées aient la même température d'excitation, auquel cas on retrouve l'équation de transfert précédente - et il est impossible de poursuivre l'intégration sans faire de nouvelles hypothèses simplificatrices.

Nous supposerons que les conditions d'excitation sont uniformes dans le nuage; l'épaisseur optique entre deux points est alors proportionnelle à leur distance. En particulier, l'opacité par rapport au centre du nuage :

$$\tau_j(\nu, r) = \tau_j(\nu) \cdot r/R = \tau_j \cdot \varphi_j(\nu) \cdot r/R$$

L'équation de transfert s'écrit alors :

$$J(\nu) = \frac{\sum_j k_j J_{\nu j} (T_{exj}) \varphi_j(\nu)}{\sum_j k_j \varphi_j(\nu)} \int_0^R e^{-\sum_j \tau_j \varphi_j(\nu) r/R} \sum_j \frac{dz}{R} \tau_j \varphi_j(\nu) + I_{bb}(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)}$$

$$J(\nu) = \sum_j \tau_j J_{\nu j} (T_{exj}) \varphi_j(\nu) \cdot \left[ \frac{1 - e^{-\tau(\nu)}}{\tau(\nu)} \right] + I_{bb}(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)}$$

L'intensité moyenne émise dans une raie  $i$  :

$$J_i = \int_0^\infty J(\nu) \varphi_i(\nu) \cdot d\nu \quad \text{vaut :}$$

$$J_i = \sum_j \tau_j \cdot J_{\nu j} (T_{exj}) \cdot \int_0^\infty \varphi_i(\nu) \cdot \varphi_j(\nu) \cdot \left[ \frac{1 - e^{-\tau(\nu)}}{\tau(\nu)} \right] d\nu + \int_0^\infty I_{bb}(\nu) \varphi_i(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)} d\nu$$

Lorsque le rayonnement incident varie lentement avec la fréquence. comme c'est le cas du rayonnement cosmique à 3K, on peut écrire :

$$J_i = \sum_j J_{\nu j} (T_{exj}) \int_0^\infty \tau_j \varphi_j(\nu) \varphi_i(\nu) \left[ \frac{1 - e^{-\tau(\nu)}}{\tau(\nu)} \right] d\nu + I_{bb} \int_0^\infty \varphi_i(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)} d\nu$$

ou encore :

$$J_i = \sum_j J_{\nu j} (T_{exj}) \cdot P_{ij} + I_{bb} \cdot P_i$$

$P_i = \int_0^\infty \varphi_i(\nu) \cdot e^{-\tau(\nu)} d\nu$  est la probabilité qu'un photon émis dans la raie  $i$  en C sorte du nuage; nous appellerons  $P_i$  la probabilité d'échappement.

$P_{ij} = \int_0^\infty \tau_j \varphi_j(\nu) \varphi_i(\nu) \cdot \left[ \frac{1 - e^{-\tau(\nu)}}{\tau(\nu)} \right] d\nu$  est la probabilité qu'un photon émis dans la raie  $i$  en C soit capturé dans la raie  $j$  en un point quelconque du nuage. Le facteur de transmission  $\left[ \frac{1 - e^{-\tau(\nu)}}{\tau(\nu)} \right]$  dépend de la géométrie du nuage.  $P_{ij}$  est la probabilité d'échange entre  $i$  et  $j$ .

Notons que :  $\sum_j P_{ij} + P_i = 1$

La valeur de  $\sum_j P_{ij}$  rend compte de l'importance des recouvrements qui ont lieu avec la raie  $i$ .

Pour l'exploitation des données observationnelles de  $\text{NH}_3$ , nous supposerons que toutes les composantes hyperfines de la raie (1,1) ont la même température d'excitation et nous utiliserons l'équation de transfert sous la forme :

$$\Delta T_b = T_b - T_{bb} = (T_{\text{ex}} - T_{bb}) \cdot (1 - e^{-\tau(\nu)})$$

en assimilant  $J_\nu(T)$  à  $T$ .

#### b. La température d'antenne

Il s'agit maintenant de relier cette valeur théorique au signal fourni par l'antenne. Nous adopterons l'approximation de Rayleigh-Jeans pour simplifier l'écriture, il suffira de remplacer  $T$  par  $J_\nu(T)$  pour retrouver l'expression exacte.

Notons tout d'abord que le flux de la source,  $S_\nu$ , qui représente son émission totale par unité de surface de récepteur et par unité de fréquence vaut :

$$S_\nu = \int_{\text{source}} B_\nu(T_b) \cdot d\Omega \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1})$$

$$\text{où } B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{strd}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1})$$

dans l'approximation de Rayleigh-Jeans :  $B_\nu(T) \sim (2/\lambda^2) \cdot kT$

$$\text{et } S_\nu = \int_{\text{source}} (2/\lambda^2) \cdot kT_b(\theta, \varphi) \cdot d\Omega$$

En introduisant la fonction de distribution de la source,  $g(\theta, \varphi)$ ,  $T_b(\theta, \varphi)$  se met sous la forme :  $T_b \cdot g(\theta, \varphi)$

Pour une distribution gaussienne à symétrie circulaire, de largeur à mi-hauteur  $\theta_s$  :

$$g(\theta, \varphi) = \exp(-4 \cdot \text{Log}2 \cdot (\theta/\theta_s)^2)$$

$$\text{le flux : } S_{\nu} = \frac{\pi}{2 \cdot \text{Log} 2} \cdot \frac{k}{\lambda^2} \cdot \theta_s^2 \cdot T_b$$

L'antenne reçoit le signal :  $T_b' = T_b \cdot e^{-\tau_{atm}}$  où  $\tau_{atm}$  représente l'épaisseur optique de l'atmosphère à la fréquence considérée.  $\tau_{atm}$  dépend de l'élévation de la source ( car de l'épaisseur de la couche d'atmosphère traversée )

$$\text{le signal transmis vaut : } T_A = \frac{\int_{4\pi} T_b'(\theta, \varphi) \cdot f(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} f(\theta, \varphi) d\Omega}$$

$T_A$  est la température d'antenne

$f(\theta, \varphi)$  est la fonction caractéristique de l'antenne

et  $T_b'(\theta, \varphi) = T_b' \cdot g(\theta, \varphi)$

$\Omega_A = \int_{4\pi} f(\theta, \varphi) \cdot d\Omega$  est l'angle solide couvert par les lobes de l'antenne.

On note  $\Omega_M = \int_{\text{lobe principal}} f(\theta, \varphi) \cdot d\Omega$ , l'angle solide correspondant au lobe principal uniquement. Lorsque la fonction d'antenne est une gaussienne à symétrie circulaire, de largeur à mi-hauteur  $\theta_b$ :  $f(\theta, \varphi) = \exp(-4 \cdot \text{Log} 2 \cdot (\theta/\theta_b)^2)$  où  $\theta_b \ll \pi$ , alors:

$$\Omega_M = (\pi / 4 \cdot \text{Log} 2) \cdot \theta_b^2$$

$$T_A = 1/\Omega_A \cdot [ \int_{\text{lobe principal}} + \int_{\text{lobes sec.}} ] T_b' \cdot g(\theta, \varphi) f(\theta, \varphi) d\Omega$$

La partie correspondant aux lobes secondaires est en général pratiquement indépendante de l'objet étudié et est éliminée par les procédures d'observation. Ceci conduit à introduire une nouvelle grandeur  $T_B$ , la température correspondant au lobe principal ( main-beam brightness temperature ) :

$$T_B = 1/\Omega_M \int_{4\pi} T_b \cdot g(\theta, \varphi) \cdot f(\theta, \varphi) d\Omega$$

$$T_B' = e^{-\tau_{atm}} \cdot T_B = \Omega_A / \Omega_M \cdot T_A$$

le rapport  $\Omega_M / \Omega_A = \eta_b$  est l'efficacité de l'antenne

Nous noterons  $\eta_f$  le coefficient de proportionnalité entre  $T_B$  et  $T_b$ ;  $\eta_f$  est le facteur de remplissage du lobe d'antenne ( beam filling factor ), c'est le rapport entre la surface

occupée par la source et la surface couverte par le lobe d'antenne.  $\eta_f$  contient deux termes.

D'une part, pour une source uniforme, on a :

\* lorsque f et g sont des gaussiennes, alors :

$$\eta_f = \theta_s^2 / (\theta_b^2 + \theta_s^2)$$

\* lorsque la source est plus étendue que le lobe d'antenne,  $\eta_f = 1$

\* lorsque la source occupe une partie du lobe  $\eta_f = \Omega_s / \Omega_H$ ,  $\Omega_s$  étant l'angle solide sous lequel est vue la source.

D'autre part lorsque la source observée n'est pas uniforme mais formée de spots non résolus,  $\eta_f$  comprend un autre facteur, dû à la granulation qui est le rapport entre la surface réelle occupée par les spots et la surface globale de la source.  $\eta_f$  est dans la pratique très difficile à déterminer.

La température d'antenne s'écrit alors :

$$T_A = \eta_b \cdot \eta_f \cdot e^{-\tau_{atm}} \cdot T_b$$

Il est pratique d'introduire la température d'antenne corrigée

$$\Delta T_A^* = \frac{\Delta T_A}{\eta_b \cdot e^{-\tau_{atm}}} = \eta_f \cdot (T_b - T_{bb})$$

et l'équation de transfert est utilisée sous la forme :

$$\Delta T_A^* = \eta_f \cdot (T_{ex} - T_{bb}) (1 - e^{-\tau})$$

C'est l'équation fondamentale reliant la grandeur mesurée ( $\Delta T_A^*$ ) aux paramètres physiques de la source ( $T_{ex}$  et  $\tau$ )

Dans le cas d'un milieu optiquement mince,  $\tau \ll 1$  et l'équation devient :

$$\Delta T_A^* = \eta_f \cdot \tau \cdot (T_{ex} - T_{bb})$$

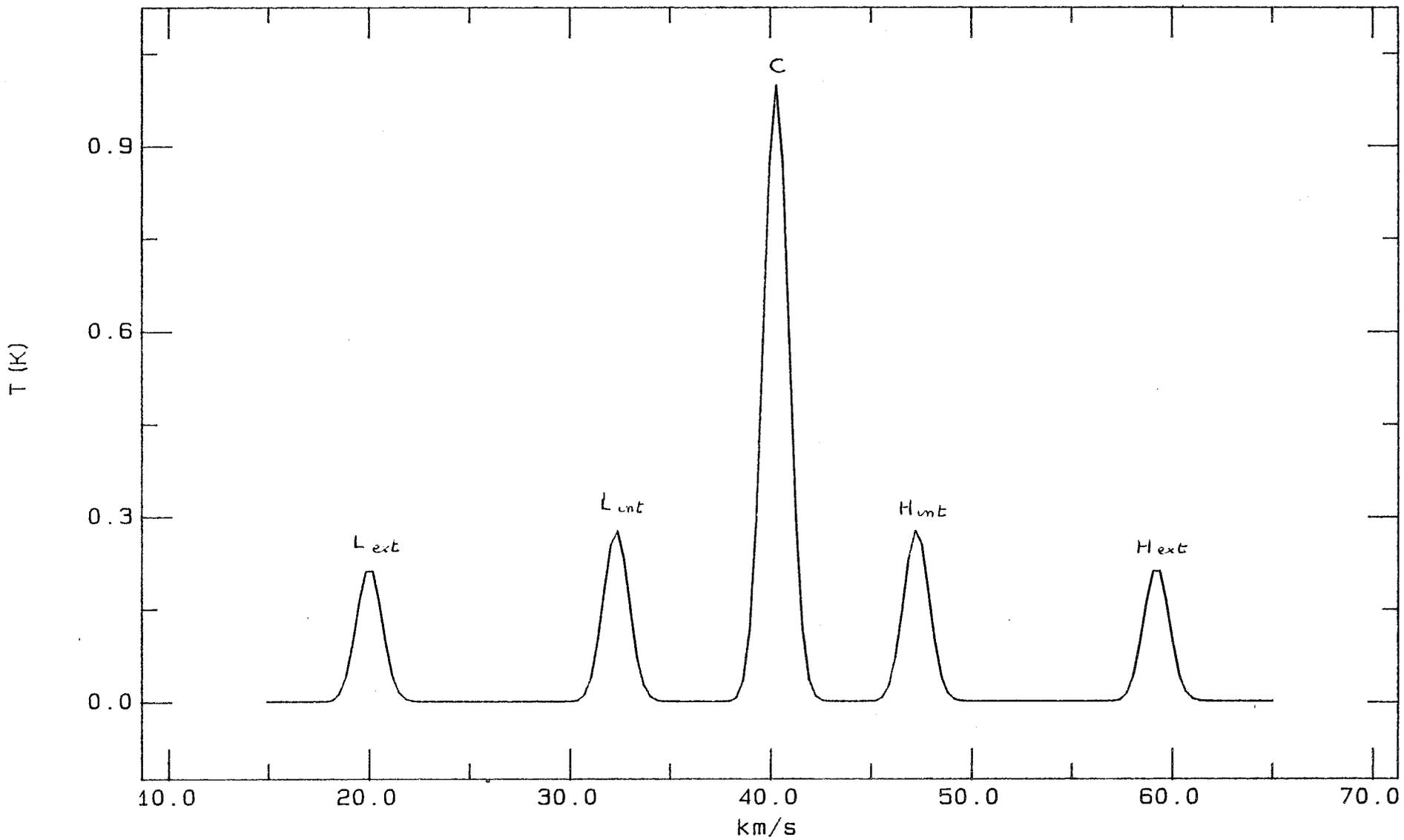
Dans le cas d'un milieu optiquement épais,  $\tau \gg 1$  et l'équation de transfert s'écrit :

$$\Delta T_A^* = \eta_f \cdot (T_{ex} - T_{bb})$$

et l'intensité des raies est directement proportionnelle à leur température d'excitation.

La molécule  $NH_3$  se situe en général dans un cas intermédiaire où l'épaisseur optique est de l'ordre de l'unité.

Figure 10 : Spectre théorique de la raie d'inversion  $\text{NH}_3(1,1)$  à 1'ETL pour une largeur à mi-hauteur de  $\Delta v_D = 1 \text{ km/s}$ .



Les paragraphes suivants donnent le détail du calcul des paramètres physiques à partir de l'observation des raies d'inversion (1,1) et (2,2) avec leur structure hyperfine quadripolaire. Comme le facteur  $\eta_f$  est inconnu, il a été pris arbitrairement égal à 1. Sa valeur possible et son influence sur les grandeurs calculées sont discutées dans la section II.5.

### 3. Épaisseur optique et largeur de raie

La figure 10 présente un spectre théorique de la raie d'inversion  $\text{NH}_3(1,1)$  avec ses 18 composantes hyperfines. La largeur à mi-hauteur des raies a été imposée à  $\Delta v_D = 1$  km/s qui correspond aux plus faibles largeurs de raies observées dans des nuages moléculaires chauds. Nous constatons que le profil obtenu est symétrique, les composantes hyperfines magnétiques ne sont pas résolues et seules apparaissent les cinq composantes quadripolaires électriques : la composante centrale (C), les deux satellites internes ( $L_{\text{int}}$  et  $H_{\text{int}}$ ) et les deux satellites externes ( $L_{\text{ext}}$  et  $H_{\text{ext}}$ ).

Selon le nombre de composantes hyperfines prises en compte plusieurs épaisseurs optiques sont utilisées pour une raie d'inversion. Les notations adoptées par la suite sont les suivantes :

$$\tau_0 = \sum_{i=1}^{i=18} \tau_i \quad \text{épaisseur optique totale}$$

$$\tau_I = \sum_{i=6}^{i=13} \tau_i \quad \text{épaisseur de la composante centrale}$$

(  $F_1=1 \rightarrow F_1=1$  et  $F_1=2 \rightarrow F_1=2$  )

$$\tau_{II} = \sum_{i=8,9,11,13} \tau_i \quad \text{épaisseur de la composante électrique}$$

$F_1=2 \rightarrow F_1=2$

et  $\tau_{III} = \tau_{i=11}$  épaisseur de la composante magnétique principale

(  $F=5/2 \rightarrow F=5/2$  )

La numérotation utilisée pour les composants est celle introduite dans le tableau 2.

$$\begin{aligned} \text{A l'équilibre on a : } \tau_I &= 0.5 \tau_0 \\ \tau_{II} &= 0.417 \tau_0 \\ \tau_{III} &= 0.2335 \tau_0 \end{aligned}$$

A condition que les composants de la raie (1,1) aient tous la même température d'excitation, l'épaisseur optique se déduit du rapport de leurs intensités :

$$\frac{\Delta T_A^* (\text{composant } i)}{\Delta T_A^* (\text{composant } j)} = \frac{1 - e^{-\tau_i}}{1 - e^{-\tau_j}}$$

en choisissant pour j la composante centrale :  $\tau_j = \tau_I$  et en prenant pour i un satellite interne ( resp. externe ),  $\tau_i = 0.28, \tau_I$  ( resp.  $0.22 \tau_I$  ) comme le montre le tableau 2;

$$\tau_I \text{ se déduit alors de l'équation : } \frac{(\Delta T_A^*)_{cent.}}{(\Delta T_A^*)_{int/ext}} = \frac{1 - e^{-\tau_I}}{1 - e^{-\tau_I \cdot 0.28/0.22}}$$

Connaissant  $\tau$ ,  $T_{ex}$  se déduit alors aisément de l'équation de

$$\text{transfert : } T_{ex} = \frac{(\Delta T_A^*)}{1 - e^{-\tau_I}} + T_{bb}$$

Si la température d'excitation de la raie (2,2) est identique à celle de la raie (1,1) son épaisseur optique est calculée de façon analogue :

$$\frac{(\Delta T_A^*)_{comp. \text{ cent. de } (1,1)}}{(\Delta T_A^*)_{comp. \text{ cent. de } (2,2)}} = \frac{1 - e^{-\tau_I(1,1)}}{1 - e^{-\tau_I(2,2)}}$$

$$\text{d'où } \tau_I(2,2) = - \text{Log} \left[ 1 - \frac{(\Delta T_A^*)_2}{(\Delta T_A^*)_1} (1 - e^{-\tau_I(1,1)}) \right]$$

notons que  $\tau_I(2,2) = 0.796 \tau_0(2,2)$  en adoptant des notations analogues à celles de la raie (1,1) i.e.  $\tau_0(2,2)$  représente l'épaisseur optique totale de la raie et  $\tau_I(2,2) = \sum_{i=7}^{i=15} \tau_i$  est l'épaisseur optique de la composante centrale.

Lorsque les composantes centrales sont optiquement minces le rapport de leurs épaisseurs optiques est égal à celui de leurs intensités.

On calcule de même l'épaisseur optique de toutes les raies

dont la température d'excitation peut raisonnablement être supposée égale à celle de la raie (1,1) - i.e. toutes les raies d'inversion des niveaux métastables du para-NH<sub>3</sub> -.

L'épaisseur optique est modulée par le profil de la raie  $\varphi(\nu)$ . L'élargissement des raies est provoqué par les mouvements des molécules parallèlement à la ligne de visée ( effet Doppler ) et les largeurs sont communément exprimées en unités de vitesse :

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = \frac{v}{c} .$$

Les mouvements thermiques des molécules ayant une distribution d'énergie boltzmannienne (  $f(v) \propto \exp(-mv^2/2kT)$  ) engendrent un profil gaussien qui, normé tel que  $\int_0^\infty \varphi(\nu) d\nu = 1$  vaut :

$$\varphi(\nu) = 2 \sqrt{\frac{\text{Log}2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta\nu_D} \exp \left[ -4 \text{Log}2 \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right]$$

et dont la largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_D = 2 \cdot \text{Log}2 \cdot \sqrt{\frac{2kT}{m}}$  est de l'ordre de quelques dixièmes de km/s.

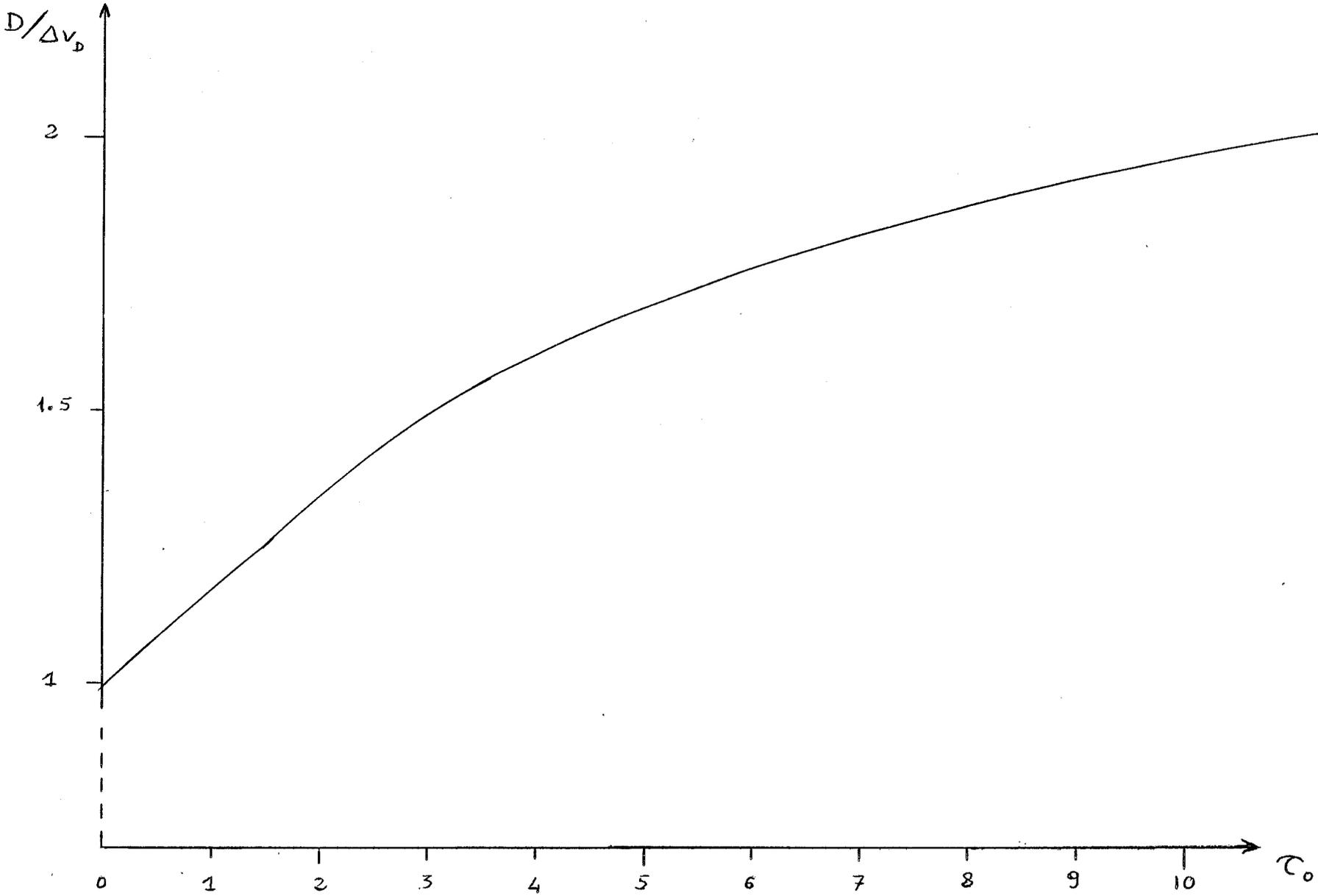
Aux mouvements thermiques s'ajoutent des mouvements de turbulence à l'intérieur du nuage lorsque l'émission provient, par exemple, de plusieurs régions différentes ( spots ) se déplaçant les unes par rapport aux autres. La largeur de raies résultante :

$$\Delta\nu_D = 2 \cdot \text{Log}2 \cdot \left[ \sqrt{\frac{2kT}{m} + v_{\text{turbulence}}^2} \right]$$

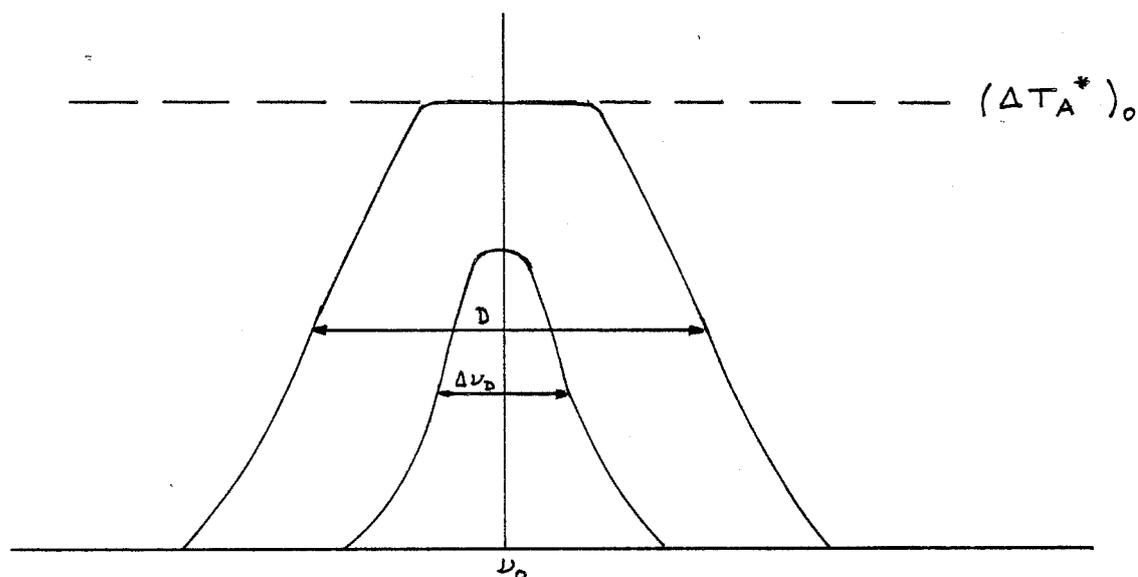
est alors de l'ordre de quelques km/s.  $v_{\text{turbulence}}$  ainsi définie est la vitesse la plus probable d'ê à la turbulence ( nous avons supposé pour la commodité des calculs que les vitesses de turbulence avaient une distribution gaussienne ). Lorsque le nuage est soumis à des mouvements systématiques tels que rotation ou expansion les raies peuvent s'étendre sur quelques dizaines de km/s et n'ont plus en général un profil gaussien.

Dans la pratique,  $\varphi(\nu)$  est déduit des observations en "fittant" le profil des raies par une gaussienne dont on mesure

Figure 11 : Variation en fonction de l'épaisseur optique du milieu,  $\tau_0$ , du rapport entre la largeur de raie mesurée, D, et la largeur Doppler,  $\Delta v_D$ .



la largeur à mi-hauteur  $D$ . Ceci est exact lorsque les raies sont optiquement minces et que leur intensité est proportionnelle à leur épaisseur optique. Lorsque le milieu est optiquement épais il y a un effet de saturation, l'intensité ne pouvant être supérieure à:  $(\Delta T_A^*)_0 = \eta_f \cdot (T_{ex} - T_{bb})$  et le profil n'est plus exactement gaussien. La largeur mesurée  $D$  est supérieure à celle  $\Delta v_D$  du profil Doppler.



On a  $(\Delta T_A^*)(\nu) = (\Delta T_A^*)_0 [ 1 - e^{-\tau(\nu)} ]$

et  $\tau(\nu) = \tau_{max} \cdot \exp [ -4 \text{Log}_2 ( \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D} )^2 ]$

$(\Delta T_A^*) \cdot \{ \nu_0 \pm D'/2 \} = 1/2 \cdot (\Delta T_A^*)$

$= (\Delta T_A^*)_0 \cdot [ 1 - \exp( - ( \nu_0 \pm D'/2 ) ) ]$

Pour éviter toute confusion j'ai noté  $D'$  et  $\Delta \nu_D$  les largeurs de raie lorsqu'elles sont exprimées en unités de fréquence.  $D$  et  $\Delta v_D$  sont réservés aux largeurs exprimées en unités de vitesse.

d'où  $\frac{D}{\Delta v_D} = \frac{1}{\sqrt{\text{Log}_2}} \cdot [ \text{Log} ( \frac{\tau_{max}}{\text{Log} ( 2/(1+e^{-\tau(\nu)}) ) } ) ]^{1/2}$

La figure 11 montre la variation de  $( D/\Delta v_D )$  en fonction de  $\tau_0$

Notons que, comme les objets interstellaires ont généralement un mouvement d'ensemble, relativement à la terre, à

la vitesse  $V$ , la fréquence centrale d'une raie,  $\nu_0$ , est la somme de la fréquence au repos,  $\nu_{\text{rest}}$ , et du déplacement Doppler dû au mouvement de la source :  $\nu_0 = \nu_{\text{rest}} (1 + V/c)$ .  $V$  comprend la vitesse de la source dans un repère lié au soleil,  $V_{\text{LSR}}$ , à laquelle s'ajoute la rotation de la terre sur elle-même et son mouvement de révolution autour du soleil.

#### 4. Température de rotation et colonne-densité

La température de rotation entre deux niveaux se déduit du rapport de leurs épaisseurs optiques :

$$\frac{\tau_i(\nu)}{\tau_j(\nu)} = \left(\frac{\nu_j}{\nu_i}\right)^2 \cdot \frac{A_{ul_i} N_{ui} J_\nu(T_{\text{ex}j}) (\Delta\nu_D)_j}{A_{ul_j} N_{uj} J_\nu(T_{\text{ex}i}) (\Delta\nu_D)_i}$$

où l'exponentielle dans l'expression de  $\varphi(\nu)$  a été négligée.

Rappelons que l'épaisseur optique :

$$\tau(\nu) = \int_0^S k(\nu) \cdot ds = \frac{hc^2}{8\pi k \nu} \cdot \frac{A_{ul} N_u}{J_\nu(T_{\text{ex}})} \varphi(\nu)$$

où  $N_u$  est la colonne-densité du niveau supérieur de la transition,  $A_{ul}$  le coefficient d'émission spontanée et  $\varphi(\nu)$  le profil de raie.

$$\frac{N_{ui}}{N_{uj}} = \frac{n_{ui}}{n_{uj}} = \frac{g_i}{g_j} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu_{ij}}{kT_{Rij}}\right) = \frac{2J_i + 1}{2J_j + 1} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu_{ij}}{kT_{Rij}}\right)$$

$$\frac{A_{ul_i}}{A_{ul_j}} = \left(\frac{\nu_i}{\nu_j}\right)^3 \cdot \frac{J_i}{J_j + 1} \cdot \frac{J_j + 1}{J_i}$$

pour deux niveaux métastables  $(J_i, J_i)$  et  $(J_j, J_j)$

En conservant l'hypothèse que ces deux niveaux ont la même température d'excitation on obtient :

$$T_R(ij) = \frac{h\nu_{ij}}{k} \cdot \left[ \text{Log} \left[ \left(\frac{\nu_i}{\nu_j}\right) \cdot \left(\frac{\Delta\nu_{Dj}}{\Delta\nu_{Di}}\right) \cdot \left(\frac{\tau_j}{\tau_i}\right) \cdot \frac{J_i \cdot (2J_i + 1) \cdot (J_j + 1)}{J_j \cdot (2J_j + 1) \cdot (J_i + 1)} \right] \right]^{-1}$$

en particulier :

Tableau 7 :  
Energie des premiers niveaux de rotation

ORTHO-NH <sub>3</sub>				PARA-NH <sub>3</sub>			
J	K	Parité	E (K)	J	K	Parité	E (K)
0	0	+	0.0	1	1	+/-	23.3739
1	0	+	23.6055	2	1	+/-	80.5847
2	0	+	85.8163	2	2	+/-	64.8902
3	0	+	171.6325	3	1	+/-	166.4010
3	3	+/-	124.5488	3	2	+/-	150.7063
4	0	+	286.0541	4	1	+/-	280.8226
4	3	+/-	238.9704	4	2	+/-	265.1281
5	0	+	429.0811	4	4	+/-	202.3499
5	3	+/-	381.9973	5	1	+/-	423.8493
6	0	+	600.7135	5	2	+/-	408.1546
6	3	+/-	553.6297				
6	6	+/-	412.3788				

$$T_R(21) = \frac{41.5}{\text{Log} \left[ 2.23 \frac{\Delta v_D(1,1) \cdot \tau_o(1,1)}{\Delta v_D(2,2) \cdot \tau_o(2,2)} \right]}$$

La colonne-densité d'un niveau se déduit de son épaisseur optique :

$$N_u = \frac{8nk\nu}{hc^2} \cdot \tau \cdot \frac{J_\nu(T_{ex})}{A_{u1} \cdot \varphi(\nu)}$$

Dans un doublet d'inversion :  $N_u \sim N_1 \sim 1/2 \cdot N_{\text{doublet}}$

Pour le doublet (1,1):

$$N(1,1) = \frac{16nk\nu_o^2(1,1)}{hc^3} \cdot \frac{T_{ex}(1,1) \cdot \Delta v_D(1,1)}{A(1,1)} \cdot \tau_o(1,1)$$

Dans le cas d'un milieu optiquement mince l'intensité d'une raie est proportionnelle au produit  $\tau \cdot T_{ex}$ , c'est à dire à la colonne-densité  $N_u$ .

La colonne-densité totale du para-NH<sub>3</sub> s'exprime à l'aide de  $N(1,1)$  et de la fonction de partition; soit, en négligeant la population des niveaux non-métastables :

$$N_{\text{para-NH}_3} = \sum_{J \neq 3n} N(J,J) = N(1,1) \cdot \sum_{J \neq 3n} \frac{2J+1}{3} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu_{J,1}}{kT_R(J,1)}\right)$$

En supposant que la température,  $T_R$ , de rotation est identique entre tous les niveaux métastables la colonne-densité vaut :

$$N_{\text{para-NH}_3} = N(1,1) \cdot \left[ 1 + \frac{5}{3} \cdot \exp\left(-\frac{41.5}{T_R}\right) + 3 \cdot \exp\left(-\frac{178.98}{T_R}\right) + \dots \right]$$

Les énergies des premiers niveaux de rotation sont données dans le tableau 7.

La colonne-densité du para-NH<sub>3</sub>,  $N$ , vaut donc :

$$N = \frac{16nk\nu_o^2(1,1)}{hc^3 A(1,1)} \cdot T_{ex} \cdot \Delta v_D(1,1) \cdot \tau_o(1,1) \cdot \left[ 1 + \frac{5}{3} \exp\left(-\frac{41.5}{T_R}\right) + \dots \right]$$

Rappelons que  $A(1,1) = 1.676 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$

### 5. Le facteur de remplissage

Dans la plupart des cas la source étudiée est plus étendue que le lobe de l'antenne et le facteur  $\eta_f$  ne dépend que de la granulation de la source. Lorsque le milieu est optiquement mince la seule quantité déduite des observations est la colonne-densité moyenne sur la ligne de visée, sur laquelle  $\eta_f$  n'a pas d'influence. Lorsque le milieu est optiquement épais il est totalement thermalisé, même en dehors des grappes, par les captures radiatives et une granulation éventuelle n'a pas de conséquences observables. La granulation joue un rôle important lorsque l'épaisseur optique des raies observées est de l'ordre de l'unité - ce qui est le cas de l'ammoniac - .

On peut déceler la granulation de façon indirecte en comparant des observations faites avec des antennes différentes car le facteur  $\eta_f$  dépend de la taille relative des grappes par rapport à celle du lobe de l'antenne. Ainsi dans W33 et W75N Ho et al. (1981) ont comparé des résultats obtenus avec l'antenne d'Effelsberg ( d'un diamètre de 100 m ) et celle de Haystack ( d'un diamètre de 36.6 m ). Ils ont prouvé que les molécules d'ammoniac étaient regroupées en grappes, de taille probablement inférieure à 1 pc.

Cependant seules des mesures d'interférométrie peuvent fournir une preuve directe de la granulation. Ceci a été fait dans Orion par Bastien et al. (1981) avec des mesures VLA (Very Large Array ), dans DR21 par Matsakis et al. (1981) et dans W3(OH) par Guilloteau et al. (1983).

Il semblerait que la granulation soit un fait répandu dans les nuages moléculaires associés aux régions H<sub>II</sub>. Aussi est il utile d'étudier dans quelle mesure un facteur  $\eta_f$  différent de 1 change la valeur des paramètres physiques déduits de l'équation de transfert. La température de brillance d'une raie est reliée au produit  $\eta_f \cdot T_{ex}$ ; on ne peut a priori différencier l'émission d'une source étendue, uniforme, excitée de façon subthermique de celle d'un ensemble de spots denses fortement excités. On peut

cependant calculer la valeur minimale du facteur de remplissage qui correspond à la thermalisation des doublets d'inversion (température d'excitation = température cinétique) :

$$(\eta_f)_{\min} = \frac{\Delta T_A^*}{(T_K - T_{bb}) \cdot (1 - e^{-\tau})}$$

$\eta_f$  réel étant compris entre  $(\eta_f)_{\min}$  et 1, les valeurs de la température d'excitation calculées précédemment sont à considérer comme des limites inférieures.

Nous avons vu que la colonne-densité en un point  $N(l,l)$  est proportionnelle au produit  $\tau(l,l) \cdot T_{ex}(l,l)$ . Or, en un point, l'équation de transfert est :

$$\Delta T_b = (T_{ex} - T_{bb}) \cdot (1 - e^{-\tau(l)})$$

la colonne-densité,  $N$ , est donc proportionnelle à :

$$N \propto \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \cdot \Delta T_b$$

Les valeurs mesurées qui sont les valeurs moyennes sur un lobe d'antenne, valent :

$$\langle \Delta T_b \rangle = \frac{1}{\Omega_H} \int \Delta T_b \cdot d\Omega = \eta_f \cdot \Delta T_b = \Delta T_B$$

$$\text{et } \langle N \rangle = \frac{1}{\Omega_H} \int N \cdot d\Omega \propto \frac{1}{\Omega_H} \int \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \cdot \Delta T_b \cdot d\Omega$$

\* Dans le cas d'un milieu optiquement mince :

$$1 - e^{-\tau} \sim \tau$$

$$\text{et } \langle N \rangle \propto \frac{1}{\Omega_H} \int_{\text{source}} \Delta T_b \cdot d\Omega = \Delta T_B$$

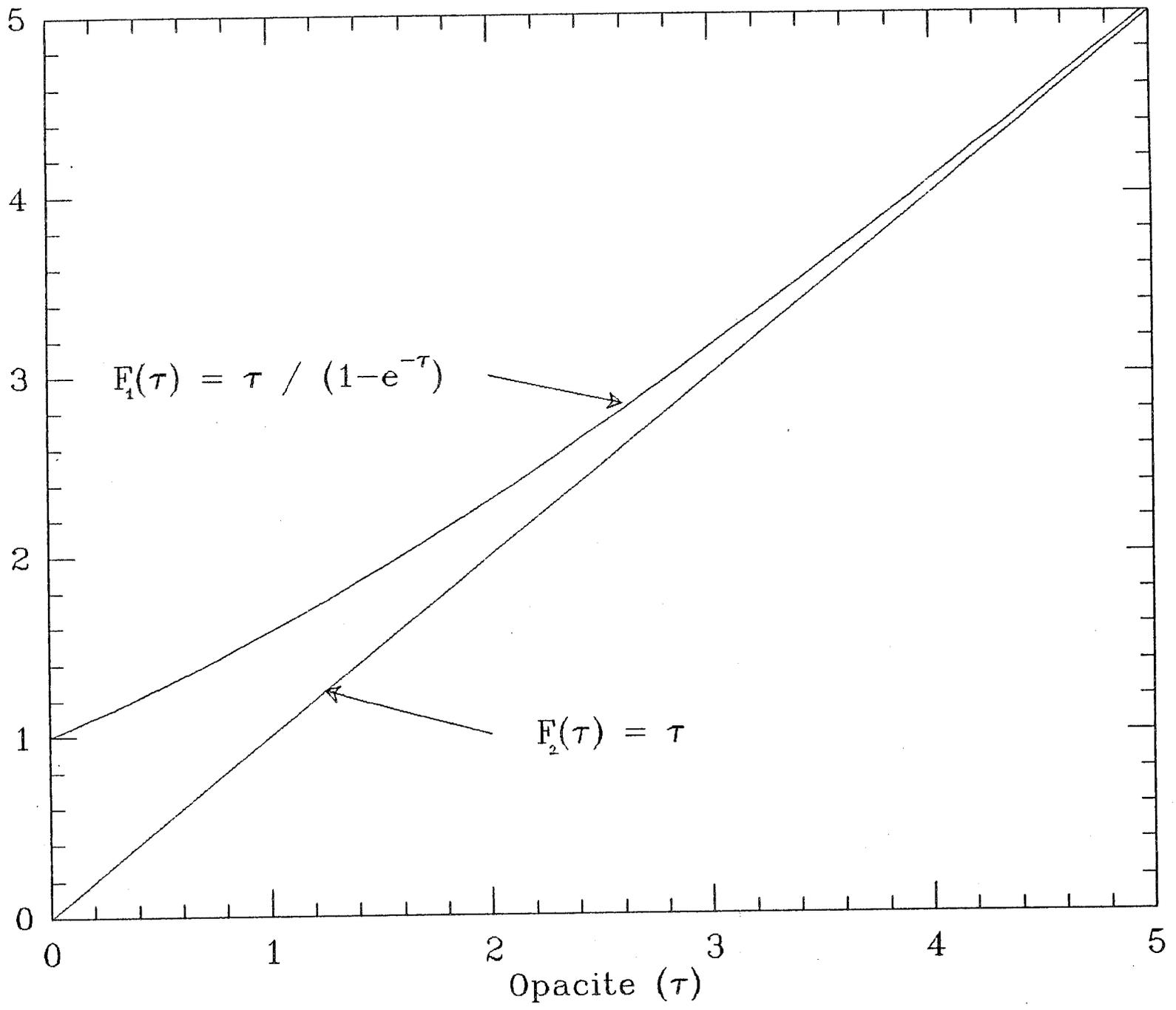
Lorsque le milieu est optiquement mince la colonne-densité se déduit directement de l'intensité des raies mesurée (main-beam brightness temperature). Sa valeur n'est pas affectée par une granulation éventuelle de la source.

\* Dans le cas où le milieu n'est pas optiquement mince, estimons l'erreur commise en prenant :  $\langle N \rangle \propto \tau \cdot \Delta T_B$ , c'est à dire en assimilant  $(1 - e^{-\tau})$  à 1.

Nous supposerons pour la commodité des calculs que l'épaisseur optique est uniforme sur un lobe d'antenne; alors :

$$\langle N \rangle \propto \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}} \cdot \Delta T_B$$

Figure 12 : Les fonctions  $f_1(\tau)$  et  $f_2(\tau)$



La figure 12 représente les fonctions  $f_1(\tau) = \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}}$  et  $f_2(\tau) = \tau$

Pour des valeurs de l'opacité,  $\tau$ , comprises entre 2 et 4,  $[f_1 - f_2](\tau)$  varie entre 0.3 et 0.08. Donc l'erreur commise en négligeant le facteur  $(1 - e^{-\tau})$  ne dépasse pas 15% pour des opacités supérieures ou égales à 2.

Dans ce cas également la colonne-densité moyenne est directement reliée à la grandeur mesurée  $\Delta T_B$  et indépendante du facteur de remplissage dans la mesure où l'opacité est uniforme sur un lobe d'antenne.

### 6. Estimation de la masse

Nous avons vu que la colonne-densité de l'ammoniac dans le nuage se déduit plus directement des observations que la densité volumique; sa valeur moyenne sur un lobe d'antenne a de plus l'avantage de ne dépendre pas ou peu du facteur de remplissage. C'est pourquoi nous baserons les calculs de masse sur la distribution de masse surfacique.

\* Comme la valeur déduite des observations est la valeur moyenne sur un lobe,  $\langle N_{\text{NH}_3} \rangle$ , la méthode la plus directe pour estimer la masse du nuage est de multiplier cette valeur par la surface d'un lobe et de sommer sur le nombre de lobes sur lesquels s'étend la source :

$$M = \sum_{\text{lobes}} \langle N_{\text{NH}_3} \rangle \cdot (D \cdot \theta_b)^2 \cdot \frac{[\text{H}_2]}{[\text{NH}_3]} \cdot m_{\text{H}_2}$$

$$M = 1.3 \cdot 10^{13} \cdot \left( \frac{D}{3.4 \text{ kpc}} \right)^2 \cdot \left( \frac{\theta_b}{40''} \right)^2 \cdot \frac{[\text{H}_2]}{[\text{NH}_3]} \cdot \sum_{\text{lobes}} \langle N_{\text{NH}_3} \rangle \quad (\text{g})$$

D est la distance de la source et  $\theta_b$  la taille angulaire d'un lobe.

Le rapport d'abondance  $[\text{NH}_3] / [\text{H}_2]$  est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-8}$

\* En faisant l'hypothèse que la distribution de masse surfacique est gaussienne, on obtient une deuxième expression de la masse du nuage. La colonne-densité s'écrit alors :

$$N(r) = N_{\text{NH}_3}^0 \cdot \exp(-\text{Log}_2 \cdot (r/R)^2)$$

$$\text{et la masse } M = \frac{[\text{H}_2]}{[\text{NH}_3]} \cdot m_{\text{H}_2} \cdot \int N(r) \cdot dr$$

$$M = N_{\text{NH}_3}^0 \cdot \frac{[\text{H}_2]}{[\text{NH}_3]} \cdot m_{\text{H}_2} \cdot \frac{\pi}{\text{Log}_2} \cdot R^2$$

$N_{\text{NH}_3}^0$  est le maximum de la colonne-densité et la taille du nuage  $R = D \cdot \theta_s$  où  $\theta_s$  est sa taille angulaire.

En assimilant le maximum de  $\langle N_{\text{NH}_3} \rangle$  à  $N_{\text{NH}_3}^0$ , le maximum réel de la colonne-densité est systématiquement sous-estimé car moyenné sur un lobe. Cette approximation est justifiée dans la mesure où la source s'étend sur plusieurs lobes d'antenne et les variations à l'échelle d'un lobe sont négligeables.

La masse du nuage vaut alors :

$$M = \langle N_{\text{NH}_3} \rangle_{\text{max}} \cdot \frac{[\text{H}_2]}{[\text{NH}_3]} \cdot m_{\text{H}_2} \cdot \frac{\pi}{\text{Log}_2} \cdot (\theta_s \cdot D)^2$$

$$M = 6.7 \cdot 10^{13} \cdot \left( \frac{D}{3.4 \text{ kpc}} \right)^2 \cdot \left( \frac{\theta_s}{1'} \right)^2 \cdot \frac{[\text{H}_2]}{[\text{NH}_3]} \cdot \langle N_{\text{NH}_3} \rangle_{\text{max}} \quad (\text{g})$$

Ces expressions ont l'avantage de se déduire rapidement des observations. Nous verrons par la suite, dans le chapitre IV, une discussion plus détaillée de la masse moléculaire.

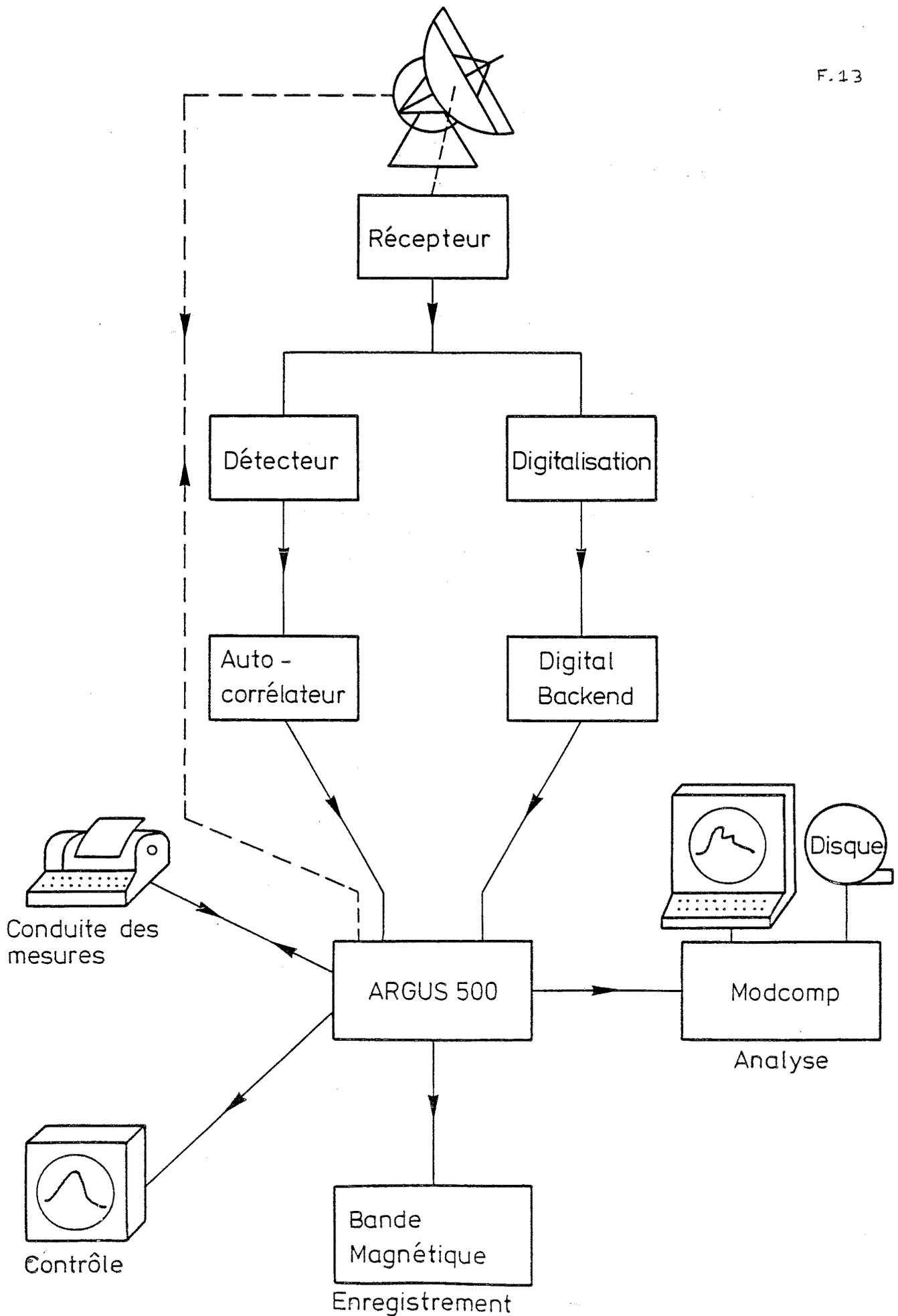


Figure 13 : Schéma simplifié du système utilisé pour les observations : le radio télescope d'Effelsberg.

### III. Les observations

#### 1. Observations de spectroscopie

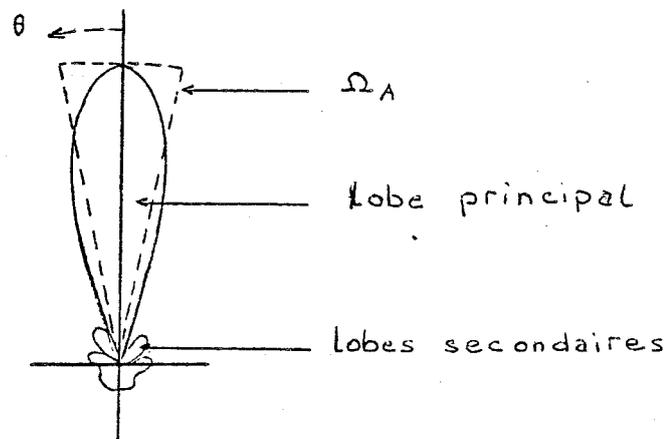
##### a. Principales caractéristique de l'antenne

Les raies d'inversion (1,1) et (2,2) de  $\text{NH}_3$  aux fréquences respectives de 23.694495 GHz et 23.722633 GHz ont été observées avec le radio-télescope de 100 m du Max-Planck Institut für Radioastronomie à Effelsberg en trois sessions : 1-2 mai 1982, 20 février et 6 mars 1983. ( Le système est représenté schématiquement sur la figure 13 ).

Dans cette gamme de fréquence seuls les 80 m internes du miroir parabolique sont utilisés. Les caractéristiques essentielles du télescope sont contenues dans la fonction d'antenne :

$$f(\theta, \varphi) = \frac{G(\theta, \varphi)}{G_{\max}} \quad \text{où } G \text{ est le gain.}$$

Son diagramme a l'allure suivante :



La résolution spatiale est donnée par la taille angulaire à mi-hauteur du lobe principal (HPBW) :  $\theta_b = 4.18 \cdot 10^{-3} \cdot (\lambda / D)$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde utilisée et  $D$  le diamètre du réflecteur primaire. A  $\lambda = 1.3$  cm la résolution est de 40" x 43" ( azimuth x élévation ).

Au zénith le rendement en lobe ( beam efficiency ),  $\eta_b = (\Omega_M / \Omega_A)$ , vaut  $0.37 \pm 0.05$  et le rendement en surface ( aperture efficiency ) qui est le rapport entre la surface effective,  $A_{\text{eff}}$ , et la surface géométrique,  $A_g$ , de l'antenne

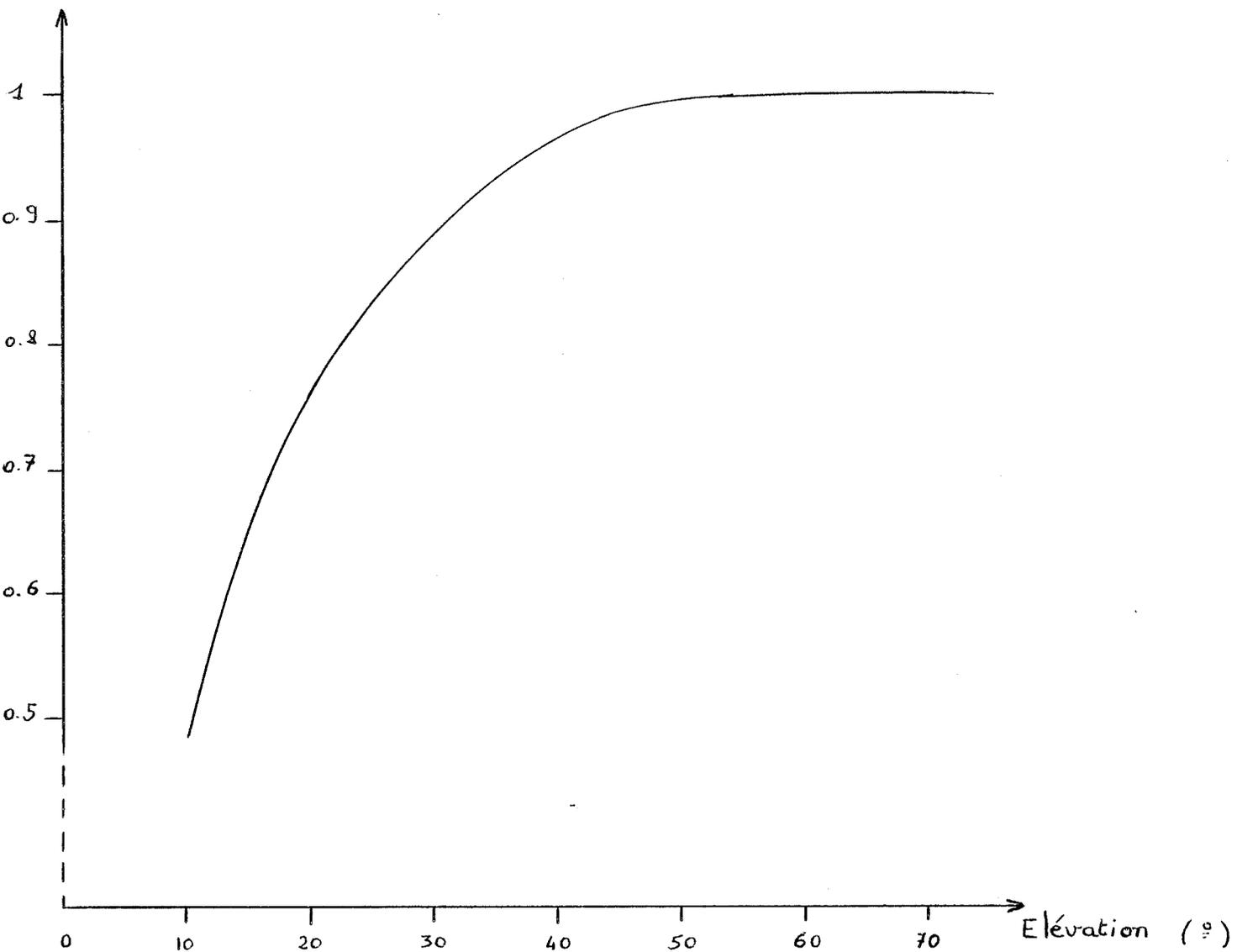


Figure 14 : Variation de l'efficacité de l'antenne d'Effelsberg en fonction de l'élévation. La grandeur portée en ordonnée est la température d'antenne d'une source relativement à sa température au zénith.

vaut  $\eta_a = 0.29 \pm 0.04$  .( surface efficace et fonction d'antenne sont reliées par la relation :  $A_{\text{eff}} \cdot \rho_A = \lambda^2$  ). Ces valeurs dépendent de l'élévation à cause de la déformation du miroir parabolique;  $\eta_a$  en particulier ne vaut à une élévation de  $10^\circ$  que la moitié de sa valeur au zénith. De même l'absorption de l'atmosphère varie avec l'élévation en  $(1/\sin \text{el.})$  en fonction de l'épaisseur de la couche traversée ( pour une atmosphère plane-parallèle ).

Afin de comparer des observations faites en différents points les intensités mesurées sont converties en intensités équivalentes au zénith en utilisant la courbe de la figure 14 (Altenhoff, avril 1979). Cette courbe obtenue expérimentalement en suivant une source continuum de flux connu englobe l'ensemble des variations du système de mesure avec l'élévation. Elle n'a cependant pas été réactualisée après le remplacement des panneaux de la surface réflectrice, en été 1982, qui a amélioré le rendement en surface de l'antenne.

Les intensités au zénith sont ensuite ramenées à des intensités hors atmosphère ( $T^*$ ) par comparaison avec des sources de flux connu. Comme source de calibration la région  $H_{\text{II}}$  DR21(OH) a été utilisée ( R.A. =  $20^{\text{h}} 37^{\text{mn}} 14^{\text{s}}$  ; Dec =  $42^\circ 09' 07''$  ) avec un flux de 18.6 Jy à 1.3 cm (Technischer Bericht No 30 des MPIfR). Rappelons que le flux est lié à la température de brillance par la relation (cf paragraphe II.2) :

$$S_\nu = \frac{k}{\lambda^2} \cdot \frac{\pi}{2 \cdot \text{Log}2} \cdot \theta_s^2 \cdot T_b$$

$$\text{soit : } S_\nu = 1.6 \left( \frac{1.3 \text{ cm}}{\lambda} \right)^2 \cdot \left( \frac{\theta_s}{1'} \right) \cdot T_b \quad (\text{Jy})$$

DR21 a été observé systématiquement au début et à la fin de chaque période de mesures. Etant donné l'incertitude sur la mesure du flux d'une source la précision sur l'échelle des intensités absolues est de l'ordre de 20%. Vers 23 GHz les observations sont sensibles aux fluctuations de l'atmosphère; pour assurer la calibration relative des intensités la mesure d'un même point de la source a été répété régulièrement pendant

une période d'observation et d'une période à l'autre. En conséquence la précision sur l'échelle des températures relatives est estimée à 10%.

L'exactitude du pointage de l'antenne a également été contrôlée systématiquement avant et après chaque série de mesures, sans d'ailleurs détecter de déviation notable. L'ensemble des mesures de calibration a occupé environ 15% du temps total des observations. Nous nous sommes limités pour les mesures à des élévations supérieures à  $20^\circ$ . Comme l'élévation au zénith de la source observée, W48, est de  $40^\circ$ , la période maximale de mesure est de 7 heures.

La position centrale choisie a pour coordonnées :

$$\text{R.A.}(1950) = 18\text{h } 59\text{mn } 12.8\text{s}$$

$$\text{Déc}(1950) = 01^\circ 08'12''$$

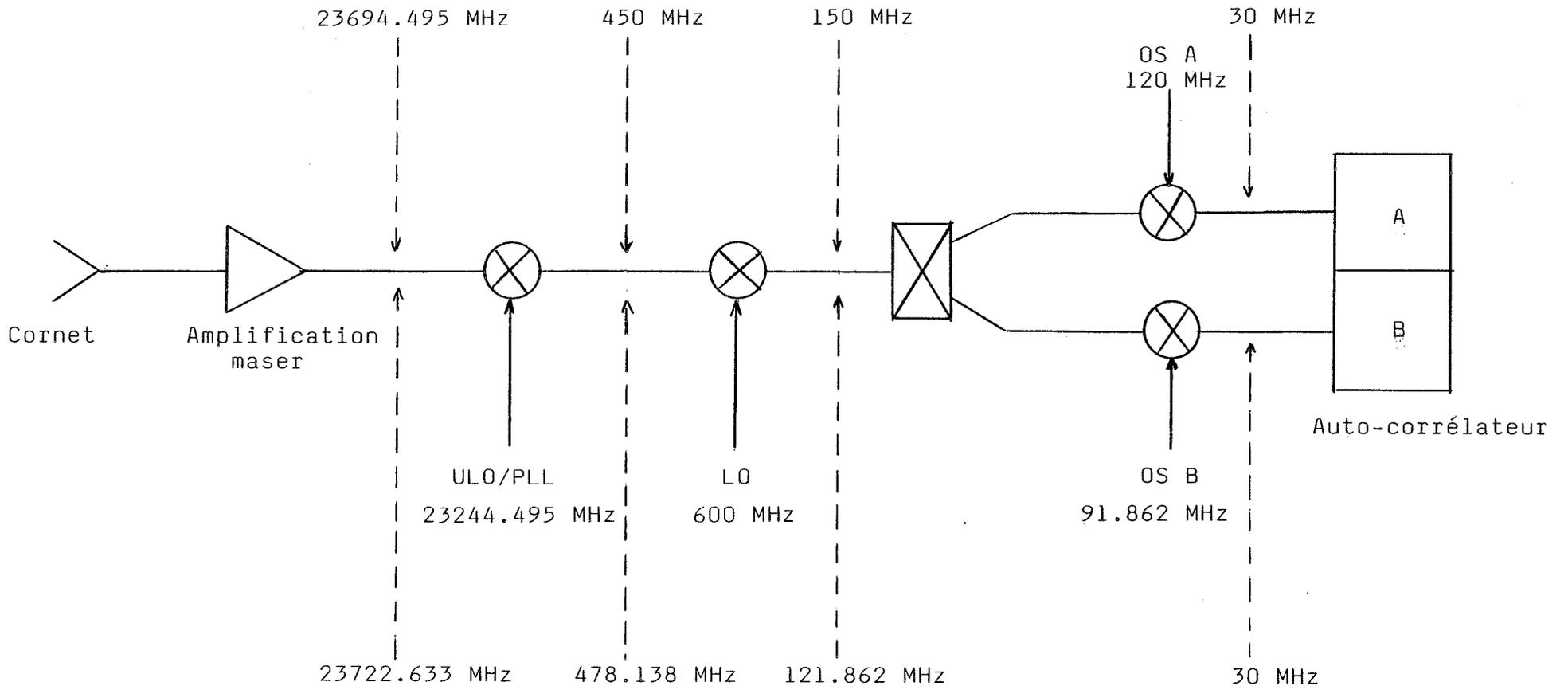
Etant donné la taille modérée de la source les observations ont été faites en mode "total power" (position switching) avec comme référence un point à 5 mn à l'ouest du point central. Typiquement 3 points de la source (ON) ont été mesurés pour 1 point de référence (OFF) et le temps d'intégration de base d'un point ON a été pris de 5 mn. On montre que dans ces conditions le rapport (signal/bruit) est minimalisé pour un temps d'intégration des points OFF de  $\sqrt{3 \times 5} = 9$  mn

#### b. Chaîne de réception

Le récepteur utilisé est un maser (bande K) refroidi à 4 K dont la température de bruit, très basse, est de l'ordre de 40 K. Sa largeur de bande est de l'ordre de 100 MHz.

Le spectromètre est un auto-corrélateur de 384 canaux utilisé en mode parallèle i.e. séparé en deux bandes indépendantes de 192 canaux. Les raies (1,1) et (2,2) sont analysées simultanément, deux offset-synthétiseurs ramenant les deux signaux à la fréquence de 30 MHz à l'entrée des deux bandes. L'observation simultanée des deux raies d'inversion permet de diminuer l'incertitude sur le rapport des intensités  $\frac{T_B(1,1)}{T_B(2,2)}$

Figure 15 : Schéma simplifié de la chaîne de réception. Les abréviations utilisées signifient : (U)LO = Oscillateur Local (Universel), PLL = Phase Locked Loop, OS = Offset Synthétiseur.



- donc sur la température de rotation déduite des mesures - en la rendant en particulier indépendante des variations atmosphériques et des erreurs de pointage. Le schéma synoptique simplifié de la chaîne de réception est donné par la figure 15. La largeur utilisée pour chaque bande a été choisie de 5 MHz afin d'inclure dans la bande passante, dans la mesure où le rapport (signal/bruit) est suffisant, les satellites internes et externes des deux raies d'inversion. Il s'est avéré que seuls les satellites de la raie (1,1) ont été mesurables, ceux de la raie (2,2) étaient, en général, trop faibles pour être détectés parmi le bruit. La résolution spectrale obtenue est de 26 kHz, soit 0.33 km/s.

Le bruit rms (root mean square) du signal est donné par la relation

$$T_{\text{bruit}} = \frac{\alpha \cdot T_{\text{sys}}}{\sqrt{B \cdot \tau}}$$

où  $\alpha$  dépend du système de mesure (ici  $\alpha = 2.1$ )

B est la largeur d'un canal (en Hz)

$T_{\text{sys}}$  la température totale du système, atmosphère comprise  
( $T_{\text{sys}} \sim 80\text{K}$ )

et  $\tau$  le temps d'intégration

On obtient  $T_{\text{bruit}} = 0.13 \text{ K}$  par minute d'intégration

### c. Réduction des données et résultats bruts

La source a été cartographiée dans les deux raies d'inversion sur une surface de 4'x 4', soit un nombre total de 36 points échantillonnés à un lobe d'antenne. Le temps d'intégration moyen d'un point est de 10 mn avec une fluctuation du bruit de  $\sim 0.04 \text{ K}$ .

La position du maximum d'émission a été largement observée ( temps total de 45 mn ) de telle sorte que le bruit du signal résultant est inférieur à 0.02 K.

La réduction des données a été faite en deux étapes : dans un premier temps, à Effelsberg, les spectres OFF ont été sous-

Tableau 8.a: Paramètres de la raie (1,1)

Offsets $\Delta\alpha, \Delta\delta$	Position $V_{LSR}$ (km/s)	Composant Central $T_A^*$ (K)		Largeur à mi-hauteur (km/s)		Satellite Externe L Int. abs. : Int. rel.		Satellite Interne L Int. abs. : Int. rel.		Satellite Interne H Int. abs. : Int. rel.		Satellite Externe H Int. abs. : Int. rel.	
						(K)		(K)		(K)		(K)	
-300,0	41.18 0.06	0.88 0.09	1.48 0.17	0.20 0.09	0.23	0.32 0.08	0.36	0.25 0.08	0.28	0.35 0.12	0.40		
-280,0	41.50 0.15	0.38 0.09	1.72 0.47	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
-240,0	42.46 0.21	0.25 0.06	3.03 0.91	0.27 0.79	1.08	-	-	-	-	-	-	-	
-200,0	42.50 0.09	0.43 0.13	0.65 0.23	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
-160,0	41.93 0.24	0.34 0.10	3.41 0.76	0.13 0.06	0.38	0.25 0.09	0.74	0.19 0.10	0.56	-	-	-	
-120,0	39.90 0.08 42.50 0.07	0.29 0.05 0.56 0.05	2.45 0.58 2.32 0.24	0.47 0.06 0.29 0.05	1.62 0.52	0.05 0.06 0.21 0.04	0.17 0.38	- 0.28 0.06	- 0.50	0.13 0.04 0.13 0.08	0.45 0.23		
-120,40	42.83 0.12	0.64 0.08	2.51 0.35	0.21 0.10	0.33	0.26 0.06	0.41	0.20 0.05	0.31	0.26 0.06	0.41		
-120,80	42.71 0.07	0.74 0.08	2.07 0.26	0.13 0.10	0.18	0.41 0.11	0.55	0.38 0.09	0.51	0.33 0.10	0.45		
-80,-120	42.44 0.25	0.69 0.12	2.15 0.59	-	-	-	-	0.09 0.12	0.13	0.23 0.12	0.33		
-80,-80	40.04 0.04 42.92 0.10	0.77 0.07 0.34 0.06	1.20 0.13 1.58 0.33	- 0.17 0.10	- 0.50	0.30 0.07 -	0.39 -	0.43 0.07 0.19 0.07	0.56 0.56	0.38 0.08 -	0.49 -		
-80,-40	39.88 0.02 42.42 0.12	1.60 0.07 0.29 0.04	1.11 0.06 3.15 0.71	0.46 0.08 -	0.29 -	0.61 0.06 0.24 0.08	0.38 0.83	0.47 0.07 -	0.29 -	0.46 0.06 -	0.29 -		
-80,0	40.51 0.03 42.42 0.06	0.98 0.08 0.36 0.04	1.05 0.09 2.70 0.50	0.27 0.06 0.14 0.08	0.28 0.39	0.54 0.08 -	0.55 -	0.41 0.07 -	0.42 -	0.38 0.06 0.20 0.06	0.39 0.56		
-80,40	42.46 0.02	1.57 0.06	1.58 0.07	0.41 0.07	0.26	0.56 0.06	0.36	0.65 0.06	0.41	0.66 0.06	0.42		
-80,80	42.73 0.02	2.59 0.06	1.72 0.04	0.73 0.06	0.28	1.04 0.06	0.40	0.92 0.05	0.36	0.86 0.05	0.33		
-80,120	42.94 0.06	0.72 0.06	1.73 0.18	0.13 0.07	0.18	0.30 0.07	0.42	0.21 0.04	0.29	0.24 0.07	0.33		
-40,-120	42.79 0.12	0.40 0.06	3.37 0.59	-	-	0.28 0.11	0.70	0.13 0.12	0.33	0.24 0.09	0.60		
-40,-80	40.02 0.07 43.09 0.10	0.48 0.07 0.46 0.06	1.45 0.27 2.26 0.36	0.30 0.11 0.10 0.09	0.62 0.22	0.29 0.09 0.25 0.09	0.60 0.64	0.13 0.06 0.17 0.09	0.27 0.37	0.12 0.06 0.10 0.12	0.25 0.22		
-40,-40	39.97 0.02 42.85 0.09	1.88 0.06 0.43 0.06	1.51 0.06 1.68 0.28	0.59 0.07 -	0.31 -	0.86 0.07 -	0.46 -	0.74 0.06 0.14 0.05	0.39 0.33	0.67 0.06 0.26 0.06	0.36 0.60		

Tableau 8.a. (suite)

Offsets $\Delta\alpha, \Delta\delta$	Position $V_{LSR}$ (km/s)	Composant Central $T_A^*$ (K)	Largeur à mi-hauteur (km/s)	Satellite Externe L		Satellite Interne L		Satellite Interne H		Satellite Externe H	
				Int. abs. (K)	Int. rel.						
-40,0	40.34 0.04	0.58 0.07	0.87 0.14	0.22 0.08	0.38	0.11 0.07	0.19	0.24 0.07	0.41	0.22 0.08	0.38
	41.93 0.13	0.58 0.04	4.77 0.34	0.19 0.06	0.33	0.29 0.04	0.50	0.16 0.04	0.28	0.24 0.04	0.41
-40,40	42.48 0.03	1.40 0.04	2.66 0.09	0.38 0.05	0.27	0.65 0.04	0.46	0.59 0.05	0.42	0.63 0.04	0.45
-40,80	42.37 0.01	4.11 0.05	2.01 0.03	1.26 0.06	0.31	1.98 0.06	0.48	1.70 0.06	0.41	1.99 0.06	0.48
-40,120	42.61 0.08	0.41 0.05	2.32 0.32	0.20 0.08	0.49	0.22 0.06	0.54	0.12 0.06	0.29	0.24 0.05	0.59
0,-80	40.46 0.07	0.55 0.07	1.14 0.18	-	-	0.19 0.07	0.35	0.15 0.08	0.27	0.11 0.05	0.20
	42.70 0.19	0.23 0.05	2.49 0.83	-	-	-	-	-	-	-	-
0,-40	39.94 0.02	1.09 0.05	1.13 0.06	0.27 0.05	0.25	0.30 0.04	0.28	0.35 0.04	0.32	0.32 0.04	0.29
	42.89 0.07	0.45 0.04	2.10 0.20	0.11 0.05	0.24	0.20 0.04	0.44	0.16 0.04	0.36	0.15 0.04	0.33
0,0	39.80 0.02	0.90 0.04	1.31 0.08	0.28 0.05	0.31	0.42 0.06	0.47	0.37 0.05	0.41	0.28 0.04	0.31
	42.75 0.03	0.94 0.03	2.22 0.10	0.21 0.03	0.22	0.31 0.03	0.33	0.30 0.03	0.32	0.37 0.04	0.39
0,40	42.68 0.08	0.98 0.06	1.90 0.16	0.20 0.05	0.20	0.11 0.06	0.11	0.25 0.04	0.26	0.52 0.05	0.53
	44.73 0.06	1.08 0.06	1.94 0.15	0.25 0.06	0.23	0.40 0.03	0.37	0.26 0.06	0.24	0.76 0.06	0.70
0,80	42.35 0.03	1.44 0.07	2.09 0.11	0.39 0.07	0.27	0.61 0.07	0.42	0.60 0.08	0.42	0.78 0.09	0.54
0,120	42.22 0.08	0.35 0.04	0.13 0.07	0.48 0.07	0.37	0.13 0.03	1.37	0.20 0.05	0.37	3.70 0.54	0.57
40,-80	42.97 0.08	0.82 0.15	1.01 0.21	0.12 0.11	0.15	0.27 0.12	0.33	0.19 0.11	0.23	0.08 0.09	0.10
40,-40	42.77 0.03	1.35 0.07	1.28 0.08	0.25 0.08	0.19	0.45 0.08	0.33	0.56 0.08	0.41	0.52 0.08	0.39
40,0	42.82 0.08	0.58 0.06	2.0 0.24	0.09 0.04	0.16	0.23 0.07	0.40	0.18 0.06	0.31	0.19 0.07	0.33
40,40	43.19 0.14	0.52 0.09	2.0 0.26	-	-	0.21 0.11	0.40	0.15 0.07	0.29	0.28 0.11	0.54
40,80	44.40 0.16	0.65 0.07	4.76 0.66	0.06 0.11	0.09	0.24 0.07	0.37	0.14 0.08	0.22	0.23 0.14	0.35
80,-80	42.71 0.04	0.81 0.06	1.35 0.12	0.27 0.06	0.33	0.28 0.04	0.35	0.31 0.08	0.38	0.35 0.06	0.43
80,0	42.69 0.17	0.25 0.06	2.60 0.69	0.18 0.09	0.72	-	-	-	-	0.11 0.09	0.44
80,80	43.93 0.07	0.50 0.06	3.20 0.44	-	-	-	-	0.22 0.08	0.44	0.25 0.07	0.50

Tableau 8.b. : Paramètres de la raie (2,2)

T. 8. b

Offsets $\Delta\alpha, \Delta\delta$	Position $V_{LSR}$ (km/s)	Composant Central $T_A^*$ (K)	Largeur à mi-hauteur (km/s)	Int. rel. (1,1)/(2,2)
-300,0	41.40 0.42	0.21 0.08	2.26 1.01	0.24
-280,0	40.84 0.19	0.23 0.09	1.02 0.45	0.61
-240,0	39.63 1.12	0.09 0.05	4.71 1.68	0.36
-200,0	41.21 0.48	0.14 0.08	1.90 0.93	
-160,0				
-120,0	40.43 0.31 43.61 0.55	0.08 0.05 0.10 0.02	1.16 0.82 3.91 1.46	0.28
-120,40	43.47 0.19	0.18 0.03	2.22 0.45	0.28
-120,80	43.40 0.19	0.22 0.03	3.13 0.45	0.30
-80,-120	42.11 0.73	0.16	2.34 1.14	0.23
-80,-80	39.83 0.28 42.15 0.40	0.20 0.07 0.16 0.07	1.38 0.70 1.73 1.02	0.26 0.47
-80,-40	40.04 0.15 42.78 0.13	0.27 0.06 0.23 0.08	1.53 0.36 0.83 0.32	0.17 0.79
-80,0	41.30 0.52	0.17	5.31 1.37	
-80,40	42.41 0.07	0.66 0.06	1.64 0.16	0.42
-80,80	42.70 0.04	1.06 0.05	1.73 0.09	0.41
-80,120	42.83 0.40	0.20	3.19 1.13	0.28
-40,-120	42.24 0.35	0.21	1.47 0.57	0.53
-40,-80	39.51 0.27 43.12 0.11	0.20 0.08 0.33 0.39	1.39 0.65 0.43 0.58	0.42 0.72
-40,-40	39.91 0.08 42.65 0.25	0.58 0.07 0.26 0.05	1.20 0.19 2.49 0.64	0.31 0.60
-40,0	40.28 0.22 42.46 0.23	0.17 0.09 0.37 0.04	1.0 0.61 2.91 0.59	0.29 0.64
-40,40	42.40 0.05	0.82 0.04	2.21 0.12	0.59
-40,80	42.34 0.02	2.34 0.05	1.93 0.05	0.57
-40,120	42.57 0.34	0.13 0.06	1.48 0.81	0.32
0,-80	40.51 0.13 42.74 0.25	0.18 0.11 0.16 0.05	0.52 0.38 1.68 0.61	0.33 0.70
0,-40	39.97 0.11 42.45 0.14	0.24 0.04 0.22 0.04	1.21 0.26 1.64 0.35	0.22 0.49
0,0	39.63 0.08 42.65 0.09	0.25 0.05 0.40 0.03	0.86 0.19 2.55 0.22	0.28 0.43
0,40	42.48 0.23 44.42 0.25	0.53 0.12 0.68 0.06	1.76 0.33 2.30 0.40	0.54 0.63
0,80	42.54 0.06	0.90 0.04	2.66 0.15	0.63
0,120	42.16 0.21	0.26	1.57 0.41	0.74
40,-80	42.80 0.11	0.23 0.05	0.99 0.26	0.28
40,-40	42.73 0.07	0.67 0.06	1.44 0.16	0.50
40,0	42.71 0.13	0.29 0.04	1.73 0.31	0.50
40,40	43.18 0.24	0.21 0.03	3.19 0.58	0.40
40,80	44.15 0.32	0.39	4.36 0.82	0.60
80,-80	42.49 0.08	0.32 0.04	1.26 0.20	0.40
80,0	42.50 0.72	0.19	8.66 1.58	0.76
80,80	43.14 0.20	0.16 0.02	3.39 0.48	0.32

traits aux spectres ON correspondants. Les résultats furent ensuite enregistrés sur bande magnétique et transportés à l'université de Cologne ( I. Physikalisches Institut ) pour une réduction ultérieure. Là une ligne de base linéaire fut retirée à tous les spectres pour compenser les écarts entre les lignes de base des spectres ON et des spectres OFF. Afin de conserver une résolution spectrale maximale les profils n'ont pas été lissés. Chacune des composantes des spectres fut fittée individuellement par une gaussienne ( par la méthode des moindres carrés ). Les positions relatives des raies satellites par rapport à la raie principale étaient imposées respectivement à : -19.5 km/s, -7.6 km/s, 7.6 km/s et 19.5 km/s. Les résultats sont donnés sous la forme des trois caractéristiques :

- position du maximum ( en km/s )
- intensité du maximum ( en K )
- largeur à mi-hauteur (FWHM) ( en km/s )

Les intensités, après calibration, sont donnés en température du lobe d'antenne principal ( main-beam brightness temperature ), hors atmosphère, au zénith. L'ensemble des résultats observationnels est donné par le tableau 8.

## 2.Observations continuum

Les mesures de spectroscopie ont été complétées par des mesures de continuum à la même fréquence ( 23.7 GHz ) faites le 2 mai 1982. La source a été cartographiée sur une surface de 6'x6' , balayée deux fois, une fois en Ascension Droite et une fois en Déclinaison. Dans chaque cas les scans étaient espacés d'un demi-lobe d'antenne i.e. 20"; soit un total de 38 scans. Les points d'intersection des scans orthogonaux ont été utilisés pour ajuster le niveau de base des spectres.

Dans la mesure du possible, c'est à dire lorsque le signal était suffisamment intense - dans la partie centrale de la carte - les profils des scans ont été fittés par une gaussienne. La position et l'intensité du maximum d'émission ont été obtenues

Tableau 9 : Continuum

9.a. Balayage en R.A.

Déclinaison		Position maximum		intensité		largeur à	
01°		18 <sup>h</sup> 59mn		(K)		mi-hauteur	
'	"		s			'	"
08	11.7	15.0	0.1	2.81	0.10	1.3	3.6
08	31.7	14.4	0.1	5.12	0.18	1.1	2.9
08	51.6	14.4	0.04	6.76	0.17	0.8	1.5
09	11.6	14.1	0.03	6.72	0.14	0.8	1.3
09	31.6	9.4	0.2	1.62	0.10	0.9	5.7
		14.9	0.1	2.56	0.10	1.1	4.1
10	51.6	8.4	0.2	0.61	0.11	0.6	7.5
		15.8	0.1	1.72	0.08	1.1	4.1

9.b. Balayage en Déc.

R.A.		Position maximum		Intensité		Largeur à	
18 <sup>h</sup> 59mn		01° 08'		(K)		mi-hauteur	
	s		"			'	"
10.1		48.3	2.1	3.42	0.12	2.2	6.5
11.4		34.7	2.3	1.26	0.08	1.3	6.0
12.8		56.4	0.9	5.28	0.15	1.1	2.3
14.1		55.6	0.9	7.35	0.20	1.1	2.4
15.4		54.9	1.1	4.74	0.13	1.4	2.9
16.8		40.5	1.7	2.88	0.09	1.9	4.9

ainsi. Les résultats des fits sont donnés dans le tableau 9. Comme pour les raies spectrales les intensités sont données en unités de main-beam brightness temperature, hors atmosphère et ramenées au zénith ( $T_A^*$ ).

Tableau 10 : Données continuum

Le centre de l'émission a comme position :

R.A.(1950) = 18<sup>h</sup> 59<sup>mn</sup> 13.9<sup>s</sup>

Déc(1950) = 01<sup>g</sup> 08' 18"

Télescope	Fréquence	HPBW	Comp.	Taille R.A.x Dec.	Flux (Jy)	Ref
Molonglo	408 MHz	3'	1	3.6' x 5'	9	2
NRAO	1.414 GHz	9.4' x 10.4'	1	1' x 1.8'	14	4
NRAO	2.695 GHz	10.9' x 11.7'	1	1' x 1.8'	15.3	4
Ft Davis	5 GHz	10.8'	1	1' x 1.8'	14	4
Parkes	5 GHz	4'	1	3.5' x 4.4'	22	3
NRAO	8.085 GHz		1	32" x 58"	11	6
Stanford	10.7 GHz	16.1" <sup>a</sup>	2	10"	2.8	5
				43"	10.8	5
NRAO	15.374 GHz	2'	2	2.25' x 2.4'	14.3	1
				0.6' x 1.2'	13.4	1
NRAO	2.695 GHz	interfer.	1 <sup>b</sup>	< 8"	1.18	6
	8.085 GHz		1 <sup>b</sup>	1.8"	0.38	6
Effelsberg	23.7 Ghz	40"	2 <sup>b</sup>	40"	4.9	7
				2.5' x 3'	6.8	7

a) uniquement dans la direction est-ouest

b) détectés à proximité du maser OH, à 25" au nord du pic précédent

1. Schraml and Mezger (1969)
2. Goss and Shaver (1970)
3. Shaver and Goss (1970)
4. Altenhoff et al. (1970)
5. Felli et al. (1974)
6. Evans et al. (1979)
7. Ce travail

#### IV. La source W48

##### 1. Ce qui était connu de W48

###### a. Continuum

La source W48 se trouve également dans la littérature sous le nom de K45 et de G35.2-1.7. Le nom W48 provient de la classification de Westerhout de 1958 à la suite de son survey de sources radio à 1390 MHz ( avec un lobe d'antenne de 34' ). K45 vient du catalogue de Kuzmin (1960) de sources radio à 3125 MHz. Le nombre G représente ses coordonnées galactiques : une longitude  $l^{II}$  de  $35.2^\circ$  et une latitude  $b^{II}$  de  $-1.7^\circ$ . La source n'émet pas dans le visible et n'apparaît pas sur les photos de POSS ( Palomar Observatorium Sky Survey ).

Son émission dans le radio continuum a été mesurée lors de diverses observations à 408 MHz et au-delà, jusqu'à 15 GHz. Son flux reste sensiblement constant, aux incertitudes sur l'étendue de la zone émettrice près; il est de l'ordre de 15 Jy (  $1\text{Jy} = 1\text{fu} = 10^{-26}\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1}$  ) à partir de 1 GHz. Le fait que le flux reste constant aux fréquences élevées indique un rayonnement de nature thermique, dû à l'émission free-free des électrons - ou Bremsstrahlung - et identifie la source à une région  $\text{H}_{II}$ , c'est à dire une région de matière ionisée où l'élément le plus abondant est  $\text{H}^+$ . Des mesures d'interférométrie de Felli et al. (1974) ont permis de déceler deux composants compacts superposés, centrés sur la position :

$$\text{R.A.}(1950) = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 13.9^{\text{s}}$$

$$\text{Déc}(1950) = 01^\circ 08' 18''$$

dont les tailles sont de 10" et 43". Evans et al. (1979) ont également détecté deux composants compacts plus faibles à 25" au nord, aux positions :

$$\text{R.A.}(1950) = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 13.9^{\text{s}} \quad \text{et} \quad \text{R.A.}(1950) = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 14.0^{\text{s}}$$

$$\text{De'c.}(1950) = 01^\circ 09' 03'' \quad \text{Déc.}(1950) = 01^\circ 08' 45''$$

Le tableau 10 rassemble les résultats observationnels en ce qui concerne le continuum de W48.

Tableau 11 : Raie de recombinaison H109 $\alpha$ 

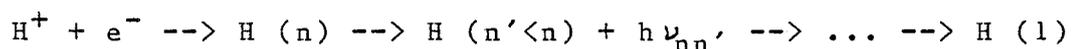
	S. & M.	R. et al.
$V_{\text{LSR}}$ (km/s)	45.2	$46.5 \pm 2.4$
$\langle V_{\text{turb}} \rangle$ (km/s)	18.4	$18.7 \pm 3.1$
$T_{\text{électrons}}$ (K)	6700	$6500 \pm 1500$
Distance (kpc)	3.3	$3.4 \pm 0.8$
E.M. ( $\text{cm}^{-6} \cdot \text{pc}$ )	$2.3 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^5$
$n_{\text{électrons}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	1393	680
Masse Ionisée ( $M_{\odot}$ )	28	60
Diamètre (pc)	1.20	1.3
$z$ (pc)	-100.7	-103.3
$u$ ( $\text{pc} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	74.4	75

S. & M. = Schraml and Mezger (1969)

R. et al. = Reifenstein et al. (1970)

### b. Raies de recombinaison

Pour compléter les renseignements fournis par les observations continuum des observations de spectroscopie sont nécessaires. Elles fournissent des informations sur la vitesse de la source, les mouvements internes de ses particules et permettent d'obtenir des renseignements tels que la distance, la température, la masse, la densité qui sont importants pour comprendre la physique du milieu. Dans les régions ionisées les raies de recombinaison des ions avec les électrons libres sont tout à fait adaptées à ce but. La recombinaison d'un ion  $H^+$  avec un électron aboutit à un atome d'hydrogène neutre excité qui revient progressivement, par émissions spontanées successives, dans l'état fondamental selon le schéma suivant :



Les photons  $\nu_{nn'}$  du domaine radio sont ceux pour lesquels  $n$  est de l'ordre de 100 dans la transition  $\alpha$  i.e. où  $\Delta n = 1$ .

Dans la région  $H_{II}$  W48 la raie  $H109\alpha$  a été mesurée par Schraml et Mezger (1969) et par Reifenstein et al. (1970). Leurs résultats sont en bon accord dans la marge des incertitudes et il en ressort (cf tableau 11) :

- la vitesse des ions par rapport au repère local :  $V_{LSR} = 46$  km/s
- la température des électrons :  $T_e = 6500$  K
- la vitesse moyenne (rms) des mouvements internes,  $\langle V_{turbulence} \rangle = 18.5$  km/s, qui sont essentiellement de nature thermique
- la mesure d'émission qui est l'intégrale du carré de la densité électronique sur la longueur de la source traversée par la ligne de visée :  $E.M. = 10^6$  cm<sup>-6</sup>.pc

La connaissance de la vitesse d'une source permet de déterminer sa distance  $D$  à une ambiguïté près toutefois (cf Annexe A). Cette ambiguïté a été levée pour W48 en considérant sa distance par rapport au plan galactique : la plus grande valeur de  $D$  conduisant à une distance  $z$  ( $z = D \cdot \sin b$ ) de 400 pc au sud du plan galactique. Or l'épaisseur moyenne de la couche d'hydrogène neutre de part et d'autre de ce plan est estimée à

Tableau 12 : Autres raies de recombinaison  
( Pankonin et al. 1977 )

Transition	Atome	Fréquence (GHz)	$V_{\text{LSR}}$ (km/s)	FWHP (km/s)
158 $\alpha$	H	1.650	$45.2 \pm 0.8$	$27.6 \pm 2.1$
	He		$45.7 \pm 4.7$	$29.4 \pm 3.5$
	C		$42.9 \pm 0.3$	$3.1 \pm 0.8$
166 $\alpha$	H	1.425	$44.1 \pm 1.5$	$22.9 \pm 3.7$
	C		$42.4 \pm 0.7$	$4.5 \pm 1.6$

110 pc et il est peu probable que des régions  $H_{II}$  se forment en dehors de cette couche. La distance retenue est donc de 3.4 kpc, ce qui la situe à 100 pc au sud du plan galactique. A partir de cette distance les auteurs précédemment cités déduisent un diamètre de la région  $H_{II}$  de 1.2 pc, une masse de matière ionisée de quelques dizaines de masses solaires ( $M_{\odot} = 2.10^{33} \text{ g}$ ) et une densité électronique légèrement inférieure à  $700 \text{ cm}^{-3}$ .

Pankonin et al. (1977) se sont intéressés aux raies de recombinaison  $158 \alpha$  et  $166 \alpha$  (cf tableau 12) en cherchant à détecter l'émission de régions  $H_I$ , milieu froid partiellement ionisé, généralement associé aux régions  $H_{II}$ . Les raies de l'atome d'hydrogène qu'ils ont observées ne peuvent être attribuées à un milieu froid; par contre leur position centrale et leur largeur de raie confirment les données de Schraml, Mezger et Reifenstein et al. sur la région  $H_{II}$  W48. Les raies d'atomes plus lourds tels que l'hélium et le carbone ont également été mesurées donnant une abondance apparente  $He^+/H^+$  de 16%, résultat cependant peu fiable à cause du mauvais rapport (signal/bruit) de la raie d'hélium; à  $109 \alpha$  le rapport  $He^+/H^+$  est de 8% une valeur plus courante. Les raies de carbone sont décalées en vitesse et nettement plus étroites que celles de H ou de He. Comme le potentiel d'ionisation de C est inférieur à celui de H, elles sont issues de régions moins centrales, moins proches de la source d'excitation de la région ionisée. Le rayon de Strömgren de la zone d'ionisation du carbone est généralement assez important pour que la région  $C_{II}$  soit en contact avec le nuage moléculaire. D'ailleurs les caractéristiques des raies du carbone rappellent celles du nuage moléculaire associé à la région  $H_{II}$ . La région  $C_{II}$  a une vitesse inférieure à celle de la région  $H_{II}$ :  $V_{LSR} = 42.5 \text{ km/s}$  et la température ainsi que les mouvements de turbulence y sont plus faibles, donnant lieu à des raies relativement étroites, de quelques km/s de largeur.

### c. L'infra-rouge

L'émission infra-rouge est attribuée aux grains de pous-

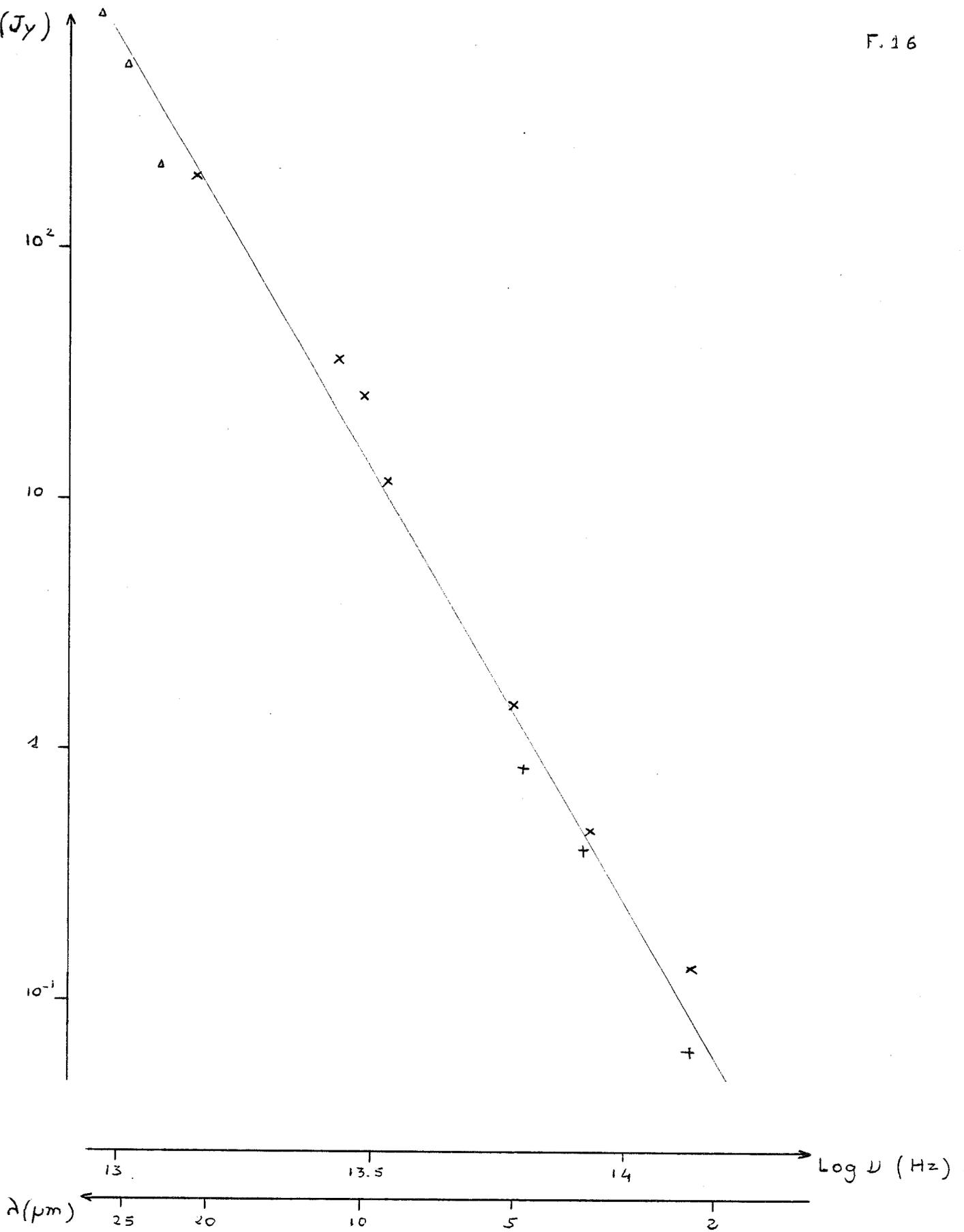


Figure 16 : Flux infra-rouge de W48 d'après les mesures de : Zeilick et Lada (x), Moorwood et Salinari (+) et Dyck et Simon ( $\Delta$ ).

sières irrégulièrement répartis dans le milieu interstellaire et donne des renseignements sur leur quantité et leur température dans la source étudiée.

Des mesures dans la région de W48 ont été effectuées par Dyck et Simon (1977), Zeilik et Lada (1978), Moorwood et Salinari (1981). Une surface de  $2' \times 3'$  autour de la région  $H_{II}$  W48 a été cartographiée à  $3.5 \mu\text{m}$ ; elle fait apparaître deux sources compactes IRS1 et IRS2 éloignées d'environ une minute d'arc l'une de l'autre. La plus importante des deux sources IRS1 a été observée à diverses longueurs d'onde entre 1 et  $33 \mu\text{m}$ . Elle émet de façon considérable du proche au lointain IR et la position du centre de l'émission ne semble pas varier en fonction de la longueur d'onde. IRS1 se situe à :

$$\text{R.A. (1950)} = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 15^{\text{s}}$$

$$\text{Déc. (1950)} = 01^{\circ} 08' 54''$$

et correspond sensiblement à celle de la région  $H_{II}$  dans la marge des incertitudes de mesures. La variation du flux ( $S_{\nu}$ ) en fonction de la fréquence est représentée sur la figure 16 : il croît de façon monotone entre 1 et  $33 \mu\text{m}$ . Il ne présente pas de pic à  $9.8 \mu\text{m}$ , une longueur d'onde d'absorption caractéristique des silicates ( $\text{SiO}_2$ ) qui composent le noyau des grains de poussières. L'indice de couleur  $K(2.2 \mu\text{m}) - L(3.6 \mu\text{m})$  mesuré par Moorwood et Salinari est de 4; il est compatible avec l'émission de poussières à une température supérieure à 500 K (Corps Noir). La source infra-rouge est brillante avec une luminosité totale de quelques  $10^4 L_{\odot}$  ( $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33} \text{ erg/s}$ ).

#### d. Raies moléculaires

La première raie moléculaire dans la direction de W48 a été découverte par Turner et Rubin (1970) lors d'un survey de plusieurs régions  $H_{II}$ . Il s'agissait de l'émission anormale de OH à 18 cm correspondant d'après la classification de Turner (1970a) à un maser OH de type I. La raie à 18 cm est la transition à l'intérieur du  $\Lambda$ -doublet du niveau fondamental de OH :  $^2 \Pi_{3/2}, J=3/2$ . Elle est séparée en quatre composants (1720

Tableau 13

Les raies moléculaires observées dans W48

Ref	Molécule	Position			HPBW R.A.xDec	V <sub>LSR</sub> (km/s)	Domaine de vitesses (km/s)
		R.A.(1950) h mn s	Déc.(1950) ° ' "				
1	OH 1665/1667 1612 1720	18 59 12.5	01 11 30	3.4' x 17'		40. - 50. 40/42.2 44. 42.7 <sup>a</sup>	
2	OH	18 59 12.5	01 09 16	5"		42.1 43.6 44.8	
3	H <sub>2</sub> O	18 59 12.8	01 09 13	40"		46.	

a) pic d'absorption

1. Pashchenko (1977)
2. Evans et al. (1979)
3. Genzel and Downes (1977)

MHz, 1667 MHz, 1665 MHz et 1612 MHz) par la structure hyperfine du doublet. L'inversion de population des niveaux conduit à une émission maser. Dans les masers de type I les composants internes sont les plus importants et l'émission est polarisée circulairement. Cette classe de masers a toujours été observée en association avec des régions H<sub>II</sub>.

A la suite de ce survey ils ont recherché l'émission de H<sub>2</sub>O (à 22 GHz : 6<sub>16</sub> --> 5<sub>23</sub>) à la position des masers OH et l'ont détectée dans W48. La superposition des deux émissions est cependant toute relative car le survey OH a été effectué avec un lobe d'antenne de 18' (NRAO). Par la suite ces deux masers OH et H<sub>2</sub>O ont été observés à plusieurs reprises et leur position a été déterminée avec précision ainsi que leur vitesse. Les résultats les plus récents sont rassemblés dans le tableau 13, il en résulte que :

- La position des deux émissions masers coïncide et correspond à R.A.(1950) = 18<sup>h</sup> 59<sup>m</sup> 12.5<sup>s</sup> et Déc(1950) = 01<sup>°</sup> 09' 16" ; l'erreur sur la position de H<sub>2</sub>O étant toutefois plus grande (40") que celle sur la position de OH (5").

- le domaine de vitesses sur lequel les émissions s'étendent coïncide également : entre 42 km/s et 46 km/s. Alors que le maser OH a des raies réparties dans tout ce domaine, le maser H<sub>2</sub>O se trouve aux vitesses plus élevées.

- De plus OH est observé en absorption à 42.7 km/s à la position du continuum. Un résultat confirmé par des mesures ultérieures de OH <sup>2</sup>Π<sub>3/2</sub> J=5/2 faites à Effelsberg (Guilloteau et al. 1984)

D'autre part CO a été observé en émission par Wilson et al. (1974) et Zeilik et Lada (1978) à 2.6 mm (raie de rotation : J=1 --> J=0). Une cartographie de la région montre un nuage moléculaire étendu, d'environ 12'x12', avec deux pics d'émission dont l'un se situe à proximité de la région H<sub>II</sub>. Les raies d'émission sont larges, d'environ 10 km/s, et centrées sur 41-42 km/s. Une colonne-densité de <sup>13</sup>CO de 5.5 10<sup>16</sup> cm<sup>-3</sup> est déduite des observations.

Macdonald et al. (1981) ont détecté la raie d'inversion

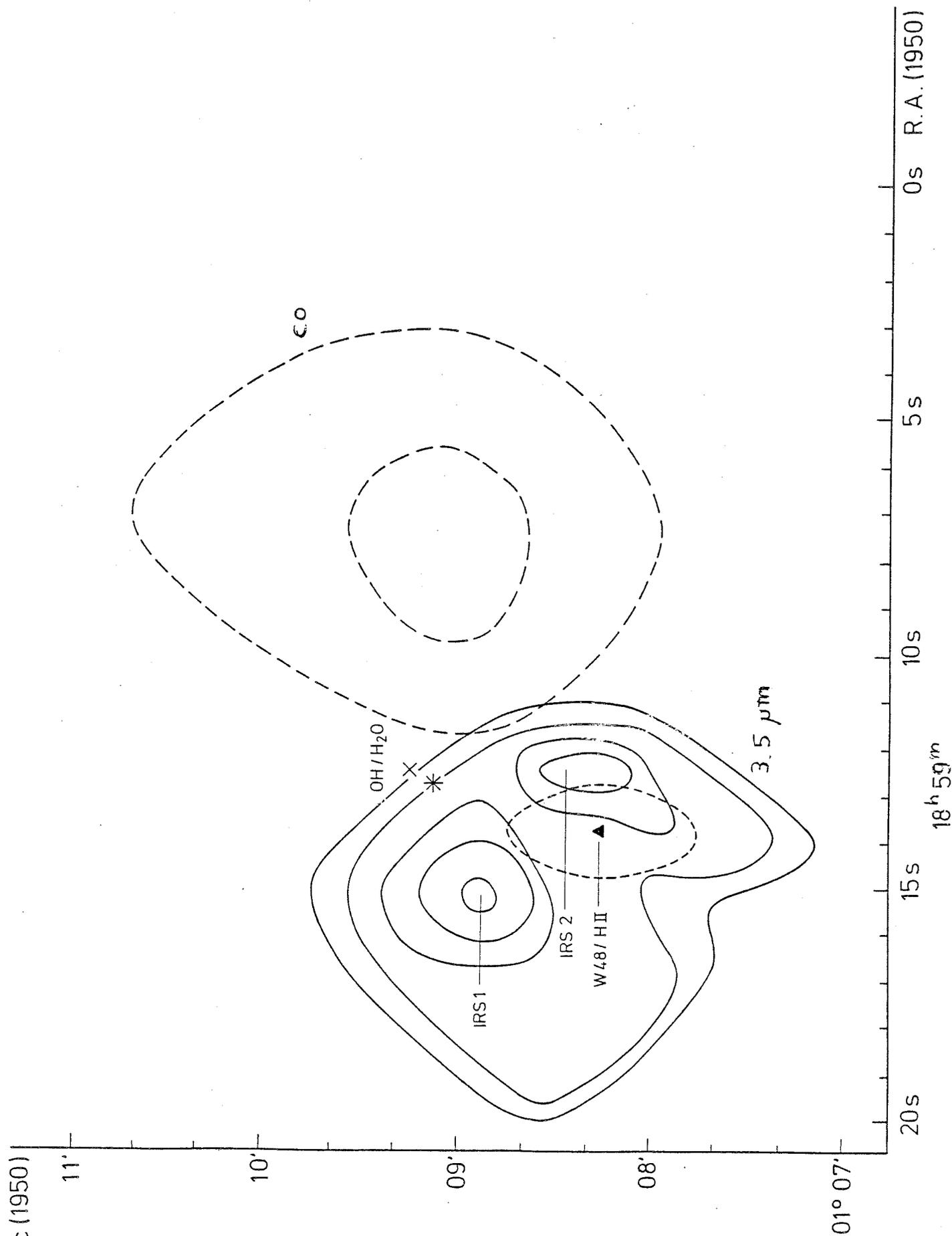


Figure 17 : Cartographie de la région de W48 déduite des données précédemment publiées. \* représente le composant compact détecté par Evans et al. (1979). La position et la taille de la région H<sub>II</sub> sont déduites des observations de Felli et al. (1974). Le nuage moléculaire tracé provient de la cartographie en CO de Zeilik et Lada (1978), les contours à 3.5 μm proviennent également de leur étude.

(1,1) de  $\text{NH}_3$  dans ce nuage moléculaire à la position : R.A.(1950) =  $18^{\text{h}} 59^{\text{m}} 15^{\text{s}}$  et Déc(1950) =  $01^{\circ} 08' 50''$ , avec une largeur de lobe de  $2.2'$  lors d'un survey de régions  $\text{H}_{\text{II}}$ , masers  $\text{H}_2\text{O}$  et objets Herbig-Haro à la recherche de nouvelles sources d'ammoniac. Le fait qu'ils aient détecté la présence de  $\text{NH}_3$  dans la région de W48, où avaient été détectés par ailleurs plusieurs objets intéressants ( région  $\text{H}_{\text{II}}$ , source infra-rouge, masers ) a incité à faire des observations plus détaillées de  $\text{NH}_3$ .

## 2. Un modèle possible: le bouchon de champagne

Avant de donner les résultats déduits des observations  $\text{NH}_3$ , ce paragraphe récapitule les renseignements dont je disposais et le modèle envisagé a priori pour la région de W48. La figure 17 rassemble les objets observés : une cartographie à  $3.5 \mu\text{m}$  montre les deux sources infra-rouge dont seule IRS1 persiste dans l'IR lointain, les deux masers OH et  $\text{H}_2\text{O}$  représentés à la position de OH qui est connue avec précision, la composante compacte de la région  $\text{H}_{\text{II}}$  responsable du maximum d'émission continuum et le nuage moléculaire grossièrement cartographié en CO. L'ensemble de ces objets suggère une région de formation d'étoiles où se trouvent éventuellement quelques étoiles jeunes qui n'ont pas encore dispersé leur milieu environnant, riche en poussières, et dont le rayonnement visible est absorbé par ces grains de poussières.

Israel (1978) a donné un schéma d'évolution possible des régions  $\text{H}_{\text{II}}$  et de la formation des étoiles : le modèle du "blister" ou encore du "bouchon de champagne" qui s'est révélé bien adapté aux observations faites dans plusieurs sources. Et nous verrons qu'il fournit une interprétation possible des résultats observationnels sur W48. Israel a constaté que les régions  $\text{H}_{\text{II}}$  compactes se situaient en général au bord de nuages moléculaires importants, de 5 à 10 pc d'extension, observés en CO et qu'elles étaient en expansion provoquant d'un côté un front d'ionisation à l'interface avec le nuage et éjectant de l'autre côté de la

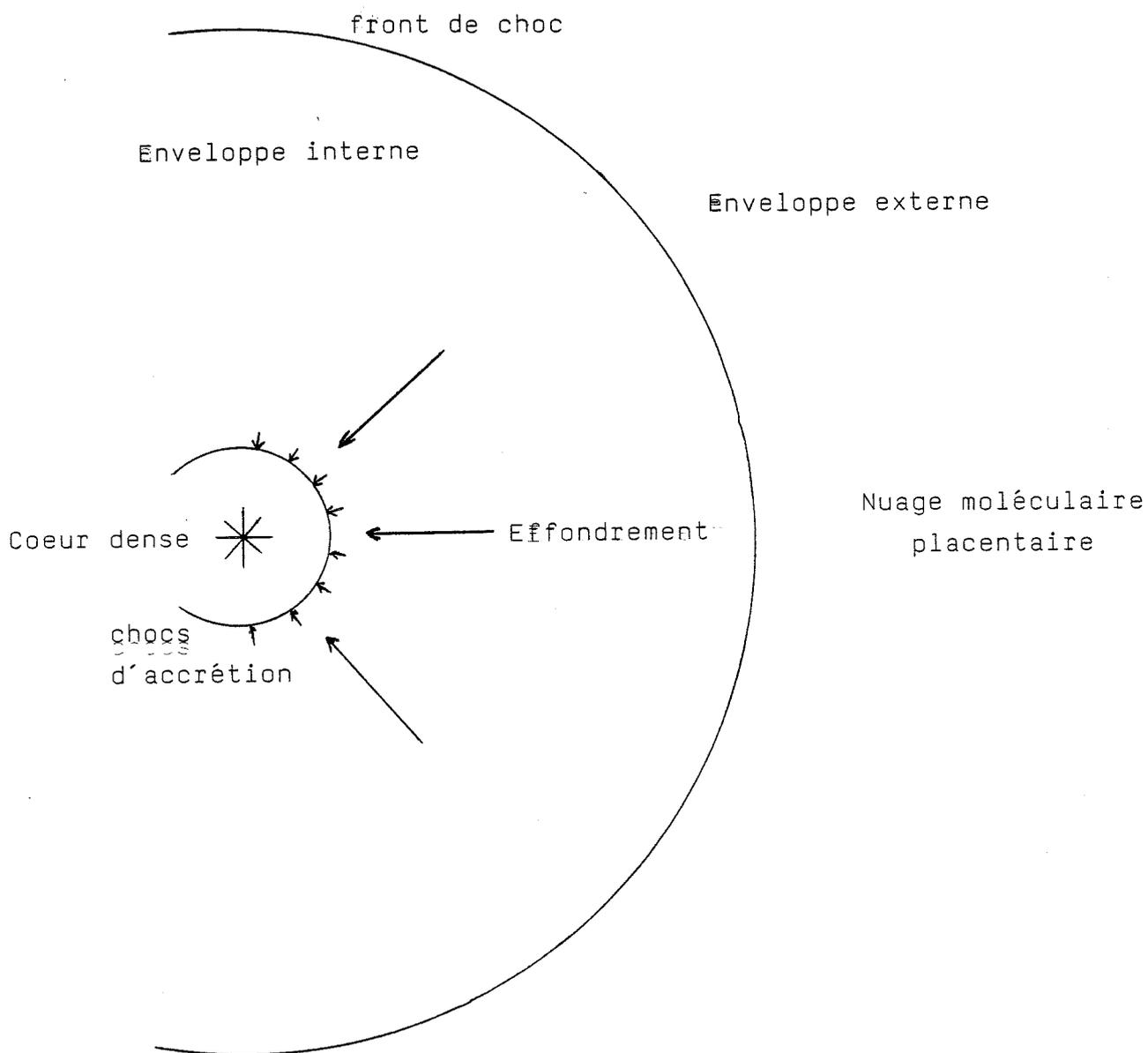
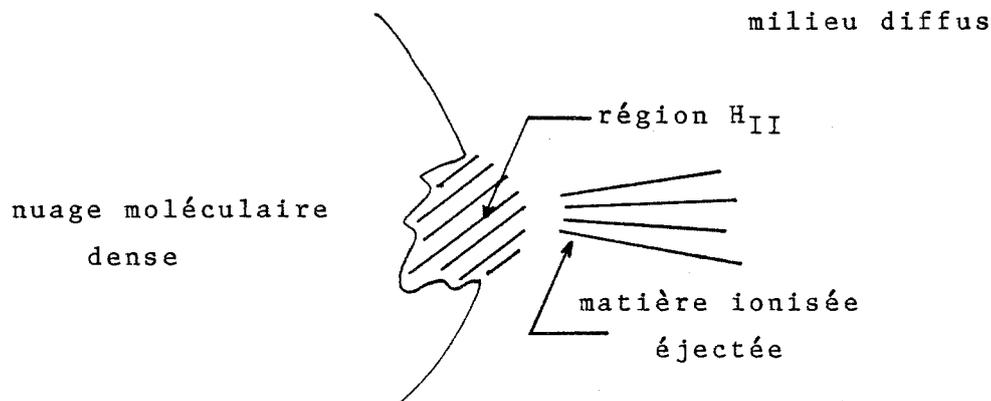


Figure 18 : Structure de la proto-étoile

matière ionisée dans le milieu interstellaire ; d'où le nom de bouchon de champagne.



Les régions H<sub>II</sub> sont liées à la présence d'étoiles jeunes et massives. Rappelons les grandes étapes du processus de formation d'étoiles qui sont maintenant assez bien connues; nous verrons dans quelle mesure la phase du bouchon de champagne s'inscrit dans l'évolution d'une étoile jeune.

\* Une instabilité gravitationnelle apparaît dans un nuage moléculaire, elle peut être provoquée par une cause extérieure telle que l'onde de choc due à l'explosion d'une supernova. Il en résulte une fragmentation du nuage - le mécanisme de fragmentation est encore mal connu -. ( la durée de cette première étape est de l'ordre de  $10^7$  ans )

\* Les fragments isolés, gravitationnellement instables, se contractent; une contraction globale d'un facteur 20, la densité passant de quelques  $10^{-20}$  g.cm<sup>-3</sup> pour un nuage moléculaire à quelques g.cm<sup>-3</sup> pour un gaz stellaire. ( cette phase dure environ  $10^5$  ans )

\* D'une part le coeur du fragment est en contraction gravitationnelle et d'autre part, autour de ce coeur, une enveloppe de gaz et de poussières s'effondre en chute libre (cf figure 18). Nous en sommes au stade de la proto-étoile. Sa luminosité est due à l'énergie dégagée par la contraction du coeur et, surtout, au choc d'accrétion du matériau de l'enveloppe sur la surface du coeur. Tout le rayonnement est absorbé par

le cocon optiquement épais. (la durée de cette étape est de l'ordre de  $10^5$  ans)

\* Lorsque la pression et la température dans le centre deviennent suffisantes, des réactions nucléaires se déclenchent. L'enveloppe en effondrement est toujours optiquement épaisse.

\* La luminosité augmente et la pression de radiation peut compenser la pression de gravitation. Il se forme une onde de choc qui met une limite à l'effondrement de l'enveloppe. La matière perturbée par le processus de formation d'étoiles ne représente généralement que quelques pourcents de la masse du nuage moléculaire dans lequel il a lieu.

\* En deça du front de choc l'effondrement se poursuit.

\* Lorsque le dernier matériau de l'enveloppe interne est tombé sur le coeur le milieu devient optiquement mince et l'ultra-violet provenant de la proto-étoile peut pénétrer dans l'enveloppe externe. (la durée de ces dernières étapes varie autour de  $10^6$  ans)

\* L'ultra-violet dissocie une partie des molécules et ionise les atomes, c'est la phase de la région  $H_{II}$  compacte.

\* La région  $H_{II}$  s'étend en dispersant le nuage placentaire. Beaucoup de matière est accélérée à des vitesses de quelques km/s.

Si le front d'ionisation atteint le bord du nuage il se forme un bouchon de champagne, c'est à dire que de la matière ionisée est éjectée à grande vitesse - quelques dizaines de km/s - dans le milieu interstellaire diffus. (cette étape dure  $10^4$  à  $10^5$  ans)

L'étoile devient visible lorsque le milieu environnant dense en poussières a été suffisamment dispersé.

Les différents stades de l'évolution se présentent à l'observateur de façon différente :

\* Pendant la phase d'accrétion le rayonnement de la proto-

étoile est absorbé par les poussières environnantes et réémis dans l'infra-rouge. L'objet apparaît comme une source infra-rouge compacte accompagnée éventuellement par des masers  $H_2O$ .

\* Lorsque l'expansion de la région  $H_{II}$  est assez avancée celle-ci devient observable dans le domaine radio; les conditions physiques dans le cocon de poussières sont favorables à la formation de masers OH.

\* Pendant la phase du bouchon de champagne de la matière ionisée à grande vitesse est observable. Et, lorsque l'extinction des poussières est suffisamment faible, l'étoile est visible.

Les différentes observations faites dans la région de W48 semblent correspondre à différentes étapes de ce processus : l'émission continuum est étendue et correspond à l'émission infra-rouge. Cela implique que la source d'excitation des deux émissions est identique : une proto-étoile qui ionise son environnement et chauffe les grains de poussières. Ces grains absorbent probablement directement le rayonnement de l'étoile; s'il s'agissait de poussières plus froides, plus éloignées de la zone d'activité et chauffées indirectement en absorbant une partie du rayonnement de la région  $H_{II}$ , le flux infra-rouge présenterait à  $9.8 \mu m$  le pic d'absorption caractéristique des silicates. De plus des grains plus froids n'émettraient pas un flux si important dans le proche IR ( $\lambda < 3.5 \mu m$ ). La région  $H_{II}$  serait donc une région évoluée, en expansion. La comparaison des vitesses de la matière ionisée ( $H^+, He^+, C^+$ ) et du nuage moléculaire (CO) telle que le montre le tableau 12 semble en accord avec la dernière étape de l'évolution d'une région  $H_{II}$  : la phase bouchon de champagne. En effet les vitesses des ions  $H^+, He^+$  sont supérieures de 3 à 4 km/s à celle du monoxyde de carbone; la différence pouvant s'interpréter par l'accélération de la matière ionisée éjectée du nuage moléculaire.

D'autre part la présence de masers  $H_2O$  et OH suppose une phase moins avancée de la formation d'une étoile. Ces masers sont très nettement décalés de la région  $H_{II}$  et IR en direction de la région centrale du nuage moléculaire. Dans le cadre du

Dec (1950)

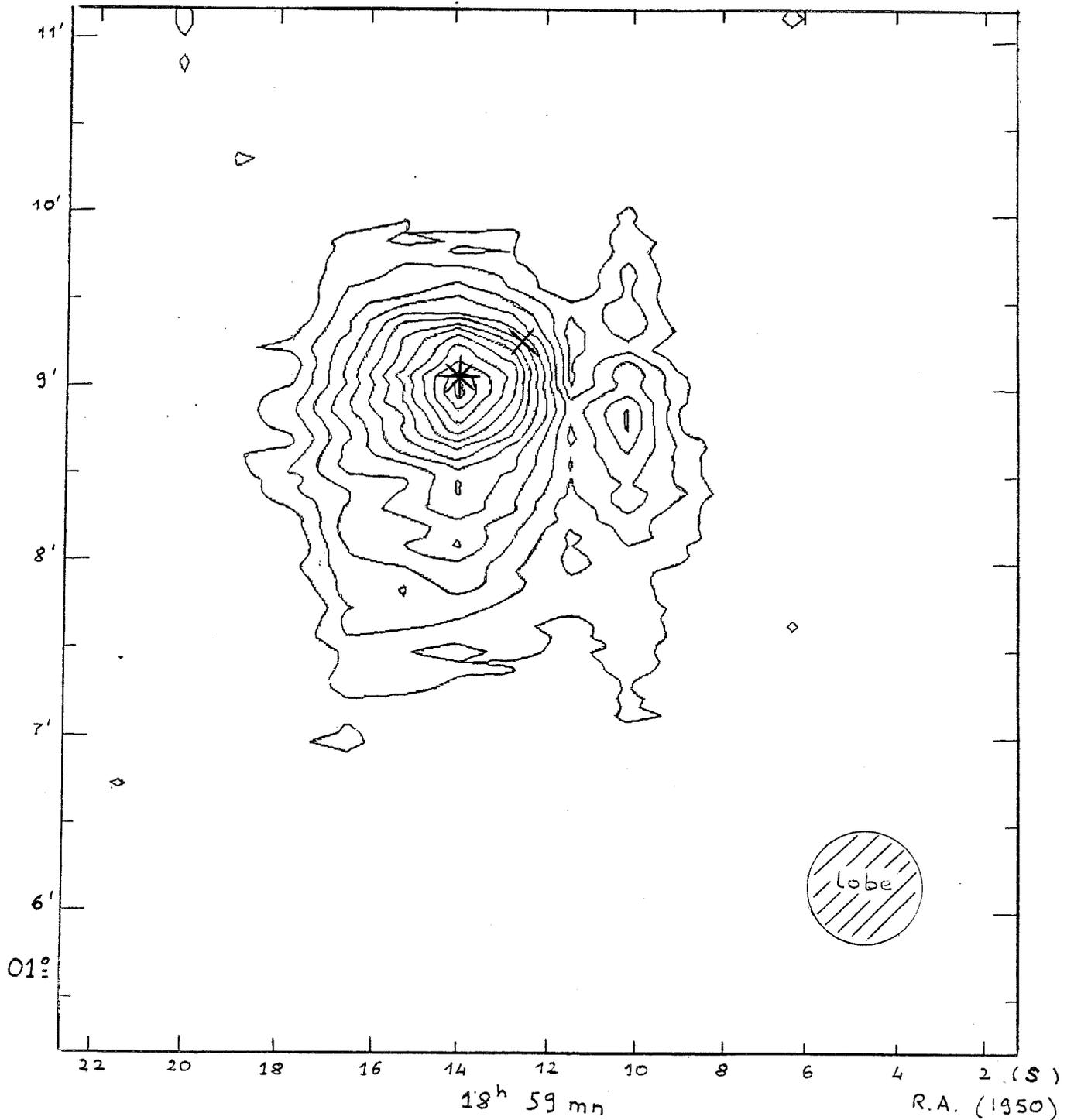


Figure 19 : Cartographie obtenue à Effelsberg du continuum à 23.7 GHz. Le palier entre deux isophotes est de 0.5 K et le contour extérieur correspond à  $T_A^* = 0.5$  K. \* représente le composant compact détecté par Evans et al. 1979) et X représente le maser OH/H<sub>2</sub>O.

schéma proposé par Israel ils se laissent interpréter comme les signes de la formation d'une autre étoile initiée par l'onde de choc de la région H<sub>II</sub> plus évoluée. La région de W48 serait alors le siège de la formation d'un groupe d'étoiles de type O-B. Les régions les plus évoluées se situant vers l'extérieur du nuage moléculaire, les plus récentes en direction du centre.

Dans le but de vérifier ces hypothèses j'ai fait une cartographie de l'émission continuum ( à 23.7 GHz ) et du nuage moléculaire avec les raies d'inversion de NH<sub>3</sub>. Les résultats obtenus sont discutés dans le paragraphe suivant.

### 3. Résultats obtenus à Effelsberg

Les dimensions données dans ce chapitre le sont en unités d'angle ( minute ou seconde d'arc ), grandeur directement observée. A la distance présumée de W48, qui est de 3.4 kpc, une taille angulaire de 1 minute d'arc correspond à une taille linéaire de 1 parsec.

#### a. Le continuum

La figure 19 donne la cartographie de l'émission continuum à 23.7 GHz pour une surface comprise entre :

$$\text{R.A.}(1950) = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 02^{\text{s}} \quad \text{et} \quad \text{R.A.}(1950) = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 22^{\text{s}}$$

$$\text{Déc.}(1950) = 01^{\circ} 05' 12'' \quad \text{et} \quad \text{Déc.}(1950) = 01^{\circ} 11' 12''$$

Elle montre un pic d'émission important situé à :

$$\text{R.A.}(1950) = 18^{\text{h}} 59^{\text{mn}} 14.1^{\text{s}}$$

$$\text{Déc.}(1950) = 01^{\circ} 09'$$

c'est à dire à la position où Evans et al. (1979) ont détecté les composants compacts, à proximité du maser OH.

Immédiatement autour de ce maximum la distribution d'intensité est circulaire. Lorsqu'on s'en éloigne la distribution perd de sa régularité, les lignes de contour s'étendent vers le sud et un pic secondaire apparaît à l'ouest.

La température maximale du pic secondaire avoisine 1.5 K (cf tableau 9); il provient d'une zone d'émission peu étendue

dont la taille apparente est de l'ordre de 20". Cette région est à la limite de la détection : d'une part par sa faible intensité et d'autre part par sa petite taille, 20", alors que le lobe d'antenne est de 40". Il est probable que la séparation entre cette région et le reste de la source telle qu'elle apparaît sur la carte de la figure 19 soit due à du bruit ou à un scan défectueux. En fait les lignes de contour s'étendent vraisemblablement vers l'ouest de même qu'elles s'étendent vers le sud.

L'ensemble de la région apparaît alors comme la superposition de deux composants :

\* un composant étendu d'une taille angulaire globale de 3' dans la direction Nord-Sud et de 2.5' dans la direction Est-Ouest. En assimilant son émission à une gaussienne d'une amplitude de  $T_A^* = 2.5$  K et d'une largeur à mi-hauteur de 1.7', on obtient un flux de  $S_\nu = 6.8$  Jy.

\* un composant compact responsable du pic d'émission et de la distribution circulaire autour de ce pic. Sa taille apparente au sens gaussien, i.e. largeur à mi-hauteur du pic est de 40". La température du maximum d'émission (cf tableau 9) est de  $T_A^* = 4.6$  K pour le composant compact en retirant la contribution du composant étendu. Le flux correspondant est de  $S_\nu = 4.9$  Jy.

Le flux total de la région de W48 est de 11.7 Jy à 23.7 GHz.

En comparant ces nouveaux résultats aux données déjà existantes, rassemblées dans le paragraphe 1.a, nous constatons que l'essentiel de l'émission à 23.7 GHz est dû au composant compact détecté à 2.7 GHz. L'indice spectral  $\alpha$  obtenu en comparant les flux de ce composant à 2.7 GHz et 23.7 GHz

$$\left( \alpha = \frac{\text{Log} ( S_{\nu_1} / S_{\nu_2} )}{\text{Log} ( \nu_1 / \nu_2 )} \right) \text{ est de } 0.6.$$

Rappelons que l'indice spectral d'une région  $H_{II}$  (émission free-free) optiquement épaisse est de  $\alpha \sim 2$ , alors que le flux d'une région  $H_{II}$  optiquement mince ne varie que très lentement avec la fréquence. Nous sommes ici dans le cas intermédiaire; le composant compact devient optiquement mince aux environs de 10 GHz. Par contre le composant situé plus au sud, détecté par

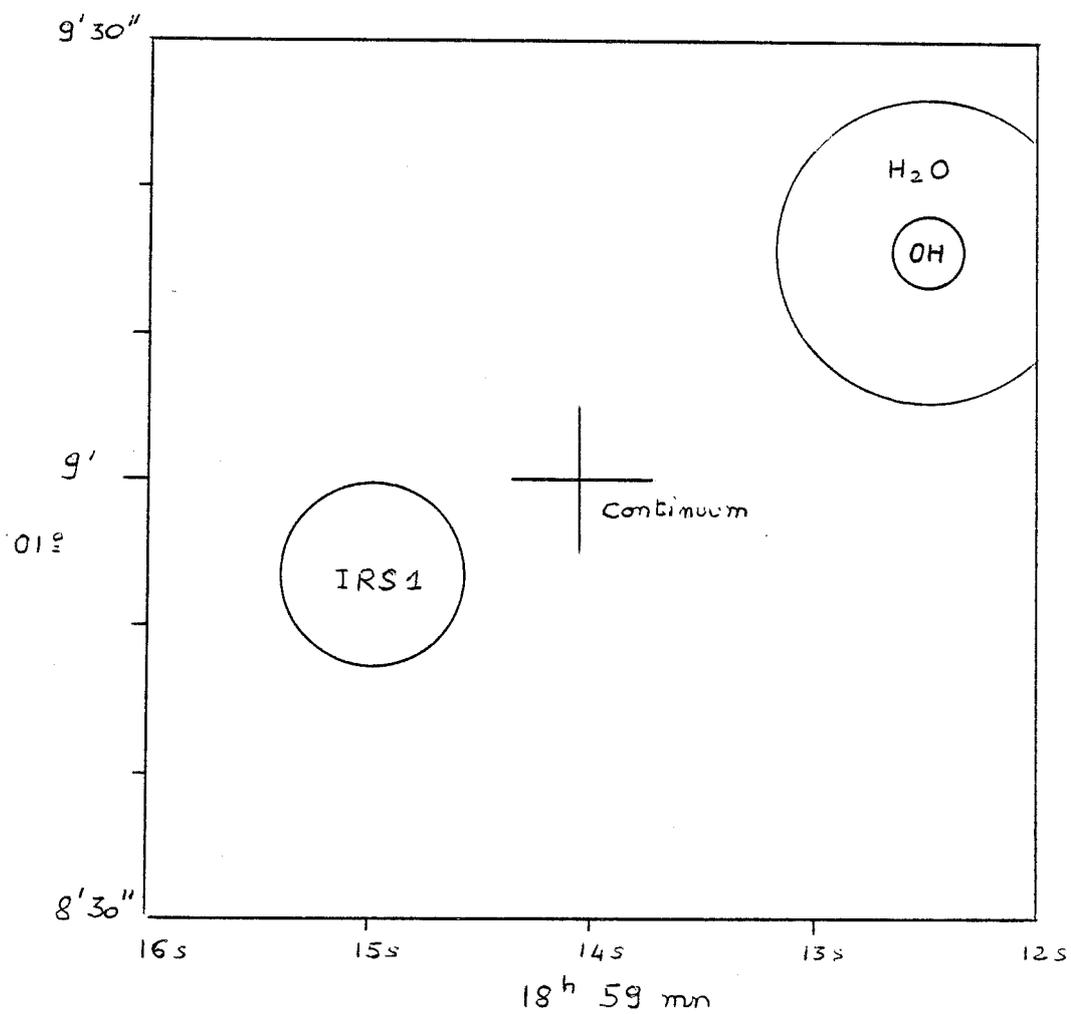


Figure 20 : Positions relatives de la source infra-rouge, de la source radio et des masers OH/H<sub>2</sub>O.

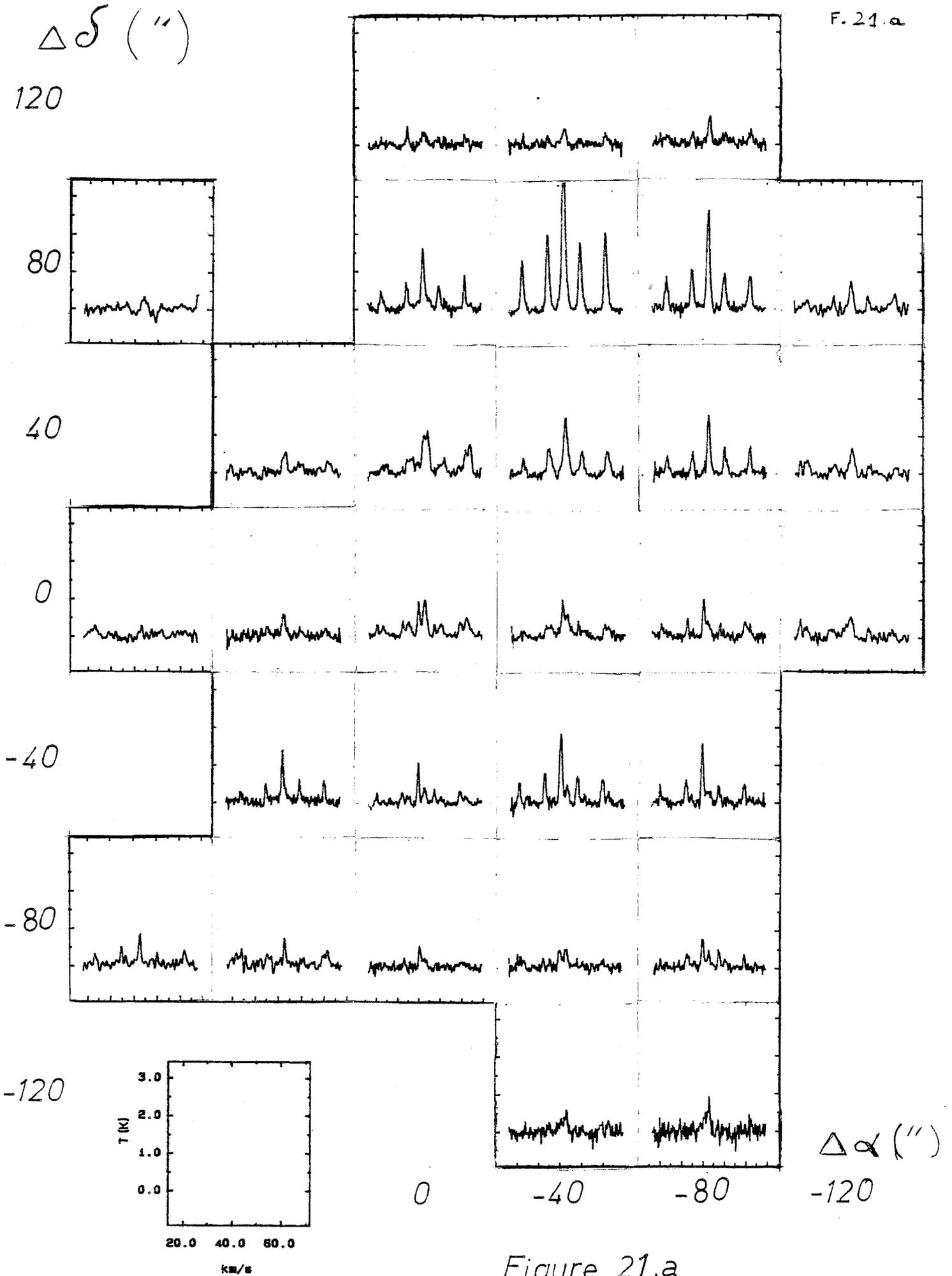


Figure 21.a

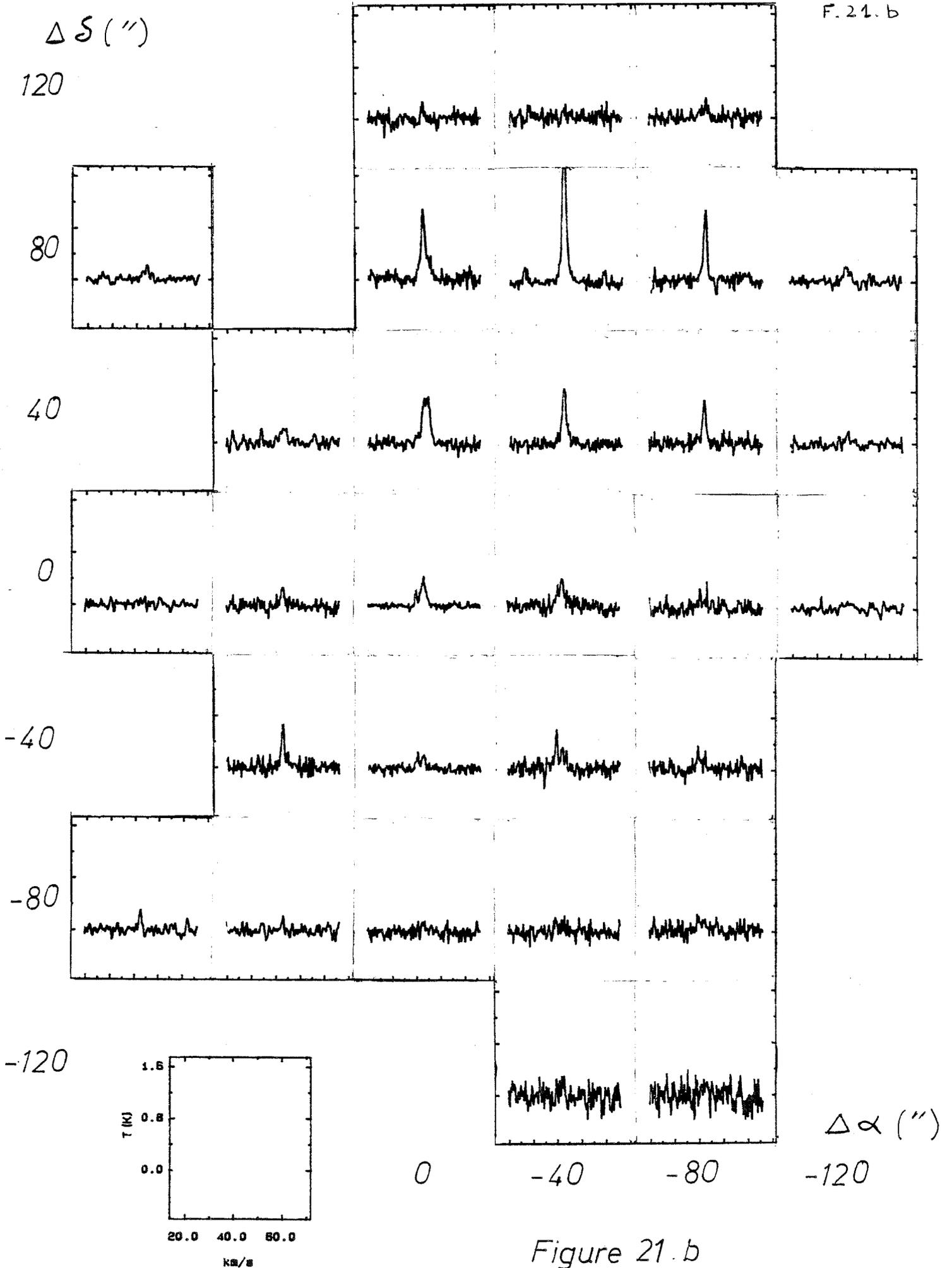


Figure 21. b

Felli et al. (1974), est déjà optiquement mince à 1 GHz (cf tableau 10); ceci explique que son émission domine aux plus basses fréquences. A 23.7 GHz sa contribution au flux est faible, il fait partie du composant étendu et est responsable de l'extension des lignes de contour vers le sud.

La figure 20 rassemble les trois éléments : source infrarouge compacte (IRS1), masers OH/H<sub>2</sub>O et source continuum compacte à 23.7 GHz, observés dans W48. La position de la source radio est intermédiaire entre celle de IRS1 et celle des masers.

b. Les raies d'inversion; structure en vitesse

La figure 21 rassemble les spectres obtenus dans la région de W48.

La première constatation est que ces spectres ne sont pas simples : ils contiennent un, deux ou trois composants à des vitesses différentes qui se superposent partiellement. L'importance relative de ces composants varie en fonction de la position. Une étude plus détaillée fait apparaître trois vitesses ( $V_{\text{LSR}}$ ) :

$$V_1 = ( 40.09 \pm 0.25 ) \text{ km/s}$$

$$V_2 = ( 42.63 \pm 0.29 ) \text{ km/s}$$

$$V_3 = ( 44.06 \pm 0.67 ) \text{ kms}$$

Les composants à la vitesse  $V_1$  se trouvent sur les spectres situés au sud et à l'ouest de la position centrale ( R.A. = 18<sup>h</sup> 59<sup>mn</sup> 12.8s et Déc. = 01<sup>g</sup> 08' 12" ). Les composants à la vitesse  $V_3$  se trouvent sur quelques spectres au nord-est de la position centrale. Enfin, presque tous les spectres observés présentent un composant à la vitesse  $V_2$ .

L'écart entre les vitesses  $V_1$ ,  $V_2$  et  $V_3$  est assez faible pour ne pas remettre en cause la distance cinématique calculée au l.b. (3.4 kpc); une superposition fortuite sur la ligne de visée de plusieurs nuages distants les uns des autres et sans contact physique entre eux est donc peu probable.

Les spectres présentant un composant à la vitesse  $V_3$  sont peu nombreux, d'intensité assez faible et leur vitesse fluctue

W48

Time: 2410.8 sec  
Freq.: 23694.49414 MHz

R.A. (1950) 18 59 12.8  
Decl. (1950) 1 8 11.3

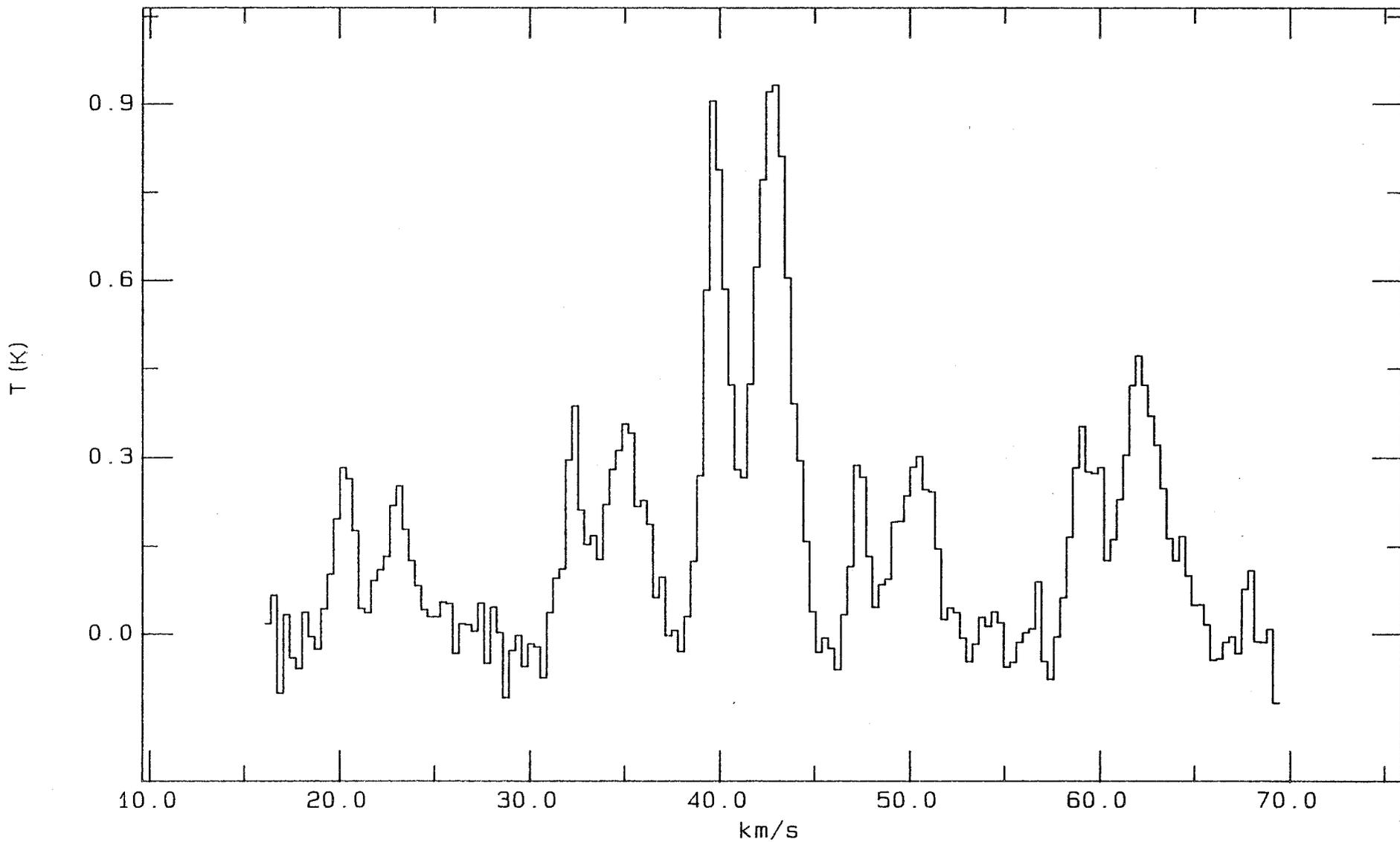


Figure 22 : Spectre de la position centrale  
22.a :  $\text{NH}_3(1,1)$

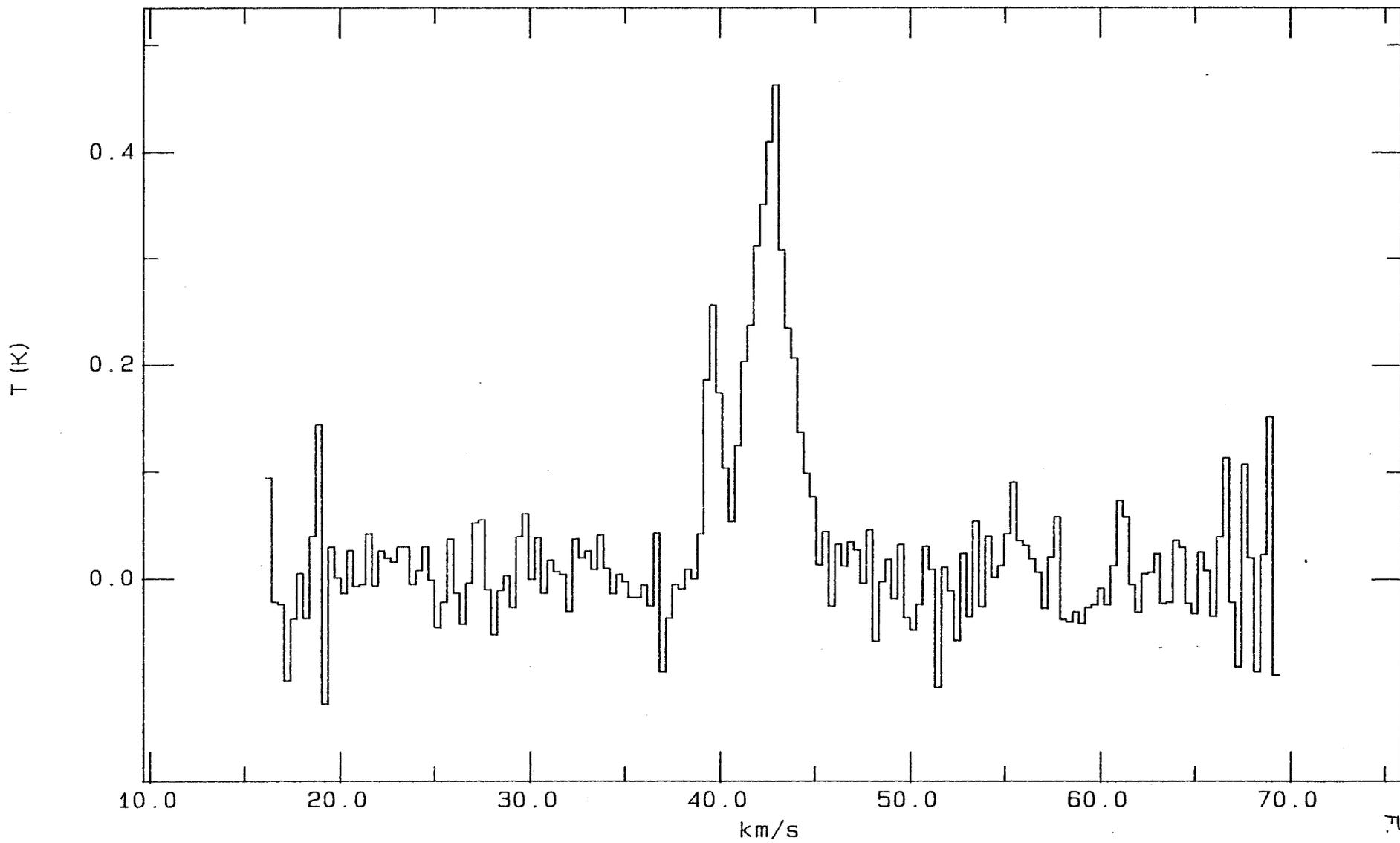
Figure 22.b : NH<sub>3</sub>(2,2)

W48

Time: 2410.8 sec  
Freq.: 23722.63281 MHz

R.A. (1950) 18 59 12.8

Decl. (1950) 1 8 11.3



F. 22.b

Tableau 14: Les paramètres physiques des nuages déduits des observations

Offsets $\Delta\alpha, \Delta\delta$	$\tau_0(1,1)$	$\tau_0(2,2)$	$T_R$ (K)	$N_{NH_3}$ ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ )	$T_{ex}$ (K)	$(\eta_f)_{min}$	$T_K$ (K)
-300,0	1.65 1.13	0.14	14.61	2.72	4.66	0.13	18.2
-280,0	0.20 2.18	0.08	18.17	-	-	-	25.5
-240,0	0.20 1.42	0.05	22.54	-	-	-	37.0
-200,0	2.29 3.43	-	-	1.18	3.33	-	-
-160,0	1.38 1.58	-	-	3.81	3.38	-	-
-120,0	3.31 1.86 1.83 1.26	0.32	10.70	8.45 4.09	3.46 4.03	0.04	12.0
-120,40	3.14 1.75	0.31	12.83	7.93	4.21	0.07	15.2
-120,80	2.33 1.28	0.29	16.83	4.82	4.18	0.06	22.7
-80,-120	0.20 0.45	0.03	15.68	-	-	-	20.4
-80,-80	5.48 1.50 3.51 2.14	0.44 1.04	13.06 21.59	6.69 3.96	3.38 2.99	0.05 0.01	15.6 34.1
-80,-40	2.01 0.60 1.71 1.58	0.14 0.75	13.22 14.05	3.51 4.13	5.23 3.21	0.08 0.03	15.8 17.3
-80,0	3.64 0.94 1.15 1.23	-	-	4.56 2.72	3.96 3.67	-	-
-80,40	2.44 0.51	0.44	16.79	5.19	5.63	0.12	22.7
-80,80	2.18 0.30	0.40	16.60	7.03	7.85	0.21	22.5
-80,120	1.43 1.07	0.13	16.07	3.0	5.08	0.10	21.3
-40,-120	1.29 1.23	0.36	14.30	3.68	3.54	0.06	17.5
-40,-80	1.68 1.64 0.20 1.17	0.34 0.09	17.04 12.77	2.74	3.74	0.04	23.1 15.1
-40,-40	2.91 0.43 1.11 1.46	0.33 0.36	12.96 27.15	7.82 1.98	5.91 4.45	0.21 0.02	15.5 60.0
-40,0	1.08 1.69 2.18 0.73	0.25 0.69	19.57 17.0	1.63 10.7	5.77 4.29	0.04 0.05	28.6 23.1
-40,0	2.74 0.43	0.73	18.01	14.9	8.57	0.10	25.1
-40,80	3.51 0.30	0.82	18.12	16.0	9.47	0.24	26.3
-40,120	3.62 1.65	0.39	11.95	7.61	3.79	0.05	13.7
0,-80	0.20 1.13 0.20 0.85	0.04 0.09	13.16 20.63	-	-	-	15.8 31.1
0,-40	0.91 0.41 1.20 0.54	0.13 0.41	14.07 18.48	2.35 1.87	5.76 4.09	0.18 0.03	17.2 26.8
0,0	1.84 0.64 1.71 0.43	0.22 0.33	12.42 18.02	5.06 6.45	6.97 7.11	0.17 0.09	14.5 25.1
0,40	1.16 0.77 2.32 0.90	0.35 2.63	20.04 76.95	5.90 10.1	11.21 9.79	0.11	29.6
0,80	2.18 0.60	0.62	22.90	8.93	8.20	0.07	39.0
0,120	3.12 1.47	1.10	15.39	10.0	3.64	0.03	19.6
40,-80	1.49 2.02	0.20	14.69	1.68	4.66	0.06	28.4
40,-40	1.41 0.66	0.26	17.52	3.01	6.98	0.17	24.0
40,0	0.87 1.12	0.27	19.77	3.34	8.04	0.07	29.2
40,40	0.20 3.19	0.05	24.26	-	-	-	44.5
40,80	0.20 0.35	0.08	22.32	-	-	-	36.5
80,-80	4.46 1.87	0.55	14.03	5.48	4.81	0.06	17.7
80,0	0.20 1.02	0.10	-	-	-	-	-
80,80	2.0 1.41	0.28	15.34	6.73	4.59	0.05	19.5

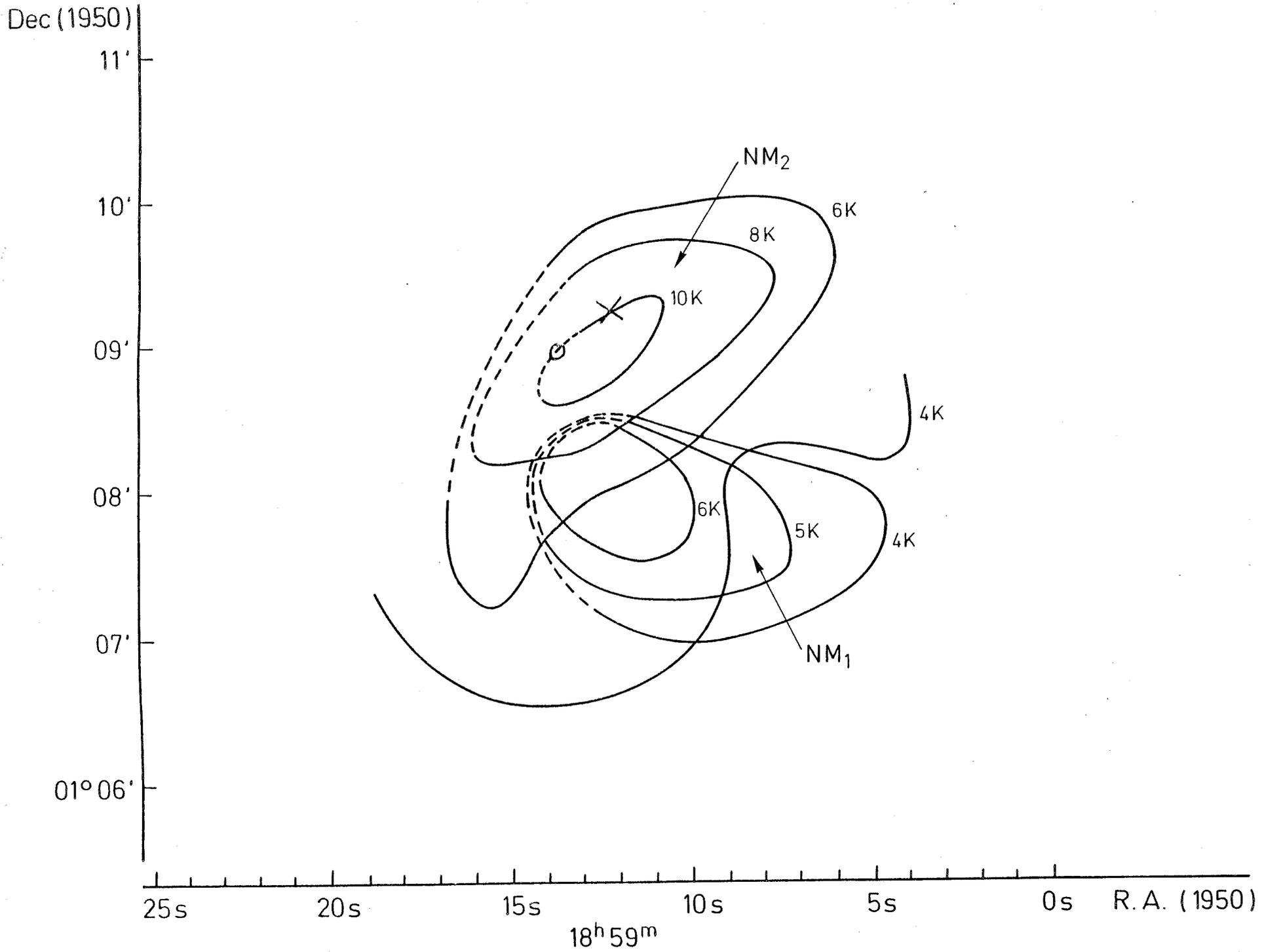
considérablement autour de  $V_3$ ; je les laisserai de côté dans un premier temps. Nous y reviendrons dans la suite de la discussion.

Considérons par exemple le spectre de la position centrale (figure 22), il est caractéristique d'une partie des spectres observés - ceux de la partie sud-ouest de W48 -. Les deux composants,  $V_1$  et  $V_2$ , sont bien visibles dans la raie (1,1) comme dans la raie (2,2). D'abord voyons s'il pourrait s'agir d'un profil de self-absorption, dans le cas où le coeur de la région, optiquement épais, serait entouré d'une couche plus froide qui absorberait une partie de son émission. La quantité de rayonnement absorbé serait alors proportionnelle à l'épaisseur optique de la couche extérieure; elle serait d'un rapport 1 à 0.28 ( respectivement 0.22 ) entre la composante centrale et les satellites intérieurs ( respectivement extérieurs ): La figure 22 montre que ce n'est pas le cas : les cinq composants de la raie (1,1) ont le même profil; il ne peut donc pas s'agir de self-absorption. Il ne peut pas non plus s'agir d'absorption du continuum car les positions des spectres présentant ce profil double ne coïncident pas avec la position de la source de radio-continuum. L'explication la plus probable est que les deux composants correspondent à deux nuages moléculaires distincts aux vitesses  $V_1$  et  $V_2$ ; je les noterai  $NM_1$  et  $NM_2$  et les traiterai indépendamment.

En comparant les résultats des observations (tableau 8) nous constatons que les raies du nuage  $NM_1$  sont très étroites, de l'ordre de 1.3 km/s, alors que celles de  $NM_2$  ont une largeur supérieure à 2 km/s. La seconde différence évidente entre les deux nuages est le rapport des intensités des deux raies d'inversion :  $[\Delta T_A^*(2,2)] / [\Delta T_A^*(1,1)]$  est plus grand dans  $NM_2$  ( $\sim 0.5$ ) que dans  $NM_1$  ( $\sim 0.3$ ). D'où une première conclusion :  $NM_2$  est plus chaud que  $NM_1$ .

La deuxième étape consiste à calculer les paramètres physiques des deux nuages selon les méthodes exposées au chapitre II; les résultats sont rassemblés dans le tableau 14. L'épaisseur optique de la raie (1,1) varie entre 1 et 5, comme dans la

Figure 23 : Distribution de la température d'excitation.  $\circ$  représente le maximum d'émission à 23.7 GHz et X représente le maser OH/H<sub>2</sub>O.



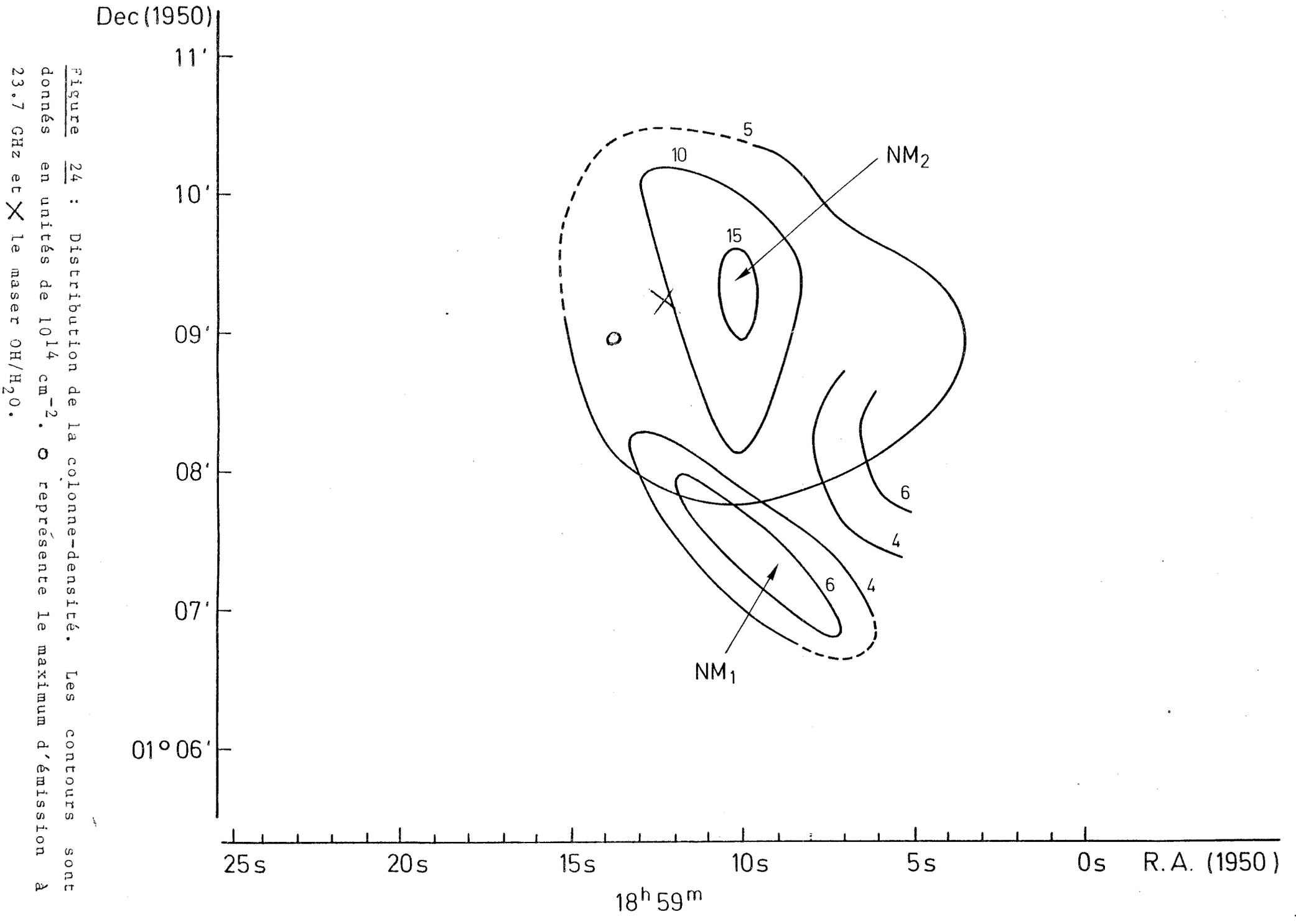


Figure 24 : Distribution de la colonne-densité. Les contours sont donnés en unités de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .  $\circ$  représente le maximum d'émission à 23.7 GHz et  $\times$  le maser OH/H<sub>2</sub>O.

Figure 25 : Les contours ( Vitesse, Déclinaison )

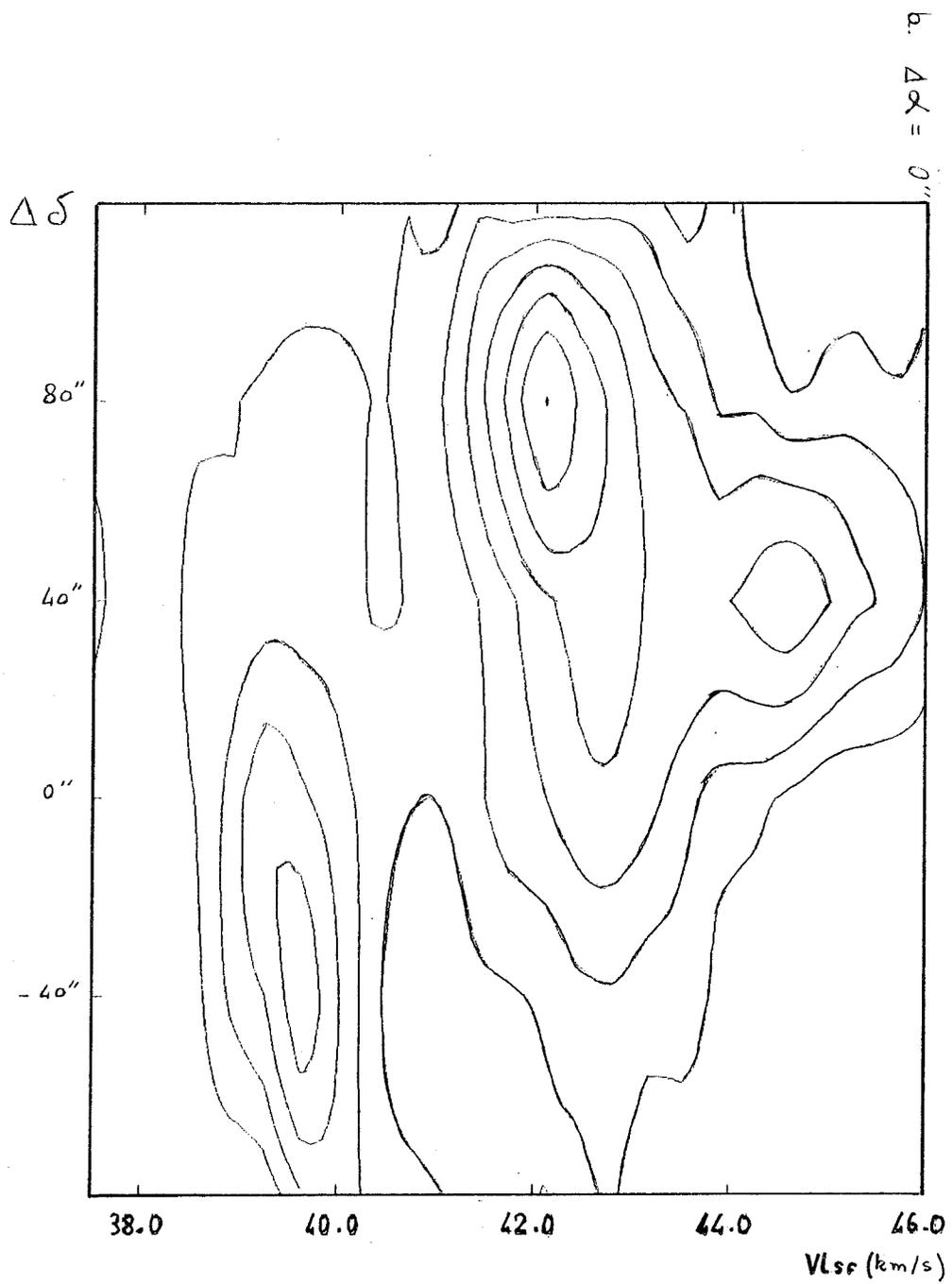
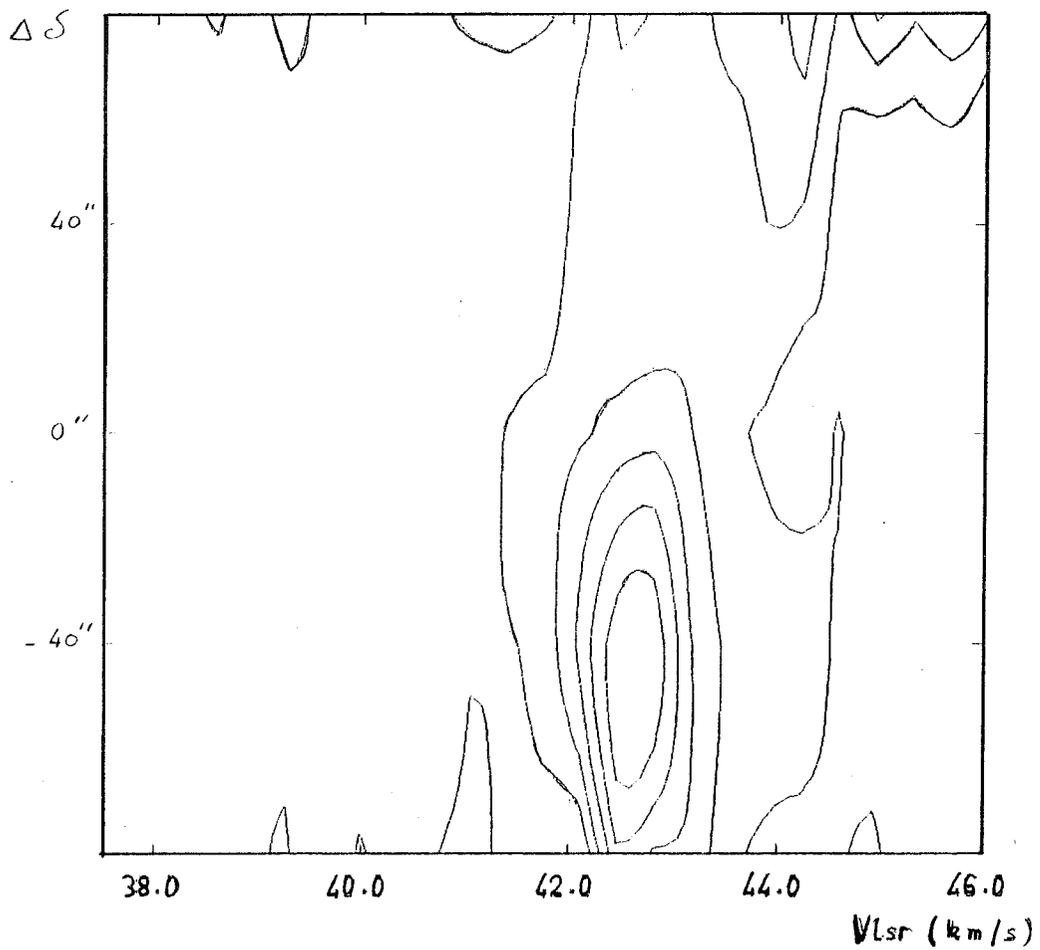
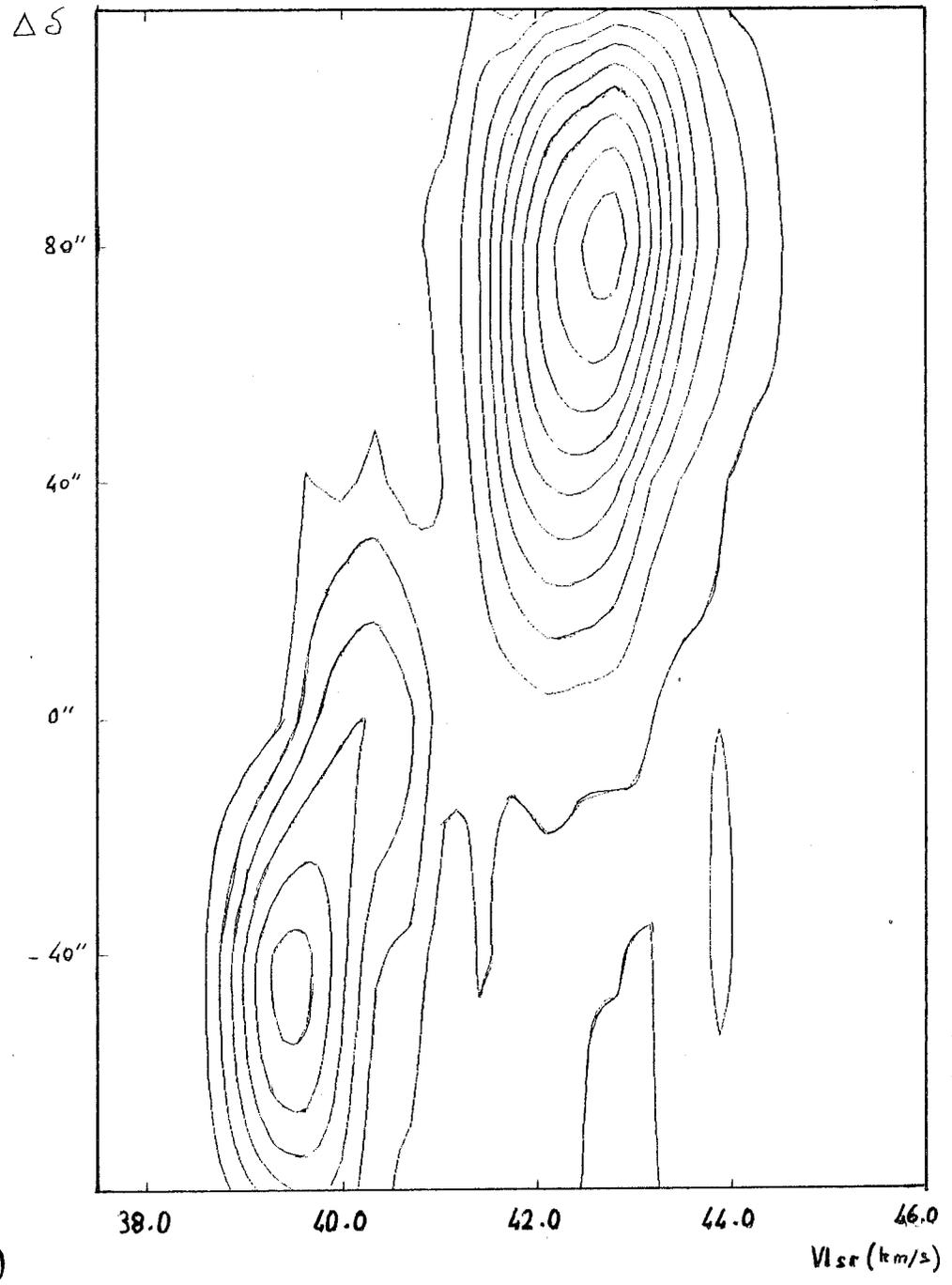
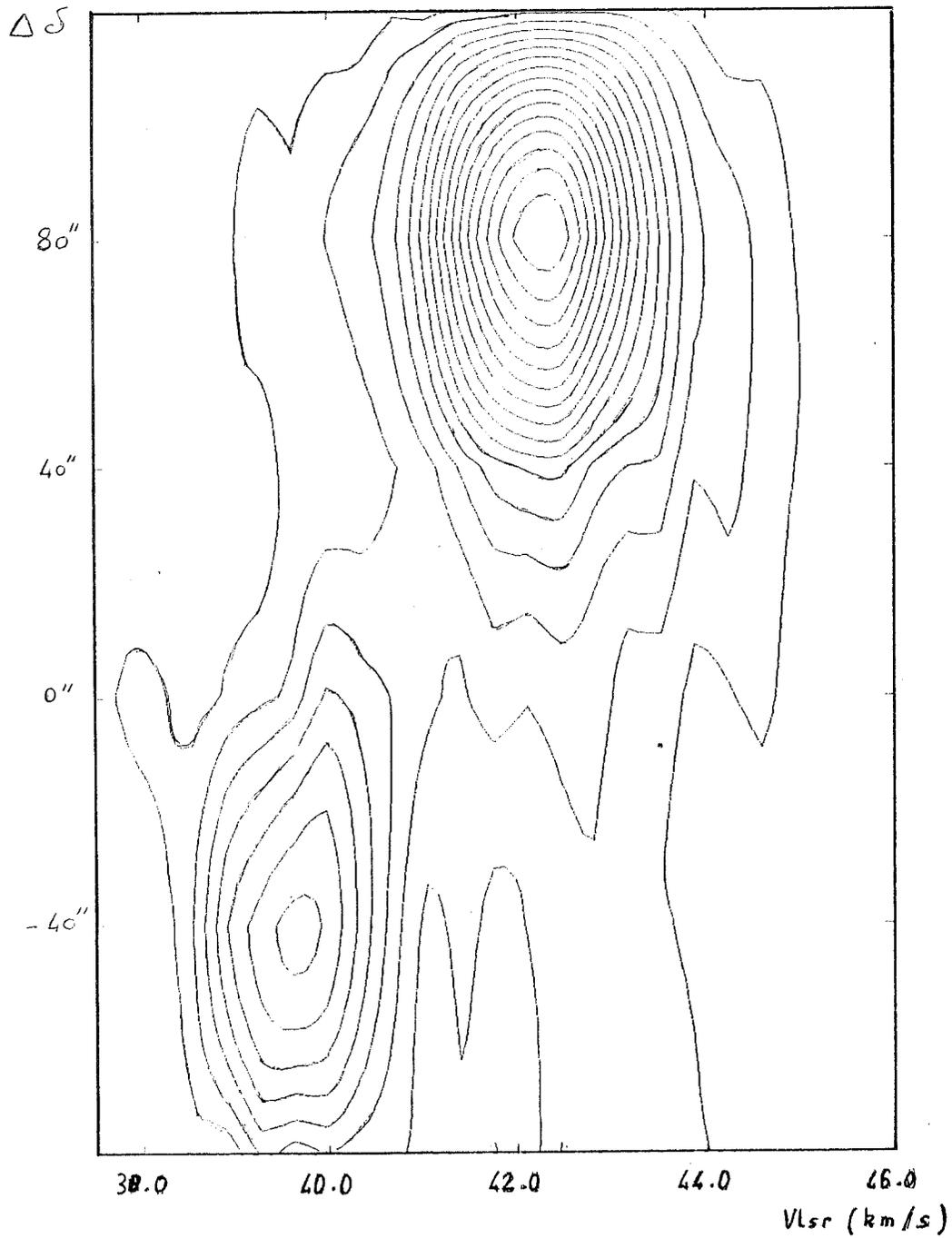


Figure 25 (suite)



plupart des nuages d'ammoniac le milieu n'est ni optiquement mince ni optiquement épais. Le calcul de la température de rotation et de la température cinétique qui en est déduite à partir de la courbe de la figure 8 confirme les résultats présentés en comparant les intensités des raies (1,1) et (2,2),  $NM_2$  est plus chaud que  $NM_1$ . A l'intérieur de chaque nuage la température cinétique est uniforme et vaut en moyenne :

$$\langle T_K \rangle_2 = ( 26 \pm 5 ) \text{ K dans } NM_2$$

$$\langle T_K \rangle_1 = ( 17 \pm 3 ) \text{ K dans } NM_1$$

Il n'en est pas de même pour la température d'excitation dont la distribution est représentée sur la figure 23. Les isophotes font apparaître les deux nuages, les plus hautes températures d'excitation correspondant à la région de forte émission continuum. La cartographie de la colonne-densité (figure 24) renseigne mieux sur la quantité d'ammoniac présente et sur sa répartition. Le nuage  $NM_1$  a une forme ovale avec le grand axe parallèle à la direction Nord-Est/Sud-Ouest, sa dimension est de  $2.3' \times 0.7'$ . Le nuage  $NM_2$  est plus étendu, ses contours extérieurs sont à peu près sphériques mais la partie centrale plus dense a une forme allongée suivant un axe Nord-Sud et sa taille vaut environ  $2.5' \times 1.7'$ .  $NM_2$  est situé au nord de  $NM_1$ , décalé de presque  $2'$ , et à environ  $1'$  à l'ouest du pic continuum. La position du pic lui-même correspond à un creux sur la carte; en fait c'est la région où se trouvent les spectres ayant une composante à la vitesse  $V_3$ . Ils n'ont pas été portés sur la carte à cause de leur trop faible rapport signal/bruit qui ne permettait pas de calculer la colonne-densité en ces points de façon cohérente.

Les courbes ( Vitesse, Position ) sont les mieux adaptées pour décrire ce qui se passe dans une région où la structure en vitesse est complexe. La figure 25 présente quatre courbes d'isophotes dans le système de coordonnées ( Vitesse, Déclinaison ) à quatre Ascensions Droites différentes, pour des offsets de  $\Delta\alpha = 40''$ ,  $0''$ ,  $-40''$  et  $-80''$  i.e. quatre coupes de W48. Les trois composants  $V_1$ ,  $V_2$  et  $V_3$  apparaissent dans le plan  $\Delta\alpha = 0''$

(figure 25.b) alors que, à  $\Delta\alpha = -40''$  et  $-80''$ , seuls  $V_1$  et  $V_2$ , i.e. les nuages  $NM_1$  et  $NM_2$ , sont présents.

Récapitulons :  $NM_1$  et  $NM_2$  sont deux nuages moléculaires distincts, au nord  $NM_2$  plus chaud et plus étendu et, au sud,  $NM_1$  plus petit. Il existe de plus, sur le bord de  $NM_2$  quelques molécules à plus grande vitesse.

### c. Granulation et masse

#### \* Masse

Maintenant que nous connaissons les colonne-densités des nuages nous pouvons évaluer leur masse selon la méthode exposée au paragraphe II.6.

La masse obtenue en sommant sur les lobes :

$$M = 1.3 \cdot 10^{13} \cdot \left( \frac{D}{3.4 \text{ kpc}} \right)^2 \cdot \left( \frac{\theta_b}{40''} \right)^2 \cdot \frac{[H_2]}{[NH_3]} \cdot \sum_{\text{lobes}} \langle N_{NH_3} \rangle$$

vaut, en prenant  $( [H_2] / [NH_3] ) = 0.2 \cdot 10^8$  :

$$\text{pour le nuage } NM_1 : M_1 = 1.11 \cdot 10^{36} \text{ g} \sim \underline{560 M_\odot}$$

$$\text{pour le nuage } NM_2 : M_2 = 3.96 \cdot 10^{36} \text{ g} \sim \underline{2000 M_\odot}$$

Si l'on suppose la distribution de masse surfacique gaussienne et que l'on assimile le maximum de colonne-densité à  $\langle N_{NH_3} \rangle = 8.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  pour  $NM_1$  et à  $16 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  pour  $NM_2$  :

$$M = 6.7 \cdot 10^{13} \cdot \left( \frac{D}{3.4 \text{ kpc}} \right)^2 \cdot \left( \frac{\theta_s}{1'} \right)^2 \cdot \frac{[H_2]}{[NH_3]} \cdot \langle N_{NH_3} \rangle_{\text{max}}$$

La taille de  $NM_1$  est :  $\theta_{s1} \sim \sqrt{40'' \times 140''} = 1.2'$ ; il en résulte une masse de :  $M_1 = 1.64 \cdot 10^{36} \text{ g} \sim \underline{820 M_\odot}$ .

La taille de  $NM_2$  est :  $\theta_{s2} \sim \sqrt{80'' \times 140''} = 1.8'$ ; il en résulte une masse de :  $M_2 = 6.95 \cdot 10^{36} \text{ g} \sim \underline{3500 M_\odot}$ .

Etant donné l'incertitude sur ces calculs nous pouvons estimer les valeurs calculées par ces deux méthodes en bon accord : le nuage  $NM_1$  a une masse de quelques centaines de masses solaires et  $NM_2$  une masse de quelques milliers de masses solaires. Ce sont des valeurs "classiques" pour des nuages moléculaires associés à des régions  $H_{II}$  et observés en  $NH_3$ . En effet les observations avec la molécule d'ammoniac sont limitées

aux régions les plus denses et les plus chaudes des nuages moléculaires. Dans les parties plus éloignées de la région  $H_{II}$  les conditions d'excitation de  $NH_3$  ne sont plus satisfaites. Pour explorer l'ensemble du nuage moléculaire, dont la masse peut atteindre  $10^5$  à  $10^6$  masses solaires, il est nécessaire d'utiliser le monoxyde de carbone qui est plus abondant et plus facilement excité que l'ammoniac.

Les estimations de masse à partir de la colonne-densité ont l'avantage de ne faire intervenir aucune hypothèse sur la géométrie de la source. Il est intéressant de les comparer à des valeurs déduites de la densité volumique pour obtenir un critère d'estimation de l'épaisseur du nuage.

La densité volumique,  $n_{H_2}$ , est déduite de la température d'excitation dans le cadre du modèle à deux niveaux selon la méthode exposée au paragraphe II.1. Rappelons que :

$$\frac{A_{ul}(1,1)}{C_{ul}(1,1)} = \left[ \exp \left( \frac{h\nu}{k} \left( \frac{1}{T_{ex}(1,1)} - \frac{1}{T_K} \right) \right) - 1 \right] \cdot \left[ 1 - \frac{J_\nu(T_{bb})}{J_\nu(T_{ex}(1,1))} \right]^{-1}$$

en gardant les notations du chapitre II.

Au point maximum de la température d'excitation la densité obtenue est sensiblement identique pour les nuages et vaut :

$$n_{H_2} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

En ces points la colonne-densité vaut  $10.1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  pour  $NM_1$  et  $5.9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  pour  $NM_2$ , d'où une estimation de l'épaisseur du nuage traversée par la ligne de visée de :

$$L_1 = 0.62 \text{ pc pour } NM_1$$

$$\text{et } L_2 = 0.34 \text{ pc pour } NM_2$$

Les dimensions des nuages dans un plan perpendiculaire à la ligne de visée qui sont déduites de la cartographie de la figure 24 valent respectivement  $2.3 \text{ pc} \times 0.7 \text{ pc}$  et  $2.5 \text{ pc} \times 1.7 \text{ pc}$  pour  $NM_1$  et  $NM_2$ . Comme elles sont du même ordre de grandeur elles laissent supposer des nuages de forme ellipsoïdale.

En les assimilant à des sphères de rayon moyen de  $1 \text{ pc}$  et  $1.1 \text{ pc}$ , calculons leur masse à partir de leur densité volumique :

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 4.36 \cdot 10^3 \left( \frac{n_{H2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right) \cdot \left( \frac{R}{1 \text{ pc}} \right)^3$$

soit une masse :  $M_1 = 4.6 \cdot 10^3 M_{\odot}$  pour  $NM_1$   
 et  $M_2 = 7.2 \cdot 10^3 M_{\odot}$  pour  $NM_2$

La valeur de  $M_1$  est supérieure d'un facteur  $\lesssim 10$  aux masses calculées à partir de la colonne-densité dans les mêmes conditions i.e. en supposant le facteur de remplissage  $\eta_f$  égal à 1. Bien que ces calculs, trop incertains, ne puissent fournir qu'une estimation des grandeurs, un facteur 10 n'est pas négligeable; il provient, au moins en partie, d'une surestimation de l'épaisseur de  $NM_1$ . Celui-ci est probablement beaucoup plus étendu dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée que parallèlement à celle-ci.

La masse de  $NM_2$ , par contre, est supérieure d'un facteur 2-3 aux valeurs calculées précédemment, ce qui est dans la marge d'incertitude. Il en ressort que le nuage  $NM_2$  a effectivement une forme ellipsoïdale dont les dimensions sont environ de : 2.5 pc x 1.7 pc x 0.3 pc.

#### \* Granulation

Connaître la densité volumique d'un nuage, ou du moins une valeur approchée, est non seulement intéressant pour estimer ses dimensions mais cela permet de plus de calculer la masse de Jeans correspondant aux conditions physiques du milieu.

Rappelons que la masse de Jeans, ou masse critique,  $M_J$ , indique la plus grande quantité de matière gravitationnellement stable dans un milieu de densité et de température données. Elle se déduit du théorème du viriel (moyenne de l'énergie cinétique = moyenne de l'énergie gravitationnelle) :

$$3kT_K = \left( \frac{G \cdot M_J}{R_J} \right) \cdot m_{H2}$$

En choisissant un volume sphérique de rayon  $R_J$  - le rayon de Jeans - :

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \cdot R_J^3 \cdot n_{H2} \cdot m_{H2}$$

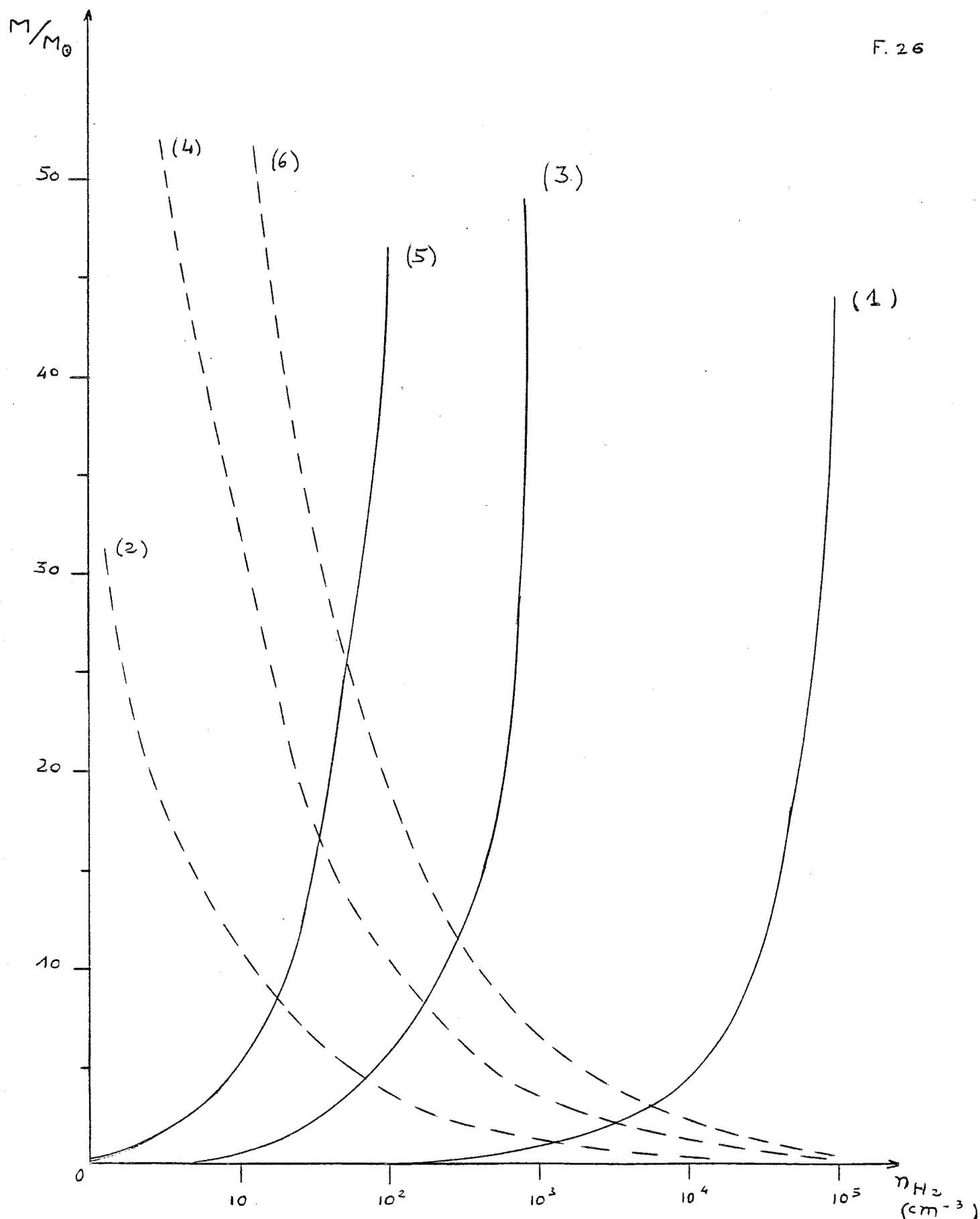


Figure 26 : En trait continu est représentée la masse,  $M_c/M_\odot$ , d'une sphère de rayon  $R = 0.1$  pc (courbe 1),  $R = 0.5$  pc (courbe 3), et  $R = 1$  pc (courbe 5); en pointillé est représentée la masse de Jeans,  $M_J/M_\odot$ , d'un milieu dont la température cinétique  $T_K = 10$  K (courbe 2),  $T_K = 20$  K (courbe 4) et  $T_K = 30$  K (courbe 6) en fonction de la densité.

$$\text{d'où } M_J = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^2 \cdot \left[ \frac{3kT_K}{G \cdot m_{H_2}^{4/3} \cdot n_{H_2}^{1/3}} \right]^{3/2}$$

$$\text{et } R_J = \frac{3}{m_{H_2}} \cdot \sqrt{\frac{kT_K}{4\pi \cdot G \cdot n_{H_2}}}$$

$$\text{soit : } \boxed{\frac{M_J}{M_\odot} = 1.12 \left( \frac{T_K}{20 \text{ K}} \right)^{3/2} \cdot \left( \frac{n_{H_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2}}$$

A titre de comparaison la masse d'un nuage sphérique de rayon  $R$  et de densité  $n_{H_2}$  vaut :

$$\frac{M_c}{M_\odot} = 4.36 \cdot 10^3 \left( \frac{R}{1 \text{ pc}} \right)^3 \cdot \left( \frac{n_{H_2}}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)$$

La variation des masses  $M_J$  et  $M_c$  en fonction de la densité est représentée sur la figure 26. Il en ressort que dans un nuage moléculaire chaud où la densité est de l'ordre de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  seuls sont gravitationnellement stables des volumes dont la taille ne dépasse pas quelques dixièmes de parsec.

Dans le cas des deux nuages moléculaires de la région de W48 la densité vaut  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  et la température cinétique vaut 18 K et 26 K. Les masses de Jeans correspondantes sont de :

$$(M_J)_1 = 0.9 M_\odot \text{ pour } NM_1$$

$$(M_J)_2 = 1.6 M_\odot \text{ pour } NM_2$$

Les rayons de Jeans associés valent respectivement 0.06 pc et 0.07 pc.

Notons que la densité volumique dépend du facteur de remplissage et que les valeurs utilisées, calculées pour un facteur  $\eta_f$  égal à 1 sont des limites inférieures. Cependant comme les masses et rayons de Jeans dépendent en  $1/\sqrt{n_{H_2}}$  de la densité, l'erreur commise en négligeant la granulation ne se répercute que faiblement sur  $M_J$  et  $R_J$ .

En cas de granulation on peut raisonnablement assimiler les globules à des sphères de masse  $M_J$  et de rayon  $R_J$  et en déduire le nombre  $n_c$  minimum de grappes par lobe d'antenne pour un facteur de remplissage  $\eta_f = (\eta_f)_{\min}$  (cf tableau 14). Lorsqu'il y a plusieurs globules par lobe on peut définir  $\eta_f$  par :

Tableau 15 : Récapitulation des données  
sur les nuages moléculaires

	Nuage NM <sub>1</sub>	Nuage NM <sub>2</sub>
Vitesse d'ensemble	40.1 km/s	42.6 km/s
Largeur des raies	1.3 km/s	> 2 km/s
Température cinétique	18 K	26 K
Etendue	2.3 pc x 0.7 pc	2.5 pc x 1.7 pc
Epaisseur	~ 0.1 pc	~ 0.3 pc
Masse	> 500 M <sub>⊙</sub>	> 1000 M <sub>⊙</sub>
Granulation	très probable	très probable

$$\eta_f = n_c \cdot (\theta_c / \theta_b)^2$$

où  $\theta_c$  et  $\theta_b$  sont la taille d'un globule et celle du lobe; d'où

$$n_c = \eta_f \cdot \left( \frac{D \cdot \theta_b}{R_J} \right)^2 \quad \text{où } D \text{ est la distance de la source}$$

Le facteur minimum de remplissage vaut environ 0.1 pour le nuage  $NM_1$  et 0.2 pour le nuage  $NM_2$ . Il en résulte qu'un lobe d'antenne contient 12 grappes dans  $NM_1$  et 18 grappes dans  $NM_2$ .

En multipliant  $n_c$  par la masse d'une grappe  $M_J$  et par le nombre de lobes sur lesquels s'étend la source on obtient une estimation de la masse du nuage. Soit :

$$M_1 \sim 110 M_\odot \text{ pour } NM_1$$

$$\text{et } M_2 \sim 860 M_\odot \text{ pour } NM_2$$

Ces valeurs sont à considérer comme les limites inférieures des masses des nuages et, dans cette mesure, confirment les résultats obtenus à partir de la colonne-densité; à savoir que la masse de  $NM_1$  vaut plusieurs centaines de masses solaires et celle de  $NM_2$  quelques milliers de masses solaires.

#### d. Récapitulation sur les objets observés dans W48

Par les observations de la molécule d'ammoniac nous avons découvert dans la région de W48 deux nuages moléculaires dont les caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 15. La question maintenant se pose de savoir si la présence de ces deux nuages à proximité l'un de l'autre est fortuite ou bien si ils sont en contact physique. Différents points tendent à prouver qu'il n'y a pas d'interaction entre eux :

- d'abord la différence de température entre eux, de plus de 8 K, montre que les conditions physiques sont différentes dans les deux nuages

- ensuite l'étroitesse des raies dans  $NM_1$  n'est pas compatible avec une grande turbulence à l'intérieur du nuage comme ce serait le cas si  $NM_1$  et  $NM_2$  étaient en collision l'un avec l'autre

- enfin il n'y a de gradient de vitesse systématique dans aucun des deux nuages,  $NM_1$  et  $NM_2$  sont bien séparés sur les

cartes ( Vitesse, Déclinaison ) de la figure 25. Or si ils étaient en interaction on trouverait à leur interface des molécules à des vitesses intermédiaires.

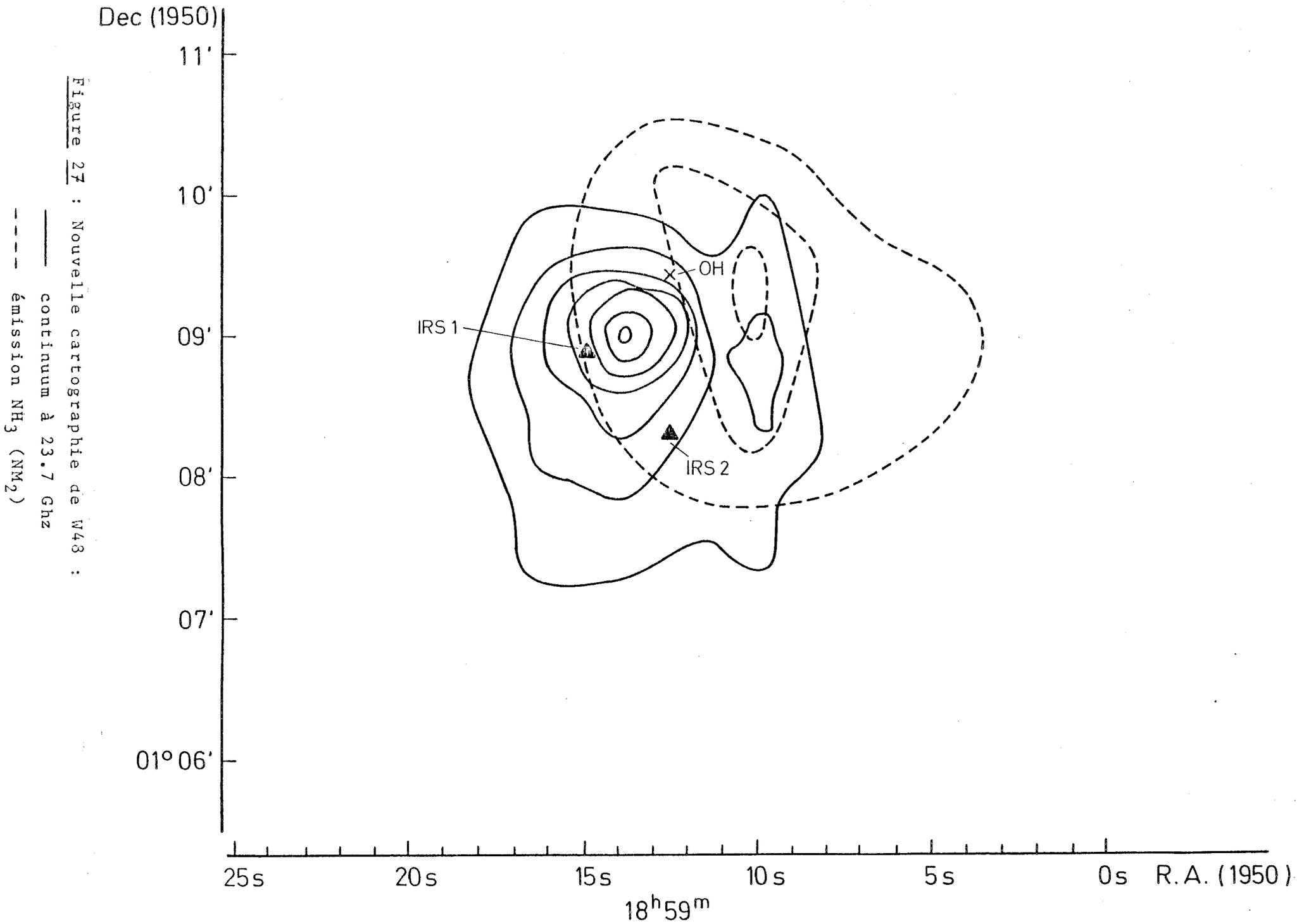
Il semble donc bien que la proximité de  $NM_1$  et  $NM_2$  soit une simple coïncidence.

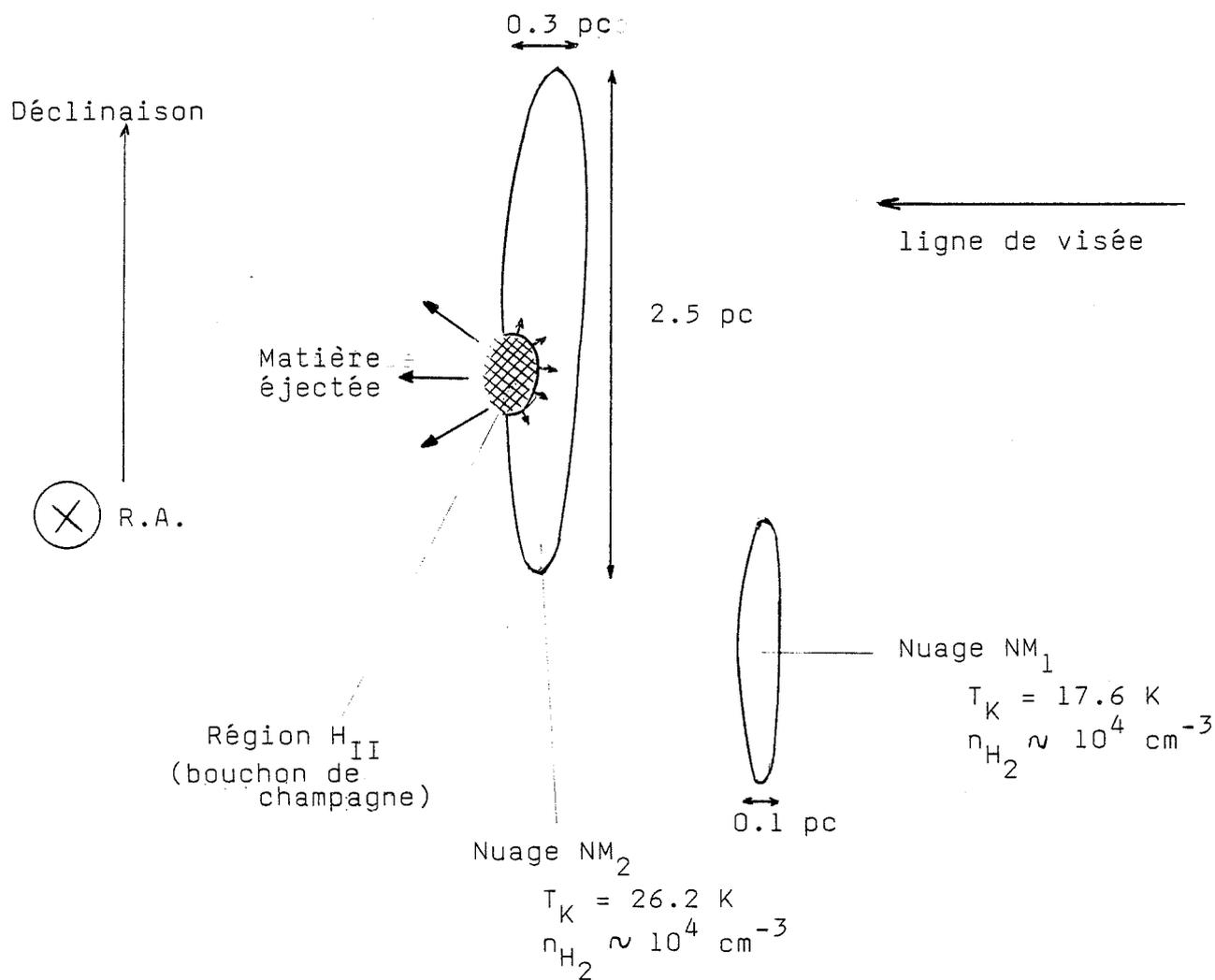
Il reste à expliquer la présence de molécules à plus grande vitesse ( $V_3$ ); elles se situent à l'est de  $NM_2$ , à la position du continuum. Il pourrait s'agir des restes d'un troisième nuage moléculaire,  $NM_3$ , qui serait entré en collision avec  $NM_2$ . L'énergie de la collision aurait initié le processus de formation d'étoile et serait à l'origine de la région  $H_{II}$ . Il est possible d'estimer la masse de ces molécules à plus grande vitesse à partir de leur colonne-densité. Comme elles occupent à peu près 2 lobes d'antenne et que leur colonne-densité vaut environ  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  leur masse  $M \sim 5.2 \cdot 10^{34} \text{ g} \sim 26 M_{\odot}$ . On peut alors estimer leur énergie de collision avec le nuage  $NM_2$ ,  $E_{\text{coll.}} = 1/2 M \cdot (V_3 + V_2) \cdot (V_3 - V_2)$ , à  $\sim 3 \cdot 10^{30} \text{ J}$  et la comparer à l'énergie gravitationnelle de  $NM_2$ . En assimilant le nuage à une sphère de rayon  $R = 1.1 \text{ pc}$ , son énergie,  $E_{\text{gravi.}} = 3/5 (G \cdot M^2 / R)$ , vaut  $\sim 1.9 \cdot 10^{40} \text{ J}$ . L'énergie de la collision - éventuelle - représente donc 10% de l'énergie gravitationnelle du nuage  $NM_2$ ; ce qui paraît bien faible pour provoquer dans  $NM_2$  une instabilité gravitationnelle et initier un processus de formation d'étoile.

D'autre part, s'il s'agissait d'une collision de deux nuages, la partie non perturbée de  $NM_3$  devrait être détectable; or les observations n'ont montré aucun autre spectre ayant une composante à une vitesse supérieure ou égale à  $V_3$  et d'intensité non négligeable.

L'hypothèse d'un troisième nuage moléculaire doit être rejetée.

Si il n'existe pas de nuage  $NM_3$ , c'est que ces molécules appartenaient à  $NM_2$ , la différence de vitesse de quelques km/s peut provenir d'une accélération. Ces molécules à la vitesse  $V_3$  seraient éjectées du nuage moléculaire  $NM_2$ ; ce qui nous ramène au modèle du bouchon de champagne, c'est à dire à un stade





**Figure 28** : La région de W48 telle qu'elle apparaît dans un plan parallèle à la ligne de visée. La distance séparant le nuage NM<sub>2</sub> de NM<sub>1</sub> est arbitraire.

avancé de la formation d'une étoile chaude et massive.

En effet l'hypothèse du bouchon de champagne avancée au chapitre IV.2 semble confirmée par les nouvelles informations dont nous disposons maintenant.

La carte récapitulative de la figure 27 montre les positions relatives des trois objets intéressants :

la source radio liée à la source infra-rouge

le maser OH

le maximum d'émission  $\text{NH}_3$

\* La région  $\text{H}_{\text{II}}$  est située sur un bord du nuage moléculaire  $\text{NM}_2$ , elle est en expansion, comme le montre l'analyse des vitesses des raies de recombinaison, et le front de choc qu'elle a initié a atteint, d'un côté, le bord du nuage et formé un bouchon de champagne. De la matière ionisée est éjectée ainsi qu'une partie du nuage placentaire (les molécules à la vitesse  $V_3$ ) dans le milieu interstellaire diffus. Deux critères montrent que le phénomène du bouchon de champagne se situe sur l'arrière - par rapport à l'observateur - du nuage  $\text{NM}_2$  : premièrement le fait que la vitesse des molécules éjectées,  $V_3$ , comme la vitesse des raies de recombinaison est supérieure à la vitesse,  $V_2$ , du nuage moléculaire; deuxièmement le fait que W48 ne soit pas visible sur les plaques photographiques du POSS.

Dans un plan parallèle à la ligne de visée la région apparaît ainsi que le montre la figure 28. La position du nuage  $\text{NM}_1$  a été choisie de façon arbitraire; le fait qu'il ne semble pas perturbé par le processus de formation d'étoile laisse penser qu'il se situe en avant de  $\text{NM}_2$ .

En suivant le modèle de formation d'étoile exposé au paragraphe IV.2, étant donné que l'expansion de la région  $\text{H}_{\text{II}}$  se situe dans la phase finale de la formation de l'étoile, on peut estimer à quelques  $10^6$  ans l'âge de W48.

\* Les masers OH par contre apparaissent à un stade moins avancé. Ils se forment dans le cocon dense de poussières et de gaz qui limite l'effondrement de l'enveloppe interne (cf figure 18) et les conditions physiques favorables à l'émission maser dispa-

raissent lorsque la région  $H_{II}$  s'étend. Il s'agit donc à la position du maser OH d'un second site de formation d'étoile moins évolué.

\* Reste enfin le maximum d'émission  $NH_3$ , il n'est associé avec aucun objet apparent caractéristique d'un site de formation d'étoile tel que maser ou composant IR compact. Il est situé à environ 30 secondes d'arc i.e. 0.5 pc de la région maser. Serait-il possible que l'instabilité gravitationnelle qui est à l'origine des deux sites plus évolués ait laissé non perturbée la partie la plus dense du nuage ? Il est plus vraisemblable que nous ayons ici également un site de formation d'étoile, plus jeune que les précédents, peut-être au début de la phase d'accrétion, dont l'émission infra-rouge n'est pas encore détectable.

La région de W48 est donc le siège de formation d'un groupe d'étoiles dont l'évolution est différemment avancée. Les objets les plus évolués se situent près du bord du nuage et les objets les plus jeunes vers le centre du nuage.

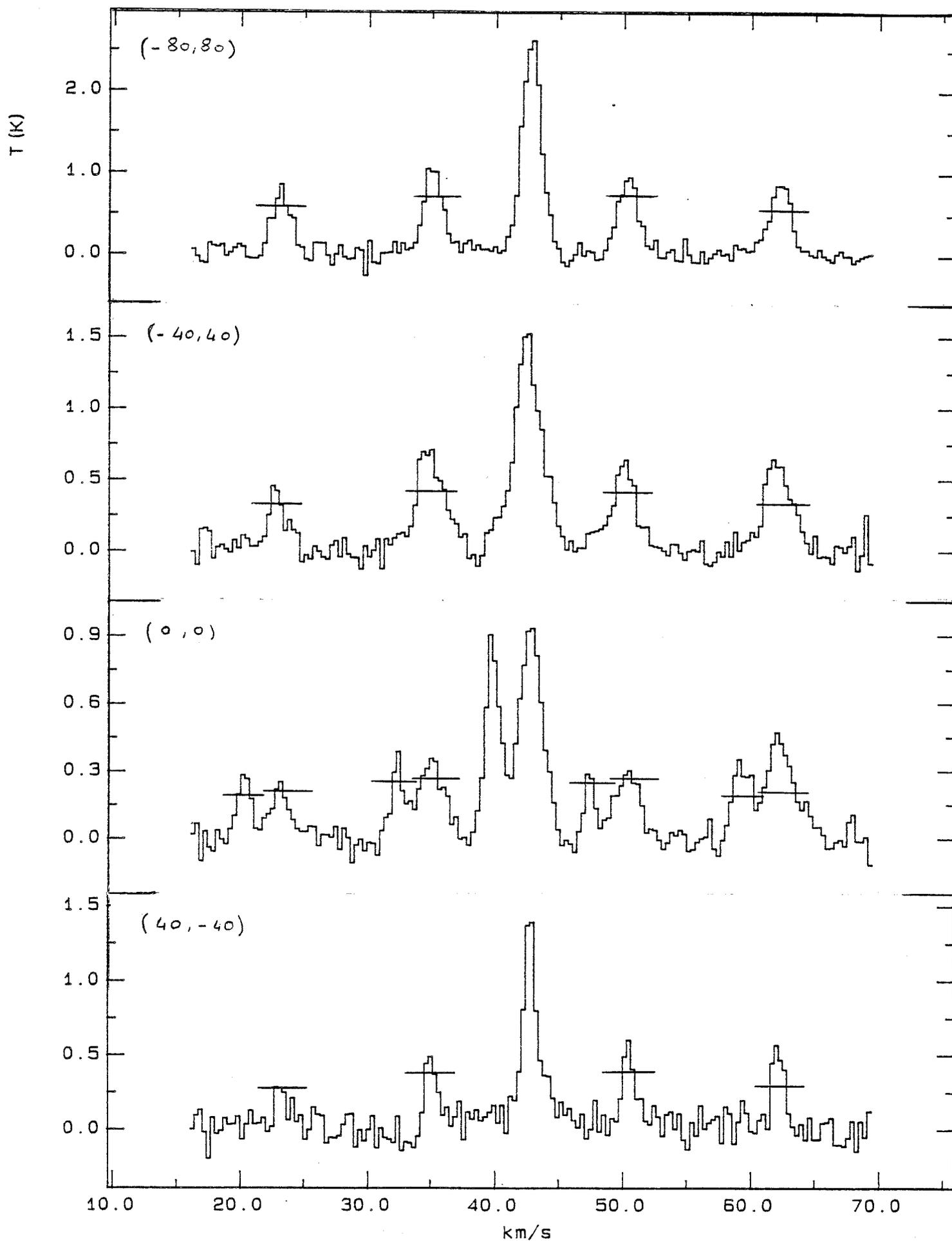


Figure 29 : Echantillon de spectres de  $\text{NH}_3(1,1)$  choisis le long d'une diagonale orientée NE-SO. Les amplitudes des satellites à l'ETL sont repérées par un trait horizontal.

W48

Time: 2646.0 sec  
Freq.: 23694.49414 MHz

R.A. (1950) 18 59 10.1  
Decl. (1950) 1 9 31.3

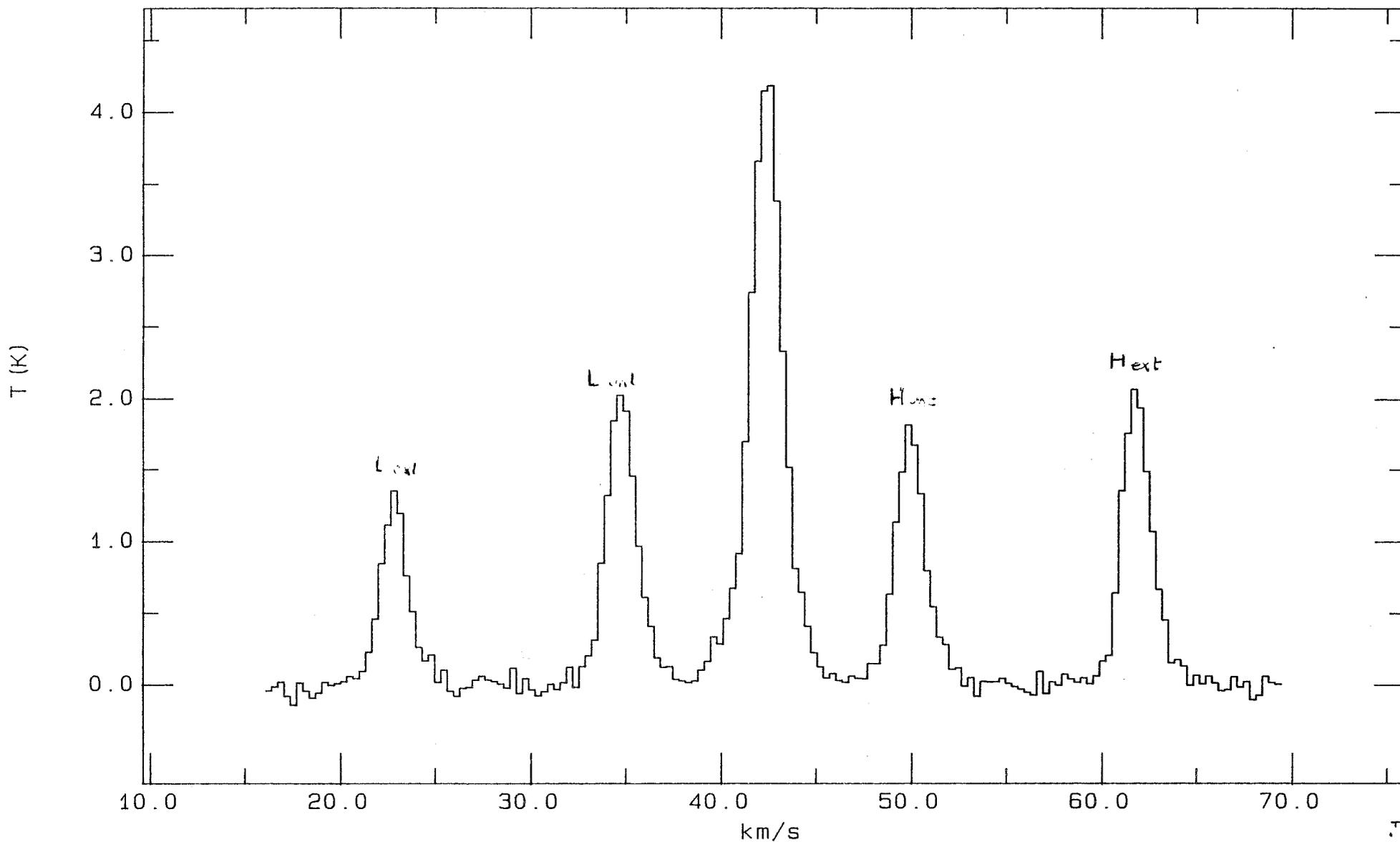


Figure 30 : Spectre de la raie (1,1) obtenue au maximum d'émission  $\text{NH}_3$

## V. Les anomalies hyperfines

Dans le chapitre précédent nous venons de passer en revue les différents éléments de W48 pour obtenir une vue d'ensemble de la région. Revenons maintenant aux spectres individuels de la raie d'inversion  $\text{NH}_3(1,1)$  ; la figure 29 montre un échantillon de ces spectres choisis le long de la diagonale orientée du Sud-Est au Nord-Ouest traversant la zone cartographiée (cf figure 21.a). Il est remarquable que le profil de ces raies n'est pas symétrique : les deux satellites externes comme les deux satellites internes ne sont pas identiques entre eux. Cette asymétrie se retrouve d'ailleurs dans la plupart des spectres du nuage  $\text{NM}_2$  ; par contre seuls quelques spectres du nuage  $\text{NM}_1$  présentent un profil dissymétrique.

### 1. Explication et calculs théoriques

Cette assymétrie, dénommée anomalies hyperfines, a été étudiée par Matsakis et al. (1977) et Guilloteau (1984). Un travail récent de J. Stutzki (1984) montre qu'elle est assez répandue : sur 23 sources où de l'ammoniac a été observé, 13 présentent des spectres à profil assymétrique.

Le profil typique d'une raie d'inversion  $\text{NH}_3(1,1)$  avec des anomalies hyperfines est montré par la figure 30 - c'est le spectre obtenu au maximum d'émission, à la position d'offsets  $\Delta\alpha = -40''$ ,  $\Delta\delta = 80''$  -. Le satellite externe à grande vitesse ( $H_{\text{ext}}$ ) est beaucoup plus intense que le satellite externe à petite vitesse ( $L_{\text{ext}}$ ), et le satellite interne à grande vitesse ( $H_{\text{int}}$ ) est moins important que le satellite interne à petite vitesse ( $L_{\text{int}}$ ). Ces écarts sont dûs à une déviation des populations des sous-niveaux du doublet (1,1) par rapport à leurs valeurs à l'équilibre thermodynamique. Ils peuvent s'expliquer par des recouvrements des composantes hyperfines de la transition infrarouge ( $\Delta J=1, \Delta K=0$ ) du doublet (2,1) vers le doublet (1,1).

La structure hyperfine de cette raie est donnée par la figure 31. Les deux groupes de composantes reliant, d'une part

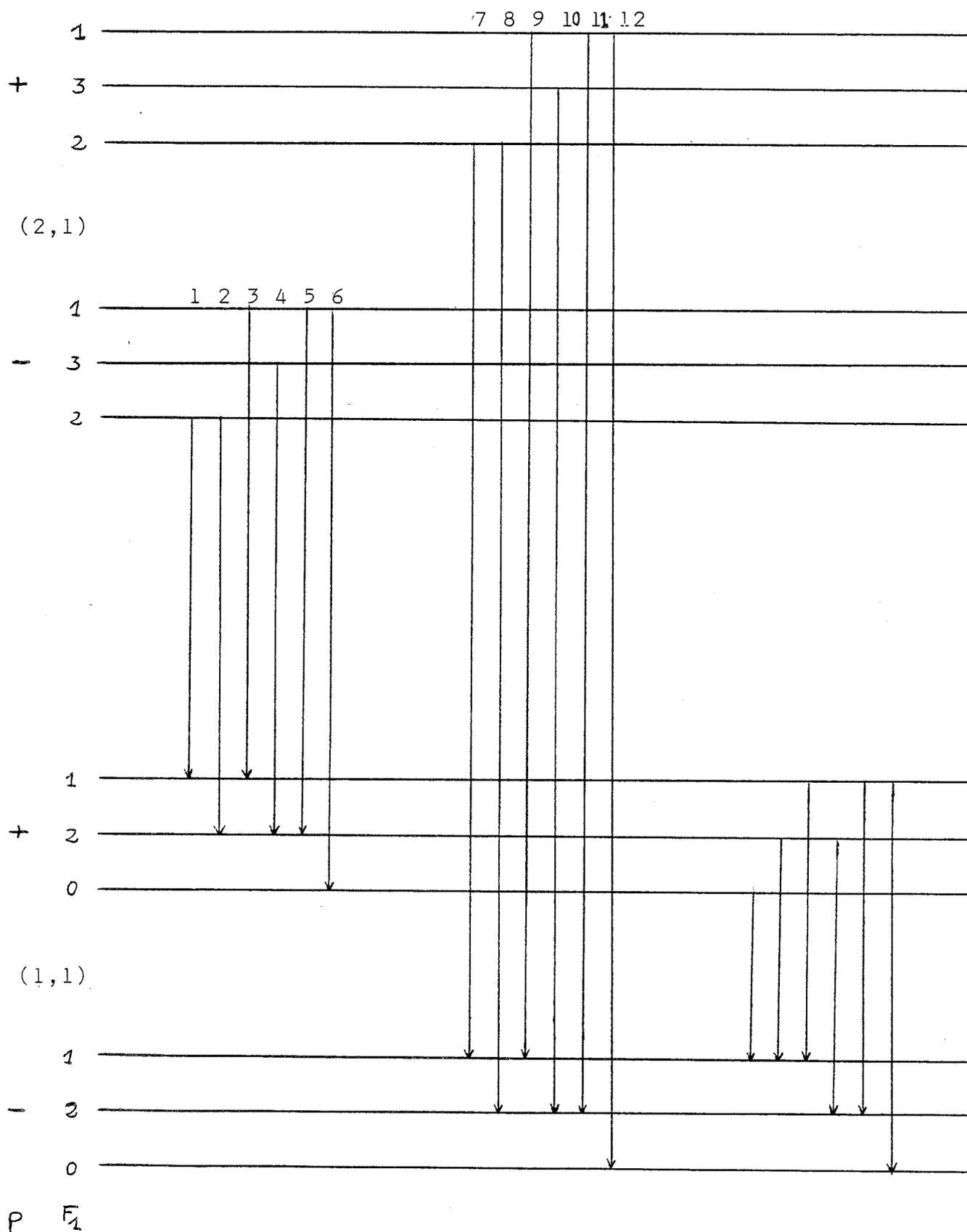


Figure 31.a. : Structure hyperfine quadripolaire de la transition infra-rouge  $(2,1) \rightarrow (1,1)$ . (Les énergies des niveaux ne sont pas représentées à l'échelle)

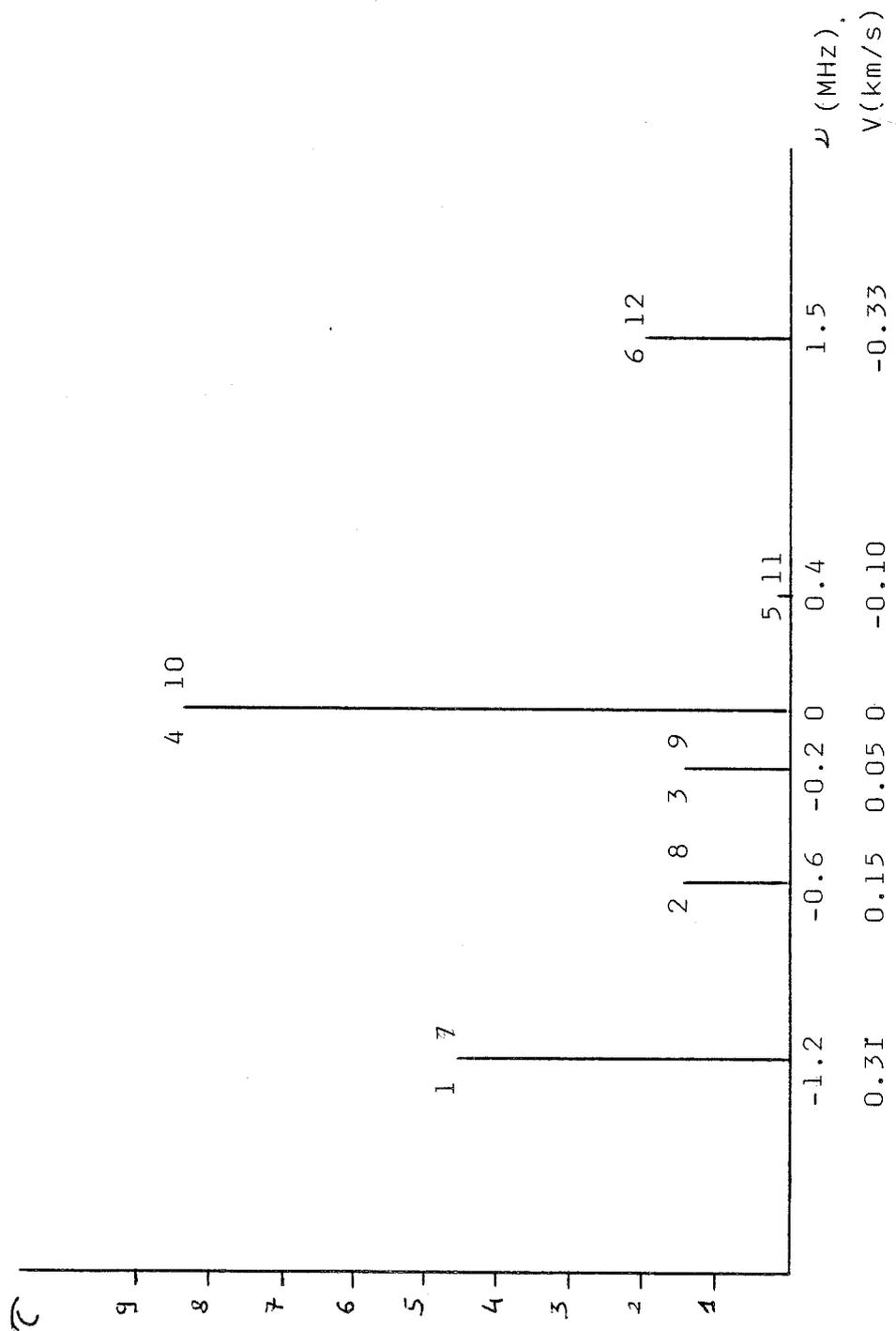


Figure 31.b. : Spectre de la transition  $(2,1) \rightarrow (1,1)$  à l'équilibre thermodynamique. Les fréquences sont données relativement à :  
 $\nu_0 = 1168831.9$  MHz pour les composantes 1 à 6, et à  
 $\nu'_0 = 1215625.2$  MHz pour les composantes 7 à 12.  
(L'échelle choisie pour l'épaisseur optique est arbitraire)

le niveau inférieur du doublet (2,1) au niveau supérieur du doublet (1,1) - les raies 1 à 6 - et, d'autre part, le niveau supérieur de (2,1) au niveau inférieur de (1,1) - les raies 7 à 12 - ont un comportement similaire. Considérons par exemple le premier groupe : l'écart entre les composantes externes est de  $\approx 0.6$  km/s. Lorsque la largeur des raies est assez importante pour que toutes les composantes se recouvrent, tous les photons infra-rouge sont également piégés par capture radiative et les six raies tendent à saturer. Les échanges entre les niveaux sont alors trop nombreux pour que leur population puisse dévier de l'équilibre thermodynamique. Par contre, lorsque la largeur des raies est inférieure ou égale à 0.5 km/s, le recouvrement, toujours important entre les raies 2, 3, 4 et 5, touche moins fortement les raies 1 et 6. L'intensité de ces dernières augmente, mais, comme elles sont moins soumises aux captures radiatives, elles n'atteignent pas la saturation et ne redépeuplent pas les niveaux  $F_1=1$  et  $F_1=0$  de (1,1). Le bilan est :

- un surpeuplement relatif des niveaux  $F_1 = 0$  par l'effet des composantes 6 et 12 qui explique l'intensité relative anormalement élevée du satellite externe  $H_{ext}$

- un surpeuplement des niveaux  $F_1 = 1$  par rapport aux niveaux  $F_1 = 2$  dû à l'affaiblissement de la composante 4 au profit des composantes 3 et surtout 1. Ceci explique la dissymétrie entre les satellites internes et la prépondérance de  $L_{int}$  ( $F_1=1 \rightarrow F_1=2$ ) sur  $H_{int}$  ( $F_1=2 \rightarrow F_1=1$ ).

Pour vérifier ce modèle Guilloteau (1984) a résolu numériquement sur ordinateur les équations d'équilibre statistique en utilisant le formalisme des probabilités d'échappement que nous avons vu dans le paragraphe II.2. Le programme de calcul adopte les mêmes hypothèses simplificatrices à savoir un nuage sphérique et uniforme avec une redistribution complète des fréquences; ce qui permet d'utiliser une expression simple de l'intensité moyenne du rayonnement émis par une raie  $i$  au centre du nuage :

$$J_i = \sum_j P_{ij} \cdot S_j + P_i \cdot I_{bb}$$

Les résultats obtenus, en ce qui concerne l'intensité des compo-

Tableau 16 : Résultats théoriques

Intensités des cinq composantes ( $C$ ,  $L_{\text{ext}}$ ,  $L_{\text{int}}$ ,  $H_{\text{int}}$ ,  $H_{\text{ext}}$ ) calculées avec les paramètres suivants :

$$N_{\text{NH}_3} = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

$$T_K = 25 \text{ K}$$

$$(\Delta v_D)_{\text{intr}} = 0.4 \text{ km/s}$$

$n_{\text{H}_2}$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$C$ (K)	$L_{\text{ext}}$ (K)	$L_{\text{ext}}/C$	$L_{\text{int}}$ (K)	$L_{\text{int}}/C$
$8.5 \cdot 10^3$	4.84	2.04	0.42	2.82	0.58
$2.7 \cdot 10^4$	8.16	2.76	0.34	4.0	0.50
$8.5 \cdot 10^4$	10.9	3.18	0.29	4.76	0.44
$2.7 \cdot 10^5$	12.3	3.35	0.27	5.07	0.41
$8.5 \cdot 10^5$	12.8	3.37	0.26	5.11	0.40
obs.	4.11	1.26	0.31	1.98	0.48

$H_{\text{int}}$ (K)	$H_{\text{int}}/C$	$H_{\text{ext}}$ (K)	$H_{\text{ext}}/C$
2.67	0.55	2.48	0.51
3.64	0.45	3.68	0.45
4.23	0.39	4.48	0.41
4.48	0.36	4.81	0.39
4.51	0.35	4.84	0.38
1.70	0.41	1.99	0.48

santes de la raie (1,1), sont rassemblés dans le tableau 16. Les calculs ont été effectués en prenant en compte les cinq premiers niveaux du para-NH<sub>3</sub> - i.e. les doublets (1,1), (2,2), (2,1), (3,2) et (3,1) - et pour une valeur de la colonne-densité de NH<sub>3</sub> de  $2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , une température cinétique du nuage de 25 K et des largeurs intrinsèques de raies de 0.4 km/s, la densité du nuage,  $n_{\text{H}_2}$ , variant de  $8.5 \cdot 10^3$  à  $8.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

Comme le montre le tableau 16, les valeurs calculées sont en parfait accord avec les prévisions du modèle : les anomalies hyperfines de la raie d'inversion NH<sub>3</sub>(1,1) sont dûes à un recouvrement partiel des composantes hyperfines de la transition (2,1) --> (1,1) et apparaissent dans un milieu où la largeur intrinsèque des raies est inférieure à 0.6 km/s.

## 2. Conséquences

La plupart des profils de NH<sub>3</sub>(1,1) observés dans NM<sub>2</sub> présentent des anomalies hyperfines similaires à celles du spectre de la figure 30. Cependant les largeurs de raies mesurées dans le nuage sont supérieures ou égales à 2 km/s alors que la théorie implique des largeurs de raies de l'ordre de 0.5 km/s.

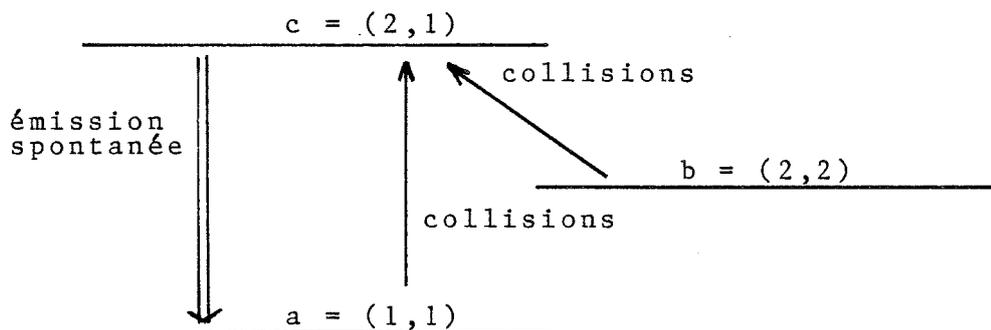
Dans le chapitre IV.3.b. nous avons vu que la température cinétique de NM<sub>2</sub> est de 26 K, à cette valeur correspond une largeur thermique des raies de 0.2 km/s. Cependant la répartition d'ammoniac n'est pas uniforme; le nuage est très probablement formé de plusieurs grappes denses, à raison d'une dizaine de grappes par lobe d'antenne et les raies observées sont le résultat de la superposition des raies émises dans chaque globe.

Considérons maintenant une grappe du nuage NM<sub>2</sub> : les mouvements thermiques des molécules y provoquent des raies larges de quelques dixièmes de km/s et les conditions sont favorables à la formation de raies (1,1) présentant des anomalies hyperfines. Si quelques turbulences à l'intérieur du nuage engendrent des mouvements relatifs entre les globules, les raies formées dans

chaque grappe auront des vitesses centrales légèrement différentes. Le profil mesuré, résultant de l'émission des globules compris dans un lobe d'antenne, aura alors effectivement quelques km/s de largeur tout en présentant les anomalies hyperfines qui se forment dans chaque grappe. Cela correspond aux observations faites dans W48. De plus la valeur de  $n_c$  - le nombre de grappes par lobe - de 18 pour  $NM_2$ , calculé au paragraphe 3.c, est compatible avec une largeur de 2.5 km/s pour le profil résultant observé.

Les caractéristiques de la raie (1,1) à la position du maximum d'émission  $NH_3$  ont été reportées dans le tableau 16. Elles sont intermédiaires entre les valeurs théoriques calculées à une densité  $n_{H_2} = 2.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  et  $n_{H_2} = 8.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Il en résulte que, d'après ce modèle, la densité à l'intérieur d'une grappe est proche de  $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . L'estimation de la densité du nuage à partir de la température d'excitation, et en négligeant la granulation, avait donné une valeur de sensiblement  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Une densité de  $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  correspond, selon le modèle à deux niveaux, à une température d'excitation de 15.9 K pour une température cinétique de 25 K (cf figure 9). En comparant cette valeur de  $T_{ex}$  aux valeurs obtenues en négligeant la granulation, soit  $T_{ex} \sim 8 \text{ K}$  (cf tableau 14), on obtient un facteur de remplissage  $\eta_f \sim 0.5$ . Cette valeur est bon accord avec les résultats du chapitre IV où le facteur de remplissage minimum, correspondant à la thermalisation des doublets d'inversion métastables, calculé pour le nuage  $NM_2$ , variait autour de 0.2. Il en résulte que le nuage  $NM_2$  a une densité de  $n_{H_2} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  et un facteur de remplissage du lobe d'antenne de  $\sim 50\%$ .

Le fait que les profils des spectres issus de  $NM_1$  soient, dans l'ensemble, à peu près symétriques peut s'expliquer par la plus faible température cinétique de ce nuage. Dans un milieu trop froid pour peupler de façon notable le niveau (2,1), la transition (2,1)  $\rightarrow$  (1,1) ne sera pas assez intense pour faire dévier les populations des sous-niveaux de (1,1) de leurs valeurs à l'ETL. En effet, reprenons le schéma des 3 premiers niveaux du para- $NH_3$  que nous avons vu dans le paragraphe II.1 :



L'intensité de la transition radiative de (2,1) vers (1,1) dépend de l'efficacité des collisions excitatives qui peuplent le niveau (2,1) c'est à dire des taux de collisions  $C_{bc}$  et  $C_{ac}$ , la contribution des autres niveaux étant négligeable.

Les valeurs de ces taux, calculés par S. Green, sont :

$T_K$ (K)	15	30
$C_{bc}$ ( $s^{-1}.cm^{-3}$ )	$1.5 \cdot 10^{-11}$	$2.7 \cdot 10^{-11}$
$C_{ac}$ ( $s^{-1}.cm^{-3}$ )	$7.0 \cdot 10^{-13}$	$5.4 \cdot 10^{-12}$

Le rapport des taux de collisions entre 15K et 30 K vaut  $\sim 1.8$  pour  $C_{bc}$  et  $\sim 7.7$  pour  $C_{ac}$ . Les collisions excitatives qui peuplent le niveau (2,1) sont donc 2 à 8 fois moins efficaces à 15 K qu'à 30 K. Ceci explique la différence entre  $NM_2$ , où  $T_K \sim 26$  K, et  $NM_1$  où  $T_K \sim 18$  K.

Notons enfin que l'exploitation des résultats observationnels et le calcul des paramètres physiques exposés au chapitre II reposent sur l'hypothèse que les niveaux sont en équilibre thermodynamique. Dans quelle mesure des déviations par rapport à cet équilibre, du moins pour les sous-niveaux de (1,1), se répercutent-elles sur les résultats obtenus? Une comparaison entre les résultats du programme de calcul de transfert de rayonnement et les résultats déduits de profils symétriques montre que :

\* l'épaisseur optique, telle qu'elle est calculée de façon classique (à l'ETL), est sur-estimée d'environ un facteur 2

\* les températures d'excitation, par contre, des composantes centrales de (1,1) et (2,2) ne sont pas modifiées.

La présence d'anomalies hyperfines ne remet donc pas en question les résultats obtenus au chapitre III.3., étant donné les incertitudes de mesures. Simplement le fait que les anomalies hyperfines soient plus répandues dans le nuage  $NM_2$  que dans  $NM_1$  provoque une surestimation de l'épaisseur optique de  $NM_2$  par rapport à celle de  $NM_1$ . L'opacité réelle de  $NM_2$  est probablement proche de 1, celle de  $NM_1$  avoisinant 2.

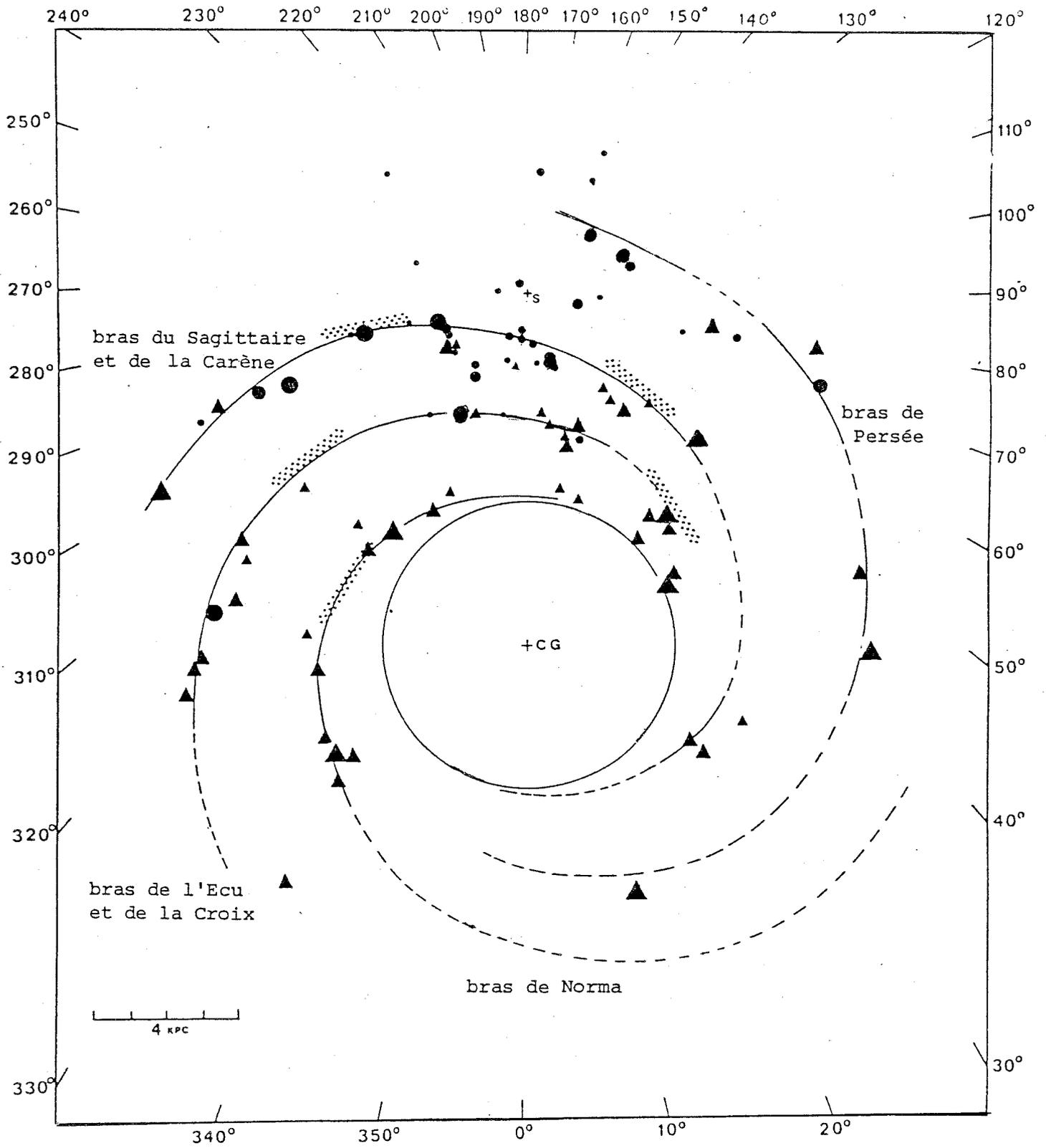
## Conclusion

Nous avons abordé dans ce travail quelques aspects de l'étude du milieu interstellaire en recherchant des raies, du domaine centimétrique, de la molécule d'ammoniac dans un nuage moléculaire chaud.

Nous avons vu combien il est nécessaire, tout d'abord, de connaître la structure de la molécule choisie pour l'investigation de la source galactique, et donc combien la précision des mesures faites en laboratoire de spectroscopie est utile à l'astrophysicien.

Nous avons pu apprécier également les performances techniques d'un radio-télescope tel que celui d'Effelsberg qui est particulièrement bien adapté à la recherche détaillée de la structure interne d'une source galactique. Il est tout à fait complémentaire de plus petits télescopes, du domaine millimétrique, tel que celui de Bordeaux ou le tout nouveau télescope de 3 m de l'université de Cologne, qui, eux, sont particulièrement efficaces pour étudier des objets étendus.

Ce que nous avons également constaté au cours de cette étude est la grande incertitude sur les résultats obtenus. Elle est en partie d'origine instrumentale étant donné qu'il est impossible d'éliminer complètement le bruit du signal mesuré. Mais il y a également une incertitude fondamentale due au fait que tous les calculs présentés ici sont basés sur des modèles théoriques. Pour tester leur validité des confrontations avec de nombreuses observations sont encore nécessaires.



REGIONS HII   ● OPTIQUE   ▲ RADIO    $U > 200 \text{ pc cm}^{-2}$   
 ●   ▲    $200 > U > 110$   
 ●   ▲    $110 > U > 70$

Figure 32 : Le plan galactique d'après Georgelin et Georgelin (1975)

Annexe A

## Distance cinématique

Les observations de spectroscopie permettent de déterminer la vitesse radiale d'une source (par le déplacement Doppler) et, à condition de connaître la distribution de vitesse dans notre galaxie, d'en déduire sa distance. La distance ainsi déterminée est la distance cinématique de la source.

La structure de la galaxie est à peu près connue - grâce à la raie de l'atome d'hydrogène à 21 cm -. La distribution de masse n'est pas homogène, la matière étant fortement concentrée dans les bras spiraux, mais a approximativement une symétrie radiale (la figure 32, empruntée à Georgelin et Georgelin (1975) montre une vue du plan galactique avec les bras spiraux). La vitesse radiale augmente avec la distance au centre : la figure 33 (Blaauw and Schmidt, 1965) donne la courbe de rotation galactique résultant du modèle de Schmidt.

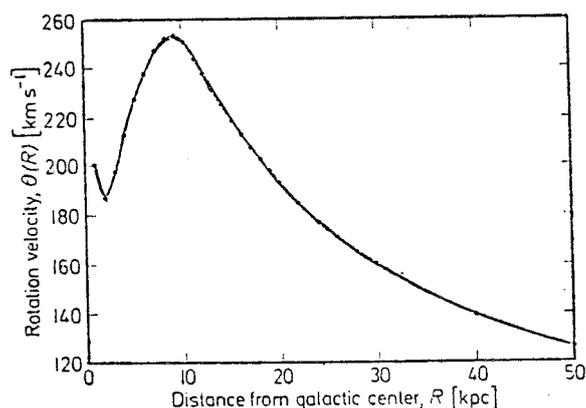


Fig. 33 Galactic rotation curve for a mass model in which the mass density,  $\rho$ , is given by  $\rho = 3930 R^{-1} - 0.02489 R$  for  $R \leq R_0$ , and  $\rho = 1449.2 R^{-4}$  for  $R > R_0$ . Here the mass density is in units of solar masses per cubic parsec, and  $R$  is the distance from the galactic center in parsecs. Near the Sun,  $R = R_0 = 10$  kiloparsecs and  $\rho = 0.145$  solar masses per cubic parsec. (After Schmidt, 1965, by permission of the University of Chicago Press)

Plaçons-nous dans le repère fixe du plan galactique ayant son

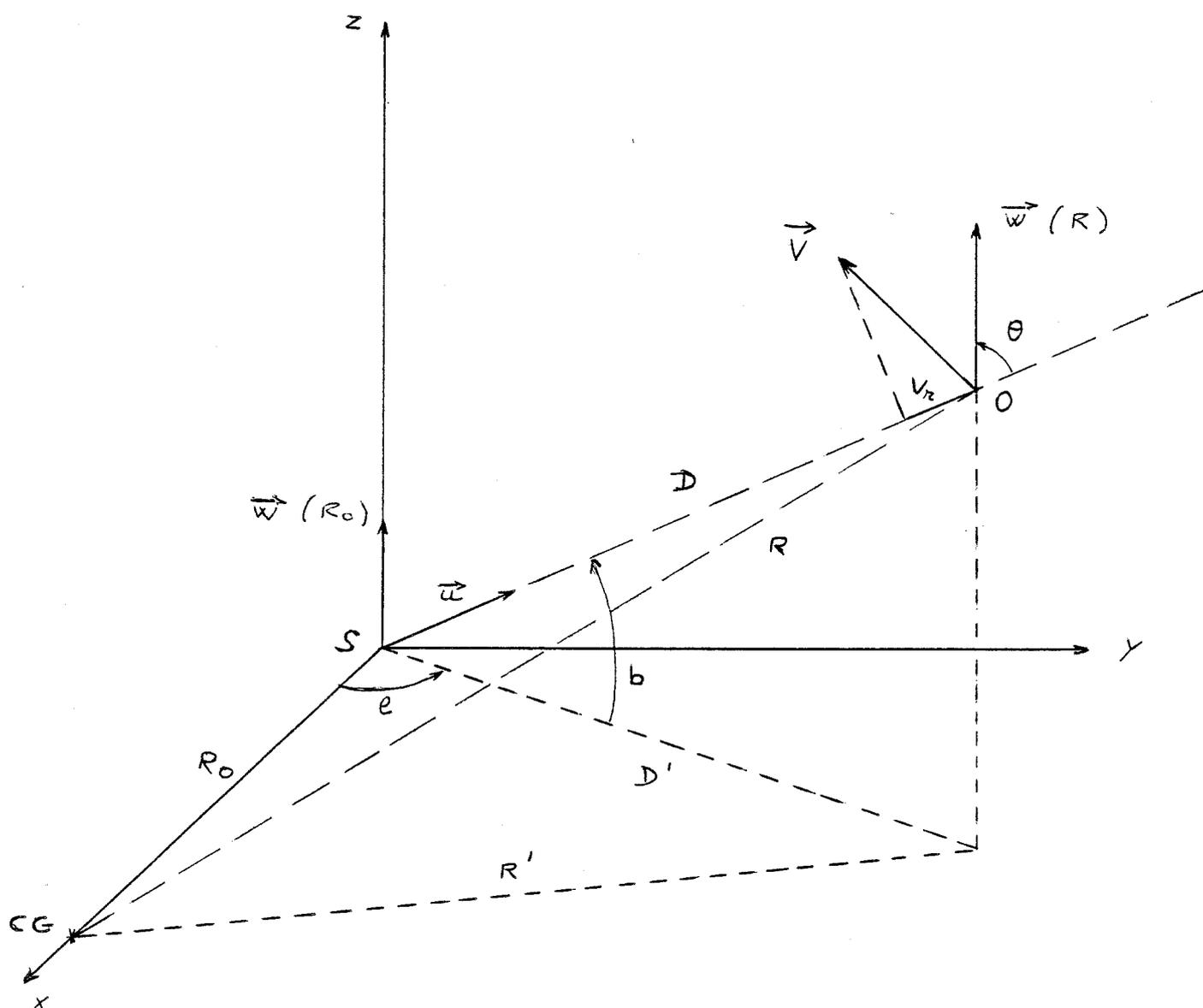


Figure 34 : le repère  $Sxyz$

origine au soleil, Sxyz, représenté sur la figure 34.

Le vecteur de rotation angulaire  $\vec{w}(R)$  est parallèle à Sz.

La vitesse linéaire d'un objet 0 est :  $\vec{V}_0 = \vec{w} \wedge \vec{R}$  par rapport à Sxyz et, par rapport à un repère lié à la terre, sa vitesse relative est :  $\vec{V} = [ \vec{w}(R) - \vec{w}(R_0) ] \wedge \vec{R}$

et la vitesse radiale  $V_r$  est la projection de  $\vec{V}$  sur la ligne de visée :

$$\begin{aligned} V_r &= [ ( \vec{w}(R) - \vec{w}(R_0) ) \wedge \vec{R} ] \cdot \vec{u} \\ V_r &= [ \vec{u} \wedge ( \vec{w}(R) - \vec{w}(R_0) ) ] \cdot \vec{R} \\ V_r &= | w(R) - w(R_0) | \cdot R \cdot \sin\theta \cdot \cos\mu \end{aligned}$$

$\theta$  est l'angle entre  $\vec{u}$  et  $\vec{w}(R)$  :  $\theta = \pi/2 + b$  et  $\sin\theta = \cos b$   
et  $\mu$  est l'angle entre  $\vec{R}$  et la perpendiculaire au plan  $(\vec{u}, \vec{w})$

Dans l'expression de  $V_r$  l'angle  $\mu$  intervient seulement par son cosinus; donc pour une même valeur de  $V_r$  deux directions de  $\vec{V}$  sont possibles selon que  $\mu$  soit positif ou négatif. Elles correspondent à deux positions de l'objet 0, en-deçà (courte distance) et au-delà (grande distance) de T, le point d'où part la perpendiculaire à la ligne de visée,  $\vec{u}$ , passant par le centre galactique, CG. L'ambiguïté ne peut être levée par les calculs, il faut faire appel à d'autres critères.

Pour des objets peu éloignés du soleil, tels que :  $D \ll R_0$

$$R \sim R_0 \quad \text{et} \quad \mu = \pi/2 - l$$

$$\text{Alors } V_r = R_0 \cdot | w(R) - w(R_0) | \cdot \sin l \cdot \cos b$$

$$\boxed{V_r = -2A \cdot (R - R_0) \cdot \sin l \cdot \cos b}$$

en notant :  $A = -1/2 \cdot R_0 \cdot (dw/dR)_{R_0}$

et en assimilant  $| w(R) - w(R_0) |$  à  $(dw/dR)_{R_0}$

\* Cas où  $b = 0^\circ$  et  $|l| < 90^\circ$

$$R^2 = R_0^2 + D^2 - 2R_0 \cdot D \cdot \cos l$$

Pour des objets peu éloignés  $R^2 \sim R_0^2 - 2R_0 \cdot D \cdot \cos l$

$$\text{et } R^2 - R_0^2 = (R - R_0)(R + R_0) \sim 2R_0 \cdot (R - R_0)$$

$$\text{Alors } \underline{V_r \sim 2A \cdot D \cdot \cos l \cdot \sin l = A \cdot D \cdot \sin 2l}$$

\* Cas où  $b \neq 0^\circ$  et  $|l| < 90^\circ$

$z$  est la distance au plan galactique de l'objet O

Notons  $D'$  la projection de  $D$  sur ce plan

et  $R'$  la projection de  $R$

$$z = D \cdot \sin b \quad ; \quad D' = D \cdot \cos b$$

$$R'^2 = R_0^2 + D'^2 - 2R_0 \cdot D' \cdot \cos l$$

$$= R^2 + D^2 \cdot \cos^2 b - 2R \cdot D \cdot \cos b \cdot \cos l$$

$$R^2 = D^2 \cdot \sin^2 b + R'^2 = R_0^2 + D^2 - 2R_0 \cdot D \cdot \cos b \cdot \cos l$$

$$D' \text{ où } \underline{V_r \sim A \cdot D \cdot \sin 2l \cdot \cos b}$$

Les grandeurs solaires valent :

$$R_0 = 10 \text{ kpc}$$

$$A = 15 \text{ (km/s)/kpc}$$

$$V(R_0) = R_0 \cdot |w(R_0)| = 250 \text{ km/s}$$

Annexe BBibliographie

Les abréviations utilisées signifient :

A&A = Astronomy and Astrophysics

Ann. Rev. A&A = Annual Review of Astronomy and  
Astrophysics

ApJ = Astrophysical Journal

Aust. J. Phys. = Australian Journal of Physics

I.A.U. = International Astrophysical Union

J. Chem. Phys. = Journal of Chemical Physics

MNRAS = Monthly Notices of the Royal Astronomical  
Society

Phil. Trans. R. Soc. = Philosophical Transaction  
Royal Society

Phys. Bl. = Physikalische Blätter

Phys. Rev. = Physical Review

Sov. Astron. = Soviet Astronomy

Altenhoff, W.J., Downes, D., Goad, L., Maxwell, A. and Rinehart,  
R., 1970, A&A Suppl. 1, 319

Barrett, A.H., Ho, P.T.P. and Myers, P.C., 1977, ApJ (Letters)  
211, L39

Bastien, P., Biegging, J., Henkel, C., Martin, R.N., Pauls, T.,  
Walmsley, C.M., Wilson, T.L. and Ziurys, L.M., 1981, A&A 98,  
L4

Batchelor, R.A., Caswell, J.L., Goss, W.M., Haynes, R.F.,  
Knowles, S.H. and Wellington, K.J., 1980, Aust. J. Phys.  
33, 139

Baudry, A., Walmsley, C.M., Winnberg, A. and Wilson, T.L., 1981,  
A&A 102, 287

- Galactic Structure, 1965, Blaauw A. and Schmidt M.
- Brown, A.T., Little, L.T., Macdonald, G.H., Riley, P.W. and Matheson, D.N., 1981, MNRAS **195**, 607
- Brown, A.T., Little, L.T., Macdonald, G.H. and Matheson, D.N., 1982, MNRAS **201**, 121
- Bunker P., 1979, Molecular Symetry and Spectroscopy (Academic Press)
- Cheung, A.C., Rank, D.M., Townes, C.H., Thornton, D.D. and Welch, W.J., 1968, Phys. Rev. (Letters) **21**, Nr 25, 1701
- Dickel, J.R., Dickel, H.R. and Wilson, W.J., 1978, ApJ **223**, 840
- Dyck, H.M. and Simon T., 1977, ApJ **211**, 421
- Evans, N.J., Beckwith, S., Brown, R.L. and Gilmore, W., 1979, ApJ **227**, 450
- Felli, M., Tofani, G. and D'Addario, L.R., 1974, A&A **31**, 431
- Genzel, R. and Downes, D., 1977, A&A Suppl. **30**, 145
- Genzel, R., Downes, D., Moran, J.M., Johnston, K.J., Spencer, J.H., Walker, R.C., Haschick, A., Matveyenko, L.I., Kogan, L.R., Kostenko, V.I., Rönnäng, B., Rydbeck, O.E.H. and Moiseev, I.G., 1978, A&A **66**, 13
- Genzel, R., Downes, D., Ho, P.T.P. and Bieging, J., 1982, ApJ (Letters) **259**, L103
- Genzel, R., Technischer Bericht Nr 30 des MPI für Radioastronomie, Bonn
- Georgelin, Y.M. and Georgelin, Y.P., 1976, A&A **49**, 57
- Goss, W. M. and Shaver, P., A., 1970, Aust. J. Phys. Ap. Suppl. **14**, 1
- Goss, W.M., Caswell, J.L. and Robinson, B.J., 1971, A&A **14**, 481

- Gottlieb, C.A., Ball, J.A., Gottlieb, E.W. and Dickinson, D.F., 1979, ApJ 227, 422
- Graedel, T.L., Langer, W.D. and Frerking, M.A., 1982, ApJ Suppl. 48, 321
- Green, S., 1976, J. Chem. Phys. 64, 3463
- Green, S., 1980, J. Chem. Phys. 73, 2740
- Green, S., 1982, preprint
- Guilloteau, S., Stier, M., T., Downes, D., 1983, A&A 126, 10
- Guilloteau, S., Baudry, A., Walmsley, C.M., Winnberg, A. and Wilson, T.L., 1984, A&A 131, 45
- Guilloteau, 1984, private communication
- Güsten, R., Walmsley, C.M. and Pauls, T., 1981, A&A 103, 197
- Habing, H.J. and Israel, F.P., 1979, Ann. Rev. A&A 17, 345
- Ho, P.T.P., 1978, PhD Thesis, MIT
- Ho, P.T.P. and Barrett, A.H., 1978, ApJ (Letters) 224, L23
- Ho, P.T.P., Martin, R.N. and Barrett, A.H., 1981, ApJ 246, 761
- Ho, P.T.P. and Haschick, A.D., 1981, ApJ 248, 622
- Ho, P.T.P., and Townes, C.H., 1983, Ann. Rev. A&A 21,
- Israel, F.P., 1978, A&A 70, 769
- Kaplan and Pilkener, 1970, The Interstellar Medium (Harvard)
- Kraus, J.D., 1966, Radio Astronomy (Mc Graw-Hill)
- Kukolich, S.G., 1967, Phys. Rev. 156, 83
- Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie und Technik (Springer)
- Lang, 1980, Astrophysical Formulae (Springer)

- Macdonald, G.H., Little, L.T., Brown, A.T., Riley, P.W., Matheson, D.N. and Felli, M., 1981, MNRAS 195, 387
- Matsakis, D.N., Brandshaft, D., Chui, M.F., Cheung, A.C., Yngvesson, K.S., Cardiasmenos, A.G., Shanley, J.F. and Ho, P.T.P., 1977, ApJ (Letters) 214, L67
- Matsakis, D.N., Bologna, J.M., Schwartz, P.R., Cheung, A.C. and Townes, C.H., 1980, ApJ 241, 655
- Matsakis, D.N., Hjalmarson, A., Palmer, P., Cheung, A.C. and Townes, C.H., 1981, ApJ (Letters) 250, L85
- Methods of Experimental Physics, Volume 12, 1976 : Astrophysics (Academic Press)
- Mezger, P.G., 1978, MPI für Radioastronomie, Sonderdruck Nr 294, Ser. A
- Moorwood, A.F.M. and Salinari, P., 1981, A&A 94, 299
- Morris, M., Zuckerman, B., Palmer, P. and Turner, B.E., 1973, ApJ 186, 501
- Morris, M., Palmer, P. and Zuckerman, B., 1980, ApJ 237, 1
- Oka, T., Shimisu, F.O., Shimisu, T. and Watson, J.K.G., 1971, ApJ (Letters) 165, L15
- Pankonin, R., Thomasson, P. and Barshun, J., 1977, A&A 54, 335
- Papousek and Aliev, 1982, Vibrational/Rotational Spectra (Academia Prague)
- Pashchenko, M.I., 1977, Sov. Astron. 21, 164
- Pauls, T. and Wilson, T.L., 1980, A&A 91, L11
- Pauls, T.A., Wilson, T.L., Biegling, J.M. and Martin, R.N., 1983, A&A 124, 23
- Phillips, T.G., Scoville, N.Z., Kwan, J., Huggins, P.J. and Wannier, P.G., 1978, ApJ (Letters) 222, L59

- Reboul, H., L'Observation en Astrophysique (Masson)
- Reifenstein, E.C., Wilson, T.L., Burke, B.F., Mezger, P.G. and Altenhoff, W.J., 1970, A&A 4, 357
- Rodriguez, L.F., Ho, P.T.P. and Moran, J.M., 1980, ApJ (Letters) 240, L149
- Rodriguez, L.F., Carral, P., Ho, P.T.P. and Moran, J.M., 1982, ApJ 260, 635
- Rodriguez Kuiper, E.N., Zuckerman, B. and Kuiper, T.B.M., 1978, ApJ (Letters) 219, L49
- Rydbeck, O.E.H., Sume, A., Hjalmarson, A., Elldér, J., Rönnäng, B.O. and Kollberg, E., 1977, ApJ (Letters) 215, L35
- Schraml, J. and Mezger, P.G., 1969, ApJ 156, 269
- Schwartz, P.R., Cheung, A.C., Bologna, J.M., Chui, M.F., Woak, J.A. and Matsakis, D., 1977, ApJ 218, 671
- Shaver, P., A. and Goss, W., M., 1970, Aust. J. Phys. Ap. Suppl. 14, 77
- Slysh, V.I., Wilson, T.L., Pauls, T. and Henkel, C., 1980, Interstellar Molecules (IAU Symposium), 473
- Spitzer, L., 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium (Wiley-Interscience)
- Stutzki, J., Ungerechts, H. and Winnewisser, G., 1982, A&A 111, 201
- Stutzki, J., Jackson, J., M., Olberg, M., Barrett, A., H., Winnewisser, G., 1984, preprint
- Stutzki J., Dissertation Köln (1984)
- Sweitzer, J.S., 1978, ApJ 225, 116
- Sweitzer, J.S., Palmer, P., Morris, M., Turner, B.E. and Zuckerman, B., 1979, ApJ 227, 415

- Townes C.H. and Schawlow A.L., 1955, Microwave Spectroscopy  
(Mac Graw-Hill)
- Turner, B.E., 1970a, Ap Letters 6, 99
- Turner, B.E., 1970b, JRAS Canada 64, 221 and 282
- Turner, B.E. and Rubin, R.M., 1971, ApJ (Letters) 170, L113
- Turner, B.E., 1974, Interstellar Molecules, Galactic and Extra-  
galactic Radioastronomy (Verschuur & Kellermann)
- Turner, B.E., Zuckerman, B., Morris, M. and Palmer, P., 1978,  
ApJ (Letters) 219, L43
- Ungerechts H., Dissertation Bonn (1981)
- Ungerechts, H., Walmsley, C.M. and Winnewisser, G., 1980, A&A  
88, 259
- Vorwinkel und Hachenberg, 1982, Technische Grundlagen der Ra-  
dioastronomie (B.I. Wissenschaft Verlag)
- Walmsley, C.M. and Ungerechts, H., 1983, A&A 122, 164
- Whiteoak, J.B. and Gardner, F.F., 1972, A&A 21, 159
- Wilson, T.L., Downes, D. and Bieging, J., 1979, A&A 71, 275
- Wilson, T.L., Batrla, W. and Pauls, T.A., 1982, A&A 110, L120
- Wilson, W.J., Schwartz, P.R., Epstein, E.E., Johnson, W.A.,  
Etcheverry, R.D., Mori, T.T., Berry, G.G. and Dyson, H.B.,  
1974, ApJ 191, 357
- Winnewisser, G., Churchwell, E. and Walmsley, C.M., 1979, In  
Modern Aspects of Microwave Spectroscopy (Academic  
Press London)
- Winnewisser, G., Churchwell, E. and Walmsley, C.M., 1979, A&A  
72, 215
- Winnewisser, G., 1981, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 303, 565
- Winnewisser, G., 1983, Phys, Bl. 39 Nr 1, 9

Wootten, H.A., 1977, ApJ 216, 440

Wootten, A., Evans, N.J., Snell, R. and Vanden Bout, P., 1978,  
ApJ (Letters) 225, L143

Zeilik, M. and Lada, C.J., 1978, ApJ 222, 896

Ziurys, L.M., Martin, R.M., Pauls, T.A. and Wilson, T.L., 1981,  
A&A 104, 288

DERNIERE PAGE D'UNE THESE

3È CYCLE, DOCTEUR INGÉNIEUR OU UNIVERSITÉ

Vu les dispositions de l'arrêté du 16 avril 1974,

Vu les rapports de M. *Alain O.MONT*.....

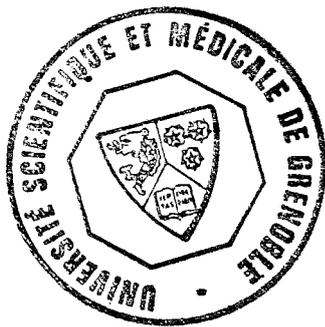
M. ....

M. *le*... *Aliette*... *MARANE*..... est autorisé  
à présenter une thèse en vue de l'obtention du grade de DOCTEUR ..*3<sup>e</sup>*...*Cycle*.....  
.....

Grenoble, le 17 MAI 1974

Le Président de l'Université Scientifique  
et Médicale

M. TANCHE



*L. Tanche*

## M O T S   C L E S

Radio-astronomie centimétrique  
Milieu interstellaire  
Nuage moléculaire  
Région de formation d'étoiles  
Ammoniac interstellaire.

## R E S U M E

La connaissance de la structure de l'ammoniac permet d'utiliser les raies d'inversion de la molécule comme moyen d'investigation du milieu interstellaire.

En particulier les principaux paramètres d'un nuage moléculaire chaud se déduisent de l'observation des raies d'inversion des niveaux métastables (1,1) et (2,2) à 23.69 GHz et 23.72 GHz.

Dans la source galactique W 48, par exemple, une cartographie avec l'antenne de 100 m du radio-télescope d'Effelsberg (R.F.A.) a permis de découvrir deux nuages moléculaires et d'en donner les principales caractéristiques : température, densité, dimensions, masse. L'un d'eux est le siège de la formation d'un groupe d'étoiles de type O.B.

Les anomalies dans les spectres de la raie  $\text{NH}_3$  (1,1) qui apparaissent dans ces mesures à haute résolution permettent une analyse plus détaillée des conditions physiques régnant dans la source.