UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE 50376 1981 50376

					-	v	6	
Nº	d'ordre	9	4	3		2	3	0

5037(1 3. m.
1981	
230	

T

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPECIALITES

par

YVES DURTESTE

ETUDE DE LA FORMATION DE LA RAIE QUADRUPOLAIRE

D'HYDROGENE MOLECULAIRE 2.0 Q (1)

DANS L'ATMOSPHERE DENNELPITER ET SATURNE



Soutenue le 18/12/1981 devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

Mme J. LENOBLE, Professeur: PrésidentMr Y. FOUQUART, Maitre-assistant: RapporteurMr J.C. BURIEZ, Maitre-assistantMme C. de BERGH, Chargée de recherchesMr B. MACKE, Professeur





U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'U.E.R. de Physique Fondamentale de l'Université de LILLE 1, associé au C.N.R.S., dirigé par Madame J. LENOBLE, Professeur, dans l'équipe de planetologie animée par Monsieur Y. FOUQUART. Je veux leur exprimer içi ma profonde gratitude pour la confiance qu'ils m'ont tous deux accordée.

Je remerçie particuliërement Madame C. De BERGH, chargée de recherches à l'observatoire de MEUDON et Monsieur J.C. BURIEZ qui sont à l'origine de ce travail, et qui en ont suivi les differentes étapes, tout en m'éclairant de leurs nombreux conseils.

Je remerçie également Monsieur B. MACKE, Professeur, qui a accepté de se joindre au jury, et pour ses pertinentes remarques qui ont permis l'élaboration de cette nouvelle édition.

J'exprime aussi toute ma gratitude à mes amis B. LEMOINE et S. CALIGRAFI pour leurs conseils avisés .

Madame THEROUX a bien voulu se charger de la frappe de ce manuscrit, je la remerçie particulièrement.

Que tous les membres du L.O.A. et des différents services techniques de l'U.E.R. qui ont permis la réalisation pratique de ce document soient aussi assurés de ma reconnaissance.

RÉSUMÉ

Nous disposons de spectres de JUPITER et de SATURNE à haute résolution. L'une des raies de ce spectre: la raie quadrupolaire 2-0 Q(1) de l'hydrogène moléculaire, présente un comportement différent des raies classiques utilisées en spectroscopie planétaire.

La taille et la masse de la molécule d'hydrogène entrainent pour la raie 2-0 Q(1) une forme de GALATRY plus fine que l'usuel profil de VOIGT, puisque à l'effet classique d'élargissement par pression se superpose un effet de rétrécissement par collision.

La raie 2-0 Q(1) de H₂ subit également un décalage par pression, mais nous montrons que cet effet peut être négligé pour la résolution et le niveau de bruit expérimental des spectres disponibles.

Nous étudions ensuite l'influence, sur la forme et la largeur équivalente de la raie, des differents paramètres atmosphériques : abondance d'hydrogène, pression, température et diffusion par les nuages. Cette étude est faite dans le cadre de plusieurs modèles d'atmospères usuels des planètes JUPITER et SATURNE.

Nous mettons ainsi en évidence la formation de cette raie dans les trés hautes couches de l'atmosphère.

Une étude plus approfondie nécessite donc une amélioration de la précision des profils thermiques des planètes.

La détermination du modèle diffusant d'atmosphère par la technique des spectres synthétiques passe aussi par une amélioration de la résolution et du rapport signal sur bruit.

Finalement, l'étude de la raie 2-0 Q(1) de H₂, comme la spectropolarimetrie, semble être un bon moyen de sonder une éventuelle couche de brume en trés haute altitude .

000000000000

"On demandait à Pythagore quel était le type caractéristique. de l'Homme; il répondit : la connaissance de la vérité pour la vérité elle-même. N'est-il pas remarquable de voir l'espece humaine, vivant des productions de la terre nouricière, suivant l'expression d'Homère, s'occuper de préférence des sciences purement intellectuelles et leur donner la plus grande part de son attention, à l'exclusion de celles qui ont pour objet la santé, l'alimentation, le bien-être matériel, et enfin tous les arts sans lesquels ne pourrait subsister la puissante organisation des sociétés modernes? On éprouve un plus vif et plus profond intérêt à s'occuper des conquêtes astronomiques, de la dist--ance des étoiles, de la nature du Soleil, des humanités planétaires, des destinées qui nous attendent dans l'infini et dans l'éternité, que d'une route nouvelle ouverte au commerce, d'une nouvelle espèce de comestibles, ou d'une découverte chimique qui pourra plus tard dé--placer des intérêts nombreux. Ainsi, des trois éléments qui forment l'essence de l'Homme, les besoins, les affections, et l'intelligence, c'est encore cette dernière faculté qui obtient la préférence."

> Camille FLAMARION "L'Astronomie Populaire" (1879)

> > A ma femme , A mes amis , A ma famille , A ceux qui gardent l'espoir et <mark>le rêve</mark>.

"Il faut vivre ce que l'on aime En payant le prix qu'il convient" J.FERRAT

SOMMAIRE

-1-	Introduction CHAPITRE 1: ETUDE THEORIQUE DE LA RAIE QUADRUPOLAIRE 2-00(1)
- 5-	A) spectre de vibration retation de la melécula d'hudracène
6-	A) Specifie de Viendicon-noración de La morecure a ngarogene:
-8-	2) Absorption dipolaire induite par pression.
-11-	B) Forme de la raie 2-0 Q(1).
	1) Elargissement par pression et rétrécissement par collision.
	-Forme de raie élargie par pression.
-12-	-Profil de DICKE.
-15-	-Profil de GALATRY.
-19-	2) Decalage par pression.
-21-	-Asymetrie due au décalage par pression.
	-Application à la raie quadrupolaire $2-0Q(1)$ pour JUPITER
	et SATURNE.
-23-	3) Données spectroscopíques.
	-Intensité des raies.
-26-	-Coefficient de diffusion et d'élargissement par pression.
	CHAPITRE II: ETUDE DE LA RAIE 2-0 Q(1) DANS LES CONDITIONS PLANETAIRES.
-28-	A) Position du problème.
	a) Abondance et pression.
-31-	b) Température.
-31- -33-	b) Température.c) Diffusion.
-31- -33- -34-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u>
-31- -33- -34-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil.
-31- -33- -34-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. c) <u>Influence de la température.</u>
- 31- - 33- - 34- - 38-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. C) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente.
- 31- - 33- - 34- - 38-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. C) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil.
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. C) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u>
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. c) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène).
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39- - 42-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. C) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle à deux nuages).
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39- - 42- - 49-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> Point de vue de la largeur équivalente. Point de vue du profil. C) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle à deux nuages). E) Application à JUPITER et SATURNE.
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39- - 42- - 49-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. C) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle à deux nuages). E) Application à JUPITER et SATURNE. 1) R.L.M. (Modèle de la couche réfléchissante).
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39- - 42- - 49- - 50-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> Point de vue de la largeur équivalente. Point de vue du profil. c) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle à deux nuages). E) Application à JUPITER et SATURNE. 1) R.L.M. (Modèle du nuage homogène). 2) H.C.M. (Modèle du nuage homogène).
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39- - 42- - 49- - 50-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. c) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle de la couche réfléchissante). 2) H.C.M. (Modèle du nuage homogène).
- 31- - 33- - 34- - 38- - 39- - 42- - 49- - 50- - 53-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. c) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle à deux nuages). E) Application à JUPITER et SATURNE. 1) R.L.M. (Modèle du nuage homogène). 2) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 3) T.C.M. (Modèle à deux nuages).
- 31- - 33- - 34- - 38- - 38- - 39- - 42- - 49- - 50- - 53-	 b) Température. c) Diffusion. B) <u>Influence de la pression.</u> -Point de vue de la largeur équivalente. -Point de vue du profil. c) <u>Influence de la température.</u> 1) Point de vue de la largeur équivalente. 2) Point de vue du profil. D) <u>Influence des particules diffusantes.</u> 1) H.C.M. (Modèle du nuage homogène). 2) T.C.M. (Modèle à deux nuages). E) Application à JUPITER et SATURNE. 1) R.L.M. (Modèle de la couche réfléchissante). 2) H.C.M. (Modèle à deux nuage). S) T.C.M. (Modèle à deux nuages).

INTRODUCTION

L'étude des atmosphères planétaires intéresse tant le physicien que l'astrophysicien. Pour le premier elles constituent un laboratoire privilégié où règnent des conditions (température pression...) difficilement réalisables sur terre. Pour le second, elles sont les témoins indirects de la formation du système solaire, des planètes elles mêmes et de la terre en particulier.

Ainsi l'étude des composants des atmosphères des planètes majeures (JUPITER, SATURNE, URANUS, NEPTUNE) et les rapports d'abondance de ces éléments dans le système solaire comparés à ceux existant dans le milieu interstellaire pourraient accréditer la théorie de la nébuleuse primitive (LAPLACE) comme origine du système solaire. De même les variations de ces rapports d'abondance en fonction de la distance au soleil peut fournir des renseignements sur la formation des planètes.

Les récents progrès de l'astronautique ont permis une exploration systématique des planètes et ont apporté de nombreux renseignements sur leurs atmosphères (en particulier les dernières sondes PIONEER et VOYAGER). Ces mesures ont un caractère ponctuel, alors que les observations à partir de la terre fournissent une moyenne sur une zone d'atmosphère ; une telle moyenne conserve cependant tout son intérêt quand il s'agit de construire un modèle global d'atmosphère.

La qualité des informations reçues sur terre est néanmoins limitée par la présence de l'atmosphère terrestre. L'utilisation dans un proche avenir du grand télescope de la navette spatiale devrait résoudre ce problème.

Une des meilleures approches du problème des constituants atmosphériques et de leur abondance dans les planètes majeures est encore l'étude spectrale. En effet chaque raie est caractéristique non seulement d'une molécule particulière, mais aussi, par son intensité et sa forme, de la répartition de ce constituant dans l'atmosphère. Compte tenu des conditions de température et de pression, il est alors possible de schématiser la répartition des constituants par un modèle d'atmosphère. La donnée d'un tel modèle permet de calculer un "spectre synthétique". Confrontés aux spectres réels observés, ces spectres synthétiques permettent de vérifier la validité du modèle. Cette méthode a déjà été utilisée avec succès pour l'étude de VENUS (BELTON et al 1969 ; REGAS et al 1975 ; DURTESTE 1978) et pour l'étude de JUPITER et SATURNE (BURIEZ et DE BERGH 1980-1981).

Cependant la plupart des travaux destinés à déterminer les rapports d'abondance on été, en fait, basés sur la mesure simple des largeurs équivalentes des raies (qui caractérisent l'absorption globale) (voir par exemple YOUNG (1969)). Cette méthode présente un intérêt dans le cas de spectres peu résolus pour lesquels l'analyse point par point serait inutile, mais elle est cependant moins riche en informations que l'utilisation des profils synthétiques. Or nous disposons de spectres à haute résolution de JUPITER et de SATURNE enregistrés, par interférométrie à transformée de FOURIER, au Mont Palomar, en octobre 1974 et novembre 1975 par CONNES et MAILLARD; (les conditions d'enregistrement de ces spectres sont rappelées dans le tableau suivant).

Nous nous intéresserons dans cette étude à la raie Quadrupolaire 2-0 Q(1) de l'hydrogène qui apparaît bien résolue sur ces spectres, au voisinage de 8075 cm⁻¹ (voir figure suivante).

L'intérêt de cette étude a déjà été montré par C. DE BERGH (1977) qui, à la suite d'une première exploitation, a déterminé à partir de la largeur équivalente, une valeur de l'abondance d'hydrogène dans les atmosphères de JUPITER et SATURNE supposées claires et homogènes.

Notre travail consiste à étudier la possibilité d'exploitation de la forme de cette raie Quadrupolaire en prenant en compte l'inhomogénéité de l'atmosphère et en introduisant la diffusion par les nuages présents dans cette atmosphère.

Pour être confronté aux raies réelles, le spectre synthétique doit cependant être convolué par trois fonctions de convolution afin de tenir compte de l'effet DOPPLER dû au mouvement des planètes, des problèmes de guidage et de turbulence, et de la fonction d'appareil : (voir C. DE BERGH (1973)). Dans le premier chapitre, après avoir établi l'origine du spectre Quadrupolaire, nous insistons sur la forme théorique et les causes de déformation possibles de cette raie.

Dans le second chapitre, nous plaçons la raie dans son contexte planétaire afin d'étudier l'influence sur son profil, des principaux paramètres (pression, température et diffusion par les nuages) qui définissent les modèles d'atmosphères.

L'application à JUPITER et SATURNE nous sert enfin à illustrer les conclusions de notre étude.

Table I : Principales conditions d'enregistrement des spectres dont nous disposons

RNE	novembre 1975	12"	4"	.08	.14	20	2.2
SATUF	octobre 1974	13"	5.6"	~	.2	20	2.33
TER	novembre 1975	15"	2.53"	.05	.06	25	2.05
Idut	octobre 1974	28"	4"	.05	60.	25	2.1
gistrés au 5 m au <u>Mont</u> n interféromètre	5 m au Mont n interféromètre érence de marche al (1975)).		Largeur (sec)	Instrumentale	Effective	nal sur bruit = 20) 8075 cm ⁻¹	masse d'air μ_0
Spectres enreg télescope de 5 Palomar avec ur de 1 m de diffé (cf. CONNE et a		Palomar avec un de 1 m de diffé (cf. CONNE et é Fente		Résolution (cm ⁻¹)		Rapport sig S/B (B à	Facteur de $n = \frac{1}{\mu} +$

SUS UUI -4-



Spectres de JUPITER et SATURNE (1975)

au visinage de la raie 2-0 2(1) de H₂.

Le niveau zéro correspond à l'axe des fréquences (en cm^{-1}) Le niveau du continuum(----) à été déterminé approximativement.

<u>CHAPITRE I</u>

ETUDE THEORIQUE DE LA RAIE QUADRUPOLAIRE 2-OQ(1)

Après avoir revu, d'un point de vue théorique, les conditions de formation du spectre infrarouge de l'hydrogène moléculaire, nous nous interesserons aux causes de déformation possibles de la raie quadrupolaire étudiée.

Nous verrons que les collisions, qui peuvent être importantes dans le domaine de pression des atmosphères planétaires, sont les principales responsables de ces phénomènes qui déforment la raie.

Ainsi la pression peut induire, comme nous le verrons dans l'étude du spectre de vibration-rotation infrarouge, un spectre dipolaire. Celui-ci interviendra alors principalement comme un abaissement du niveau continu de la raie quadrupolaire, le spectre dipolaire induit étant notablement plus large que cette raie.

Dans une seconde partie nous verrons que la forme de la raie étudiée est soumise d'une part à l'effet d'élargissement par pression qui conduit au classique profil de VOIGT, et d'autre part à un rétrécissement par collisions qui conduit au profil de GALATRY.

Nous rappellerons les fondements théoriques de ce dernier profil d'un point de vue qualitatif, ainsi que les équations qui nous serviront de base pour le calcul des profils synthétiques.

Le dernier effet théorique abordé sera le décalage par pression dont Mc.KELLAR (1974) a montré qu'il pouvait être la cause d'une assymétrie des raies.

Enfin nous détaillerons les données spectroscopiques que nous utiliserons pour calculer le profil de la raie quadrupolaire 2-OQ(1).

A - LE SPECTRE DE VIBRATION-ROTATION DE LA MOLECULE D'HYDROGENE

Les transitions de vibration-rotation sont caractérisées par les nombres quantiques de vibration V,et de rotations J,du niveau initial et du niveau final.

Nous appellerons branches O, P, Q, R, S les transitions qui correspondent respectivement à la variation du nombre quantique de rotation

-5-

ΔJ = - 2, - 1, 0, 1, 2. Le nombre J de l'état inférieur sera indiqué entre parenthèses. La notation V" - V' caractérisera le passage d'un niveau de vibration V' à un niveau de vibration V". La raie quadrupolaire étudiée sera ainsi notée 2-0Q(1).

1 - Le spectre quadrupolaire de H2

Les règles de sélections de vibration-rotation, pour les molécules diatomiques en général, sont données par HERZBERG (1950) :

- pour les transitions dipolaires

∆V = 0, ± 1, ± 2.....
∆ J = ±1 (et ∆J = 0 pour les molécules ayant une composante du moment d'inertie le long de l'axe internucléaire)

- pour les transitions quadrupolaires

ΔV = 0, ± 1, ± 2....
ΔJ = 0, ± 1,± 2....
(ΔV = 0 caractérise, pour ces deux règles, le spectre de rotation pure).

La parité de la fonction d'état totale du système, qui est en général celle de la fonction d'état de rotation $(,^1)$ peut introduire une règle supplémentaire pour les transitions dipolaires : + ++7+, - +> - où + (respectivement -) note un niveau pour lequel la fonction d'état est paire (respectivement impaire).

Cependant cette règle est contenue dans la règle $\Delta J = \pm 1$ puisque HERZBERG montre que les niveaux de nombre J pair sont + et les niveaux de J impairs sont -.

Pour les molécules #pmonucléaires telles que H₂, il faut tenir compte de plus, de la possibilité d'échanger les deux noyaux (sans tenir compte de l'orientation de leurs spins nucléaires dans un premier temps). Les niveaux pour lesquels la fonction d'état totale du système sera invariante par cette opération, seront dits symétriques (notés s). Et ceux pour lesquels

(1) Pour un état electronique donné.

elle change de signe seront dits antisymétriques (et notés a).

Cet échange de noyau apporte alors la règle a \leftrightarrow s. Cependant la théorie montre que tous les niveaux + sont antisymétriques lorsque tous les niveaux - sont symétriques (ou tous les niveaux + symétriques et tous les niveaux - antisymétriques). La règle a \rightarrow s équivaut donc à + \rightarrow - et interdit les transitions telles que $\Delta J = \pm 1$.

En particulier, l'hydrogène moléculaire ne peut donc avoir de transitions dipolaires de vibration-rotation. Cela est physiquement lié au fait qu'il n'a pas de moment dipolaire permanent, ni de dipole induit par vibration.

En fin de compte seules sont autorisées les transitions quadrupolaires telles que $\Delta J = 0$, ± 2 c'est à dire les branches 0, 0, S (qu'HERZBERG fut le premier à observer en laboratoire).



(1) Sans tenir compte des bandes chaudes de faibles intensité. La constante de rotation est de l'ordre de 60 cm-1.

2 - Absorption dipolaire induite par pression

La molécule H₂ n'a pas de moment dipolaire permanent, cependant un moment dipolaire peut être créé lorsque, par exemple, les collisions de la molécule avec le gaz ambiant viennent déformer le nuage électronique de H₂. Il y aura alors induction d'un spectre dipolaire dont l'absorption sera directement liée à la fréquence des collisions, donc à la pression.

Etant donné le domaine de pression disponible dans les atmosphères planétaires,¹les phénomènes induits par les collisions ne doivent pas, à priori, être négligés.

En fait deux processus physiques distincts interviennent lors des collisions :

- "Induction quadrupolaire"

Le moment quadrupolaire permanent d'une molécule peut induire un moment dipolaire sur une autre par raison de polarisabilité de voisinage.

- "Forces de recouvrement"

Deux molécules adjacentes sont soumises à une distorsion assymétrique de leur nuage électronique.

Dans les deux cas, le moment dipolaire résultant est modulé par les mouvements de translation et de rotation pour les radiations infrarouges.

Ce spectre aura les mêmes règles de sélection que le spectre Raman, qui est aussi un spectre induit, et qui sont données par HOUGHTON et SMITH (1966) : ΔV = ± 1, ± 2...

$$\Delta J = 0, \pm 2$$

La théorie du spectre dipolaire induit par pression est essentiellement due à VAN KRANENDONCK (1957, 1958), qui rend compte des deux processus d'induction en exprimant le moment dipolaire induit par

$$\mu = (A/r^4) + \zeta \exp(-r/\rho) \tag{1}$$

(1) De l'ordre de 1 atm.

où r est la distance intermoléculaire et Α, ζ, ρ des constantes.

Le premier terme de (I-1) caractérise l'induction quadrupolaire alors que le second terme est dû aux forces de recouvrement électronique. De cette théorie, et des études menées en laboratoire, il ressort plusieurs points importants pour connaitre l'influence de l'absorption dipolaire sur le spectre quadrupolaire :

- Les deux contributions de (I-1) peuvent être facilement distinguées en Laboratoire (WELSH (1969)). Cependant la composante de recouvrement n'apparait que pour la bande fondamentale 1-0, et peut être négligée pour les bandes harmoniques 2-0, 3-0 etc...

Pour ces dernières, des mesures en laboratoire ont confirmé que l'intensité de la bande dipolaire induite variait comme le carré de la densité d'hydrogène, comme l'avait établi VAN KRANENDONCK à partir de l'expression (I-1) sans second terme.

- La présence de l'hélium, qui est après l'hydrogène le gaz le plus abondant pour les atmosphères de Saturne et Jupiter, pourrait accroitre cette absorption induite.

En effet bien que H_e, comme H₂, n'ait pas de moment dipolaire permanent, il peut subir une induction quadrupolaire au voisinage des molécules H₂. Les chocs H_e - H₂ contribuent à la distorsion du nuage électronique de H₂ et, donc, au moment dipolaire induit qui en résulte.

Cependant d'après Mc KELLAR et WELSH (1971) cette influence n'intervient de façon sensible que sur le terme de recouvrement de l'expression (I-1). D'après le premier point nous pourrons donc négliger cette influence de l'hélium pour des bandes harmoniques.

- Un autre facteur qui peut aussi modifier l'intensité de la bande dipolaire induite (mais aussi du spectre quadrupolaire) est évidemment le peuplement des niveaux de rotation de l'hydrogène. Pour cela il nous faut introduire la notion d'hydrogène "Ortho" et d'hydrogène "Para", en prenant en considération le spin nucléaire de chacun des noyaux de H₂.

- L'échange des noyaux, déjà considéré, peut alors être différencié par l'orientation de leurs spins (d'amplitude respective I = $\frac{1}{2}$). Le spin nucléaire total de H₂ peut alors avoir la valeur T = 1 lorsque les spins des deux noyaux sont parallèles (noté $\uparrow\uparrow$), ou T = o si ces spins sont antiparallèles (noté $\uparrow\downarrow$). La projection du spin total prend les valeurs quantifiées T, (T-1), (T-2)..., - T. Il y a donc 3 projections possibles dans le cas ⁺⁺ : - 1, 0, 1 et une seule dans le cas ⁺⁺ : 0.

Les niveaux de rotations dans le cas $\uparrow\uparrow$ ont alors un poids statistique triple par rapport au cas $\uparrow\downarrow$.

D'autre part, l'étude en spectroscopie Raman montre que les transitions entre niveaux impairs donnent des raies trois fois plus intenses que les transitions entre niveaux J pairs.

Les transitions de type J pair \rightarrow J impair étant interdites, on est conduit à poser l'existence de deux types de molécules H_2 : la configuration $\uparrow\uparrow$ est associée aux molécules dont les niveaux de J impairs sont peuplés. Ce type de gaz est alors dit "Ortho", la configuration $\uparrow\downarrow$ est associée au peuplement des niveaux pairs et donne le type "Para".

- Ces deux types sont normalement mélangés pour obtenir un équilibre thermodynamique. Le passage de l'un à l'autre type n'est cependant pas impossible. Ainsi à très basse température on peut obtenir (cf Mc KELLAR et WELSH (1971)) du para-hydrogène à partir d'un mélange "normal" d'H₂⁽¹⁾Ces derniers ont alors mis en évidence la forte dépendance, en fonction du rapport Ortho/Para, de l'intensité totale des bandes dipolaires induites par pression.

Cette dépendance est montrée ci-contre pour la bande dipolaire induite 2 - 0 (à 85° K)⁽²⁾ et une densité de 30 amagat a)pour un mélange Ortho-Para comportant 95 % de Para-Hydrogène soit O/P \sim 0 b) pour O/P $\sim \frac{1}{2}$

c) pour l'hydrogène normal O/P = 3 (cette figure montre aussi la position et l'intensité relative des principales raies du spectre dipolaire induite) la flèche indique la position de la raie quadrupolaire 2-0 Q(1). Ainsi un abaissement de la température peut rompre provisoirement l'équilibre thermodynamique du mélange H₂ Ortho-Para. L'équilibre ne se rétabli qu'après un temps de relaxation



Nous admettrons cependant que l'hydrogène est en équilibre thermodynamique ; SMITH (1978) ayant montré que cela était possible, en prenant en compte les phénomènes de convection, pour Jupiter et Saturne.

Par contre on ne pourrait pas retenir cette hypothèse pour l'étude d'Uranus et Neptune.

(1) L'état de plus basse énergie étant un état Para (J=O)

relativement long ($\sim 10^8$ s pour le passage de 300° K à 200° K).

(2) Ces conditions sont proches de celles des atmosphères planètaires.Les collisions binaires sont alors prédominantes. Le spectre dipolaire de H₂ étant induit par les collisions il est évident que l'intensité de ce spectre varie avec la température. Ceci a été vérifié en laboratoire par WATANABE et al (1971).
 Le spectre 2-0 dipolaire est représenté ci-contre pour un rapport Ortho-Para normal et une densité de 30 am., avec:

- $T = 300^{\circ} K$ (d)
- T = 195° K (e)
- T = 85° K (f) analogue à la figure (C) précédente).

- Le dernier point important pour nous, qui ressort de cette étude de la bande dipolaire, est la grande largeur⁽¹⁾ des raies qui composent ce spectre. Il y a un fort recouvrement de ces raies.



Aussi, pour l'étude de la raie quadrupolaire 2-0 Q(1) (dont la largeur est de l'ordre de 310^{-2} cm⁻¹), nous considèrerons un pseudo-continuum d'absorption dipolaire induite.

B - FORME DE LA RAIE 2-0 Q(1)

k

1 - Elargissement par pression et rétrécissement par collision

- Forme de raie élargie par pression

Les premiers traitements des effets des interactions entre atomes rayonnants sont dus à LORENTZ (1906).

Celui-ci suppose que les atomes ou molécules ont un rayon de collision bien défini, et que chaque système émissif (ou absorbant) est périodiquement l'objet d'une soudaine modification des mécanismes d'émission. La collision pouvant soit arrêter l'émission, soit modifier de façon aléatoire la phase de l'onde émise. L'analyse théorique du phénomène conduit alors à la forme de LORENTZ (ou forme de dispersion). L'expression du coefficient d'absorption à la fréquence v est

$$v = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_{L}}{(v - v_{0})^{2} + \alpha_{1}^{2}}$$
(I-2)

où v_{α} est la fréquence centrale de la raie (en cm⁻¹), et α_1 la demi-largeur

(2) Dans les conditions de température et de pression des atmosphères planetaires

⁽¹⁾ Cette grande largeur peut être expliquée en terme d'incertitude d'HEISENBERG liée à la faible durée des collisions (d'autant plus faible que l'agitation thermique augmente).

de LORENTZ à mi-hauteur, qui est proportionnelle à la pression.

Cependant, en étudiant en laboratoire des raies quadrupolaires, HERZBERG (1950), estima leur largeur \leq 0,05 cm⁻¹, c'est à dire bien inférieure à la largeur prévue par la théorie de LORENTZ (0,1 cm⁻¹).

L'explication de ceci réside dans l'effet de rétrécissement par collision que DICKE (1953) fut le premier à expliquer à l'aide d'un modèle très simplifié dont nous allons rappeler l'essentiel.

- Le profil de DICKE

DICKE imagine un atome confiné dans une boite, de largeur a, dans laquelle sa seule liberté est d'aller et venir entre deux cloisons oppo-

sées. Les chocs de l'atome contre la paroi sont supposés élastiques, de sorte qu'au moment de la collision, la vitesse de l'atome est soudainement changée de \vec{v} en - \vec{v} .

Dans la réalité, la largeur "a' de la boite représentera le libre parcours moyen des molécules, et la vitesse d'une molécule, vue dans la ligne de visée, prendra une valeur différente lors du choc puisqu'il y aura alors changement de direction. L'onde émise (ou absorbée) par l'atome de DICKE est alors modulée en fréquence par les harmoniques de la fréquence d'oscil-

lation de l'atome dans la boite (sans changement de phase).

La distribution spectrale obtenue, est représentée ci-contre pour différentes valeurs du rapport a/λ (λ : longueur d'onde de la radiation émise).

La position des raies est définie par les multiples de la fréquence d'oscillation de l'atome dans la boite. Une vitesse plus lente rapprocherait les raies de la fréquence centrale ($v_{o} = 1/\lambda$).



a _____

Figure extraite de DICKE(1953)

Dans le cas a >> λ (fig I-d), on retrouve l'effet DOPPLER classique. La fréquence émise (ou absorbée) est centrée sur $v_0(1 - \frac{V}{c})$, ou $v_0(1 + \frac{V}{c})$. Pour le gaz, le profil résultant est alors directement déterminé par la dis-

tribution de MAXWELL des vitesses de molécules. Celle-ci conduit à la forme de GAUSS bien connue du profil DOPPLER pur

 $I(v-v_{0}) = exp - \{\frac{(v-v_{0})^{2}}{\alpha_{0}^{2}}\} \qquad (v_{0} en cm^{-1}) \qquad (I-3)$

avec

0

$$D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \text{ (en cm}^{-1}\text{)} \quad k : \text{ constante de BOLTZMAN}$$
$$m : \text{ masse moléculaire} \quad (I-4)$$

 $(\log 2\alpha_D)$ représente alors la demi-largeur de DOPPLER à mi-hauteur.

Lorsque la largeur de la boite se réduit (fig I-c), la fréquence de modulation devient comparable à la largeur Doppler.La durée d'un libre parcours moyen devient comparable à l'inverse de la largeur Doppler, il y a alors un, enrichissement du spectre de l'onde modulée en fréquence à la fréquence centrale o

On peut aussi présenter ce phénomène en disant que les mouvements molécu--laires sont responsables d'un moyennage de l'effet Doppler. (la fréquence non décalée est la seule fréquence commune lorsque l'on intègre sur l'ensemble des vitesses des molecules absorbantes).

Le profil résultant trouvé par DICKE aura alors une forme de Doppler dans les ailes et un pic cental (pour a $\leq \lambda$).

La croissance du pic central en fonction de la pression donne finalement une raie de largeur inférieure à la largeur α_D du profil de DOPPLER pur.



Profil de raie d'après le modèle de DICKE.

Frequence

DICKE généralise alors son modèle en emprisonnant l'atome émetteur dans un gaz dont chacun des éléments joue alors le rôle de "cloison" Les collisions se traduisent par un changement des vitesses (toujours en supposant que les chocs sont élastiques)décrit par une équation de diffusion

Dans ces conditions il obtient comme expression approchée de la forme de raie :

$$I(v) = I_{0} \frac{\left(\frac{2\pi D}{c}\right) v_{0}^{2}}{\left(v - v_{0}\right)^{2} + \left(\frac{2\pi D}{c}\right) v_{0}^{2}\right)^{2}} \qquad (v, v_{0} \text{ en cm}^{-1}) \qquad (I-5)$$

I ; facteur de normalisation (2) D est un coefficient de self-diffusion qui varie comme l'inverse de la pression.

La forme (I-5) est en fait une forme de LORENTZ de demi-largeur

$$\alpha_{\rm N} = \frac{2\pi D}{c} v_0^2$$
 (en cm⁻¹) (I-6)

an décroit lorsque la pression augmente.

(1)

L'expression (I-5) n'est cependant qu'une approximation de la forme d'une raie rétrécie par collision, mais non élargie par pression. Pour tenir compte de l'élargissement une autre approximation peut être faite (AXEL (1972)) qui consiste à considérer une forme de LORENTZ dont la largeur serait la somme de la largeur de rétrécissement (I-6) et de la largeur d'élargissement (I-2) c'est à dire

$$\alpha = \frac{2\pi D}{c} v_0^2 + K \qquad (cm^{-1}) \qquad (I-7)$$

Cependant cette forme s'avère peu satisfaisante et nous utiliserons plutôt le profil établi par GALATRY (1961), à partir des travaux de DICKE, mais pour des conditions plus réalistes.

(1) voir DICKE(1953) et WITTKE et DICKE (1956).

(2) Le coefficient de diffusion D est lié à la section efficace de collision.

GALATRY (1961) étudie d'abord, d'un point de vue critique, le procédé classique consistant à traiter séparément l'élargissement par pression et l'effet DOPPLER.

Le premier exige une analyse de l'onde émise par l'atome dont l'amplitude et la phase peuvent être soudainement modifiées (au hasard) par des interactions avec les autres particules du milieu.

Lorsque la durée de la collision est négligeable devant le temps moyen entre collisions τ_1 , la raie a la forme de LORENTZ (I-2) de demi-largeur

$$\alpha_{\rm L} = \frac{1}{2\pi c \tau_{\rm L}} \qquad (cm^{-1}) \qquad (I-8)$$

D'un autre côté, le profil DOPPLER pur provient directement de la distribution de MAXWELL des vitesses et conduit à l'expression de la demi-largeur α_D (I-4).

Pour tenir compte à la fois, de l'élargissement par pression, et de l'effet DOPPLER, la méthode consiste généralement à élargir, suivant l'équation (I-2), chaque composante élémentaire de la distribution (I-3). Ceci conduit à l'habituelle forme de VOIGT

$$I(v-v_{0}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_{L}}{(v-v_{0}-\alpha)^{2}+\alpha_{L}^{2}} \times \exp \left(-\left(\frac{\alpha}{\alpha_{D}}\right)^{2}\right) d\alpha \qquad (I-9)$$

nous utiliserons les unités de largeur DOPPLER en posant

$$y = \frac{\alpha_{L}}{\alpha_{D}}$$

$$x = \frac{\nu - \nu_{O}}{\alpha_{D}}$$
(I-10)

(I-9) devient

$$K(x,y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{y^2 + (x-t)^2} dt$$
 (I-11)

qui peut encore s'écrire (ARMSTRONG (1967))

$$K(x,y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\infty} (\exp(y t - \frac{t^{2}}{4}) \cos xt dt . \qquad (I-12)$$

GALATRY critique ce profil qui ignore les changements de vitesse lors des collisions, alors que l'approximation de DICKE ignore les changements de phase de l'onde émise pendant ces collisions.

GALATRY réussit à tenir compte de ces deux phénomènes en introduisant simultanément :

- des collisions qui affectent la phase de l'onde émise sans modification des vitesses. Les changements de phase suivent alors une distribution de POISSON P($\Delta\Phi$), avec un temps moyen entre collisions τ_1 .

- des collisions n'affectant que la vitesse des molécules. A faible pression, le libre parcours moyen entre ces dernières est $v\tau_D$ où v est la vitesse moyenne entre les collisions et τ_D letemps moyen entre collisions (1) élastiques .

La condition a $<\lambda$ du modèle de DICKE est alors équivalente à \bar{v} τ_{D} $<\frac{\lambda}{2\pi}$. En utilisant les unités de largeur DOPPLER analogues à (I-10), nous définissons :

- la fréquence rapportée au centre de raie

$$x = \frac{v - v_0 - \{B'/2\pi c \tau_L\}}{\alpha_D}$$
 (I-13)

la largeur d'élargissement par pression

$$y = \frac{1 - A^{*}}{2\pi c \tau_{L}} \times \frac{1}{\alpha_{D}} = \frac{\alpha_{L}}{\alpha_{D}}$$
 (I-14)

- un paramètre de rétrécissement collisionnel

$$z = \frac{\beta}{2\pi c \alpha_{D}}$$
(I-15)

où β : coefficient de friction dynamique, est lié au coefficient de self diffusion D par :

$$\beta = \frac{k T}{m D}$$
 (en s⁻¹) (m masse moléculaire) (I-16)

β représente le degré avec lequel les collisions influencent les mouvements des particules émissives.

- (1) avec la condition $\tau_n <<\tau_1$
- (2) Le temps y intoduit dans cette relation diffère d'un facteur 1/(1-A') de celui introduit en (I-8) qui est un temps de libre parcours entre collisions efficaces

A' et B' sont dans ces expressions des termes liés aux changements de phases $\Delta\phi$ lors des collisions

$$A' = \int_{0}^{2\pi} \cos(\Delta\phi) p(\Delta\phi) d(\Delta\phi)$$
(I-17)
$$B' = \int_{0}^{2\pi} \sin(\Delta\phi) p(\Delta\phi) d(\Delta\phi) .$$

La forme de GALATRY s'écrit alors

$$I(v-v_{o}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \alpha_{D}} K(x,y,z) \qquad (I-18)$$

avec la fonction standard de GALATRY (analogue à la fonction standard de VOIGT (I-12)):

$$K(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\infty} \cos xt \cdot \exp \{-yt + \frac{1}{2z^{2}} (1-zt-e^{-zt})\} \cdot dt \quad (I-19)$$

Les fonctions de VOIGT et GALATRY, toutes deux normalisées à $\sqrt{\pi}$ sont liées par

suivant la valeur de y (donc de la pression) la fonction de VOIGT peut elle même conduire au profil de DOPPLER ou à celui d'élargissement.

Une autre limite de (I-19) est donnée en rendant prépondérant le $\binom{1}{1}$ rétrécissement par collision (donc pour z grand) alors

$$I(v-v_0) \rightarrow \frac{1/z}{x^2+(1/z)^2}$$
 (I-21)

expression qui est identifiable à la forme de DICKE (I-5).

L'effet de rétrécissement des largeurs de raies en fonction de la densité est représenté qualitativement sur la figure 1.

(1) La largeur de la raie affinée est $\alpha_{\rm p}/z$



Largeur à mi-hauteur (unité arbitraire)

Densité (unité arbitraire)

Fig. 1 - Effet de rétrécissement par collisions

- En pointillés : cas général (molécules"classiques") le profil de DOPPLER à basse pression s'élargi avec la pression pour donner la forme de VOIGT.

- En trait plein : pour H₂ le profil de DOPPLER est d'abord rétréci par les collisions suivant le profil de GALATRY, l'élargissement par pression n'intervenant qu'à plus haute pression.

- En trait fin : les différents profils limites.

Le profil de GALATRY a été confirmé en laboratoire per LALLEMAND et al (1966) en spectroscopie RAMAN, puis par MURRAY et JAVAN (1969).

Pour calculer le profil de GALATRY nous utiliserons le sous-programme écrit en Fortran IV par FLOYD - HERBERT (1974). Le calcul sera effectué dans les conditions des atmosphères planétaires à l'aide des données spectroscopiques et atmosphériques que nous expliciterons plus loin.

Pour une atmosphère claire (R.L.M.), le rétrécissement par collision peut être clairement mis en évidence en fonction de la pression P de la couche nuageuse. La figure 2 présente cet effet sur la forme du coefficient d'absorption K(x,y,z) défini par (I-19) (qui est ici normalisé à 1 au centre de raie).

La variation avec la pression de la demi-largeur à mi-hauteur est représentée sur la figure 3, dans le cas réel de la 2-O Q(1) et pour une atmosphère claire (JUPITER). Nous pouvons voir que l'effet d'élargissement par pression ne dévient prépondérant qu'à fortes pressions (P >.6 atm). Le rétrécissement par collision cependant reste faible pour les hautes altitudes (P <. 2 atm).

La forme des raies formées en haute atmosphère sera donc peu différente de la forme de VOIGT avec une demi-largeur à mi-hauteur voisine de celle de DOPPLER.

L'effet de rétressiement par collision est observé généralement lorsque le taux $1/\tau_D$ des collisions avec changement de vitesse notable est grand devant l'élargissement Doppler α_D ļui même grand devant le taux $1/\tau_L$ des collisions avec changement de phase ou d'état moléculaire. Ces conditions ne sont généralement pas satisfaites avec des molécules"classiques" pour lesquelles τ_D et τ_L sont du même ordre et les changements de vitesse induits par collision sont trés faibles. La molécule d'hydrogène constitue un cas particulier en raison de la valeur trés faible de la section efficace des collisions inélastiques et des changements de vitesse notables induits au cours des collisions élastiques.

Nous remarquerons en conclusion que les raies quadrupolaires d'hydrogène sont très étroites et peuvent se saturer facilement. Un rétrécissement collisionnel de ces raies entraine alors un accroissement du domaine de saturation. La croissance des largeurs équivalentes de raies s'en trouve donc modifiée. Nous reviendrons sur ce point dans l'étude de l'influence de la





pression sur la forme des raies au second chapitre.

Auparavant nous allons nous intéresser à un effet de décalage par pression implicitement contenu dans l'expression (I-19) du profil de GALATRY.

2 - Décalage par pression

Les collisions qui induisent le rétrécissement et l'élargissement des raies par pression modifient les niveaux d'énergie du gaz émetteur. L'intensité et la fréquence centrale de la transition peuvent alors être affectées. C'est le phénomène de décalage par pression étudié par Mac KELLAR (1974) dans le cas des raies quadrupolaires d'hydrogène des spectres planétaires.

Le décalage de la fréquence centrale apparait dans l'expression (I-19) du profil de GALATRY sous la forme (d'après I-13 et I-19) :

$$\Delta v = \frac{B'}{2\pi C \tau_{L}} \simeq B' \alpha_{L} \quad (en \ cm^{-1}) \quad (I-22)$$

où le terme B' est lié à la probabilité de changement de phase de l'onde émise, au moment du choc (voir la théorie du décalage par pression de GRAY et al (1971). D'après cette expression le décalage va être, comme la largeur de LORENTZ α_{L} , proportionnel à la pression et dépendra aussi de la température.

L'expérience montre que les décalages pour les transitions des bandes 2-0, 3-0, 4-0,... sont respectivement 2,3,4 fois ceux de la bande 1-0 ; d'où l'expression donnée par Mac KELLAR (1974). Pour une transition d'une bande quadrupolaire v'-0 de H₂ à la température T(°K) :

$$\Delta v (\rho, T) = v' a(T) \rho$$
 (en cm⁻¹) (I-23)

Le coefficient de décalge par pression, a(T), est donné par Mac KELLAR sous la forme empirique déduite des mesures expérimentales de GRAY et al :



Mac KELLAR (1974) a bien montré la nécessité d'introduire ce décalage dans l'étude des spectres planétaires. En effet dans le cas de modèles d'atmosphère inhomogènes, il se traduit non seulement par un décalage du centre de raie mais surtout par un élargissement et une déformation asymétrique des raies. Cet élargissement provoque alors un accroissement de la largeur équivalente ^[1]Aussi les abondances d'hydrogène qui en sont déduites sont plus faibles qu'en négligeant le décalage. Selon Mac KELLAR cet écart est faible pour Jupiter ou Saturne, mais peut atteindre environ 30 % dans le cas d'Uranus et plus pour Neptune, puisque ces planètes sont plus froides et ont une plus grande abondance d'hydrogène.

La déformation des profils synthétiques apparait clairement sur la raie 3-OS(o) correspondant au modèle d'atmos-¹⁰ phère d'Uranus de TRAFTON (1967). (Voir figure ci-contre).

Il peut donc être important d'étudier •. de façon analogue, l'influence du décalage sur la forme de la raie 2-OQ(1) dans le cas de Jupiter et Saturne, bien que l'écart en largeur équivalente ne soit, selon Mac KELLAR que de environ 1 % pour Jupiter et environ 3% pour Saturne.



Nous allons auparavant nous intéresser à la cause de l'asymétrie de la raie.

(1) La largeur équivalente caracterise l'absorption globale sur toute la raie. Elle peut s'écrire sous la forme: $W=f(1-I_v/I_c)dv$ ou I_v/I_c est l'intensite à la fréquence v (normalisée pour le continuum).

-20-

- Asymétrie due au décalage par pression

Cette asymétrie ne peut en fait apparaitre que dans le cas de milieux non-homogènes tels que les atmosphères planétaires.

Pour expliquer cette asymétrie nous pouvons considérer une raie simple de coefficient d'absorption $f(v-v_0)$ en absence de décalage par pression, ou, $f(v-v_0+\Delta v)$ avec ce décalage.

Dans le cas d'une atmosphère homogène, l'absorption à la fréquence v lorsque l'on considère le décalage est identique à l'absorption à la

fréquence ν + Δν en absence de ce décalage (schéma ci-contre) le décalage n'introduit dans ce cas, qu'une simple translation de la raie,sans asymétrie ni élargissement.Le décalage en fréquence dépendant de la vitesse moléculaire,la raie peut être asymetrique en atmosphère homogène. (BERMAN (1972),mais l'asymétrie correspondante est négligeable devant celle discutée çi-aprés.



Dans le cas d'une atmosphère inhomogène, par contre, les ailes de la raie correspondent à une pression de formation plus importante que la pression de formation du centre de la raie.

Or, d'après (I-23) le décalage est proportionnel à la pression. Il sera donc plus important dans les ailes,qu'au centre(voir schéma çi-contre).

L'asymétrie observée va dépendre cependant du modèle inhomogène d'atmosphère considéré.



- Application à la raie quadrupolaire 2-0Q(1) pour Jupiter et Saturne

Nous ferons cette application dans le cadre du modèle d'atmosphère claire (R.L.M.) inhomogène.

Le décalage du centre de la raie pourrait être lui-même un critère de sélection des modèles d'atmosphère lorsque l'on disposera de spectres suffisamment résolus. Cependant nous trouvons que ce décalage est de l'ordre de : 7.10^{-3} cm⁻¹ à 0,5 atm et $\sim 1.10^{-2}$ à 1 atm pour Jupiter, 1.10^{-2} cm⁻¹ à 0,5 atm et 1,5.10⁻² à 1 atm pour Saturne. Aussi il restera insuffisant pour permettre une bonne estimation du niveau de pression P_s.

Au point de vue des largeurs équivalentes (voir figure 4 .) la prise en compte du décalage n'entraine une modification sensible que pour des presssions comprises entre 0.4 et 2 atm. L'écart maximum relevé est de l'ordre de 0.02 cm⁻¹ pour Jupiter et 0.025 cm⁻¹ pour Saturne, ce qui est en assez bon accord avec l'estimation de MAC KELLAR (1974). Compte tenu en particulier du bruit expérimental, cet écart peut être négligé.

Du point de vue de la forme des raies, (voir figure 5 pour Saturne) l'écart sur l'intensité est important dans l'aile de la raie correspondant aux faibles fréquences, et seulement pour des pressions comprises entre 1 et 2 atmosphères :

$$\Delta \left(\frac{I_{\nu}}{I_{c}}\right) \sim .04$$
 pour Jupiter et $\sim .10$ pour Saturne.

Cependant il est réduit par la convolution à .015 pour Jupiter et .02 pour Saturne.

A ce stade il est inférieur au bruit expérimental qui est de l'ordre de .03 pour nos spectres.

Finalement nous négligerons par la suite ce décalage par pression. Cependant il sera nécessaire d'en tenir compte lorsque l'on disposera de spectres ayant un meilleur rapport signal sur bruit (~ d'un facteur 2). Avec une résolution également améliorée, la prise en compte du décalage par pression pourrait affiner l'exploitation des profils synthétiques.





(Les raies sont recentrées ; le décalage δv est représenté pour chaque raie par un segment horizontal ; le bruit expérimental actuel est donné par le segment B)

3 - Données spectroscopiques

En utilisant la forme de GALATRY (I-19), le rapport des intensités dans la raie (normalisé au continuum) s'exprime par:

$$\frac{I}{V_{c}} = \exp \left\{ \frac{-S a}{\sqrt{\pi} \alpha_{p}} K(x,y,z) \right\}$$
(I-25)

où S est l'intensité de la raie, et a l'abondance de gaz absorbant rencontré par les photons dans l'atmosphère considérée.

- Intensité des raies

L'intensité d'une raie quadrupolaire V-OQ(J) peut s'exprimer, en fonction de la température, sous la forme

$$S_{vJ}(T) = A_{vJ} \frac{G_{J} \exp(-E_{oJ}/kT)}{Z(T)}$$
 (I-26)

v, J : nombres quantiques de vibration et de rotation

k : contante de BOLTZMAN

G, : poids statistique du niveau de rotation J

$$G_{J} = (2J + 1) G_{J}^{0}$$
 avec $G_{J}^{0} = \begin{cases} 1 \text{ si } J \text{ pair} \\ 3 \text{ si } J \text{ impair} \end{cases}$

E : énergie de rotation

B : constante rotationnelle : pour la 2-0Q(1) nous prendrons

 $B_{=} = 59.3362 \text{ cm}^{-1}$ (FINK et al (1965))

 A_{v_1} est une quantité indépendante de la température et proportionnelle au au carré de l'élément de matrice du moment quadrupolaire. Z(T) est la fonction de partition de rotation, donnée par

$$Z(T) = \sum_{J} G_{J}^{exp(-E_{0J}/kT)}$$

Afin d'utiliser les intensités de raies S_o mesurées en Laboratoire (voir tableau II)à la température T_o nous pouvons écrire (I-26) sous la forme

$$S_{vJ}(T) = S_{0,vJ}(T_{0}) \exp \left\{-\frac{hc}{k} \frac{B_{0}}{b} J(J+1) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{0}}\right)\right\} \frac{Z(T_{0})}{Z(T)} (I-27)$$

Pour la raie 2-0Q(1), centrée à 8075.3 cm⁻¹, nous prendrons la valeur donnée par FINK et al (1965)

$$S_{21}$$
 (300° K) = .0078 cm⁻¹ / km-am

Cette valeur est en bon accord avec celle de JAMES (1969), et également avec les valeurs théoriques de DALGARNO et al (1969), et de KARL et POLL (1967).

L'intensité S(T) calculée pour la 2-00(1) à partir de ces données est représentée ci-dessous (figure 6).

On remarquera que le domaine de température des atmosphères étudiées correspond au voisinage du maximum de cette courbe. L'intensité de la raie sera donc peu sensible aux variations de température ou aux incertitudes sur cette température dues à l'imprécision du profil thermique.


	Valeurs utilisées	.0078	.0013	.95 10 ⁻⁴
ale (à 300° K sauf indication contraire) (cm ⁻¹ / km-am)	MICKELSON et al(1977): (1) TRAUGER et al (1978) : (2) POLL et al (1978) : (3) BERGSTRAHL (1978) : (4)	1	.00127 (1) .00141 (2) .00144 (3)	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
	SATO-HANSEN (1979) d'après les élé- ments de la matrice de BIRNBAUM et POLL (1969)		.0013	1.6.10 ⁻⁴
	DALGARNO et al 1969 théorique	.0071	.0013	1.74 10 ⁻⁴ (à 150° K)
	366 et ¹ 1969⊾) calcul à partir de données expérimentales de RANK et al (1962 à 1966)	.00717 .00737	.00132 .00139 .00154 +	.00271 .000937 .000192 +
sité toté	JAMES 19 théo- rique	.0139	.000127	
Inten	FINK et al (1965)	.0078	.0013	
	Fréguence (cm) FINK et al 1965)	8075.3	12265.6	15705.3
	Raie	2-0ą(1)	3-0S(1)	4-DS(1)

Tableau II - Intensité des raies quadrupolaires utilisées

ARC

-25-

- Coefficients de diffusion et d'élargissement par pression

Les définitions des termes x,y,z de la forme de GALATRY (I-13 à I-16) font intervenir la largeur de LORENTZ α_L et le coefficient de diffusion D.

MIZUSHIMA (1951) exprime la demi-largeur de LORENTZ, en fonction de la pression et de la température, pour les raies quadrupolaires d'hydrogène, par

$$\alpha_{L} = \alpha_{0} \frac{P}{P_{0}} \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{3/4}$$
 (I-28)

De même JAMES (1969) donne pour le coefficient de diffusion

$$D = D_0 \frac{P_0}{P} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \qquad (D en cm^2 s^{-1})$$

 α_0 et D₀ sont dits, respectivement, coefficients d'élargissement par pression et de self diffusion à la pression P₀ = 1 atm et à la température T₀.

Aucune étude n'a, jusqu'à présent, été faite sur la valeur de ces coefficients dans le cas de la raie 2-0Q(1). Par contre plusieurs recherches ont été effectuées en spectroscopie Raman, ou pour la bande quadrupolaire 1-0 de H₂ (cf. tableau III). Il en ressort une valeur du coefficient D₀, qui est indépendante de la raie étudiée :

 $D_0 = 1.36 \pm .01 (cm^2/am-s)$ à $T_0 = 273^\circ$ K

Pour le coefficient d'élargissement nous ferons l'hypothèse que les effets de collisions sont identiques sur les spectres quadrupolaires et Raman qui ont les mêmes règles de sélection.

Nous supposerons de plus que le niveau de vibration v ne modifie pas la valeur de α_0 (MARGOLIS et HUNT 1973). Aussi, nous utiliserons la valeur donnée par MURRAY et JAVAN (1972) pour la raie Raman 1-0Q(1).

 $2 \alpha_{n} = .0015 \pm .0001$ (cm⁻¹/am) à T_n = 300° K .

qui est en bon accord avec les résultats obtenus pour d'autres raies quadrupolaires (JAMES (1969), MARGOLIS (1973)).

Cependant le choix que nous avons fait devrait être confirmé par des mesures expérimentales pour la raie 2-0Q(1).

	F		
Source	.Type d'étude	Coefficient Vélargissement par pression 2 a _o (cm /am)	Coefficient de self-diffusion à 273° K D _{o(cm²am⁻¹s⁻¹)}
HARTECK et SCHMIDT (1933)	Par la théorie cinétique des gaz		1.361 ± .004
HIRSCHFELDER et al (1954)	Par la théorie cinétique des gaz		1.34
MAY et al , (1964)	Largeur de raies pour des transitions de rotation pure S (o) S (1) et pour des raies de la branche Q en Raman	.0015 .0023 .00095 à 300° K	
COOPER et al (1968)	Prise en compte du rétrécis- sement par collision et d'élargissament par pression pour les raies S (o) S ⁰ (1) en Raman	.00153 .00188 à 300° К	1.74 révisée par JAMES (1969) _a : 1.34
MURRAY et JAVAN (1969)	Mesure de largeur de la raie Q(1) de la bande 1-0 en Raman avec profil de GALATRY	.00168±7.10 ⁻⁵ à 273° К	1.35 ±.1.
JAMES (1969)	Ajustement de la courbe de croissance rendant compte des mesures expérimentales de RANK et al (1966), pour la raie quadrupolaire 1-OS(1) avec la forme de GALATRY	.0015 à 10 % ou 15 % près à 300° K	cf COOPER (1968)
MURRAY et Javan (1972)	Etude du rétrécissement par collision	.0015 ±1.10 ⁻⁴ à 300° К	1.36
MARGOLIS (1973)	A partir de mesures expérimen tales pour des raies quadrupo laires de la bande 1-0, ajust la courbe de croissance en utilisant un profil de GALATRY		1.5 ne (à 300° K) as) <
Valeur utilis	ée dans ce travail	.0015 à 300° i	1.36

Tableau III - Détermination des coefficients - d'élargissement par pression (ou largeur de LORENTZ 2 α) - de self-diffusion D



ETUDE DE LA RAIE 2-00(1) DANS LES CONDITIONS PLANETAIRES

"Malgré l'Homme lui-même les fleurs s'epanouissent et l'oiseau chante: la nature reprend toujours ses droits."

BH

extrait de "L'astronomie populaire"

A - POSITION DU PROBLEME

Nous avons vu dans le premier chapitre les bases théoriques de la forme de la raie 2-00(1) et nous avons précisé les données spectroscopiques utilisées.

Dans ce chapitre nous étudierons les variations de la raie en fonction des paramètres atmosphériques.

Pour cela nous restons dans un cadre général tout en mettant l'accent sur JUPITER et SATURNE. En particulier les largeurs équivalentes des raies que nous synthétisons, sont de l'ordre de grandeur des largeurs équivalentes mesurées sur les raies réelles, soit

> W = 0,08 cm⁻¹ pour JUPITER $W \simeq 0.09 \text{ cm}^{-1} \text{ pour SATURNE}$ (cf. C. DE BERGH 1977)

Les paramètres qui peuvent influencer la forme de la raie sont à priori : l'abondance d'hydrogène, la pression, la température, et la présence de particules diffusantes.

a - Abondance d'hydrogène et pression

L'abondance (notée a) c'est à dire le nombre de molécules absorbantes rencontrées par les photons réfléchis en atmosphère claire, par unité de surface, et exprimée en unité du nombre de Loschmidt N, peut s'écrire

$$a = \eta \int_{0}^{\infty} n(z) dz$$
 (II-1)

où $\eta = \frac{1}{u} + \frac{1}{u}$ est le facteur de masse d'air caractéristique des angles d'incidence et d⁹émergence θ et θ_0 du rayonnement ($\mu = \cos\theta, \mu_0 = \cos\theta_0$; les valeurs de n sont données pour nos spectres dans le tableau I).

n(z) est la densité des molécules absorbantes à l'altitude z (en unité du nombre de Loschmidt). En supposant vérifie l'équilibre hydrostatique et la loi des gaz parfaits, en atmosphère claire, n(z) peut s'écrire

$$n(z) = n(o) e^{-z/H}$$
 (II-2)

H est l'échelle de hauteur à la température T :

$$H = \frac{k T}{\langle m \rangle g}$$
(II-3)

<m> : masse moléculaire moyenne g : constante de gravitation k : constante de BOLTZMANN

n(o) étant la densité des molécules absorbantes à l'altitude z = o correspondant au niveau de pression P_S de la couche réfléchissante. Après intégration II-1 peut s'écrire :

$$a = \eta n(o) H$$
 (II-4)

Soit en utilisant la loi des gaz parfaits qui permet de relier la densité n à la pression :

$$p = q \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T}$$
(II-5)

où P_o et T_o correspondent aux conditions S.T.P. (P_o = 1 atm. ; T_o = 273° K) et q est la concentration du gaz absorbant.

L'abondance peut s'écrire finalement :

$$a = \eta q H^{4} P_{S}$$
 (exprimée en km.atm.) (II-6)
avec $H^{4} = \frac{T_{0}}{T}$ H : échelle de hauteur ramenée à 273° K.

Le rapport de mélange-q = $\{H_2\}/\{H_e + H_2\}$, et l'échelle de hauteur H^* , qui interviennent dans l'expression (II-6), peuvent être considérés bien connus pour JUPITER et SATURNE. GAUTIER et al (1977) et ORTON et al (1976), à partir des données radiométriques infra-rouge de Pioneer 10 et 11 donnent la valeur :

q = 0,88 0,06 pour JUPITER .

Nous avons utilisé, au début de nos travaux, cette valeur qui était la plus précise. Elle est également proche de la valeur déterminée pour une composition solaire par CAMERON (1974). Nous avons cependant affiné nos résultats en utilisant la valeur plus précise q = 0,896 ± 0,024, obtenue récemment à partir des données infrarouges de la sonde VOYAGER 1 (GAUTIER et al 1981).

Nous remplacerons de même la valeur "solaire" pour SATURNE par la valeur récente q = 0,90 \pm 0,03 obtenue par comparaison des données infrarouges et d'occultation radio de Pioneer 11 (ORTON et al (1980)).

Nous avons déterminé, à partir d'une composition solaire et pour les valeurs les plus récentes des constantes de gravitation, la valeur de l'échelle de hauteur ramenée à 273° K :

> H^{*} = 41 km pour JUPITER 95 km pour SATURNE

q et H^{*} étant bien connus, l'abondance et la pression ne constituent, d'après l'expression II-6 qu'un seul paramètre.

Même pour le cas simple de l'atmosphère claire, il est nécessaire de tenir compte de l'inhomogénéité de l'atmosphère, pour cela nous effectuons un découpage de l'atmosphère en plusieurs couches affectées d'une

pression moyenne et de la température correspondante. Chacune des couches étant limitée par deux niveaux de pression P₁ et P₂, contribue à l'atténuation du rayonnement (Eq. I-25) avec une abondance

a₁₂ = n q(P₁-P₂) H ^{*} Cette discrétisation si elle est insuffisante, peut être une source d'erreur.



En étudiant la convergence des largeurs équivalentes ⁽¹⁾ et des intensités du centre de raie avec le nombre de couches, (voir figure 7) nous avons estimé qu'un découpage en 6 couches était un bon compromis entre cette incertitude et le temps de calcul. L'erreur relative introduite reste alors (lorsque $P_c < 1,5$ atm.) inférieure à .003 sur la largeur équivalente

(1) Les largeurs équivalentes sont mesurées, dans tout notre travail, sur une bande de 2 cm⁻¹ centrée sur la raie calculée et en tenant compte par extrapolation, de la contribution des ailes de raie au delà de cette bande.

-30-



et de l'ordre de .01 sur l'intensité centrale, ce qui reste acceptable compte tenu du rapport signal sur bruit des spectres étudiés. Nous vérifierons par ailleurs que l'erreur reste de cet ordre sur toute la raie.

b - Température

La plupart des données spectroscopiques définies au premier chapitre sont fonction de la température ou de la pression. Ces deux grandeurs conditionnent donc la forme de la raie étudiée, et il nous faut préciser le profil de température T(P) que nous utiliserons pour Jupiter et Saturne.

Ces structures thermiques ont fait l'objet de nombreuses études ces dernières années en exploitant en particulier les données apportées par les sondes Pioneer 10 et 11 (ORTON (1975 à 1977) et VOYAGER (MARTEN et al 1981).

Les travaux les plus récents (WALLACE et SMITH (1979), GAUTIER et COURTIN (1979)) ont également fait le point sur les différences obtenues par les deux types de méthodes utilisées pour déterminer ce profil thermique.

La première méthode utilise un modèle radiatif-convectif très semblable à celui utilisé pour l'atmosphère terrestre. On suppose équilibré le bilan radiatif de la planète. Le flux solaire incident et émergent sont connus et le gradient de température dans les basses couches de l'atmosphère est fixé par la condition d'adiabatisme (et donc dépendant de la composition chimique). On détermine alors le profil de température en écrivant que le flux net énergétique à chaque niveau de l'atmosphère est conservatif (toutes sources et pertes étant incluses). Cette méthode a été utilisée par CESS et KHETAN (1973) et WALLACE et al (1974 et 1975).

La seconde méthode utilisée par ORTON (1975) et GAUTIER (1977 et 1979) consiste à inverser l'équation de transfert intégrale, à partir de données spectrales infrarouges (ou à partir des variations d'intensité du centre au limbe de la planète). En effet aux longueurs d'onde où le rayonnement solaire réfléchi peut être négligé (I.R. lointain), le flux radiatif, à une fréquence v donnée, est simplement relié,en première approximation, à la température d'une couche atmosphérique. L'altitude de celle-ci va dépendre du coefficient d'absorption du gaz éméteur , donc aussi de la fréquence v émise. Par ùn jeu de mesures spectrales on retrouve alors le profil thermique pour une partie de la verticale, et on peut aussi en déduire la valeur de la température effective (qui pour la première méthode était une donnée). Finalement cette méthode nécessite moins d'hypothèses que la première, mais, par contre, elle rend moins bien compte des processus physiques dans l'atmosphère.

Malheureusement, d'après GAUTIER et al (1979), les mesures radio effectuées par Pioneer 10 et 11 ont une trop grande marge d'incertitude pour permettre de confirmer l'un ou l'autre des modèles.

GAUTIER nous donne finalement,10⁻ pour les quatre planètes majeures les profils représentés ci-contre.

Pour Jupiter nous utiliserons cette structure thermique, mise pour le calcul, sous une forme analytique approchée (voir figure 8).



Pour Saturne, une revue des différents profils a été faite par TOKUNAGA et al (1978). Etant donné l'incertitude de ces profils, nous en utiliserons deux types (C et N), donnés par GAUTIER (1977) (voir figure 9). Le modèle C est sensiblement plus froid que le modèle N surtout aux pressions supérieures à 0.5 atm., où l'écart atteint plus de 20° K.

Les récents profils de Saturne d'après les données de Pioneer 11 (ORTON et al 1980) ont justifié ce choix à postériori. En effet ce dernier profil, pour la région équatoriale, est proche du modèle C à haute altitude, et est intermédiaire entre les modèles C et N à forte pression.

De même un nouveau profil vient d'être donné pour Jupiter (MARTEN et al 1980), d'après les résultats des sondes Voyager. Celui-ci est plus chaud que le modèle choisi avec un écart maximum de 15° K vers le point d'inversion. Cependant l'écart n'est plus que de \sim 6° K à haute altitude, où se formera, comme nous le verrons, l'essentiel de la raie 2-OQ(1). Aussi, compte tenu d'une incertitude de ± 10° K dont nous tiendrons compte, le profil de GAUTIER (1977) choisi reste en bon accord avec ce nouveau profil.



Fig 8: <u>STRUCTURE THERMIQUE DE JUPITER. T(P)</u> d'apres GAUTIER et al(1977).





La forme des raies d'absorption dépend du trajet des photons dans l'atmosphère. Ceux-ci peuvent être diffusés de nombreuses fois par des particules des nuages avant d'être absorbés par le gaz. Il est donc nécessaire de se donner, à priori, un 'modèle d'atmosphère" caractérisant la répartition des particules diffusantes et des molécules de gaz absorbant dans cette atmosphère.

Compte tenu en particulier des mouvements horizontaux ou verticaux, ce modèle ne peut être considéré que comme un schéma rendant compte, au mieux, des observations.

L'étude générale du processus de diffusion peut être faite à partir d'un modèle simple, très diffusant, donc très différent d'une simple atmosphère claire. Ce modèle (H.C.M.) est défini par un seul nuage semi-infini, homogène (l'échelle de hauteur des particules est égale à celle du gaz ambiant : $H_p = H_{\sigma}$) dans lequel la diffusion est considérée isotrope.

En vue d'une application à JUPITER, nous étudions également un modèle moins extrème que le H.C.M.. Ce modèle, pour lequel les particules diffusantes sont réparties dans deux nuages (T.C.M.), a été souvent utilisé pour l'atmosphère de JUPITER à cause de considérations thermodynamiques (cf. WEIDENSCHILLING et LEWIS, 1973). L'intérêt de cette étude du T.C.M. est donc de voir si l'exploitation de la raie quadrupolaire 2-OQ (1) d'hydrogène H₂ permet d'affiner les résultats obtenus pour ce modèle par différents auteurs. BURIEZ et DE BERGH (1980) et BURIEZ (1981) ont de plus, montré que d'autres modèles diffusants tels que le D.C.M. (nuage dispersé, H_p \neq H_g) où le R.S.M. (nuage homogène surmonté d'une couche d'atmosphère claire) sont assez équivalents, dans leurs effets, au T.C.M.

B - INFLUENCE DE LA PRESSION

Nous faisons cette étude dans le cadre du simple modèle de la couche réfléchissante (R.L.M.).

Il est composé d'une atmosphère purement absorbante (atmosphère claire) surmontant une couche purement réfléchissante. Cette couche est localisée dans l'atmosphère à un niveau de pression P_S qui est alors le seul paramètre si l'on connait le profil thermique et la concentration d'hydrogène.



L'évolution de la raie en fonction de la pression P_ de la surface réfléchissante caractérise bien le mode de formation de cette raie dans l'atmosphère.

Nous utilisons une forme de GALATRY, mais nous verrons cependant les modifications qu'entraîne l'utilisation d'une forme de VOIGT.

Pour voir l'information spécifique contenue dans cette raie 2-0 Q(1), nous la comparons aussi à des raies de plus faible intensité telles que la 3-0 S(1) et la 4-0 S(1) de H_2 , ainsi qu'à une raie fictive de même intensité mais correspondant à un autre gaz (CH₄).

Enfin nous étudions aussi la possibilité d'obtenir plus d'informations par l'amélioration des spectres c'est à dire de leurs résolutions et de leurs rapports signal sur bruit. Du point de vue de la largeur équivalente, l'utilisation d'un profil de VOIGT (qui nécessite un temps de calcul moindre que le profil de GALATRY) entraîne une erreur relative < 5 % pour le domaine de pression 0-2 atm. (pour la raie 2-0 Q(1)).

La comparaison de ces deux profils (figure 10) montre, comme prévu par la théorie, un rétrécissement important du profil de GALATRY avec, par contre, des ailes plus étendues. Cela reste vrai pour la raie 3-0 S(1) qui



est d'environ six fois moins intense⁽¹⁾. Cependant le rétrécissement par collision, accélère de façon sensible le processus de saturation de la raie 2-O Q(1), alors que la 3-O S(1) n'est pas saturée pour le domaine de pression utilisé. L'écart observé entre ces profils est, avant convolution, supérieur au bruit expérimental. Cela justifie, en théorie l'utilisation de la forme de GALATRY. La convolution ramène cet écart à l'ordre de grandeur du bruit expérimental ; aussi, pour ne pas multiplier les sources d'erreur nous utilisons le forme de GALATRY pour tous nos calculs de raies.

Nous avons vu au premier chapitre que la taille des molécules d'hydrogène conduit à un faible coefficient d'élargissement par pression. Les raies sont alors affectées par le rétrécissement par collision, ce qui entraîne la saturation rapide des raies fortes de l'hydrogène.

Pour utiliser cette particularité de l'hydrogène nous allons étudier l'évolution, avec la pression, d'une raie fictive du méthane, que nous affecterons soit de l'intensité forte de la 2-0 Q(1) de H_2 , soit de l'intensité plus faible des raies 3-0 S(1) et 4-0 S(1)⁽¹⁾. Pour cette raie du méthane, l'intensité S(T) s'écrira alors (avec les mêmes notations que I-27) :

$$S(T) = S(295) \left(\frac{295}{T}\right)^{3/2} \exp \left[-\frac{B_o hc}{k} J(J+1) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{295}\right)\right]$$
(II-7)

nous prendrons J = 5 et la constante de rotation $B_0 = 5.245 \text{ cm}^{-1}$.

La largeur DOPPLER (cf. I-4) s'écrira, pour une masse molaire M = 16 et une fréquence centrale de la raie v_0 = 9100 cm⁻¹ : α_D = 9.78 10⁻⁴ \sqrt{T} , et le coefficient d'élargissement par pression K = 2 α_L sera donné,au lieu de (I-28) par :

$$\alpha_{L} = \gamma_{o} \frac{P}{P_{o}} \left(\frac{T_{o}}{T}\right)^{1/2} \approx 1.289 \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (avec \gamma_{o} = 0,0078 \text{ cm}^{-1} \text{ a } T_{o} = 273^{\circ} \text{ K})$$
(II-8)

Remarquons que ce coefficient est à peu près dix fois supérieur à celui de l'hydrogène.

Si nous comparons alors l'accroissement de la largeur de la raie en fonction de la pression pour la raie 2-0 Q(1) de H_2 et la raie de CH_4 de

⁽¹⁾ Les valeurs des intensités des raies 2-0 Q(1), 3-0 S(1) ou 4-0 S(1) sont données dans le tableau II.

même intensité, nous pouvons remarquer que l'élargissement s'instaure beaucoup plus rapidement pour la raie de CH₄.(cf. çi-contre). Pour cette dernière la saturation au centre de raie est donc moins rapide.

Cette différence entre les deux raies de même intensité est clairement mise en évidence sur les courbes de croissance de la largeur équivalente en fonction de la pression(Figure 11).



Les deux raies montrent une croissance identique jusque 0,1 atm. Au delà de cette valeur la raie de CH₄ conserve le même régime de croissance, alors que la raie d'hydrogène dont le centre se sature, prend un régime de croissance beaucoup plus lent.

La même observation peut être faite à partir de deux raies de $\rm CH_4$ et de H_2 d'intensité plus faible (intensité de la 3-0 S(1) de H_2 cf. Tableau II).

Pour l'intensité de la 4-0 S(1), l'effet de saturation n'est plus visible sur la figure 11, conformément au régime de croissance en absorption faible. La saturation à faible pression, caractéristique de la 2-0 Q(1) s'explique par le faible élargissement des raies par pression alors que le rétrécissement par collision est important dans ce domaine de pression.

Nous pouvons ainsi remarquer qu'une raie de largeur équivalente W $\simeq 0.1 \text{ cm}^{-1}$ par exemple, ce qui correspond à un niveau de pression P_S = 1 atm pour le R.L.M., est en fait déjà formée à 50 % par l'absorption dans la couche 0-0.1 atm. Une telle raie est alors peu sensible aux couches profondes, et son exploitation pour la détermination du paramètre P_S est plus incertaine que pour une raie plus classique, comme la raie de CH₄. C'est là un point essentiel que l'étude des formes de raies va confirmer.



Nous étudions pour cela l'évolution des profils de raies en calculant, en fonction de la fréquence, la variation de l'intensité relative $\Delta(I_V/I_C)$ dans les couches successives de 0,1 atm. d'épaisseur. Ces résultats sont présentés figure 12. L'intensité d'une raie formée au-dessus du niveau de pression P_S est la somme des contributions de chacune des couches comprises entre 0 et P_S. Pour comparaison nous faisons les mêmes calculs pour les raies 3-0 S(1) et 4-0 S(1) de H₂.

L'étude des courbes obtenues (fig. 12) montre clairement la différence d'évolution entre la raie faible 4-0 S(1) et la raie forte 2-0 Q(1).

Pour la raie 4-0 S(1) la contribution de chaque couche est identique ; ce qui confirme le régime linéaire de sa courbe de croissance.

Pour la raie 2-0 Q(1) la contribution de la première couche (0-0,1 atm) est essentielle alors que la contribution des couches suivantes diminue rapidement et s'annule même au centre de raie puisque celui-ci est saturé.

Comme pour la largeur équivalente, toute la forme de la raie quadrupolaire 2-0 Q(1) est définie essentiellement par les couches hautes de l'atmosphère.

Seuls les flancs de la raie, de part et d'autre du centre pourraient permettre de distinguer les couches profondes. Cependant la convolution des spectres actuels rend la contribution d'une couche correspondant à $\Delta P_p=0,1$ atm, inférieure au niveau du bruit expérimental, dès que la pression moyenne de cette couche est supérieure à 0,4 atm. (cf fig. 12).

Une première solution consiste donc à améliorer le rapport S/B des prochains spectres. Une autre possibilité est de minimiser l'effet de la convolution qui répartit sur toute la raie la contribution de chaque couche. La figure 13 montre bien l'importance actuelle de la convolution, surtout pour des raies formées en haute atmosphère. Nous estimons qu'une amélioration d'un facteur 2 de la résolution aurait un effet comparable à une diminution de la moitié du bruit expérimental actuel.

En conclusion, l'étude de l'influence de la pression montre qu'avec les spectres actuels il n'est pas possible, à l'aide d'un simple modèle d'atmosphère claire, de déterminer le niveau de pression P_e avec une incertitude



Contribution des couches successives d'atmosphère ($\Delta P_s = 0$, latm. entre 0 et 0, batm.), pour les naies quadrupolaires d'hydrogène H_q : 2-0 Q(1), 3-0 S(1), 4-0 S(1). Une raie formée au dessus du niveau de pression P_c est alors obtenue enfaisant la somme de

toutes ces contributions jusqu'au niveau de pression P.



inférieure à 0,1 atm. Il est par contre possible d'envisager une exploitation de la raie pour des modèles introduisant la diffusion dans les couches hautes de l'atmosphère puisque nous avons vu que la raie 2-0 Q(1) se forme essentiellement dans ces couches.

Avant d'introduire la diffusion nous allons cependant étudier l'influence de la température qui peut être une autre source d'incertitude étant donné l'imprecision actuelle des profils thermiques.

C - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Nous avons déjà cité la variation de l'intensité totale de la raie avec la température. Dans ce paragraphe nous étudions l'influence de la température sur la largeur équivalente ou sur la forme de la raie 2-0 Q(1). Cette influence est bien entendu liée à celle de la pression par la relation T(P). Nous étudions donc également l'influence de l'imprécision actuelle des profils thermiques.

1° - Point de vue de la largeur équivalente

Les courbes de croissance de la largeur équivalente en fonction de la pression, pour différentes températures d'un modèle R.L.M. isotherme (voir figure 14) montrent la forte influence de cette température. Ainsi une raie de largeur équivalente donnée peut conduire à des niveaux de pression très différents suivant la température du modèle. Nous avons alors chiffré cette incertitude pour différentes valeurs du niveau de pression P_S de la couche réfléchissante, lorsque le profil thermique de GAUTIER subit, dans son ensemble, une variation ΔT . Ainsi pour JUPITER comme pour SATURNE (voir figure 15) une incertitude de ± 10° K (de l'ordre de l'imprécision actuelle des profils thermiques) entraîne une incertitude ΔP_S de l'ordre de ± 0,1 atm. (lorsque P_S est compris entre 0,4 et 1 atm., ce qui, nous le verrons, est le cas pour les déux planètes).

2° - Point de vue du profil

Nous venons de voir que l'influence de la température n'est pas négligeable sur les largeurs équivalentes. Mais nous allons voir s'il est possible de localiser dans le profil de raie cette influence de T. On sait en particu-



Pour différentes raies d'un modèle R.L.M. isotherme, non-homogène. Dans le cas de JUPITER.



Fig 15:	VARIATION DU NIVEAU PS POUR UN MODELE
	D'ATMOSPHERE CLAIRE (R.L.M.) LORSQUE
	LE PROFIL THERMIQUE SUBIT UNE VARIATION
	<u>AT DE LA TEMPERATURE</u> (translation de l'ensemble
	du profil): c'est aussi l'incertitude DPs due à
	l'imprecision du profil thermique.



lier par l'équation I-4 que la largeur à mi-hauteur est influencée par la température. Nous avons calculé (pour différents niveaux de pression P_S du modèle R.L.M. inhomogène mais isotherme) plusieurs raies avec une différence de 10° K de la température T autour de la valeur moyenne de T donnée par le profil thermique. Nous effectuons alors, la différence, pour chacune des valeurs de P_S , des deux raies calculées avec cet écart de 10° K. L'écart observé (voir figure 16) est du même ordre que celui que nous avions relevé pour une variation du niveau de pression $\Delta P_S = 0,1$ atm. (voir figure 12), c'est à dire qu'il est de l'ordre du niveau de bruit avant convolution. Après convolution il reste sur toute la raie, de l'ordre de la moitié du niveau de bruit. (Pour un P_S de l'ordre de 0,5 atm. acceptable pour JUPITER ou SATURNE).

Finalement l'imprécision actuelle des profils thermiques entraîne une nouvelle source d'incertitude pour la détermination du niveau de pression P_S. Mais la précision de ces profils thermiques est cependant suffisante pour l'exploitation de nos spectres, étant donné leur résolution et leur rapport signal sur bruit. Pour l'exploitation de spectres mieux résolus avec un niveau de bruit plus faible il deviendra par contre nécessaire de disposer de profils thermiques plus sûrs.

D - INFLUENCE DES PARTICULES DIFFUSANTES

Le modèle R.L.M., suffisant pour une étude générale de la forme des raies, ne rend cependant pas compte de la diffusion par les particules dans l'atmosphère (NH₂...etc).

Etant donné les incertitudes mises en évidence dans les paragraphes précédents, nous introduisons la diffusion par un modèle très différent du modèle R.L.M. tout en restant très simple.

1° - Modèle du nuage homogène (H.C.M.)

Ce modèle est constitué, d'un seul nuage homogène, semi-infini, très diffusant. Nous considérons que la diffusion y est isotrope et qu'il n'existe pas d'atmosphère claire au-dessus de ce nuage (P_S=0). Les particules diffusantes et le gaz absorbant y sont mélangés uniformément. Les échelles de hauteur des particules et





du gaz vérifient donc la relation $H_{p}/H_{g} = 1$.

BELTON et al (1968) ont défini "l'abondance spécifique" M, qui est l'abondance de gaz absorbant le long du libre parcours moyen de diffusion $1/\sigma$, ou encore l'abondance contenue dans une épaisseur optique de diffusion $\Delta \tau_{diff} = 1$. En tenant compte de l'équation II-6, cette abondance spécifique peut s'écrire : M = qH^{*} P₁, où P₁ est la pression correspondant à la profondeur optique de diffusion $t_1 = 1$. La pression P correspondant à la profondeur optique diffusion t_d (c'est à dire à la profondeur optique d'extinction $t_c = t_d / \omega$) vérifie alors :

$$\frac{P}{P_1} = \frac{t_d}{t_1} = \omega_c t_c$$

Finalement la pression P peut s'exprimer en fonction de l'abondance spécifique M par :

$$P' = \frac{M \omega_{c}}{qH^{+}} t_{c}$$
(II-9)

Le rapport de mélange q = $\frac{\binom{H}{2}}{\binom{H}{H} + H^{1}}$ et l'échelle de hauteur ramenée à 273° K)H^{*} étant connus (cf A), le modèle H.C.M. est caractérisé par l'albédo continu de diffusion ω_{c} , et par l'abondance spécifique M. Nous calculons l'intensité I_v pour plusieurs fréquences v par la méthode F_N (DEVAUX et al (1979)). Cette méthode nécessite de découper le nuage en plusieurs couches, chacune d'elle étant caractérisée par son épaisseur optique totale

$$\Delta \tau = \Delta \tau + \Delta \tau$$

et son albédo de diffusion

$$\omega = \omega \Delta \tau / \Delta \tau$$

où $\Delta \tau_c$ est l'épaisseur optique dans le continu, telle que

$$M\omega_c \Delta \tau_c = qH^* \Delta P$$
 (d'après II-9)

et $\Delta\tau_\nu$ est l'épaisseur optique à la fréquence $\nu,$ liée au coefficient d'absorption k_ν par :

$$\Delta \tau_{v} = qH^{*} \Delta p k_{v}$$
 (k = $\frac{SK(x,y,z)}{\sqrt{\pi \alpha_{D}}}$ avec les notations de l'équa-
tion I-25).

Pour une couche donnée $\Delta \tau$ et ω s'écriront :

$$\Delta \tau = \Delta \tau_{c} (1 + M \omega_{c} k_{v})$$
$$\omega = \frac{\omega_{c}}{1 + M \omega_{c} k_{v}}$$

Pour une atmosphère claire, le rapport I_v/I_c peut être calculé sans faire d'hypothèse sur la valeur de l'intensité continue I_c . Pour une atmosphère nuageuse, au contraire, le rapport I_v/I_c dépend de l'albédo continu ω_c qui est lié à l'intensité continue I_c . En tenant compte des mesures de réflectivité de JUPITER (PILCHER et al, 1973 ; WOODMAN et al, 1979) et de l'affaissement du continuum⁽¹⁾ dû à l'absorption par la bande dipolaire de l'hydrogène et à la présence d'autres absorbants tels que NH₃, CH₄..., nous avons déterminé pour le pseudo-continu la valeur de l'albédo de diffusion (isotrope) $\omega_c = 0.95$. L'abondance spécifique M est alors le seul paramètre du modèle du nuage homogène (H.C.M.).

La courbe de croissance des largeurs équivalentes en fonction de M est reportée sur la figure 17. Comme pour le R.L.M., pour des largeurs équivalentes supérieures à 0,06 cm⁻¹, la détermination du paramètre (M) devient rapidement imprécise (par exemple au voisinage de M = 8 km.am, une incertitude ΔW = .005 cm⁻¹ entraîne une incertitude ΔM = 3 km.am. En utilisant un modèle très diffusant nous pouvons cependant espérer le distinguer du R.L.M. par la forme des raies. Le parcours des photons réfléchis dans une atmosphère diffusante est plus ou moins court selon que l'absorption est plus ou moins forte. La forme générale des raies en H.C.M. (voir figure 18) est alors plus élargie et moins profonde que pour le R.L.M..



(1) Cet affaissement est d'un facteur ∿ 0,63 pour JUPITER ; pour plus de détails voir la figure 1 dans DE BERGH et al (1974).





pour M = 6 km.atm. qui ont toutes deux la même largeur équivalente $W \simeq 0.08 \text{ cm}^{-1}$ (qui est aussi celle de la raie réelle de JUPITER 1975)).

La figure 19 montre bien la grande différence de forme des deux raies avant convolution. La convolution malheureusement réduit fortement cet effet qui devient au maximum, de l'ordre du niveau de bruit expérimental actuel. Ainsi deux modèles pourtant extrèmes tels que le H.C.M. et le R.L.M. ne peuvent plus être différenciés. On ne peut donc pas espérer remonter au modèle d'atmosphère à partir d'une seule raie.

Nous ne pouvons pas, à fortiori, justifier un modèle moins extrème tel que le modèle à deux nuages (T.C.M.). Toutefois, ce modèle ayant été souvent utilisé pour JUPITER nous pourrons peut-être, à partir de l'exploitation de la raie 2-0 Q(1) de H₂, affiner les résultats obtenus pour ce T.C.M. par les différents auteurs.

2° - Modèle à deux nuages (T.C.M.)

Le modèle d'atmosphère le plus utilisé pour JUPITER est un modèle à deux nuages (T.C.M.). Ce modèle a été introduit par DANIELSON et TOMASKO (1969). Le nuage supérieur serait composé de cristaux de NH₃ et le nuage bas de NH₄ SH et de glace. D'autres modèles,tels que le modèle diffusant et réfléchissant (R.S.M.) dans lequel une atmosphère claire surplombe un nuage homogène,ont des effets similaires au T.C.M.,aussi bien du point de vue des profils de raies (BURIEZ et DE BERGH (1980)), que du point de vue des variations centre-limbe (WALLACE et SMITH, 1977 ; WEST, 1979).

Après l'étude du modèle du nuage homogène (H.C.M.) qui est un modèle très diffusant, nous privilégions donc en vue de son application particulière à JUPITER, un modèle à deux nuages qui est composé de :

-.Une couche d'atmosphère claire entre les niveaux de pression P = o et P_{S1}. Cette couche a une épaisseur optique à la fréquence v:

 $\tau_{v1} = \frac{S K(x,y,z)}{\sqrt{\pi} \alpha_{n}} qH^{\#} P_{S1}$

(avec les notations de I-25).







- Un premier nuage dense d'épaisseur optique τ_1 . La variation de pression entre le sommet et la base de ce nuage est faible (nous la posons nulle), aussi nous négligeons l'absorption à l'intérieur de ce nuage.

- Une seconde couche d'atmosphère claire entre P_{S1} et P_{S2} qui a pour épaisseur optique à la fréquence ν

 $\tau_{\nu_2} = \frac{SK(x, y, z)}{\sqrt{\pi} \alpha_{D}} qH^{*}(P_{S2} - P_{S1})$

- Enfin, au niveau P_{S2}, un second nuage très dense, d'épaisseur optique infinie. Nous négligeons également l'absorption dans ce nuage puisque le trajet des photons y sera court.

Pour la diffusion dans les nuages, en tenant compte des mesures de réflectivité (PILCHER et al 1973, WOODMAN et al 1979), nous utilisons un albédo continu (en absence de toute absorption gazeuse) $\omega_{\rm c}$ = 0,99 et la fonction de phase de TOMASKO et al (1978).

L'intensité totale réfléchie à la fréquence $\boldsymbol{\upsilon}$ peut être mise sous la forme

$$I_{v} = \{I_{1} + I_{2}(\tau_{v_{1}})\} \exp(-\eta \tau_{v_{1}})$$
(II-13)

I₁ représente l'intensité réfléchie dans le continu par le 1er nuage seul. La fonction $I_2(\tau_{\nu_2})$ a été calculée pour une dizaine de valeurs discrètes de τ_{ν_2} en résolvant l'équation de transfert par la méthode des harmoniques sphériques dans le cas où il n'y a pas d'absorption au-dessus du 1er Nuage $(\tau_{\nu_1} = 0)$. Cette fonction $I_2(\tau_{\nu_2})$ a ensuite été mise sous la forme d'un approximant de Padé.

Comme pour le modèle H.C.M., nous devons tenir compte de l'absorption par la bande dipolaire 2-0 de H₂ et de l'absorption résiduelle des autres gaz (NH₃, CH₄....). Puisque le spectre dipolaire d'hydrogène H₂ est induit par collision, l'absorption par molécule est proportionnelle au nombre de molécules présentes. Aussi l'épaisseur optique d τ_v d'absorption dipolaire induite de H₂, pour une abondance de molécules absorbantes ^{da}, peut s'écrir

 $d\tau_{v} = S_{v} n da \qquad (II-14)$

-43-

où S_v est un coefficient d'absorption dipolaire monochromatique, et n est le nombre de molécules présentes au niveau de pression P, à la température T (n est rapporté en unité du nombre de LOSCHMIDT N_o). D'après l'expression II-6 de l'abondance, et l'utilisation de la loi des gaz parfaits pour exprimer n sous la forme II-5, d_{τ_v} peut s'écrire

$$d\tau_{v} = \frac{S_{v}}{T} \frac{T_{o}}{P_{o}} q^{2} H^{F} P dP \qquad (II-15)$$

où T_o et P_o correspondent aux conditions S.T.P. de température et de pression (P_o = 1 atm.; T_o = 273° K). L'épaisseur optique τ_v d'absorption dipolaire induite de H₂ pour une couche d'atmosphère comprise entre les niveaux de pression P₁ et P₂, de pression moyenne $\frac{1}{2}$, peut alors s'écrire, par intégration de II -15

$$\tau_{v} = \frac{S_{v}}{T} \frac{T_{o}}{P_{o}} q^{2} H^{+} (P_{2} - P_{1}) \left(\frac{P_{2} + P_{1}}{2}\right)$$
(II-16)

Le coefficient d'absorption dipolaire monochromatique S (T) a été déterminé, pour une température T = 150° K, à partir de mesures expérimentales (WELSH (1969), WATANABE et al(1971), Mc KELLAR et al (1971)) à la fréquence de la raie quadrupolaire 2-0Q(1) de $H_2(8075,3 \text{ cm}^{-1})$

$$S_{(T)} \approx 0.0165 \ 10^{-8} \ (cm^{-1} \ am^{-2})$$

Comme ces mesures en laboratoire montrent de plus que le rapport S $_{
m V}$ est pratiquement indépendant de T, nous pouvons mettre II-16 sous la forme :

$$\tau_{v} \simeq C (P_{2}^{2} - P_{1}^{2})$$
 (II-17)

où C est une constante que nous avons déterminé pour JUPITER :

 $C \simeq 0,14$ (pour SATURNE $C \simeq 0,34$).

Faute d'informations concernant l'abaissement résiduel dû aux autres gaz (NH₃, CH₄,...), nous avons fait, à priori, deux hypothèses : l'épaisseur optique τ_v correspondant à cet abaissement pour une couche d'atmosphère comprise entre les niveaux de pression P₁ et P₂, peut se mettre sous une forme analogue à (II-17) :

$$\tau'_{\nu} \simeq C'(P_2^2 - P_1^2)$$

ou bien τ'_{v} peut être considérée constante : $\tau'_{v} = C''$. Les valeurs des constantes C' et C'' peuvent alors être déterminées de telle sorte que l'abaissemen total du continu, qui correspond à l'épaisseur optique totale $\tau_{v} + \tau'_{v}$, soit égal à la valeur observée de l'abaissement pour JUPITER (soit un facteur 0,63).En réalité les calculs éffectués avec ces deux hypothèses ne montrent pas de différences sensibles.

Les modèles R.L.M. et H.C.M. ne faisaient intervenir qu'un seul paramètre (P_S ou M). Le T.C.M. nécessite, par contre, l'ajustement de trois paramètres :

- P_{S1} = niveau de pression du premier nuage
- τ₁ = l'épaisseur optique de ce nuage
- P_{S2} = niveau de pression du nuage inférieur, d'épaisseur optique infinie.

Pour ce modèle T.C.M. nous pouvons alors représenter un réseau de courbes de croissance de la largeur équivalente W en fonction du niveau de la couche réfléchissante P_{S2} pour différentes valeurs de P_{S1} et τ_1 . Ces courbe sont représentées sur la figure 20. Pour une valeur fixée de P_{S1} les courbes évoluent alors, suivant la valeur de τ_1 , entre deux courbes limites :

- pour $\tau_1 = 0$, le premier nuage n'existe plus, aussi le T.C.M. se ramène à un simple R.L.M. de paramètre P_S = P_{S2}. Cette courbe de croissance R.L.M. est représentée en pointillé sur la figure 20 ;

- pour $\tau_1 = \infty$, le premier nuage est analogue à une couche réfléchissante, le modèle se réduit donc à un R.L.M. tel que $P_S = P_{S1}$. La largeur équivalente devient indépendante de P_{S2} ce qui se traduit par une droite horizontale (en tirets) sur la figure 20. Pour les valeurs intermédiaires de τ_1 , il est clair sur la figure, que plus τ_1 est grand, moins la largeur équivalente est sensible à P_{S2} . L'incertitude sur la mesure de la largeur équivalente entraîne donc lorsque τ_1 est grand une incertitude importante sur la détermination du niveau P_{S2} (en supposant P_{S1} fixé). Cette faible sensibilité de la largeur équivalente à P_{S2} s'explique par une diffusion importante dans le premier nuage, qui diminue la quantité de photons susceptibles d'être absorbés endessous de ce nuage.

Une autre représentation possible de l'influence des paramètres P_{S1}, P_{S2}, τ_1 , sur la largeur équivalente W, est le réseau de courbes W = $f(\tau_1$ de la figure 21 (pour plusieurs valeurs de P_{S1} et P_{S2}). Nous retrouvons sur cette figure les diverses limites R.L.M. du modèle T.C.M., et aussi, lorsque




 P_{S1} est donné , une sensibilité de la largeur équivalente avec P_{S2} d'autant plus faible que τ_1 est grand. Cette figure 21 montre bien pour P_{S1} et P_{S2} fixés, la décroissance de la largeur équivalente lorsque τ_1 augmente. Des courbes analogues à la figure 21 ont été données par DANIELSON et al (1969) pour les bandes quadrupolàires 3-o et 4-o de H₂. Dans ce cas les courbes montrent pour de faibles valeurs de τ_1 une légère croissance de W avec τ_1 . Cependant cet effet est négligeable pour la bande 2-o aussi les courbes de la figure 21 peuvent être extrapolées pour $\tau_4 < 1$.

L'existence d'un point d'intersection sur la figure 21 par exemple montre que plusieurs jeux de paramètres (P_{S1} , P_{S2} , τ_1) du T.C.M. peuvent conduire à des raies de même largeur équivalente. La détermination des paramètres du modèle T.C.M. nécessite donc le prise en compte de la forme des raies. Nous abordons cette étude de la forme des raies pour le modèle T.C.M. à l'aide de plusieurs exemples pour lesquels nous comparons la forme de deux raies qui ont une même largeur équivalente W mais qui sont calculées pour deux jeux de paramètres (P_{S1} , τ_1 , P_{S2}) différents (nous choisissons pour W une valeur proche de la valeur mesurée pour la raie réelle 2-o Q(1) de H₂ de JUPITER (1975)). Afin d'expliquer les différences de forme, nous étudions la formation de chacune de ces deux raies dans l'atmosphère. Les courbes de croissance W = f(P_{S2}) de la figure 20 nous permettent de schématiser la formation des raies.

Exemple 1 : Considérons les deux raies calculées pour les paramètres : ' $(P'_{S1} = 0, 1 \text{ atm}; \tau'_{1} = 1; P'_{S2} = 1 \text{ atm})$ $(P_{S_1}^{"}=0,5 \text{ atm}; \tau_1^{"}=4 ; P_{S_2}^{"}=1 \text{ atm}).$ Imaginons une atmosphère dans laquelle on peut faire varier la pression P₂ du nuage inférieur. La figure ci-contre reporte la variation de la largeur équivalente en fonction de cette pression P2. Lorsque P2 atteint la valeur $P'_{S2} = P''_{S2} = 1$ atm, la largeur équivalente est égale dans les deux cas à W ~ 0,085 cm⁻¹. Le schéma de formation de ces deux



raies est cependant très différent. La première raie se forme en atmosphère claire (courbe de croissance R.L.M.) jusqu'au niveau de pression du premier nuage $P'_{S1} = 0,1$ atm. A cette faible pression nous avons vu dans l'étude du R.L.M. que la raie 2-O Q(1) de H₂ n'est pas encore saturée. En-dessous du premier nuage, par suite de la réflexion d'une partie des photons par ce nuage, la raie continue à se former, mais moins rapidement que pour le modèle R.L.M. La seconde raie, par contre, suit un mode de formation identique au R.L.M. jusqu'au niveau de pression plus profond $P''_{S1} = 0,5$ atm cù cette raie est dèjà saturée. Pour obtenir finalement la même largeur équivalente que la première raie, il faut alors une formation très lente au-dessous du premier nuage, ce qui nécessite une épaisseur optique τ''_1 assez grande ($\tau''_1=4$). Conformément à ses schémas de formation très différents des deux raies, cellesci auront une forme bien distincte : la seconde raie étant plus fine et saturée (voir figure 22).

Exemple 2' : Considérons les deux raies calculées pour les jeux de paramètres $(P'_{S1}=0, 1 \text{ atm}; \tau'_1=2; P'_{S2}=2 \text{ atm})$ et ($P_{S1}^{*}=0, 5 \text{ atm}; \tau_{1}^{*}=2; P_{S2}^{*}=1 \text{ atm}$). Ici l'épaisseur du premier nuage est identique. Une couche plus petite d'atmosphère claire endessous du premier nuage, compense donc la saturation de la seconde raie dans la couche supérieure d'atmosphère claire pour obtenir une largeur équivalente voisine de celle de la première raie (W \sim 0,09 cm⁻¹). Comme dans le premier exemple, les schémas de formation des deux raies sont très différents et entraînent des formes de raies bien distinctes, même après convolution (voir figure 23). La seconde raie étant saturée reste plus fine et plus profonde.





raie 2-0 Q(1) de H₂ JUPITER 1975





D'après les deux exemples précédents il est clair que le profil d'une raie est beaucoup plus riche en information que la seule largeur équivalente puisque dans les deux cas la forme de la raie permet de différencier les paramètres du modèle alors que la largeur équivalente est identique. Toutefois nous allons voir un troisième exemple pour lequel les schémas de formation de deux raies de même largeur équivalente, ne peuvent plus être différenciés.

<u>Exemple 3</u> : Considérons les deux raies calculées pour les deux jeux de paramètres ($P'_{S1} = 0.5 \text{ atm}$; $\tau'_1 = 1$; $P'_{S2} = 2 \text{ atm}$) et ($P''_{S1} = 1 \text{ atm}$; $\tau''_1 = 2$; $P''_{S2} = 2 \text{ atm}$). Remarquons què le nuage le plus élevé se trouve ici au niveau de pression 0,5 atm alors que pour les deux exemples précédents, il se situait trés haut à 0,1 atm. Aussi les deux raies suivent ici le même schéma de formation en atmosphère claire (voir figure 24) jusqu'à un niveau de pression tel que ces deux raies soient déjà pratiquement formées et saturées. La différence de formation de ces deux raies en-dessous de ce niveau reste très faible. Finalement la forme des raies, à l'image de leur schéma de formation, restera trés semblable (voir figure 24) surtout après convolution, ce qui compte tenu du niveau de bruit expérimental, rend impossible leur distinction.

L'étude plus générale de la forme des raies en fonction des paramètres du modèle T.C.M. confirme par ailleurs cette conclusion (voir figure 25 a et b). Le niveau du premier nuage influence surtout l'intensité du centre de raie, alors que le niveau du second nuage (P_{S2}) influe essentiellement sur l'élargissement de la raie. Nous retrouvons sur ces courbes, la limite R.L.M. lorsque l'épaisseur optique du premier nuage τ_1 est grande (la forme de la raie est alors insensible à P_{S2}). La sensibilité maximum pour ce paramètre est obtenue pour les faibles valeurs de τ_1 (première colonne de la figure 25 a). De plus la superposition des raies obtenues pour un P_{S1} donné (chaque ligne de la figure 25 a) conduit à un ensemble de raies de formes très proches, excepté dans le cas d'une faible valeur de P_{S1} (première ligne de la figure). Les raies correspondent au schéma de formation de l'exemple 3 pour lequel la raie est saturée au-dessus du premier nuage.

Finalement, et sous réserve d'une amélioration de la résolution et du rapport signal sur bruit, l'exploitation de la raie 2-0 Q(1) de H₂, à l'aide du modèle à deux nuages, semble mieux adaptée à la détection d'une éventuelle couche de brume dans la partie haute de l'atmosphère (faible P_{S1} et faible τ_1), puisque la raie se forme essentiellement à cette altitude.

-48-







E - APPLICATION A JUPITER ET SATURNE

Pour illustrer les conclusions de l'étude générale de la raie 2-0 Q(1), nous tentons d'exploiter les spectres réels de JUPITER et SATURNE dans le cadre des modèles R.L.M., H.C.M. et T.C.M..

1 - R.L.M. (modèle de la couche réfléchissante)

La mesure des largeurs équivalentes de ces spectres donne ⁽¹⁾

W = 0,084 \pm 0,001 cm⁻¹ pour JUPITER (1975) W = 0,104 \pm 0,004 cm⁻¹ pour JUPITER (1974) et pour les spectres de SATURNE :

$$W \simeq 0.09 \pm 0.01 \text{ cm}^{-1}$$

Les valeurs du niveau de pression P_S déduites des courbes de croissance sont également celles qui conduisent aux meilleurs profils synthétiques :

> Pour JUPITER $P_{S} = 0,6 \pm 0,1$ atm (spectre de 1975) $P_{S} = 1,0 \pm 0,1$ atm (spectre de 1974)

Pour SATURNE $P_S \approx 0.4 \pm 0.1$ atm (spectre de 1974 et 1975)

L'incertitude indiquée étant principalement due au niveau de bruit expérimental (voir paragraphe B)).

Les meilleurs profils synthétiques ont été obtenus pour le spectre de JUPITER 1975) (voir figure 26). Les résultats obtenus à partir du spectre de JUPITER (1974) étant très imprécis, nous ne retiendrons par la suite que le spectre de 1975. L'imprécision du résultat pour SATURNE également peut être apprécié sur la figure 27. Compte tenu du bruit expérimental existant, ces profils ne permettent pas de rejeter le modèle R.L.M.. Cependant, à partir de l'étude des largeurs équivalentes des raies fortes de la bande $3 v_{q}$ du méthane, LECACHEUX et al (1976) ont obtenu pour le modèle R.L.M. :

Pour JUPITERP
S1,8 atmPour SATURNEP
S1,4 atm

BUS

⁽¹⁾ La précision de ces valeurs ne tient compte d'une éventuelle incertitude du continuum.





(2-0 2(1) de H2)



Fig 27: <u>SATURNE 1975</u>: raie reelle(----) et meilleures raies synthétiques pour le modèle R.L.M.(-----)



La position relative des niveaux P_S pour les deux planètes est identique à la notre. Celà confirme que les raies doivent être formées à plus haute altitude dans l'atmosphère de SATURNE que dans celle de JUPITER. Par contre les valeurs des niveaux P_S sont très différentes, et cela confirme l'insuffisance du R.L.M. mise en évidence à partir d'autres données telles que l'étude des raies de CH₄ faite par BURIEZ et de BERGH (1980) ou l'étude des variations du centre au limbe de la planète (WALLACE et SMITH (1977) et WEST (1979)). Il est donc nécessaire de prendre en compte la diffusion.Pour cela nour utilisons d'abord le modèle trés diffusant du nuage homogène (H.C.M.). Etant donné l'imprécision obtenue pour les autres spectres nous restreignons cependant cette étude au spectre de JUPITER (1975).

2 - H.C.M. (modèle du nuage homogène)

L'utilisation de ce modèle extrème très diffusant conduit à des valeurs de la quantité spécifique M :

$$M \simeq 6 \pm 1$$
 km-am (spectre de 1975)

Mais la confrontation des profils synthétiques donne un résultat beaucoup moins bon que pour le simple modèle R.L.M. (figure 26 pour JUPITER 1975). Finalement ce modèle fort diffusant ne peut convenir. La diffusion, qui reste nécessaire, doit avoir un rôle plus modéré, ce qui justifie l'étude d'un modèle tel que le modèle à deux nuages.

3 - T.C.M (modèle à deux nuages)

Rappelons que ce modèle a été souvent utilisé pour des considérations thermodynamiques et qu'il est assez semblable dans ses effets à d'autres modèles diffusants tels que le modèle du nuage dispersé (D.C.M.) un le modèle diffusant et réfléchissant (R.S.M.) BURIEZ et DE BERGH (1980), BURIEZ (1981). Nous avons vu que la connaissance de la largeur équivalente ne peut donner accès qu'à une relation entre les paramètres P_{S1} (niveau du premier nuage), τ_1 (épaisseur optique de ce nuage) et P_{S2} (niveau de pression du second nuage). Pour la largeur équivalente correspondant au spectre de JUPITER (W \sim 0,08 cm⁻¹), ces relations $P_{S2} = f(P_{S1}, \tau_1)$ sont représentées sur la figure 26. Nous obtenons les trois courbes ($\tau_1 = 1, 2, 4$) contenues entre les deux limites R.L.M.($\tau_1 = 0$ qui correspond à un niveau de pression R.L.M. $P_S = P_{S2}$ et $\tau_1 = \infty$ qui correspond

-50-



au R.L.M. tel que $P_{S} = P_{S1}$). Ces courbes partent toutes du point obtenu pour R.L.M. tel que $P_{S1} = P_{S2} \simeq 0,6$ atm. Ces relations obtenues du point de vue de la largeur équivalente nous permettent de faire une première comparaison avec d'autres résultats concernant le modèle T.C.M.. Il faut cependant garder à l'esprit que ces études ont été faites dans les conditions très différentes de la nôtre (autre domaine de féquence, variations spatiales et temporelles des atmosphères planétaires). Considérons par exemple le modèle T.C.M. le plus classique pour JUPITER : $P_{S1} \simeq 0,5$ atm., $P_{S2} \simeq 2$ atm., $\tau_1 = 2$ (voir par exemple DANIELSON et TOMASKO (1969) ou COMBES et ENCRENAZ (1979)). Ce modèle est incompatible avec nos relations de la figure 28 puisque le couple (+) $(P_{S1} = 0,5 \text{ atm.}, P_{S2} = 2 \text{ atm.})$ entraîne pour la raie 2-0 Q(1) de H₂ une épaisseur optique $\tau_1 > 4$. Cela confirme, pour ce modèle particulier, la nécessité d'ajouter une brume au-dessus des nuages comme l'ont indiqué plusieurs auteurs (TOMASKO et al (1978) ou WEST (1979)) à partir de l'étude des variations du centre au limbe par exemple. L'utilisation de cette brume conduirait pour nous à considérer comme un second nuage, le premier nuage actuel de NH₃ à 0,5 atm.. Ce qui nécessite bien, d'après nos courbes de la figure 28, l'utilisation d'une très faible épaisseur optique pour cette brume. Pour une raison identique, et bien qu'il ne s'agisse pas du même spectre, le domaine obtenu à partir de l'étude des raies de CH₄ par BURIEZ et DE BE<mark>RGH (1980</mark>

> 0,05 atm. < P_{S1} < 0,35 atm. 1,1 atm. < P_{S2} < 1,5 atm. 0,5 < τ_1 < 4 (suivant les valeurs de P_{S1} et P_{S2})

doit être restreint, pour être compatible avec nos relations $P_{S2} = f(P_{S1} \tau_1)$ au domaine (représenté en hachures fines sur la figure 28) :

> 0,18 atm. < P_{S1} < 0,35 atm. 1,1 atm. < P_{S2} < 1,5 atm. 2 < τ_1 < 3,8

L'étude de la raie 2-0 Q(1) de H₂ du point de vue de la largeur équivalente peut donc, combinée avec l'étude d'autres raies, apporter une information supplémentaire.

La comparaison des profils de raies, comme nous l'avons vu dans l'étude générale, ne permet pas de lever totalement l'indétermination des paramètres du modèle T.C.M. pour la raie 2-0 Q(1) de H₂. En effet il suffit que le premier nuage soit placé assez haut dans l'atmosphère (P_{S1} > 0,4 atm. pour JUPITER (1975)) pour que la forme de la raie soit déjà proche de celle trouvée avec le simple modèle d'atmosphère claire (R.L.M.). De nombreux jeux de paramètres (P_{S2}, τ_1) permettent alors d'ajuster la raie réelle en restant dans les limites imposées par le rapport signal sur bruit actuel. Ainsi par exemple la raie calculée pour $P_{S1} = 0,5$ atm., $P_{S2} = 1$ atm., $\tau_1 = 2$ semble convenir d'après la figure 29. Dans cette comparaison avec la raie réelle nous n'avons pas tenu compte des ailes de la raie à plus de 0,06 cm⁻¹ du centre, puisque ces ailes sont affaissées par la présence d'autres raies au voisinage de la 2-0 Q(1) de H₂ (comme le montre le spectre présenté en introduction). Nous avons vu que les raies se forment essentiellement dans la haute atmosphère. La contribution des couches profondes, qui permettent de caractériser le modèle T.C.M., est alors faible. Aussi les raies obtenues pour ce T.C.M. n'apportent finalement aucune amélioration par rapport à la forme de la raie qui convient pour le modèle R.L.M.. Cependant d'autres études (raies de CH, variations du centre au limbe) ont montré que le R.L.M. ne convenait pas pour l'atmosphère de JUPITER. Nous avons donc quand même jugé utile de déterminer, pour le modèle T.C.M., l'ensemble des meilleurs profils. En utilisant un critère de variance et d'écart à la raie réelle inférieur au niveau de bruit expérimental actuel nous avons déterminé (sur 960 raies calculées) une centaine de raies permettant d'ajuster la raie réelle. Ces résultats obtenus pour des valeurs de l'épaisseur optique τ_1 = 1, 2 ou 4, ajoutés à la solution obtenue pour le modèle R.L.M. (qui correspond aux cas $\tau_1 = 0$ $\tau_1 = \infty$ ou $P_{S1} = P_{S2}$) nous ont permis de représenter sur la figure 28 (en hachues larges) une "zone de probabilité des paramètres du modèle T.C.M." pour JUPITER. Ce domaine permet, d'après la figure 28, d'éliminer une partie des courbes $P_{S2} = f(P_{S1}, \tau_1)$, ce qui constitue donc une information supplémentaire par rapport à l'étude des largeurs équivalentes. De plus le domaine résultant de l'exploitation des raies du méthane (BURIEZ et DE BERGH (1980)), représenté en hachures fines sur la figure, rentre bien dans notre zone de probabilité ; mais il est clair qu'une amélioration du rapport signal sur bruit, en réduisant notre domaine, permettrait d'éliminer certaines des solutions compatibles avec les raies du méthane.



Ces comparaisons assez qualitatives montrent cependant que l'exploitation de la raie quadrupolaire 2-O Q(1) de H₂, combinée à l'étude d'autres raies compatibles, et sous réserve d'une amélioration de la résolution et du rapport signal sur bruit, peut apporter une information supplémentaire. Et, puisque la raie 2-O Q(1) sonde principalement les couches hautes de l'atmosphère, il sera peut être possible de confirmer la présence, et de donner les caractéristiques d'une éventuelle couche de brume en haute altitude.

CONCLUSIONS

1 - Conclusions générales

Nous avons montré que la raie quadrupolaire 2-O Q(1) de H₂ était différente des raies "classiques" utilisées en spectroscopie planétaire. Elle nécessite en particulier un profil de GALATRY, tenant compte d'un effet de rétrécissement par collision en plus de l'effet d'élargissement par pression qui s'exprime habituellement par une forme de VOIGT. La différence entre ces deux profils sera surtout notable avec les améliorations expérimentales à venir des spectres quadrupolaires.

Même si on se limite aux largeurs équivalentes, le comportement de la 2-0 Q(1) est différent de celui de raies classiques comme celles de CH₄, pour une même intensité totale. Cette différence n'est pas notable pour d'autres raies quadrupolaires telles que la 4-0 S(1).

La forte concentration d'hydrogène dans les atmosphères de JUPITER et SATURNE implique également la prise en compte de l'effet de décalage par pression. Toutefois nous avons vu que cet effet peut être négligé tant que le rapport signal sur bruit des spectres n'est pas amélioré au moins par un facteur 2.

L'étude de la croissance des raies en fonction de la pression nous a indiqué que la raie 2-O Q(1) se forme essentiellement dans les très hautes couches de l'atmosphère.Il est important de tenir compte de l'inhomogénéité verticale de cette atmosphère.

Nous avons vu de même l'importance d'une meilleure précision des profils thermiques puisque dans l'hypothèse d'une atmosphère claire une incer-

titude sur la température $\Delta T \sim 10^\circ$ K entraîne une incertitude sur le niveau de pression $\Delta P_{\rm S} \sim 0,1$ atm..

Comme pour une raie plus classique la diffusion a pour effet d'élargir les ailes de raies en rendant le centre moins profond, cependant à cause de la finesse de la raie 2-0 Q(1) il faudrait une très bonne résolution (amélioration d'un facteur 2 par exemple) pour pouvoir distinguer clairement les différents modèles diffusants.

2 - Conclusions particulières pour JUPITER et SATURNE

Le simple modèle d'atmosphère claire conduit pour la raie 2-0 Q(1) à des valeurs de la pression de la surface réfléchissante : $P_S \sim 0.6$ atm. pour JUPITER et $P_S \sim 0.4$ atm. pour SATURNE. Ceci confirme que les raies sont formées plus haut dans l'atmosphère de SATURNE que dans celle de JUPITER. La différence entre ces niveaux de pression et ceux obtenus à partir des largeurs équivalentes des raies 3 v_3 de CH₄ par LECACHEUX et al (1976) (P_S = 1.8 atm. pour JUPITER et P_S = 1.4 atm. pour SATURNE) montre bien l'insuffisance du modèle R.L.M.. Ce point a déjà été démontré en particulier à partir de la comparaison des raies fortes ou faibles de CH₄ par BURIEZ et DE BERGH (1980).

L'accord acceptable entre le profil expérimental et le profil synthétique pour le modèle R.L.M. se trouve dégradé avec le modèle H.C.M.. Cela confirme que ce modèle très diffusant est trop extrême.

L'utilisation du modèle T.C.M. pour JUPITER montre que le modèle classique : ($P_{S1} \sim 0.5$ atm. ; $P_{S2} \sim 2$ atm. ; $\tau_1 = 2$) ne peut convenir que si l'on ajoute une brume de faible épaisseur optique en très haute altitude. Ce résultat est par ailleurs en accord avec l'étude des variations du centre au limbe (TOMASKO et al (1978), WEST (1979)). Mais on ne peut exclure toutefois un autre modèle à deux nuages répartis différemment avec ou sans brume.

Ce travail nous a finalement montré que si l'exploitation de la seule raie quadrupolaire 2-O Q(1) est encore imprécise, elle sera dans un proche avenir, avec l'amélioration probable de la résolution et du niveau de bruit expérimental, un complément important à l'étude des modèles d'atmosphère. Comme la spectropolarimétrie des nuages de JUPITER (BURIEZ, FOUQUART et FYMAT (1979)), l'étude de la raie quadrupolaire 2-O Q(1) d'hydrogène moléculaire semble être, en, effet, un bon moyen de sonder les couches hautes de l'atmosphère, et en particulier une éventuelle brume en haute altitude.

REFERENCES

- ARMSTRONG B.H. (1967) Spectrum line profiles : The VOIGT function -J.Q.S.R.T. 7, 61-88.
- AXEL L. (1972) Inhomogeneous models of the atmospheres of JUPITER -Ap. J. 173, 451-468.
- BELTON M.I.S., HUNTEN D.M., GOODY R.M. (1968) dans "The atmospheres of VENUS and MARS" - J.C. BRABDT, M.B. Mc ELROY ed. GORDON and BREACH, 69.
- BERGSTRALH J.T., MARGOLIS J.S., BRAULT J.W. (1978) Intensity and pressure shift of the H₂ 4-0 S(1) Quadrupole line - Ap. J. <u>224</u>, L39-L41.
- BERMAN P.R. (1972)- J.Q.S.R.T. <u>12</u>, 1331
- BIRNBAUM A., POLL J.D. (1969) Quadrupole transitions in the H₂, HD and D₂ molecules - J.A.S. <u>26</u>, 943-945.
- BURIEZ J.C., FOUQUART Y., FYMAT A.L. (1979) Spectropolarimetry of VENUS and JUPITER clouds : information content of equivalent widths -An. Ap. <u>79</u>, 287-298.
- BURIEZ J.C., DE BERGH C. (1980) Methane line profiles near 1,1 µ as a probe of the JUPITER cloud structure and C/H ratio - An. Ap. 83, 149.
- BURIEZ J.C., DE BERGH C. (1981) A study of the atmosphere of SATURN based on methane line profiles near 1,1 μ - An. Ap.
- BURIEZ J.C. (1981) Contribution à l'étude des atmosphères nuageuses par interprétation de spectres à haute résolution. - Application à VENUS et aux planètes Joviennes - Thèse d'Etat, LILLE I.
- CAMERON A.G.W. (1974) Abundances of the elements in the solar system -Sp. Sci. Rev. <u>15</u>, 121,146.
- CESS R.D., KHETANS S. (1973) Radiative transfer within the atmospheres of the major planets J.Q.S.R.T. 13, 995.
- COMBES M., ENCRENAZ T. (1979) A method for the determination of abundance ratios in the outer planets applications to JUPITER - Icarus 39, 1-27.
- CONNES P., MICHEL G. (1975) Astronomical FOURIER spectrometer Ap. Opt. <u>14</u>, 2067.

COOPER G., MAY A.D., HARA E.H., KNAPP H.P. (1968) - Can J. Phys. <u>46</u>, 2019. DALGARNO A., ALLISON A.C., BROWNE J.C. (1969) - Rotation-vibration quadrupole matrix clements and quadrupole absorption coefficients of the ground electronic states of H₂, HD and D₂ - J.A.S. <u>26</u>, 946-951.

I

DANIELSON R.E., TOMASKO M.G. (1969) - A two cloud layer model of the Jovian clouds - J.A.S. 26, 889-897.

DE BERGH C., LECACHEUX J., COMBES M., VION M., MAILLARD T.P. (1973) - New infrared spectro of the Jovian planets from 12000 to 4000 cm⁻¹ by Fourier transform spectroscopy ; II - Study of SATURN in the 3 v₃ CH₄ band - cf. DE BERGH (1976) ou An.Ap. <u>28</u>, 457-466. DE BERGH C., LECACHEUX J., COMBES M., MAILLARD J.P. (1974) - New infrared spectra ; III - First overtone pressure induced H₂ absorption in the atmosphere of JUPITER and SATURN - cf. DE BERGH (1976) ou

An. Ap. 35, 333-337.

DE BERGH C. (1976) - JUPITER et SATURNE : leur étude à partir de spectres à très haute résolution - Thèse d'Etat, MEUDON.

DE BERGH C., LECACHEUX J., MAILLARD J.P. (1977) - The 2-D Quadrupole spectrum of H₂ in the atmosphere of JUPITER and SATURN - cf. DE BERGH (1976) ou An. Ap. <u>56</u>, 227-233.

DEVAUX C., GRANDJEAN P., ISHIGURO Y., SIEWERT C.E. (1979) - On multi-region problems in radiative transfer - Ap. Sp. Sci. 62, 225-233.

DICKE R.H. (1953) - The effect of collision upon the Doppler width of spectral lines - Phys. Rev. <u>89</u>, 472-473.

DURTESTE Y. (1978) - Contribution à l'étude spectrale de l'atmosphère de VENUS diplôme d'Etudes Approfondies, Université de LILLE I.

FINK U., WIGGINS T.A., RANK D.H. (1965) - Frequency and intensity measurements on the Quadrupole spectrum of molecular hydrogen - J.M.S. <u>18</u>, 384-395.

FLOYD-HERBERT (1974) - Spectrum line profiles : a generalized VOIGT function including collisional narrowing - J.Q.S.R.T. <u>14</u>, 943-951.

GALATRY L. (1961) - Simultaneous effect of Doppler and Foreign gas braodening on spectral lines - Phys. Rev. <u>122</u>, 1218-1223.

GAUTIER D., LACOMBE R., REVAH I. (1977) - The thermal structure of JUPITER from infrared spectral measurements by means of a filtered iterative method - J.A.S. 34, 1130-1137.

GAUTIER D., COURTIN R. (1979) - Atmospheric thermal structure of the giant planets - Icarus 39, 28-43.

GAUTIER D., CONRATH B., FLASAR M., HANEL R., KUNDE V., CHEDIN A., SCOTT N. (1981) - The helium abundance of JUPITER from VOYAGER -J.G.R. 86 A10, 8713-8720.

GEHRELS T. (1976) - "JUPITER" Studies of the interior atmosphere, magnetosphere and satellites - Tom GENRELS Ed. University of ARIZONA Press.

II

GRAY C.G., WELSH H.L. (1971) - Intermolecular force effects in the Raman spectra of gazes ; dans "Essays in structural chemistry" D.A. LONG et al Eds. pp 169-188 Mc MILLAN LONDON.

HARTECK P., SCHMIDT H.W. (1933) - Z Phys. Chem. Abt B21, 447.

- HERZBERG G. (1950) Molecular spectra and molecular structure ; I : spectra of diatomic molecules - D. Van NOSTRAND REINHOLD C.O.
- HIRCHFELDER J.D., CURTISS C.F., BIRD R.B. (1954) Molecular theory of gases and liquids - Wiley, NEW YORK p 581.
- HOUGHTON J.T., SMITH S.D. (1966) Infra-red physics OXFORD at the Clarendon Press.
- JAMES T.C. (1966) Exact vibrational matrix elements for molecular hydrogen and the intensity of the quadrupole rotation-vibration spectrum -Ap. J. <u>146</u>, 572-580.
- JAMES T.C. (1969_a) Calculations of collision narrowing of the quadrupole lines in molecular hydrogen - J.O.S.A. <u>59</u>12, 1602-1606.
- JAMES T.C. (1969) Intensity of the quadrupole rotation-vibration spectrum of molecular hydrogen -(note) J.M.S. 32, 512.
- KARL G., POLL J.D. (1967) On the quadrupole moment of the hydrogen molecule -J. Chem. Phys. 46, 2944-2950.
- LALLEMAND P., SIMOVA P., BRET G. (1966) Pressure induced line shift and collisional narrowing in hydrogen gas determined by stimulated emission -Phys. Rev. <u>L17</u>, 1239-1241.
- LECACHEUX J., DE BERGH C., COMBES M., MAILLARD J.P. (1976) The C/H and ¹²CH / ¹³CH₄ ratios in the atmospheres of JUPITER and SATURN from 0,1 cm⁻¹ near-infrared spectra - cf. DE BERGH (1976) ou An. Ap. 53, 29-33.
- LEWIS J.S. (1969) The clouds of JUPITER and the NH_3-H_{20} and NH_3-H_2S systems Icarus 10, 369-378.
- LORENTZ H.A. (1906) Theorie of pressure broadening Proc. Am. Acad. Sci. <u>8</u>, 591.
- Mc KELLAR A.R.W., WELSH H.L. (1971) Collision induced spectra of hydrogen in the first and second overtone regions with applications to planetary atmospheres - Proc. Roy. Soc. Lond. A322, 421-434.
- Mc KELLAR A.R.W. (1974) The significance of pressure shifts for the interpretations of H₂ quadrupole lines in planetary spectres - Icarus <u>22</u>, 212-219.
- MARGOLIS J.S. (1973_a) Measurement of some 1-0 H₂ quadrupole transition stengths (note) J.M.S. 48, 409-410.

III

MARGOLIS J.S., HUNT G.E. (1973) - On the level of H₂ quadrupole absorption in the Jovian atmosphere - Icarus <u>18</u>, 593-598.

MARTEN A., ROUAND D., BALUTEAU J.P., GAUTIER D.,CONRATH B.J., HANEL R.A., KUNDE V. SAMUELSON R., CHEDIN A., SCOTT N. (1981) - Study of the ammonia ice cloud layer in the equatorial region of JUPITER from infrared interferometric experiment on VOYAGER - Icarus <u>46</u>, 248-333.

MAY A.D. VARGRESE G., STRYLAND J.C., WELSH H.L. (1964) - Vibrational frequency perturbations in the Raman spectrum of compressed gaseous hydrogen - Can J. Phys. <u>42</u>, 1058-1069.

MICKELSON M.E., LARSON L.E., TRAUGER J.T. (1977) - Laboratory measurements of the hydrogen (3-0) band 4-0) 5(1) quadrupole lines - Bul. Am. An. Soc. 9, 515.

MIZUSHIMA M. (1951) - The theory of pressure broadenings and its applications to mocrowave spectra - Phys. Rev. <u>83</u>, 94-103.

- MURRAY J.R., JAVAN A. (1969) Lettre à l'éditeur J.M.S. 29, 502.
- MURRAY J.R., JAVAN A. (1972) Effects of collisions on Raman line profiles of hydrogen and deuterium gas J.M.S. <u>42</u>, 1.
- ORTON G.S. (1975) The thermal structure of JUPITER ; I implications of PIONEER 10 infrared radiometer data - Icarus 26, 125-141.
- ORTON G.S., INGERSOLL A.P. (1976) PIONEER 10 and 11 ground based infrared data on JUPITER : the thermal structure and H_e/H₂ ratio(dans "JUPITER" cf GEHRELS (1976) p 206)

ORTON G.S. (1977) - Recovery of the mean Jovian temperature structure from inversion of spectrally resolved thermal radiance data - Icarus <u>32</u>, 41-57.

- ORTON G.S., INGERSOLL A.P. (1980) SATURN's atmospheric temperature structure and reat budget - J.G.R. <u>85</u>, A11, 5871-5881.
- PILCHER C.B., PRINN R.G., Mc CORD T.B. (1973) Spectroscopy of JUPITER : 3200 to 11 200 Å - J.A.S. <u>30</u>, 302-307.

POLL J.D., WOLNIEWICZ L. (1978) - J. Chem. Phys. 68, 3053-3058.

- RANK D.H., RAO B.S., SITARAM P., SLOMBA A.F., WIGGINS T.A. (1962) Quadrupole and induced dipole spectrum of molecular hydrogen - J.O.S.A. <u>52</u>9, 1004-1009.
- RANK P.H., WIGGINS T.A. (1963) Experimental measurements of spectral line profiles - J.Q.S.R.T. <u>3</u>, 377-383.
- RANK D.H., FINK U., WIGGINS T.A. (1966) Measurements on spectral of gases of planetary interest : H_2 CO₂, NH₃ and CH₄ Ap. J. <u>143</u>, 980-988.
- REGAS J.L., GIVER L.P., BOESE R.W., MILLER J.H. (1975) Theoretical interpretation of the 0,7820 μm CO₂ band and 0,8226 μm H₂O line on Venus -Icarus <u>24</u>, 11-18.

IV

- SATO M., HANSEN J.E. (1979) JUPITER's atmospheric composition and cloud structure deduced from absorption bands in reflected sun light - J.A.S. <u>36</u>7, 1133-1167.
- SMITH W.H. (1978) On the ortho-para equilibrium of H_2 in the atmospheres of the Jovian planets Icarus <u>33</u>, 210-216.

TOKUNAGA A.T. (1978) - The SATURN system, proceedings of the NASA workshop -Reston, VIRGINIA, 53.

TOMASKO M.G., WEST R.A., CASTILLO N.D. (1978) - Photometry and polarimetry of JUPITER at large phase angles ; I : analysis of imaging data of a prominent belt and a zone from PIONEER 10 - Icarus 33, 558-592.

TRAFTON L.M. (1967) - Model atmospheres of the major planets - Ap. J. <u>147</u>, 765-781.

TRAUGER J.T., MICKELSON M.E., LARSON L.E. (1978) - Laboratory absorption strengths for the H₂(4-0) and (3-0) S(1) line - Ap. J. <u>225</u>, L157-L160.

VAN KRANENDONK J. (1957) - Physica 23, 825.

VAN KRANENDONK J. (1958) - Physica 24, 347.

- WALLACE L., PRATHER M., BELTON M.J.S. (1974) The thermal structure of the atmosphere of JUPITER Ap. J. 193, 481-493.
- WALLACE L. (1975) The thermal structure of JUPITER in the stratosphere and upper troposphere dans "JUPITER" cf. GEHRELS (1976).

WALLACE L., SMITH G.R. (1977) - The interpretation of Jovian methane absorption -Ap. J. 212, 252-261.

WALLACE L., SMITH G.R. (1979) - The Jovian temperature structure obtained by inversion of infrared spectral measurements - Icarus <u>38</u>, 342-348.

WATANABE A., HUNT J.L., WELSH H.L. (1971) - Structure of the pressure induced infrared spectrum of hydrogen in the first overtone region - Can. J. Phys. 49, 860-863.

WEIDENSCHILLING S.J., LEWIS J.S. (1973) - Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets - Icarus 20, 465-476.

WELSH H.L. (1969) - The pressure-induced infrared spectrum of hydrogen and its application to the study of planetary atmospheres - J.A.S. 26, 835-840.

WEST R.A. (1979) - Spatially resolved methane band photometry of JUPITER I absolute reflectivity and center to limb variations - Icarus 38, 12-33.

WITTKE J.P.,DICKE R.H. (1956) - Redetermination of the hyperfine splitting in the ground state of atomic hydrogen Phys.Rev. 103, 620-631.

WOODMAN J.H., COCHRAN W.D., SLAVSKY D.B. (1979) - Spatially resolved reflectivities of JUPITER during the 1976 opposition - Icarus 37, 73-83.

YOUNG L.G. (1969) - Interpretation of high resolution spectra of VENUS (I) -Icarus 11, 66-75.

V

-	An. Ap. : Astronomy and Astrophysics
-	Ap. J. : The Astrophysical Journal
-	Ap. OPT : Applied Optics
-	Ap. Sp. Sci. : Applied Space Sciences
-	Bul. Am. An. Soc. : Bulletin of the American Astronomical Society
-	Can. J. Phys. : Canadian Journal of Physics
-	J.A.S. : Journal of the Atmospheric Sciences
ł	J.G.R. : Journal of Geophysical Research
-	J. Chem. Phys. : The Journal of Chemical Physics
-	J.M.S. : Journal of Molecular Spectroscopy
ć	J.O.S.A. : Journal of the Optical Society of American
-	J.Q.S.R.T. : Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer
-	Phys. Rev. : The Physical Review
-	Proc. Am. Acad. Sci. : Proceeedings of the America, Academy of Sciences
-	Proc. Roy. Soc. Lond. : Proceedings of the Royal Society of London
-	Sp. Sci. Rev Space Science Review
-	Z. Phys. Chem. Alt. : Zeitschrift für Physikalische Chemie.

LISTE DES FIGURES INCLUSES VII

có Page:

	Chap:	itre	<u>. I</u> se filos é las falles e las filos de las filos de las de las de las de las filos de las de las de las de las de
	Fig.	1 -	Effet de rétrécissement par collisions (sur les demi-largeurs de
-17-			raies) théorique.
	Fig.	2 -	Rétrécissement par collisions et élargissement par pression (sur
-18-			le coefficient d'absorption (K(x,y,z).
-18-	Fig.	3 -	Effet de rétrécissement par collision sur les demi-largeurs pour la
			raie 2-0 Q(1) (cas d'une atmosphère claire).
	Fig.	4 -	Largeur équivalente en fonction de la pression (avec ou sans décalage
-22-			par pression) pour SATURNE et JUPITER.
	Fig.	5 -	Profil de la raie 2-0 Q(1) de H ₂ pour SATURNE (avec ou sans décalage
-22-			par pression).
	Fig.	6 -	Variation de l'intensité de la raie 2-0 Q(1) avec la température.
-24-			
	Chap	itre	
-30-	Fig.	7 -	Influence du découpage du modèle d'atmosphère claire (R.L.M.).
-32-	Fig.	8 -	Structure thermique de JUPITER.
-32-	Fig.	9 -	Structure thermique de SATURNE.
-34-	Fig.	10	- Comparaison du profil de GALATRY et du profil de VOIGT.
-36-	Fig.	11	- Courbes de croissance W = f(P _S) (H ₂ et CH ₄).
-37-	Fig.	12	- Evolution des raies en fonction de la pression (2-0, 3-0, 4-0).
-37-	Fig.	13	- Influence de la résolution.
- 38-	Fig.	14	- Influence de la température sur les courbes de croissance W = f(P _S).
-38-	Fig.	15	- Incertitude ΔP _S due à l'imprécision du profil thermique.
-39-	Fig.	16	- Influence de la température sur la forme des raies.
-41-	Fig.	17	- Courbes de croissance W = f(M) pour le modèle H.C.M
-41-	Fig.	18	- Raies pour le modèle H.C.M. (Mɛ{0,01, 100} km-am).
10-	Fig.	19	- Comparaison des raies de même W pour R.L.M. et H.C.M. (P _S =0,6 atm
-42-			M = 6 km-am).
-45-	Fig.	20	- Courbes de croissance W = f(P _{S2}) pour le T.C.M
-45-	Fig.	21	$-W = f(\tau_1) (T.C.M.).$
-47-	Fig.	22	- T.C.M. comparaison de deux raies de même largeur équivalente (ex.1)
-47-	Fig.	23	- T.C.M. comparaison de deux raies de même largeur équivalente (ex.2)
-48-	Fig.	24	- Schéma de croissance et comparaison de deux raies (T.C.M.) (3e exemple
-18-	Fig.	25	- Modèle T.C.MInfluence des paramètres sur la forme des raies.
-40-			a) - P _{S1} , τ ₁ fixés
			^{b)} - P _{S2} , τ ₁ fixés.
10	Fig.	26	- Meilleure raie ajustant la raie réelle de JUPITER (1975) R.L.M. et
-49-			H.C.M
-49-	Fig.	27	- SATURNE (1975) modèle R.L.M
- 50 -	Fig.	28	- Relation entre les 3 paramètres du T.C.M. (P _{S1} , τ ₁ , P _{S2}) pour W donné).
- 52-	Fig.	29	- JUPITER (1975) une des solutions pour le T.C.M
16			

Cette thèse que vous venez de lire a été imprimée sur Papier recyclé. Cette initiative doit beaucoup à Mr BOUCHER de l'Association pour la promotion du papier recyclé.Pour la fourniture de ce papier, je remerçie particulièrement le C.R.I. de LILLE.

Ce geste parait symbolique!...et pourtant: -Pour une qualité d'impression trés acceptable,nous pouvons,pour cette simple thèse,économiser par rapport au papier utilisé HABITUELLEMENT:

-environ 100 kg de bois(Le papier recyclé utilise de vieux journaux),20 M³

d'eau, et prés de 150 Kwh en énergie de fabrication!

Quelle serait cette économie, si toutes les thèses et rapports divers de l'UNI-VERSITE de LILLE 1 étaient imprimées sur ce même papier !

N'est-il pas temps de rompre avec l'HABITUDE qui met chaque jour un peu plus en péril nos réserves de forêts et d'eau pure ?

N'est-il pas préférable d'économiser notre énergie que de produire celle-çi de manière toujours plus couteuse et dangereuse pour l'équilibre mondial ? N'est-il pas scientifique de vouloir un progrés raisonné ?

Si les Universitaires, et l'administration en général, voulaient bien suivre ce modeste exemple, l'étiquette du "gaspillage" pourait se décoller tout en rendant plus compétitif encore ce papier recyclé.

L'esprit Humain et la connaissance progressent, mais trop souvent au dépend de son environnement!.

A quoi peut donc servir une Humanité intelligente et prospère sur une Terre en friche ?!.

Pour suivre cet exemple, la bonne adresse est:

FEDERATION DES COMITES DE RECYCLAGE DES MATIERES VALORISABLES PAR L'INOVATIO.



ainsi qué: La Maison du papier reçyclé: 121 av du Maine 75014 PARIS

Erable: 13 bd de la tour d'Auvergne 35100 RENNES.