

N° d'ordre : 1187

THÈSE

DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Jean-Pierre MAILLARD

LABORATOIRE AIMÉ COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

Spectres à haute résolution de planètes, d'étoiles froides
et chaudes de 1 à 2,5 μ par spectrométrie de Fourier.

SOUTENUE LE 25 Juin 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT	:	Président
MM. Ch. FEHRENBACH	}	Examineurs
R. CAYREL		
P. CONNES		
D. GAUTHIER		



A ma femme

à Eric

Véronique

Elisabeth

Cécile

Sébastien



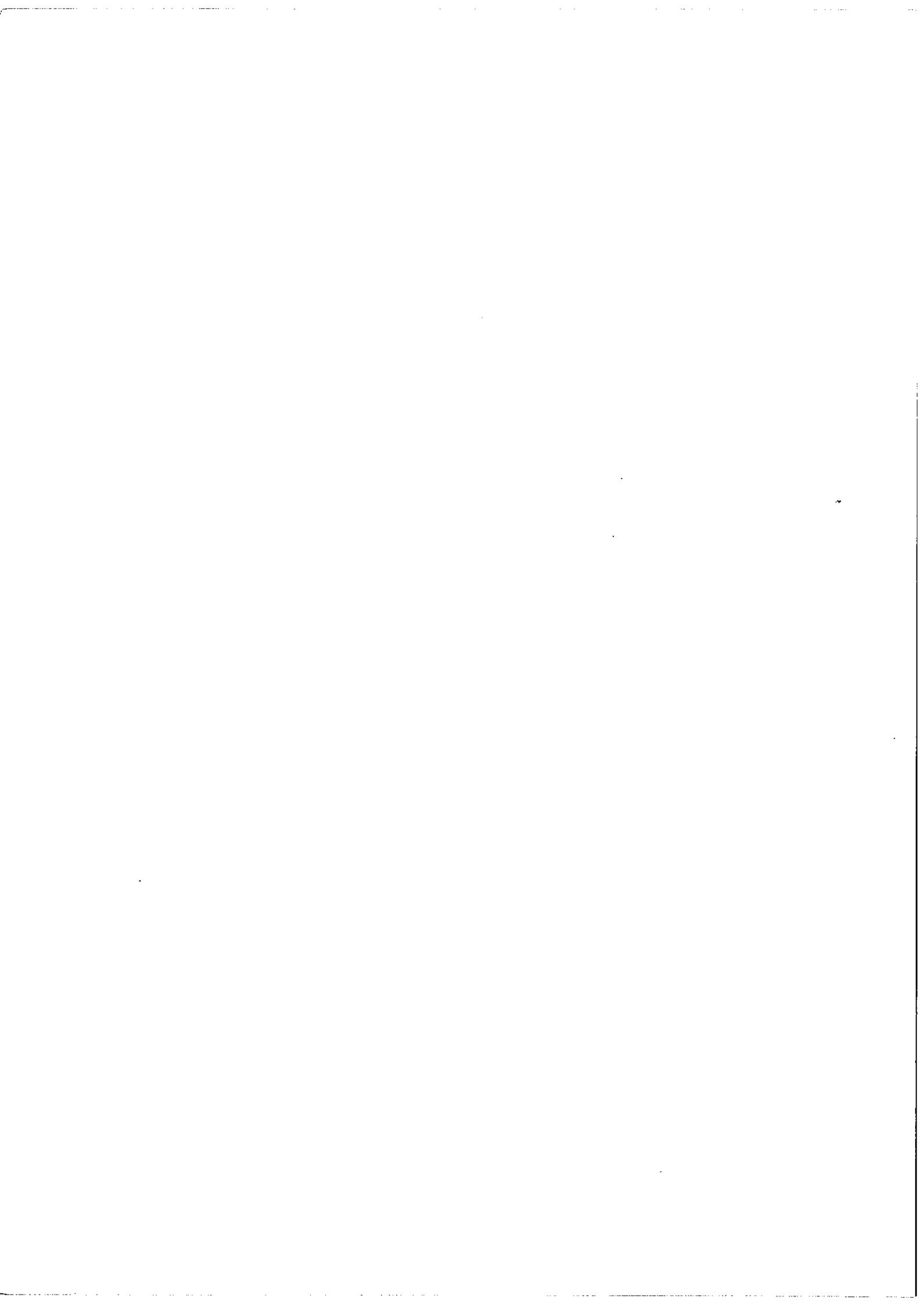
J'ai de sérieuses raisons de croire que la planète d'où venait le Petit Prince est l'astéroïde B612. Cet astéroïde n'a été aperçu qu'une fois au télescope en 1909 par un astronome turc.

Il avait fait alors une grande démonstration de sa découverte à un Congrès International d'Astronomie. Mais personne ne l'avait cru à cause de son costume. Les grandes personnes sont comme ça .

Heureusement pour la réputation de l'astéroïde B612, un dictateur turc imposa à son peuple, sous peine de mort, de s'habiller à l'européenne. L'astronome refit sa démonstration en 1920 dans un habit très élégant. Et cette fois-ci tout le monde fut de son avis.

Le Petit Prince

A. de St EXUPERY



REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur JACQUINOT et Monsieur le Professeur CHABBAL qui m'ont accueilli au Laboratoire Aimé Cotton.

Que P. CONNES sache que je lui garde une très profonde et réelle gratitude pour les possibilités qu'il m'a données par l'accomplissement de ce travail.

J'exprime à Monsieur Ch. FEHRENBACH mes vifs remerciements pour l'accueil qu'il m'a réservé à l'Observatoire de Haute Provence, en me donnant toutes facilités pour mener à bien les observations et pour l'intérêt qu'il y a constamment porté. J'associe également Madame Y. ANDRILLAT qui m'a indiqué l'intérêt de certaines observations.

Je remercie Monsieur R. CAYREL qui a bien voulu relire plus spécialement certaines parties de ce texte, et le Docteur TSUJI qui a guidé mes quelques pas timides en Astrophysique et avec qui une collaboration s'est ouverte.

C'est avec plaisir que je remercie Monsieur GAUTHIER et tout le Groupe Planète de l'Observatoire de Meudon avec lequel une fructueuse collaboration s'est engagée.

J. CHAUVILLE m'a beaucoup aidé tout au long de ce travail en me rendant sans compter de nombreux services, qu'il soit assuré de ma reconnaissance.

Je remercie également Monsieur F. QUERCI et Monsieur J. P. CHEVILLARD et sa femme qui ont passé quelque temps en mission avec moi.

Je tiens à remercier H. DELOUIS et F. GAUTIER dont j'ai utilisé les programmes et que j'ai souvent dérangés pour des conseils de

programmation.

A mes collègues du Laboratoire Aimé Cotton et plus particulièrement G. GUELACHVILI avec qui j'ai été associé à la construction de l'interféromètre, j'exprime la valeur qu'a eue pour moi leur amitié.

Je n'oublie pas les membres du personnel du Laboratoire Aimé Cotton qui, tous, ont contribué à des titres divers à l'exécution de ce travail.

Au personnel de l'Observatoire de Haute Provence et particulièrement à Messieurs LAMOUR et BRUNEL et aux techniciens de nuit du 193, qui m'ont aidé du plus qu'ils ont pu pendant les missions, je dis toute ma reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES	I
<u>INTRODUCTION</u>	1
 <u>PARTIE I - DESCRIPTION INSTRUMENTALE</u>	
<u>CHAPITRE A</u> : Spectroscopie avec transformation d'un million de points (article)	13
<u>CHAPITRE B</u> : Réalisation d'une source superradiante à Xénon	
I - Introduction	33
II - Effet superradiant	35
III - Description	39
IV - Propriétés	
1°) Directivité et stabilité	41
2°) Puissance de sortie	45
3°) Etude du bruit	47
4°) Durée de vie du tube - Méthode de remplissage autonome	49
5°) Finesse	55
6°) Stabilité en longueur d'onde	56
7°) Précautions d'emploi	59
<u>CHAPITRE C</u> : Recherche des meilleures conditions d'uti- lisation des cellules PbS - Méthode de test	61
I - Paramètres à considérer dans l'étude réelle des détecteurs infrarouges	62

II - Banc de mesure des cellules	62
III - Résultats	65
1°) Conditions de polarisation	66
2°) Mesure du signal	66
3°) Mesure du bruit	67
4°) Rapport signal/bruit	69
 <u>CHAPITRE D</u> : Liaison de l'interféromètre avec le	
téléscope - Ensemble de Mesure	
I - Optique d'entrée	79
1°) Description	81
2°) Procédure de réglage	81
II - Ensemble de Mesure	
1°) Détecteurs	83
2°) Préamplificateurs - Bande passante	
de la chaîne de mesure	85
3°) Signal proportionnel à l'intensité de	
la source - Détecteur de niveau	87
 <u>CHAPITRE E</u> : Méthode de calcul - Programmes complémentaires	
I - Programmes de pré-transformation	92
II - Programmes de transformation de Fourier	92
III - Programmes de dépouillement	
1°) Bloc-diagramme du programme de	
pointé	93
2°) Programme : MAIFOND	95

PARTIE II - DISCUSSION DES DIVERS PROBLEMES RENCONTRES

DANS L'OBSERVATION ET L'ANALYSE DES SPECTRES

ASTRONOMIQUES EN SPECTROSCOPIE PAR T. F.

PARTIE II-a : OBSERVATION

CHAPITRE A : Bruit de turbulence

1°) Définitions	101
2°) Effets sur le spectre	101.
3°) Discussion	106

CHAPITRE B : Détermination de la différence de marche
zéro

I - Fluctuations de la différence de marche zéro	115
II - Effets sur le spectre	
1°) Bruit de phase	119
2°) Distorsion du fond continu	120

CHAPITRE C : Rayonnement thermique 123

PARTIE II-b : ANALYSE

CHAPITRE D : Précision sur le pointé des raies 129

I - Influence du bruit - Méthode de pointé	130
1°) $\Delta\sigma \ll d\sigma$	131
2°) $\Delta\sigma \gg d\sigma$	133
3°) Conclusions sur les méthodes de pointé	135
4°) Limite de précision de pointé imposée par le bruit	137
II - Corrections systématiques	139
1°) Correction géométrique	139

2°) Correction due à l'indice de l'air ;	
réduction au vide	140
3°) Correction de vitesse radiale apparente	141
a) Influence de la durée de l'enregis-	
tremement	142
b) Précision sur la vitesse radiale	
héliocentrique de l'étoile	149
4°) Conclusion	155
<u>CHAPITRE E</u> : Détermination des largeurs équivalentes -	
Précision	159

PARTIE III - RESULTATS

. BILAN DES OBSERVATIONS ET CONCLUSION	165
I - Types de sources infrarouges	
1°) Les étoiles M normales ou géantes	165
2°) Les étoiles variables de type Mira	166
3°) Les étoiles carbonées	167
4°) Les étoiles chaudes	167
5°) Les planètes	168
II - Journal d'observation	169
III - Diagramme Magnitude-résolution	172
IV - Conclusion	177

. New infrared spectra of the Jovian planets from 12 000 to 4 000 cm^{-1} by Fourier Transform Spectroscopy	185
I - Study of Jupiter in $3\nu_3$ CH_4 band (article)	
. Analyse du premier harmonique de CO dans α Herculis - Détection de $\text{C}^{12}\text{O}^{17}$	199
. Observation de l'étoile Be, γ Cas de 1 à 2,5 μ	239

Bibliographie	247

INTRODUCTION

Le présent travail est la suite logique de l'étude précédente que j'ai faite autour d'un premier interféromètre de Michelson à vocation astronomique. Quatre séries d'observations consacrées essentiellement aux planètes (Mars, Vénus, Jupiter) et seulement quelques étoiles brillantes de type avancé, avaient permis de cerner les principaux problèmes instrumentaux posés par les sources astronomiques dans l'emploi de la spectroscopie par transformation de Fourier. Ceci a été décrit et discuté dans un mémoire de thèse de Docteur-Ingénieur présenté en nov. 67 [1] et des articles [2, 3].

Parmi les résultats, cette période a permis la publication d'un atlas des spectres infrarouges des planètes principales [4] et divers articles sur l'exploitation de ces spectres parmi lesquels : détection de CO, HF, HCl dans l'atmosphère de Vénus [5], de CO dans l'atmosphère de Mars [6] ; et pour les étoiles : des identifications nouvelles dans α Boo [7] et dans α Ori [8].

Une autre étape a été abordée avec la construction d'une nouvelle génération d'interféromètres qui a été décrite par ailleurs [9, 10]. Les caractéristiques de l'instrument n'ont malheureusement pas été dictées par les exigences des sources astronomiques, mais par celles des sources de laboratoire. Toutefois j'ai tenté d'exploiter au mieux toutes ses propriétés pour obtenir de nouveaux spectres astronomiques sur quelques sources déjà observées par T.F. mais plus souvent sur des sources jamais ou très peu observées dans le proche infrarouge, en es-

sayant dans chaque cas d'obtenir le maximum de résolution possible et le plus grand domaine spectral. J'ai ensuite tenté d'exploiter quelques uns de ces nouveaux spectres, et de nouer une collaboration avec divers utilisateurs.

I ASPECTS DE LA SPECTROSCOPIE DE FOURIER ASTRONOMIQUE

Nous ne reviendrons pas sur l'intérêt de la spectroscopie par transformation de Fourier et en particulier appliquée à l'astronomie, ceci est maintenant évident et a été plusieurs fois traité par ailleurs dans les publications [1, 2, 3]. Un bilan sur la question avait été dressé par P. Connes dans un article paru en 1970 [11]. Il en ressortait que la grande majorité des travaux dans ce domaine, obtenus en dehors des résultats rappelés au début de cette Introduction étaient à relativement basse résolution, de l'ordre de 10 cm^{-1} ; les résultats du groupe de Johnson par exemple [12] étant en ce sens représentatifs. La Conférence Internationale d'Aspen sur la spectroscopie par T. F. en 1970 [13] a été une occasion de mise au point, montrant tous les développements de la méthode dans tous les domaines de longueur d'onde infrarouge. Plus récemment de nouveaux résultats ont été présentés à la Conférence de Liège de 1971 sur "Les spectres des astres dans l'infrarouge et les microondes" obtenus avec des instruments permettant d'atteindre 2 cm^{-1} de résolution [Smyth, 14] ou mieux 0.5 cm^{-1} [Mertz, 15]. Au demeurant les seuls groupes étrangers tentant des résolutions plus élevées sont ceux de Beer, entre 3 et 5μ avec un instrument inspiré du premier interféromètre auquel nous avons participé [16], et le groupe de Larson avec cet interféromètre lui-même [17]. Cette croissance des travaux à basse et moyenne résolution s'ex-

plique pour plusieurs raisons. Les interféromètres à faible différence de marche ont l'avantage d'être simples, stables et compacts. Ils sont de deux types *, construits l'un et l'autre par L. Mertz : interféromètre à polarisation [18], interféromètre à balayage rapide [15, 19]. Le modèle à balayage rapide a été commercialisé ce qui en fait un instrument assez répandu et qui donc maintenant permet d'atteindre 0.5 cm^{-1} de résolution [14]. Par ailleurs l'intérêt pour les expériences embarquées que ce soit à bord d'avion, de ballons, de satellites [20] est justifié comme seul moyen de contourner l'obstacle à l'étude de nombreuses régions infrarouges que représente l'atmosphère terrestre. En contre-partie ces expériences nécessitent un matériel robuste, fiable, compact, exigences qui jouent en faveur des instruments du type cité précédemment ou dérivés **. Enfin la faiblesse de l'énergie émise par la grande majorité des objets célestes, et l'actualité des problèmes astrophysiques pousse vers l'étude des sources de plus en plus faibles (protostars, galaxies I. R., rayonnement à 3°K), confine souvent à de basses résolutions, dont il est toutefois possible de tirer des informations. Quels que soient les objets, la basse résolution a un rôle exploratoire important qui en fait l'intérêt (par exemple : découverte de 4 têtes de bandes de Si O dans un spectre à 2 cm^{-1} de résolution de $\alpha \text{ Ori}$ [22]).

* Note : Un troisième modèle a été proposé par Girard : un interféromètre à "franges de coin d'air" [21].

** Note : La mise en service de l'avion de la NASA équipé d'un télescope de 90 cm peut modifier la situation.

II INTERET DE LA HAUTE RESOLUTION EN SPECTROSCOPIE ASTRONOMIQUE.

Mais ensuite une haute résolution est nécessaire pour confirmer et permettre les identifications/des mesures quantitatives. En effet l'accroissement d'informations se fait de plusieurs manières. Les spectres à basse résolution évoqués précédemment permettent l'identification d'éléments abondants ; exemple : identification de CO , CN , H₂O dans des spectres d'étoiles froides, de CH₄ , NH₃ , CO₂ dans des spectres planétaires, et d'avoir une première connaissance du continuum. Mais seule la haute résolution permet de résoudre les raies atomiques et moléculaires des spectres, de lever les "blend", de faire apparaître des éléments moins abondants et d'en rendre l'identification plus sûre, ce qui n'est pas un vain mot lorsqu'on sait la complexité des spectres. Par ailleurs un nombre considérable de raies peuvent être accessibles à la mesure et particulièrement les raies faibles précieuses pour la construction précise des courbes de croissance de chaque élément. Pour quelques raies isolées une étude de profil peut être possible. D'autre part la haute résolution rend plus précise la connaissance d'une information qui semblerait pouvoir être donnée par le spectre à basse résolution : la détermination du continuum. En effet par la résolution des raies on peut espérer atteindre aussi des régions sans absorption. Elles sont peu nombreuses particulièrement sur les spectres d'étoiles froides, mais il est possible de faire une interpolation entre ces régions "claires" pour fixer le niveau du continu le plus probable pour les régions avec des absorptions. Ceci est essentiel pour mesurer avec précision les largeurs équivalentes des raies. Enfin le spectre à haute résolution est le vrai critère de la qualité du modèle d'atmos-

phère. Le travail théorique est amené à progresser d'autant plus qu'il doit produire un spectre synthétique qui tende vers le spectre expérimental. L'intérêt de la haute résolution est donc bien fondé.

En conclusion, après l'obtention des premiers résultats rappelés au début qui démontraient la possibilité d'obtenir des spectres à haute résolution sur des sources astronomiques il nous a paru nécessaire de pousser plus loin les possibilités de la méthode. Les premiers résultats portaient sur des sources infrarouges brillantes : Vénus, Mars, α Ori, α Boo. Il restait nécessaire d'obtenir les mêmes résultats sur des sources beaucoup plus faibles, de type spectral divers et sur les sources plus brillantes de pousser plus avant la résolution.

Pour atteindre ces buts il faut obtenir dans le domaine spectral qui nous a occupé (1 à 2.5 μ) une limite de résolution de l'ordre de 0.1 cm^{-1} *, c'est-à-dire des pouvoirs de résolution de l'ordre de 50 000 avec un rapport S/B convenable, c'est-à-dire d'environ 50.

Or il s'agit de sources intrinsèquement faibles en regard des sources de laboratoire. C'est là le drame de la spectroscopie astronomique. Cela a supposé dans la mise au point de l'interféromètre et

* Remarque : Il n'y a bien sûr pas de bornes mais c'est un ordre de grandeur déterminé par la largeur des raies. Des limites de résolution beaucoup plus élevées deviennent indispensables pour des problèmes très particuliers comme les raies interstellaires. Par contre pour les étoiles très chaudes une telle résolution n'est sûrement pas indispensable. Nous en donnerons un exemple dans la Partie III.

sa liaison avec le télescope de ne rien négliger qui puisse améliorer le rendement optique de l'ensemble, minimiser les sources de bruit et de distorsion des spectres.

III PLAN DE L'ENSEMBLE

Ayant défini les idées et les intentions ayant présidé à ce travail, la présentation en sera la suivante :

PARTIE I : Description instrumentale.

La construction de l'interféromètre que j'ai utilisé pour obtenir des spectres astronomiques s'est déroulée en deux temps. J'ai d'abord participé à la construction d'un premier instrument. Ceci a conduit à un article collectif qui formera le chapitre A de ce travail.

- Spectroscopie de Fourier avec transformation d'un million de points [9].

Dans cet ensemble je me suis consacré plus spécialement à la solution des problèmes comme la mise au point du système à polarisation servant à la commande de l'interféromètre, dont l'une des retombées a été la mesure de la birefringence du quartz dans l'infrarouge qui n'était pas connue au delà de 2μ . Ceci a été décrit dans un article.

- Direct measurement of the birefringence of quartz at 3.39 and 3.50μ . [23].

Le chapitre B sera consacré à un autre point qui m'a occupé et a demandé des développements particuliers :

- Réalisation d'une source superradiante continue à Xénon.

Cet élément de l'interféromètre sera quelque peu détaillé car c'est une source dont les performances conditionnent en particulier la

qualité des mesures absolues des nombres d'onde, possible avec l'interféromètre. Les propriétés métrologiques de cette source ont ensuite été exploitées par G. Guelachvili dans sa thèse [24].

Le chapitre C s'intitule :

- Recherche des meilleures conditions d'utilisation des cellules PbS.
Méthode de test.

Dans la logique de ce qui a été évoqué dans cette Introduction il est indispensable de rechercher les performances ultimes des détecteurs disponibles. Ceci nous a conduit à la mise au point d'un banc de mesure de détecteurs.

Le chapitre D comporte une description schématique de la :

- Liaison de l'interféromètre avec le télescope. Ensemble de mesure.

Le chapitre E est de nature un peu différente puisque les instruments dont il s'agit sont les programmes indispensables pour le traitement de l'information fournie par l'interféromètre. Ensuite dans une première analyse des spectres d'autres programmes ont été nécessaires. D'où :

- Méthodes de calcul. Programmes complémentaires.

PARTIE II : Discussion des divers problèmes rencontrés dans l'observation et l'analyse des spectres astronomiques en spectroscopie par T.F.

Chapitre A : Bruit de turbulence.

Il s'agit là de rappeler le problème majeur que l'on rencontre dans l'observation des sources astronomiques : la turbulence avec ses effets sur les spectres. Il s'agit aussi de montrer que possédant le moyen d'en éliminer les effets nuisibles le problème se repose à chaque fois que les conditions instrumentales sont changées : accroisse-

ment de l'énergie incidente, amélioration des détecteurs, qualité des images.

Chapitre B : Détermination de la différence de marche zéro.

C'est un problème qui peut paraître annexe mais qui demande beaucoup de soins. Toute erreur sur cette détermination peut être rattrapée a posteriori mais entraîne une procédure lourde.

Chapitre C : Rayonnement thermique

Evocation d'une difficulté qui n'est pas critique dans le domaine $1 - 2.5 \mu$ tout en étant présente, mais devient le problème clé des observations à des longueurs d'onde plus élevée.

Ensuite il s'agit de passer à l'analyse des spectres. Une première opération c'est le repérage des raies, dont il faut discuter dans le cadre des spectres obtenus.

Chapitre D : Précision sur le pointé des raies.

Dans cette précision intervient le bruit, mais aussi les corrections et en particulier celles de vitesse radiale. Cette grandeur peut devenir aussi un résultat du spectre.

Chapitre E : Mesure des largeurs équivalentes.

Ce sont d'autres données qui peuvent être tirées du spectre. Mais se pose le problème de la détermination du fond continu, dont le spectre à haute résolution donne une connaissance plus précise.

PARTIE III : Résultats

Journal d'observation et performances atteintes.

Il s'agit de faire le point de l'ensemble des observations effectuées en une année avec l'interféromètre installé au foyer coudé du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute Provence (C.N.R.S.) .

Les performances sont résumées sur un diagramme portant les magnitudes K en abscisse et le pouvoir de résolution en ordonnée.

Ensuite un premier article publié à partir d'un des spectres obtenus :

- New infrared spectra of the Jovian planets from 12 000 to 4 000 cm^{-1}
by Fourier transform Spectroscopy

I - Study of Jupiter in $3\nu_3$ CH_4 band . [25]

La partie II consacrée à Saturne est en préparation.

- Analyse du premier harmonique de CO dans α Herculis.

A partir d'un spectre à 0.1 cm^{-1} de résolution de α Her j'ai fait des mesures de vitesse radiale sur CO et sur les raies métalliques mettant en évidence une différence. J'ai détecté la présence d'un isotope important qui n'avait jamais été détecté dans une atmosphère stellaire $\text{C}^{12}\text{O}^{17}$.

- Observation de l'étoile Be , γ Cas de 1 à 2.5μ [70] .

Exemple d'extension de la T. F. vers des objets a priori faibles en infrarouge, permettant d'obtenir les raies de l'hydrogène de la série de Paschen, de Brackett, de Pfund et les raies de l'Hélium, en émission.

- Conclusion.

PARTIE I

DESCRIPTION INSTRUMENTALE

Chapitre A

**Spectrométrie de Fourier avec
transformation d'un million de
points.**

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

1957

PHYSICS 551

MÉMOIRES

SPECTROSCOPIE DE FOURIER AVEC TRANSFORMATION D'UN MILLION DE POINTS

par

Janine CONNES et Hervé DELOUIS

CENTRE INTER-DISCIPLINE RÉGIONAL DE CALCUL ELECTRONIQUE
C. N. R. S., Campus d'Orsay — F91-ORSAY

Pierre CONNES, Guy GUELACHVILI, Jean-Pierre MAILLARD et Guy MICHEL

LABORATOIRE AIMÉ-COTTON
C. N. R. S., Campus d'Orsay — F91-ORSAY

INTRODUCTION

L'emploi de la spectroscopie de Fourier pour les problèmes à haute résolution est maintenant bien établi et ses avantages démontrés. Le développement de cette technique au Laboratoire Aimé Cotton se poursuit et un nouveau type d'interféromètre vient d'être réalisé ; grâce aux méthodes de calcul mises au point au Centre Inter-Discipline Régional de Calcul Electronique du C. N. R. S., des interférogrammes comprenant jusqu'à 10^6 échantillons peuvent maintenant être transformés.

Nous rappellerons tout d'abord brièvement les étapes précédentes :

1) L'interféromètre de la première génération (1964 à 1966) construit en collaboration avec JET PROPULSION LABORATORY [1, 2, 3] permettait d'obtenir une limite de résolution de $0,1 \text{ cm}^{-1}$ grâce à un déplacement du chariot mobile égal à 5 cm. Il utilisait plusieurs techniques nouvelles :

a) emploi de réflecteurs du type œil de chat [4] pour éliminer les dérèglages en cours de déplacement.

b) enregistrement en pas à pas grâce à un asservissement du chariot, avec intégration du signal à mesurer pendant les périodes d'arrêt ; ce procédé permet de définir la différence de marche Δ avec une précision de l'ordre de 1 \AA et d'utiliser au mieux le temps d'enregistrement tout en réduisant le nombre d'échantillons N au minimum permis par le théorème d'échantillonnage [1] ; N devient alors égal au nombre d'éléments spectraux $M = \Delta\sigma/\delta\sigma$ où $\Delta\sigma$ est le domaine spectral étudié et $\delta\sigma$ la limite de résolution, ou largeur de la fonction d'appareil. Par opposition les expérimentateurs utilisant un déplacement continu doivent normalement prendre $N \gg M$.

c) Modulation dite *interne* de l'interféromètre [3], c'est-à-dire modulation de la différence de marche elle-même, avec une fréquence adaptée au récepteur infrarouge utilisé ; cette technique qui donne approximativement la dérivée $dI/d\Delta$ de l'interférogramme réduit l'effet des fluctuations d'intensité de la source, en particulier celles dues à la turbulence atmosphérique. Elle laisse l'expérimentateur libre de choisir la durée d'enregistrement (1).

La différence de marche maximum Δ_{\max} égale à 10 cm était imposée par la largeur de la raie verte de ^{198}Hg utilisée comme référence pour l'asservissement, et la cadence d'échantillonnage maximum (5 mesures/s) par le temps de réponse de l'asservissement. Les interférogrammes étaient enregistrés sur bande perforée.

Les calculs étaient effectués sur l'ordinateur 7040 I. B. M. de l'Observatoire de Meudon ; le programme utilisé a permis de transformer jusqu'à 64 000 points (en 105 minutes). Compte tenu de ces limitations, l'appareil était bien adapté à l'étude à résolution moyenne ($0,1$ à 1 cm^{-1}) de sources faibles telles que planètes et étoiles. Les spectres obtenus sur les planètes ont été rassemblés sous forme d'atlas [9].

L'interféromètre I a établi que le pouvoir de résolution et la forme de la fonction d'appareil sont rigoureusement identiques aux valeurs calculées. Les lasers

(1) Par contre, la technique dite de « balayage rapide » [5] lie la fréquence de modulation et la durée d'enregistrement. Employée sur des sources faibles comme les étoiles elle nécessite la sommation dans une mémoire digitale d'un grand nombre d'interférogrammes successifs. Bien adaptée aux problèmes à basse résolution elle est difficilement applicable à ceux qui nous intéressent ici.

à gaz monomodes et asservis en fréquence ayant été mis au point entre-temps, il devenait évident que leur emploi comme source de référence permettrait d'étendre la spectroscopie de Fourier à des pouvoirs de résolution beaucoup plus élevés.

2) L'interféromètre II, construit et essayé par J. Pinard [10, 11] (1965 à 1968) a démontré cette possibilité. Le déplacement du chariot est égal à 80 cm, donc $\Delta_{\max} = 160$ cm; la limite de résolution est $\delta\sigma \approx 1/\Delta_{\max} = 6.10^{-3}$ cm⁻¹. Les techniques nouvelles étaient les suivantes :

a) emploi de la raie 6 328 Å d'un laser He-Ne mono-mode stabilisé sur le Lamp Dip, comme source de référence ;

b) montage du chariot mobile sur paliers hydrostatiques et emploi d'un moteur linéaire diphasé pour son asservissement ; ces deux dispositifs sont facilement extensibles à des déplacements beaucoup plus grands, et la valeur de Δ_{\max} a été choisie seulement parce que la limite de résolution correspondante paraissait suffisante pour tous les problèmes envisagés.

L'interféromètre II était conçu pour l'étude à haut pouvoir de résolution de régions spectrales relativement étroites. En effet, les moyens d'enregistrement et de calcul restaient les mêmes que pour I ; puisque $M = N$ il s'ensuivait que le nombre maximum d'éléments spectraux étudiables était $M_{\max} = 64\ 000$. Si $\delta\sigma = 6.10^{-3}$ cm⁻¹, le domaine spectral $\Delta\sigma$ est réduit à 390 cm⁻¹. L'instrument permettait par exemple l'étude d'une bande de vibration rotation dans l'IR proche.

Les résultats obtenus ont établi, d'une part, que la résolution espérée est effectivement atteinte ; elle est plusieurs fois supérieure à celle des meilleurs spectromètres à réseau. D'autre part, la précision de mesure des nombres d'onde est également très améliorée ; en effet, il n'y a ni balayage du spectre, ni interpolation entre étalons secondaires ; les nombres d'onde sont obtenus par des opérations *purement digitales* à partir d'une raie étalon *unique*. Sur une bande de N²O vers 4 700 cm⁻¹ une erreur efficace de $1,5.10^{-4}$ cm⁻¹ a été obtenue par rapport aux positions calculées (précision : 3.10^7).

3) Si un nouvel accroissement du pouvoir de résolution ne paraît pas actuellement nécessaire, par contre une augmentation du domaine spectral étudié à résolution maximum est souhaitable et permettrait d'aborder des problèmes nouveaux.

La spectroscopie de Fourier n'aura évidemment atteint tous ses objectifs et le principe multiplex ne sera pleinement utilisé que lorsqu'un interféromètre permettra d'enregistrer *en un seul interférogramme toutes les informations contenues dans le spectre de la source étudiée*, et ceci dans tout le domaine spectral du récepteur. Par exemple, l'enregistrement d'un spectre d'émission devrait permettre de mesurer d'un seul coup les structures hyperfines et (éventuellement) Zeeman, les déplacements isotopiques, les largeurs et profils des raies, et simultanément donner leurs positions absolues. Pour les sources de durée de vie limitée, comme les isotopes radioactifs instables qui présentent actuellement un grand intérêt, toutes ces

informations pourraient être obtenues *en un seul enregistrement* ce qui est impossible par les méthodes classiques.

Dans l'étude d'une source astronomique on cherchera à obtenir le pouvoir de résolution maximum autorisé par l'énergie disponible en une *seule séance* d'observation ; or l'interféromètre I permettait au mieux d'atteindre $\delta\sigma = 0,1$ cm⁻¹, et ceci seulement à l'intérieur de l'une des trois fenêtres atmosphériques accessibles avec une cellule à sulfure de plomb (1 à 2,5 μ); trois enregistrements séparés étaient donc nécessaires pour couvrir la totalité de cette région. Quant à l'interféromètre II il n'a pas été utilisé sur des objets astronomiques en raison de son fonctionnement trop lent, et du domaine spectral trop étroit à haute résolution.

Ce but est *beaucoup plus difficile* à atteindre qu'un nouvel accroissement de la résolution qui, comme nous l'avons vu, ne poserait pas de problèmes essentiellement nouveaux. Les problèmes rencontrés sont de trois ordres :

a) La difficulté — et la durée — du calcul croissent avec le nombre de points à transformer et sont indépendants du pouvoir de résolution.

b) Le déplacement asservi de l'interféromètre doit être rendu plus rapide afin de permettre l'enregistrement d'un nombre de points accru dans un temps donné. Cependant la sécurité de fonctionnement doit rester totale ; une erreur *d'un seul pas* au cours du déplacement conduit à une distorsion inadmissible du spectre.

c) Plus le domaine spectral et plus le pouvoir de résolution sont grands et plus la discrimination des éléments spectraux (que la transformation de Fourier assure de façon *théoriquement parfaite*) devient *en pratique difficile*.

Il est commode d'introduire un *facteur de qualité Q* du spectre obtenu par transformation de Fourier d'un interférogramme. Ce sera simplement le rapport

de l'énergie totale $\int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma$ contenue dans le spectre à celle d'une raie (d'émission ou d'absorption) tout juste détectable. En lui supposant une largeur propre inférieure ou égale à la limite de résolution instrumentale, l'intensité de cette raie sera sensiblement égale à B_{eff} valeur efficace des fluctuations aléatoires (dues à toutes les causes du bruit réunies) constatées dans le spectre calculé. Le facteur de qualité peut alors s'écrire : $Q = MS_{\text{moy}}/B_{\text{eff}}$ où S_{moy} est l'intensité moyenne du spectre.

La seule cause de bruit véritablement fondamentale réside dans le détecteur utilisé. Cependant, nombre d'autres causes existent (fluctuations d'intensité de la source, de gain ou de zéro des amplificateurs, défauts de stabilité des intégrateurs, bruit de quantification, etc.) dont l'importance relative va en croissant lorsque Q augmente.

Si le facteur M mesure l'avantage retiré de l'emploi d'une méthode multiplex, le facteur Q mesure les *difficultés à vaincre* pour obtenir effectivement cet avantage. Le problème que nous avons à résoudre ici

(extension du domaine spectral à résolution élevée) exige précisément une augmentation du facteur Q du système. Nous devons donc nous attendre à en payer le prix par un soin accru et un montage plus complexe.

L'interféromètre III, qui va être décrit ici répond à ces diverses exigences. Il conserve le déplacement pas à pas et la modulation interne qui ont fait leurs preuves, tout en laissant une liberté beaucoup plus grande que les systèmes précédents dans le choix du pas de l'avance

et de l'amplitude de la modulation ; il présente une sécurité complète vis-à-vis des vibrations extérieures. La cadence d'enregistrement maximum est de 50 mes/s ; le système a permis d'enregistrer 10^6 échantillons, ce dernier chiffre ne représentant d'ailleurs pas une limite. Les méthodes de calcul simultanément mises au point ont permis de transformer l'interférogramme correspondant en 22 min sur un ordinateur IBM 360/75.

INTERFÉROMÈTRE ET SYSTÈME D'ASSERVISSEMENT

1. — Partie optique

La disposition générale de l'interféromètre III est semblable à celle déjà décrite de I [10, fig. 2]. Le déplacement du chariot mobile est égal à 1 m ; donc

$$\Delta_{\max} = 2 \text{ m} \quad \text{et} \quad \delta\sigma = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

Le diamètre des œils de chats a été accru de 80 à 160 mm, et le diamètre du faisceau utile est passé de 20 à 80 mm. La lame séparatrice unique a été remplacée par deux lames distinctes S (séparatrice) et M (mélangeuse), d'épaisseurs égales à $0,1 \mu$ près (fig. 1). Un support commun avec réglages fins par flexion assure leur parallélisme. Les deux couches semi-réfléchissantes sont évaporées simultanément sur les deux lames ce qui assure leur identité et l'achromatisme parfait du système. Les lames actuelles sont en Infrasil et recouvertes de silicium quart d'onde à $1,6 \mu$; le rendement $4 RT$ est supérieur à 75 % entre $0,8$ et $3,5 \mu$. D'autres lames sont prévues pour d'autres régions spectrales.

La raie de référence utilisée est la raie superradiante $\lambda_r = 3,50 \mu$ du xénon (§ III, 1). Le faisceau traverse d'abord un polariseur rectiligne P (lame de spath dichroïque d'épaisseur 2 mm, parallèle à l'axe [13]). Sur les deux bras de l'interféromètre sont placées deux lames quart d'onde Q_1 et Q_2 (quartz parallèle à l'axe, épaisseur $e = 136 \mu$) orientées de façon à produire deux vibrations circulaires droite et gauche D et G ; celles-ci interfèrent après mélange sur M pour donner une vibration rectiligne R d'intensité constante (indépendante de Δ). Par contre, son azimuth α est fonction linéaire de Δ et tourne de π pour une variation égale à λ_r ; si Δ_0 est une certaine valeur de Δ et α_0 l'azimut correspondant, on obtient

$$\alpha - \alpha_0 = \pi(\Delta - \Delta_0)/\lambda_r.$$

Asservir l'interféromètre à Δ donné, revient à imposer à α une valeur donnée.

La mesure de α est ramenée à celle de la phase d'un signal modulé. Une lame demi-onde D tournant à vitesse constante (N tours/s) fait tourner la vibration rectiligne transmise sortant à $2 N$ t/s. Après traversée d'un analyseur rectiligne fixe A , (identique à P) le flux lumineux est modulé sinusoidalement en intensité à la fréquence $4 N$ Hz. (1). Un détecteur H_s (diode photo-

voltaïque InAs, non refroidie) produit un signal F_s de fréquence $4 N$ Hz qui va jouer le rôle d'une porteuse modulée en phase par les variations de Δ . En prenant pour origine la phase obtenue pour $\Delta = \Delta_0$, il peut s'écrire :

$$F_s = I \sin 2\pi[4 N t + (\Delta - \Delta_0)/\lambda_r].$$

2. — Signal d'erreur

A partir de F_s on cherche à produire un signal d'erreur, c'est-à-dire une tension continue E proportionnelle à l'écart $\Delta - \Delta_0$; on souhaite de plus réduire autant que possible les résidus de porteuse de fréquence $4 N$.

Le signal F_s est d'abord écrété (fig. 2, 3) et donne un signal carré de même phase et d'amplitude unité C_s . Un démodulateur synchrone fait le produit de C_s par un signal carré de référence R_s , de même fréquence et de phase ajustable dont la production sera exposée plus loin. Le produit $P_s = C_s \cdot R_s$ peut être considéré comme une succession d'impulsions positives ou négatives d'amplitude unité dont les durées respectives dépendent de la phase relative R_s et C_s . Sa valeur moyenne est nulle si P_s et R_s sont en quadrature, égale à $+1$ s'ils sont en phase, et -1 s'il y a opposition. Cette valeur moyenne pourrait être prise pour signal d'erreur ; sa variation en fonction de Δ (pour une phase donnée de R_s) est représentée par la fig. 4 : elle est linéaire pour une variation $\pm \lambda_r/4$ de Δ autour de la valeur Δ_0 qui met C_s et R_s en quadrature, et qui sera prise pour point de fonctionnement normal.

Cependant, à cette valeur moyenne utile se trouve superposé un résidu alternatif gênant, qui est précisément maximum lorsque $\Delta = \Delta_0$; ce résidu est alors un signal carré de fréquence $8 N$ et d'amplitude unité. Pour le supprimer on utilise un deuxième détecteur H_c qui reçoit la moitié du faisceau de référence grâce à une lame semi-transparente L à travers un deuxième analyseur A_c tourné de 45° par rapport à A_s (fig. 1). Un deuxième signal F_c , en quadrature avec F_s est ainsi produit ; après écrétage il donne C_c en quadrature avec C_s . Un second démodulateur synchrone fait le produit $P_c = C_c \cdot R_c$, où R_c est un second signal de référence, automatiquement en quadrature avec R_s . On fait ensuite la somme $E = P_c + P_s$ qui est prise comme signal d'erreur. La figure 2 montre que E se compose d'un train d'impulsions rectangulaires identiques et équidistantes, de hauteur constante, de fré-

(1) Il est équivalent de considérer que la lame demi-onde augmente de $2 N$ Hz la fréquence de l'une des vibrations circulaires et réduit l'autre d'autant ; le détecteur H_s permet d'observer les battements entre ces deux fréquences.

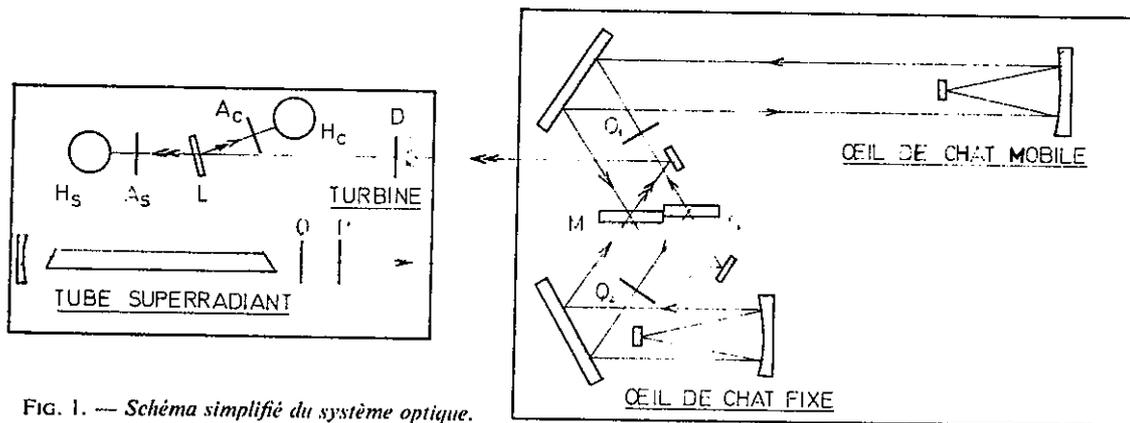


FIG. 1. — Schéma simplifié du système optique.

Seul le faisceau de référence ($\phi = 10$ mm) est représenté; il passe au centre du faisceau provenant de la source à étudier ($\phi = 80$ mm). L'interféromètre d'une part, le tube superradiant, la turbine et les récepteurs d'autre part, sont disposés sur deux platines indépendantes.

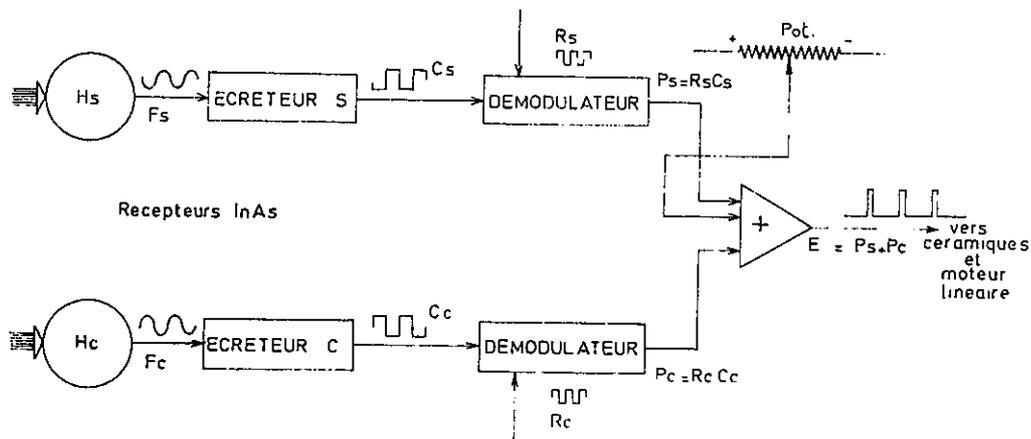


FIG. 2 (ci-dessus). — Système de production du signal d'erreur $E = P_s + P_c$ à partir des signaux modulés en phase F_s et F_c et des signaux de référence R_s et R_c .

Le potentiomètre P permet d'ajouter une tension continue au signal d'erreur et de produire une variation fine de Δ égale à une fraction du pas élémentaire $\lambda_f/100$; il peut être gradué directement en différence de marche. On l'emploie pour amener le premier échantillon de l'interférogramme exactement au point $\Delta = 0$.

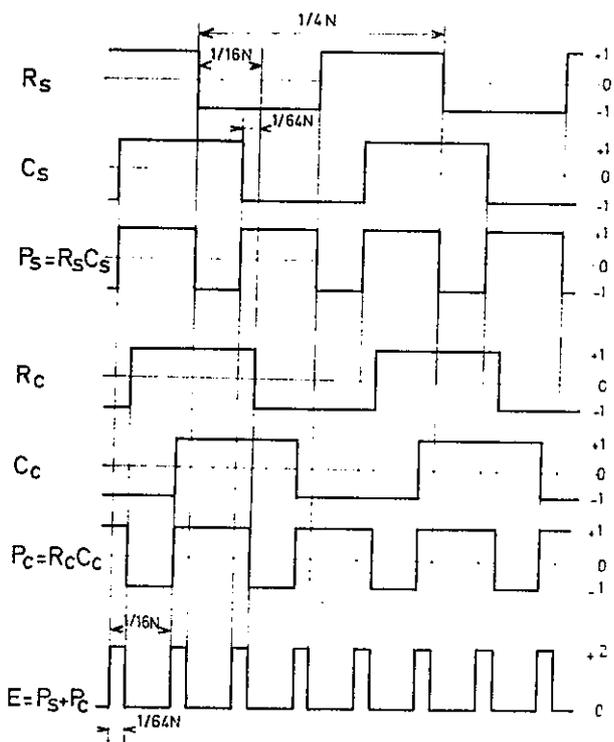


FIG. 3 (ci-contre). — Formes d'onde des signaux servant à produire le signal d'erreur $E = P_s + P_c$.

Le cas de figure représenté correspond à un écart $\Delta = \Delta_0 - \lambda_f/16$; c'est-à-dire que C_s et C_c sont déphasés de $1/16$ de période par rapport à la quadrature avec R_s et R_c (qui donnerait $E = 0$).

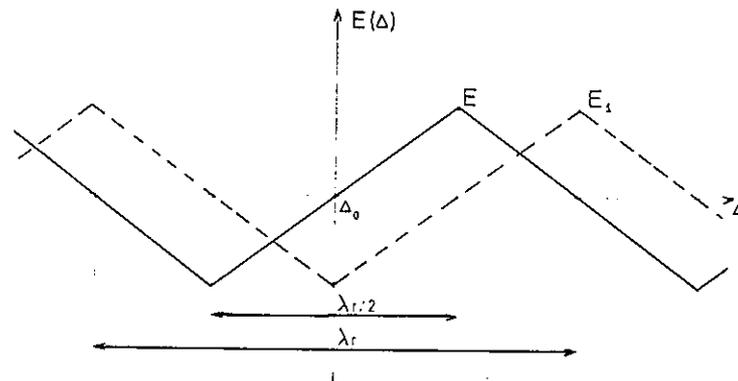


FIG. 4. — Variation du signal d'erreur E en fonction de Δ autour du point de fonctionnement Δ_0 .

La phase des signaux de référence R_s et R_c est supposée fixe. La loi est périodique de période λ_r ; elle est linéaire dans un domaine $\lambda_r/2$. Le signe de l'erreur reste correct (et la force de rappel dirigée vers Δ_0) dans un domaine égal à λ_r . E_1 représente un second signal d'erreur en quadrature avec E (note 2, p. 10).

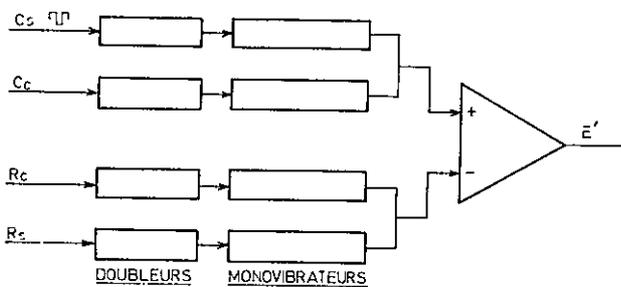


FIG. 5. — Production du signal d'amortissement.

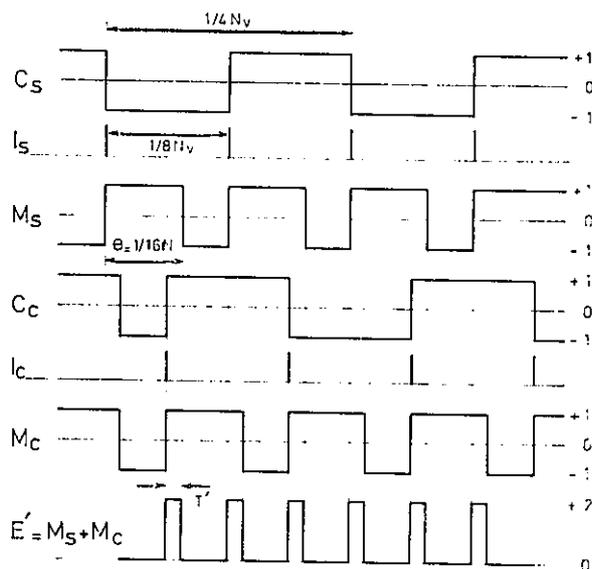


FIG. 6. — Forme d'onde des signaux donnant le signal d'amortissement $E' = M_s + M_c$.
Le cas de figure représenté correspond à $N_r > N$.

quence $16 N$, de polarité positive ou négative suivant le signe de $\Delta - \Delta_0$ et de durée

$$T = (1/4 N) \cdot |\Delta - \Delta_0| / \lambda_r.$$

Pour $\Delta = \Delta_0$ on a $E \equiv 0$ et la porteuse est totalement supprimée. Pour $\Delta \neq \Delta_0$ la valeur moyenne des impulsions — qui constitue l'information utile — est encore donnée par la figure 4; un résidu de porteuse subsiste mais à la fréquence $16 N$; la bande passante du système asservi est donc fondamentalement plus petite que $16 N$. Il est équivalent de dire que si à un instant quelconque une perturbation brusque écarte Δ de la valeur de repos Δ_0 , l'information nécessaire pour effectuer la correction ne sera connue qu'après réception d'une impulsion d'erreur, donc après un retard qui est au plus égal à $1/16 N$. Avec la valeur $N = 1\,000$ t/s finalement adoptée, ce retard est égal à $0,62 \cdot 10^{-4}$ s; il est à peu près négligeable vis-à-vis du temps de réponse mécanique du système.

3. — Signal d'amortissement

Pour réaliser le bouclage optimum de l'asservissement, il est souhaitable de disposer d'un signal d'amortissement, c'est-à-dire d'une seconde tension continue E' , proportionnelle à $d\Delta/dt$. Notons que si la différence de marche varie à vitesse constante, selon une loi $\Delta - \Delta_0 = Vt$, la phase du signal F_s varie linéairement en fonction du temps, c'est-à-dire que la fréquence de la porteuse est modifiée; elle devient égale à $4 N_v = 4 N + V/\lambda_r$ (modulation à bande latérale unique).

Les figures 5 et 6 expliquent la production de E' . Les signaux C_s et C_c issus des récepteurs infrarouges, et dont la fréquence est $4 N_v$ (variable avec V), sont utilisés pour produire deux trains d'impulsions I_s et I_c de fréquence double $8 N_v$ (différentiation et redressement à deux alternances) décalés d'une demi-période l'un par rapport à l'autre. Chaque train d'impulsions

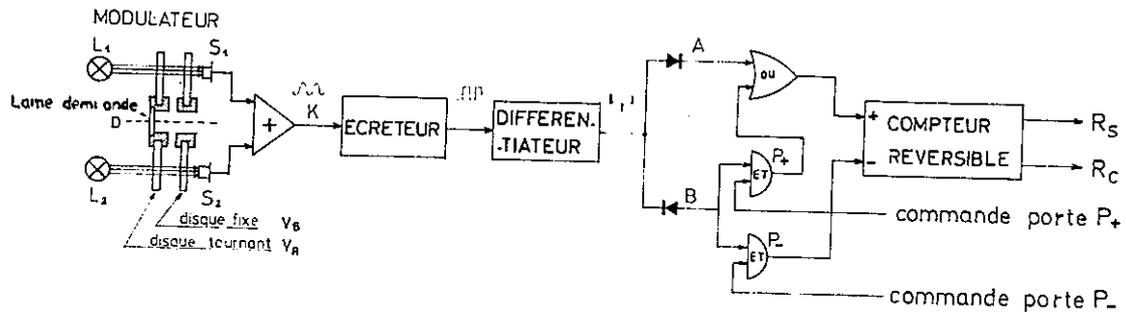


FIG. 7. — Production des signaux de référence R_s et R_c de fréquence $4N$.

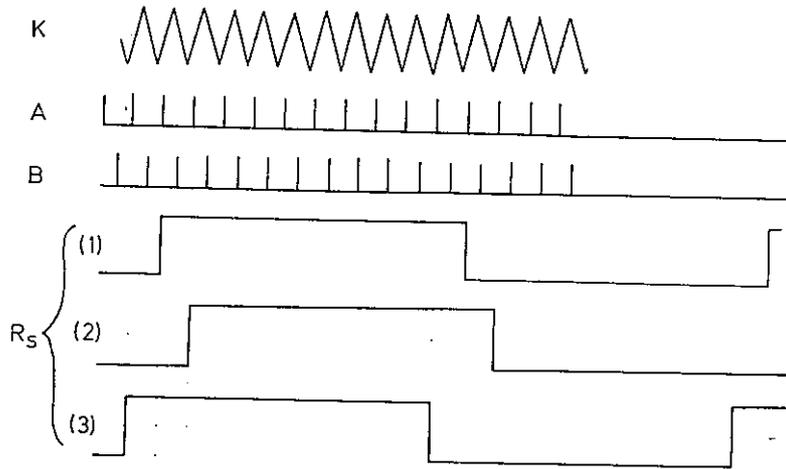


FIG. 8. — Signaux de référence R_s et R_c .

A partir du signal K de fréquence $400N$ on forme les deux trains d'impulsions A et B . Les instants de montée et de descente du signal carré R_s (1) sortant du compteur réversible sont définis par les impulsions A . Si la porte P^- laisse passer une impulsion supplémentaire, la phase de R_s retarde de $1/100$ de période (R_s (2)); si c'est P^+ il y a avance égale (R_s (3)). R_c (non représenté) reste en quadrature avec R_s . La figure n'est pas à l'échelle, le rapport 100 entre K et R_s n'est pas respecté.

déclenche un monovibrateur dont l'état excité a une durée constante $\theta = 1/16N$, qui est exactement égale à la moitié de l'écart entre impulsions $1/16N_v$ lorsque $V = 0$ et $N_v = N$. Si $N_v < N$ on a $\theta > 1/16N_v$ et si $N_v > N$, $\theta < 1/16N_v$. Les tensions de sortie des deux monovibrateurs sont M_c et M_s ; l'état de repos correspond à une tension -1 et l'état excité à $+1$. La somme $M_c + M_s$ est formée d'une suite d'impulsions rectangulaires équidistantes, de niveau constant, de fréquence $16N_v$. Elles sont positives si $N_v < N$ et négatives si $N_v > N$. Leur durée est

$$T' = |1/16N - 1/16N_v|.$$

Si $N_v - N \ll N$, $T' \approx 1/64 \cdot V/N^2 \lambda_r$.

La valeur moyenne des impulsions est donc proportionnelle à V , et lorsque $V = 0$, $T' \equiv 0$. Cette valeur moyenne constitue le signal d'amortissement désiré E' ; le résidu de porteuse, de fréquence $16N$, est à nouveau supprimé à l'équilibre (pour $V = 0$).

Jusqu'ici, nous avons supposé la fréquence de rotation N rigoureusement constante. Il est facile de compenser l'effet de ses variations en faisant subir un

traitement identique aux signaux de référence R_c et R_s , dont la fréquence est $4N$ (indépendante de V); le train d'impulsion ainsi produit (1) est retranché du précédent (par envoi à l'entrée négative d'un amplificateur différentiel).

Le système d'asservissement comporte deux boucles parallèles. Les basses fréquences du signal d'erreur (en gros de 0 à 50 Hz) sont envoyées à un moteur linéaire (§ III, 2), qui asservit la position du chariot mobile (masse 12 kg). Les hautes fréquences (au-dessus de 20 Hz) sont envoyées à une paire de céramiques piézo-électriques qui portent les petits miroirs des œils-de-chat (masse 1 g) et dont le déplacement maximum est égal à $\pm 20 \mu$; une variation brusque de Δ égale à $\pm 80 \mu$ sans déplacement du chariot est ainsi rendue possible.

(1) La valeur moyenne de ce train d'impulsions représente les fluctuations de N ; elle peut être utilisée pour asservir en fréquence la rotation de la lame demi-onde. Jusqu'ici une simple régulation de la distribution d'air comprimé qui donne une stabilité de fréquence de l'ordre de 1% a été jugée suffisante.

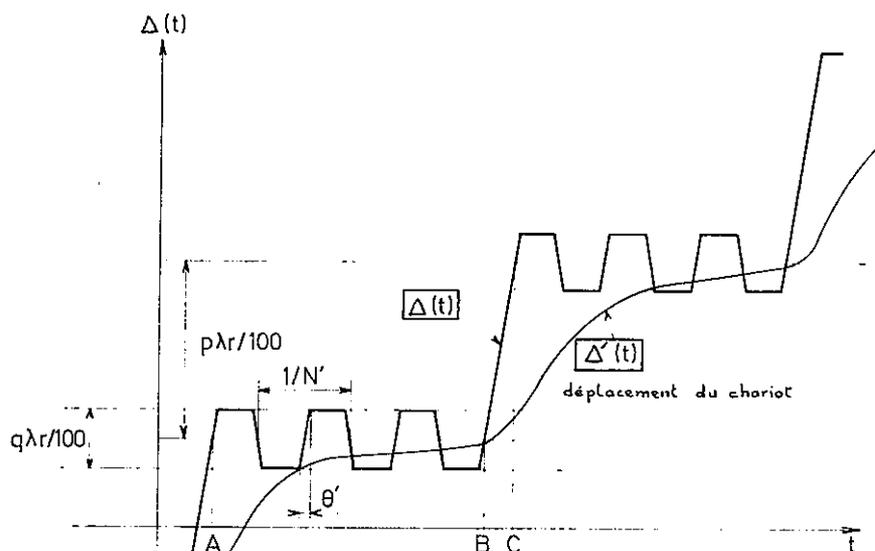


FIG. 9. — Loi $\Delta(t)$.

La grandeur finie du pas élémentaire est négligée sur cette figure. $\Delta'(t)$ représente l'allure du déplacement du chariot : le déplacement des petits miroirs portés par les céramiques piézo-électriques serait donné par $\Delta - \Delta'$.

4. — Signaux de référence R_s et R_c

Une turbine à air percée suivant son axe supporte à la fois la lame demi-onde D et un disque en verre V_A muni de 400 traits radiaux opaques. Deux petites lampes à incandescence L_1, L_2 diamétralement opposées illuminent deux récepteurs au silicium S_1, S_2 (fig. 7) ; un second disque V_B est fixe et coaxial à V_A . La somme des deux signaux de S_1 et S_2 est utilisée pour éliminer les erreurs d'excentricité.

Le signal K ainsi produit possède la fréquence $400 N$, soit 400 kHz si $N = 1\,000 \text{ t/s}$. Les signaux de référence R_s et R_c sont obtenus en faisant subir à K une division de fréquence de rapport 100. L'intérêt du procédé vient de ce que la phase de R_s et R_c est ajustable par des procédés purement digitaux ; elle peut prendre 100 valeurs différant de $1/100^{\text{e}}$ de période exactement. Par conséquent le point de fonctionnement $\Delta = \Delta_0$ (correspondant à C_s et C_c en quadrature respectivement avec R_s et R_c) peut être déplacé par centièmes de franges de référence. Le pas minimum d'échantillonnage est donc égal à $\lambda_r/100$ soit 350 \AA .

Les figures 7 et 8 expliquent le mécanisme. Le signal K est écrêté et différencié. Deux trains d'impulsions à 400 kHz sont ainsi produits et aiguillés dans des canaux A et B par des redresseurs ; une impulsion A et une B sont décalées d'une demi-période et ne peuvent coïncider. Les impulsions A sont envoyées directement à l'entrée positive (comptage) d'un compteur réversible effectuant une division par 100 ; les impulsions sortantes déclenchent deux bascules qui produisent les signaux carrés R_s et R_c automatiquement en quadrature. Les impulsions B peuvent être envoyées à travers des portes $P +$ et $P -$ soit à l'entrée positive, soit à l'entrée négative du même compteur.

Si $P +$ et $P -$ sont fermées, la fréquence de R_s et R_c est exactement $1/100$ de celle de K , soit $400 N/100 = 4 N$; leur phase est constante et le chariot de l'interféromètre est immobile. Si $P +$ laisse passer une impulsion

B , la phase de R_s et R_c avance de $1/100$ de période, et Δ croît d'une quantité égale à $\lambda_r/100$; si c'est $P -$ on obtient un retard égal et opposé. Si $P +$ est ouverte en permanence, la fréquence de R_s et R_c passe à $8 N$; si c'est $P -$ elle tombe à zéro ; le chariot de l'interféromètre se déplace alors à vitesse constante dans le sens positif ou négatif. La vitesse de variation correspondante de Δ est $\pm 4 N \lambda_r$ (soit 14 mm/s pour $N = 1 \text{ kHz}$, et $\lambda_r = 3,5 \mu$) ; c'est la vitesse maximum permise par le système.

5. — Loi de variation de la différence de marche

Par une programmation convenable de $P +$ et $P -$ n'importe quelle loi de variation $\Delta(t)$ satisfaisant aux restrictions précédentes (pas élémentaire 350 \AA ; vitesse maximum 14 mm/s) peut être obtenue. En particulier la modulation interne elle-même peut être incluse dans la loi programmée et son amplitude contrôlée par l'asservissement, ce qui n'était pas le cas des systèmes précédents.

La loi $\Delta(t)$ adoptée est représentée par la figure 9. Le cycle de fonctionnement comprend deux parties. Pendant l'intervalle AB le chariot est stationnaire et la modulation interne réalisée par les céramiques. Son amplitude pic à pic est $q \lambda_r/100$ (q entier $< 10^3$) (1) ; sa fréquence N' est un sous-multiple de N (on adopte

(1) Rappelons [2, 3] que l'amplitude de la modulation interne doit être prise égale à $\lambda_{\text{moy}}/4$, avec $\lambda_{\text{moy}} = 1/\sigma_{\text{moy}}$, σ_{moy} étant le nombre d'onde de la radiation située au centre du domaine étudié, et qu'une modulation carrée donne le meilleur rendement. Cependant, l'avantage par rapport à une modulation sinusoïdale est modéré ce qui signifie qu'il est inutile de chercher à réaliser une forme carrée de haute précision. Dans l'infrarouge proche (région à laquelle est destiné cet appareil) l'écart par rapport à la forme carrée idéale est assez faible. Par exemple, si $\lambda_{\text{moy}} = 10 \mu$, l'amplitude de la modulation est $2,5 \mu$ et le temps de montée $\theta = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ est inférieur au dixième de la période de modulation (pour $N = 1 \text{ kHz}$, $N' = 250 \text{ Hz}$).

en général $N' = 250$ Hz). Le temps AB de stationnement (et d'intégration du signal venant de la source étudiée) est un multiple entier de la période de modulation interne $1/N'$. On peut ainsi utiliser sans erreur des temps d'intégration très courts [Réf. 2, p. 126].

Pendant l'intervalle BC , Δ avance de $p\lambda_r/100$ (p entier $< 10^4$) quantité correspondant à un pas élémentaire (1). Pendant l'avance, l'intégrateur est remis à zéro. Le pas est produit par un déplacement du chariot ; cependant, en raison de son inertie, celui-ci ne suit la loi $\Delta(t)$ qu'avec un retard de quelques ms et ce sont les céramiques qui compensent automatiquement l'erreur correspondante. La cadence maximum est égale à 200 pas/s.

Pour des problèmes assez différents de ceux envisagés ici (sources intenses de durée très brèves telles que plasmas par exemple) on peut souhaiter une cadence d'enregistrement encore beaucoup plus grande (le nombre d'échantillons N n'étant pas nécessairement élevé). La seule limitation fondamentale est évidemment la bande passante du détecteur IR utilisé. Mais, dans ces conditions, il n'y a aucune raison de conserver le déplacement pas à pas et la modulation interne ; la méthode de « balayage rapide » [5] paraît mieux adaptée. Il existe d'ailleurs une continuité parfaite entre les deux méthodes ; lorsque la durée d'intégration AB devient égale à une période $1/N'$, la cadence d'enregistrement maximum avec modulation interne est atteinte ; une vitesse encore plus grande conduit, en fait, à un balayage rapide. Notre dispositif d'asservissement peut également donner ce mode de fonctionnement ; mais un système d'enregistrement plus rapide que l'enregistreur incrémental serait alors nécessaire ; celui-ci en effet ne permet pas de dépasser 50 mes/s (III, 5).

6. — Avantages du système

Le premier avantage est la petitesse du pas élémentaire $\lambda_r/100 = 350$ Å qui permet un choix du pas d'échantillonnage beaucoup plus souple qu'avec les systèmes précédents ; on peut donc prendre strictement le nombre N d'échantillons minimum permis par le théorème d'échantillonnage (ce qui est essentiel lorsque ce nombre est très grand). De même, l'amplitude réglable de la modulation interne permet un rendement optimum pour n'importe quel domaine spectral (1).

Un second avantage, moins évident, est le suivant. Malgré la petitesse du pas élémentaire, la sécurité de fonctionnement du système vis-à-vis des vibrations extérieures est considérablement accrue par rapport à I et II. En effet, *les franges d'interférence ne sont pas comptées*. Le comptage porte uniquement sur le signal à 400 kHz dont le niveau et la fréquence sont stables à 1 % près et le rapport s/b très élevé. Les fluctuations d'intensité du tube superradiant ne peuvent en aucun cas conduire à une erreur de comptage.

La plage de réponse (2) de l'asservissement est rigoureusement linéaire pour une variation de Δ égale à $\pm \lambda_r/4$ soit $\pm 0,88$ μ . Sur les interféromètres I et II, le signal d'erreur était produit à partir de l'intensité de franges sinusoïdales ; avec la raie 6328 Å du laser He-Ne la plage de réponse utilisable (approximativement linéaire) était de l'ordre de $\pm 0,1$ μ .

Ces améliorations sont directement responsables de l'accroissement de la bande passante de l'asservissement et du gain de rapidité et de sécurité de tout le système ; elles ont permis de passer de 5 pts/s à 200 pts/s et de $N = 60\ 000$ à $N = 10^6$.

DESCRIPTION SOMMAIRE DE L'ENSEMBLE

Seuls les points nouveaux seront mentionnés ici ; une description plus détaillée sera donnée par des publications ultérieures.

1. — Source superradiante à Xénon

C'est un tube de longueur 1 m et de diamètre 3 mm (juste suffisant pour laisser passer le mode axial TEM₀₀ à 3,5 μ) ; grâce à un miroir opaque placé à une extrémité, la longueur utile est doublée. Rempli soit de xénon pur soit d'un mélange Xe-He et excité en courant continu, ce tube émet suivant son axe la raie 3,5 μ avec une grande intensité.

La largeur Doppler calculée est de l'ordre $4 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ (pour 400 °K) ; la largeur effective est plus faible en raison de la superradiance. En fait, ni la largeur ni le profil n'ont été mesurés car ces paramètres n'interviennent pas dans l'emploi de la raie comme

référence ; une légère baisse de la profondeur de modulation est observée pour $\Delta = 2$ m ; cette baisse n'affecte en rien le système de modulation en phase.

La position de la raie n'est pas définie par une cavité (3) et constitue donc un étalon naturel. La principale cause d'instabilité semble devoir être la variation de pression ; or celle-ci est maintenue égale à la tension de vapeur saturante du xénon à une température fixe (égale environ à -190 °C) par un réservoir de xénon plongeant dans l'azote liquide en ébullition sous une

(1) Dans l'interféromètre II cette amplitude était nécessairement multiple de la longueur d'onde de référence.

(2) Cette plage pourrait être augmentée sans limite si le besoin s'en faisait sentir. A partir des signaux déjà disponibles C_e , C_s , R_e , R_s , un second signal d'erreur E_1 en quadrature avec E peut être facilement produit (fig. 4). L'évolution de E et E_1 à partir d'une position Δ_0 définit sans ambiguïté la valeur de Δ ; un comptage réversible des périodes de E et E_1 permettrait de produire un signal d'erreur s'annulant une seule fois (pour $\Delta = \Delta_0$).

(3) Il est souhaitable de supprimer les rayons réfléchis vers le tube superradiant par les diverses pièces optiques qui peuvent le faire osciller en laser. Dans ce but la lame quart d'onde Q placée avant le polariseur P (fig. 1) forme un isolateur optique.

(1) Les règles qui fixent la grandeur du pas ont été données ailleurs [12]. Rappelons qu'il est lié aux valeurs des limites σ_2 et σ_1 du domaine spectral étudié ; mais en première approximation il est de l'ordre de $1/2(\sigma_2 - \sigma_1) = 1/2 \Delta\sigma$.

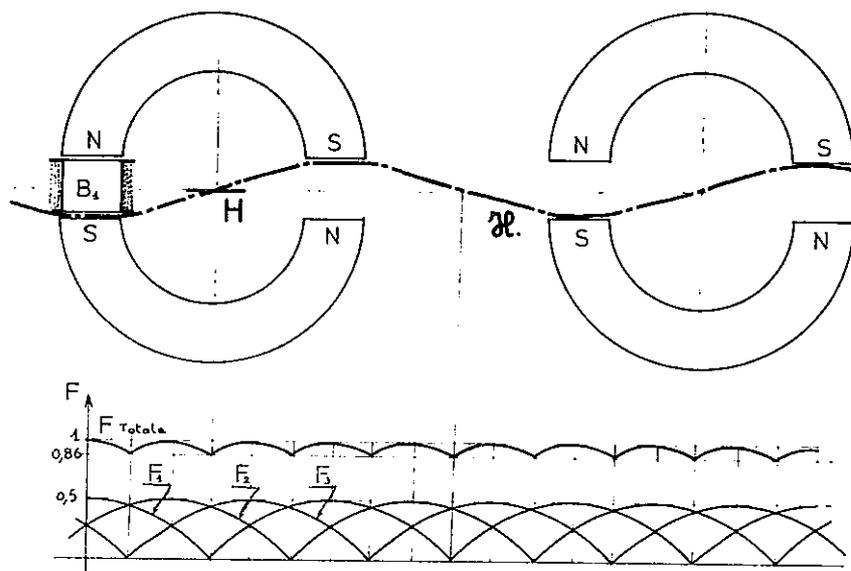


FIG. 10. — Moteur linéaire à courant continu.

Le chariot de l'interféromètre porte une bobine B , et une sonde à effet Hall H . Deux séries d'aimants permanents fixes sont disposés de part et d'autre de la bobine le long de son parcours. Le champ magnétique est périodique ; les dimensions des pôles et de la bobine sont tels que la force exercée à courant constant est à peu près sinusoïdale. La sonde détecte les zéros du champ et commande l'inversion du courant dans la bobine ; la courbe donnant la force en fonction du déplacement est donc la sinusoïde redressée F_1 . Trois ensembles identiques (bobine, sonde) décalés de $1/3$ de période sont utilisés simultanément, donnant les forces F_1, F_2, F_3 ; la force totale F_T est légèrement modulée.

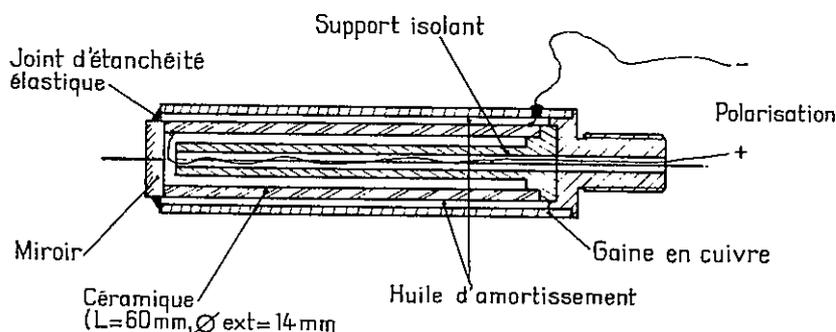


FIG. 11. — Montage des céramiques piézo-électriques.

pression de l'ordre de 2 kg/cm^2 . Jusqu'ici, seul le xénon naturel a été utilisé et la valeur absolue de la longueur d'onde λ , n'a pas été mesurée. Le xénon 136 sera employé ultérieurement.

Ce tube constitue pour la spectroscopie de Fourier une source de référence commode, beaucoup plus simple qu'un laser asservi monomode. En raison de sa longueur d'onde plus grande, l'asservissement est rendu plus sûr ; d'autre part, des matériaux non transparents dans le visible (Ge ou Si), ou ne pouvant être polis avec une précision suffisante (NaCl), demeurent utilisables comme lames séparatrices.

2. — Moteur linéaire

Le moteur linéaire d'asservissement de l'interféromètre I est un simple solénoïde dans le champ radial

d'un aimant annulaire ; la course (5 cm) est limitée par la longueur du solénoïde. Celui de l'interféromètre II [10, 11] est du type asynchrone diphasé et la force maximum disponible est seulement de quelques dizaines de grammes-force. Ce dernier type de moteur présente l'inconvénient (sérieux pour un équipement devant être mis sous vide) d'une dissipation de puissance importante (même lorsque la force demandée est nulle) due au courant alternatif de polarisation. Il est, de plus, difficile de supprimer totalement les vibrations mécaniques induites par ce courant.

Un moteur linéaire à courant continu, avec commutation sans balais par détection de la polarité du champ au moyen de sondes à effet Hall a été mis au point pour l'interféromètre III (fig. 10). La force maximum obtenue est de 4 kgf pour une puissance dissipée égale à 100 W (valeur limitée par les ampli-

cateurs à courant continu). En fait les accélérations du chariot se sont trouvées limitées par des résonances mécaniques et la force maximum n'est jamais utilisée. Nous pensons maintenant qu'un moteur linéaire à courant continu plus classique, du type à pôle long (sans commutation) pourrait être suffisant.

3. — Céramiques piézo-électriques

Elles constituent l'élément rapide de l'asservissement. La figure 11 en décrit le montage. Elles déplacent les petits miroirs des œils-de-chat. Les céramiques sont enfermées dans des tubes en cuivre ; une huile de silicone (100 000 cs) assure à la fois l'amortissement mécanique et la dissipation thermique. L'ensemble peut être placé dans le vide. L'attaque des électrodes est faite par des transformateurs élévateurs de tension. La tension maximum applicable entre électrode interne et électrode externe est de 2 000 V, et produit le déplacement 20 μ déjà cité.

4. — Rotation de la lame demi-onde

Une broche de rectifieuse industrielle percée suivant son axe et entraînée par air comprimé est utilisée pour la rotation de la lame demi-onde. Le niveau de bruit et de vibrations est tolérable et ne cause pas de problème particulier. Cependant, le graissage (et la durée de vie) des roulements ne sont pas satisfaisants ; l'emploi de paliers à air devrait résoudre la difficulté.

5. — Ensemble de mesure et d'enregistrement

La figure 12 donne un schéma simplifié de l'ensemble du système. Le signal à mesurer est démodulé par un signal carré à 250 Hz, de phase réglable, synchrone de la modulation interne. L'intégration est faite par un convertisseur tension-fréquence suivi d'un compteur réversible à 5 chiffres décimaux ; les échantillons sont stockés et une nouvelle intégration peut commencer pendant l'enregistrement sur bande magnétique de l'échantillon précédent. Chaque mesure comporte l'enregistrement de 6 caractères BCD, dont l'un donnant l'indication de la gamme d'un atténuateur à 4 positions, à commande manuelle (gain 1, 10, 100,

1 000) ; il permet d'augmenter la dynamique du système [2].

L'intensité totale de la source étudiée est contrôlée par un récepteur R' , et une tension proportionnelle envoyée à un potentiomètre enregistreur classique P qui permet de la surveiller en permanence. Un second potentiomètre, couplé au premier est introduit dans la boucle de contre-réaction d'un amplificateur à gain variable ; les fluctuations d'intensité sont ainsi compensées (dans la mesure où elles sont achromatiques naturellement).

L'enregistreur est du type incrémental (1) (400 pas/s). Lorsque l'on renregistre 6 caractères, et en tenant compte des temps morts, la cadence maximum est égale à 50 mesures/s.

6. — Réglages

Le système de modulation en phase est par nature insensible aux variations d'intensité du signal de référence ; il n'exige ni équilibrage délicat entre deux récepteurs différents, ni manipulation de formes d'ondes précises par des circuits hautement linéaires (2) ;

(1) L'avance pas à pas donne la possibilité de faire des arrêts de durée quelconque en cours d'enregistrement. Elle permet donc de produire directement une bande magnétique lisible par ordinateur, laquelle doit obligatoirement comporter une division des données en blocs séparés par des intervalles. Si le déplacement de l'interféromètre était continu, une mémoire tampon serait nécessaire.

(2) Ces qualités, essentielles pour une mesure précise de Δ , sont une propriété du système mécanique qui produit ici la modulation (lame demi-onde tournante D solidaire du disque V_1). Il est naturellement possible de réaliser l'équivalent avec des cristaux électro-optiques attaqués par des tensions sinusoïdales convenables. Mais pour obtenir une liaison rigoureuse entre les phases des signaux de fréquence $4N$ et $400N$, une extrême précision dans les formes d'onde et les niveaux des signaux appliqués, ainsi que dans les conditions d'attaque et la stabilité de température des cristaux serait nécessaire. Un autre système de mesure, assez voisin du nôtre [14], dans lequel la porteuse est obtenue par battements entre composantes Zeeman d'une raie laser présente également l'avantage de ne pas comporter de pièce tournante. Mais il ne permet pas non plus l'interpolation fine, précise et rapide entre franges entières qui est la propriété essentielle de notre dispositif.

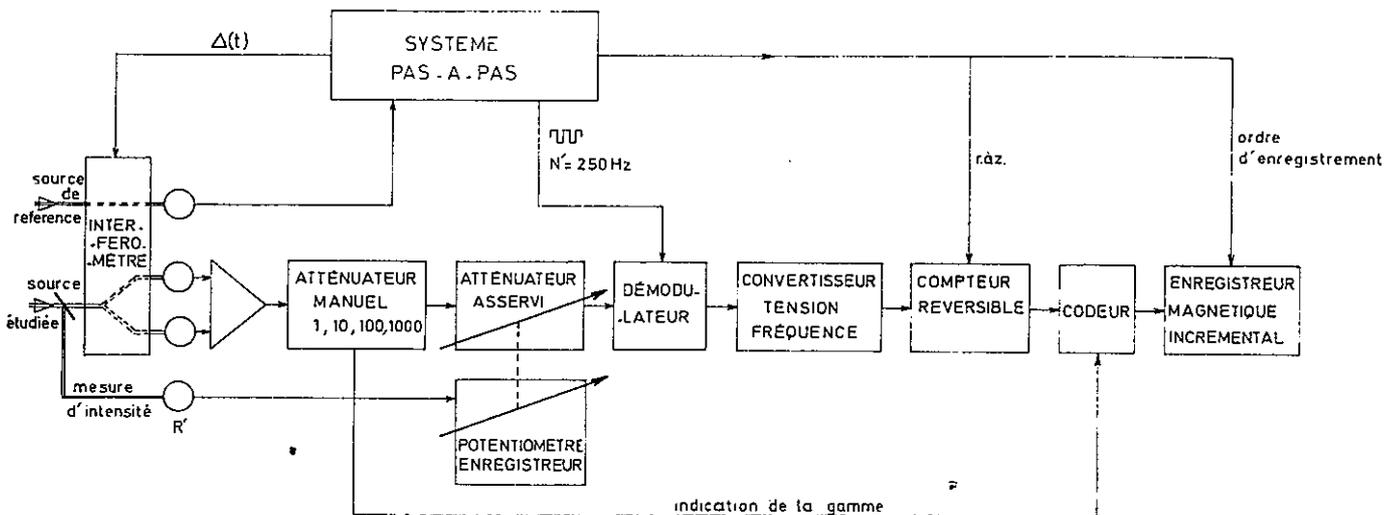


FIG. 12. — Schéma de principe du système de mesure et d'enregistrement (partie analogique et partie digitale).

la partie analogique est réduite au strict minimum (préamplificateurs) et toutes les opérations ultérieures sont digitales. Cependant, on doit s'attendre à ce que tout système de mesure de la différence de marche ne procédant pas par simple comptage de franges entières (et permettant donc d'estimer l'excédent fractionnaire) introduise une erreur périodique, de période λ_r ; le nôtre ne fait pas exception.

Les imperfections du système optique entraînent deux conséquences différentes :

a) Si les polariseurs rectilignes dichroïques en spath sont de très haute qualité [13], par contre les épaisseurs des quarts d'onde ne sont correctes qu'à 1 % près. La recherche d'une précision plus grande n'aurait d'ailleurs aucun sens; en effet, les nombreuses réflexions obliques aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de l'interféromètre, ainsi que la transmission oblique à travers les lames *S* et *M* déforment les vibrations interférentes qui ne sont plus circulaires mais elliptiques. Il est heureusement possible de compenser toutes ces erreurs sans les mesurer individuellement en adoptant une incidence légèrement oblique sur les quarts d'onde Q_1 et Q_2 . Ce réglage est délicat; il faut, en effet, ajuster simultanément 3 paramètres (azimut du quart d'onde dans son plan, angle d'incidence et plan d'incidence). On le contrôle en occultant l'un des faisceaux de l'interféromètre et en orientant le quart d'onde de l'autre faisceau de manière à annuler le signal modulé reçu par l'un quelconque des détecteurs H_s ou H_c ; la vibration incidente sur la lame demi-onde tournante est alors circulaire. Ce réglage

empirique n'est commode qu'à condition de pouvoir suivre l'amplitude et la phase du signal modulé; on envoie donc ce signal (non écrêté) dans deux démodulateurs synchrones alimentés par les signaux de référence R_s et R_c . Leurs sorties continues attaquent les entrées *X* et *Y* d'un oscilloscope dont on cherche à centrer le spot. La précision du réglage est limitée par le rapport s/b du signal de référence; une ellipticité inférieure à $1,5 \cdot 10^{-4}$ a été obtenue, ce qui correspond à une erreur périodique ε de l'ordre de 5 \AA sur la différence de marche. Cette erreur doit introduire dans le spectre calculé par TF des ghosts [1] dont l'écart à la raie principale est égal à $\sigma_r = 1/\lambda_r$, et l'intensité calculée $2 \pi \varepsilon / \lambda$. L'intensité mesurée des ghosts pour une raie visible ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) a été égale à $5 \cdot 10^{-3}$; elle est proportionnelle à $1/\lambda$ donc plus réduite dans l'I. R. (1). Cette intensité peut paraître relativement grande; mais (en raison de l'emploi d'une T. F. sensible à la phase) la forme des ghosts est nettement asymétrique, et ils ne peuvent être confondus avec les raies normales.

b) Un réglage de l'incidence sur la lame demi-onde tournante *D* serait sensiblement plus délicat. Mais l'erreur sur Δ introduite par l'erreur sur l'épaisseur optique de *D* est périodique dans le temps (période $1/N$). Comme la période de modulation interne $1/N'$ et la durée d'intégration sont des multiples entiers de $1/N$, l'effet moyen résiduel sur chaque échantillon de l'interférogramme est nul; en d'autres termes, seule la forme de la loi de modulation interne est très légèrement modifiée ce qui est sans importance.

MÉTHODES DE CALCUL

Les problèmes de calcul qui se posent peuvent être classés en deux catégories :

1° calcul d'une transformée de Fourier proprement dite (TF),

2° traitements variés à faire subir avant calcul de la TF à l'interférogramme enregistré; interpolation dans le spectre entre 2 points obtenus directement par TF: tracé des spectres, et leur exploitation.

Après la mise au point des principes mathématiques du traitement de l'interférogramme et du spectre, la principale difficulté réside dans la dimension des fichiers à manipuler, qui est toujours supérieure à la taille de la mémoire centrale d'un ordinateur. Nous avons à transformer 60 000 points avec un 7040 I. B. M. de 32 K (1) mots de mémoire centrale. Maintenant nous disposons d'un 360/75 de 256 K mots mais nous devons transformer 10^6 points.

Or la méthode rapide de calcul de TF de Cooley-Tukey s'applique assez facilement ici lorsque tout le calcul peut se faire en unité centrale. Mais dès que le nombre de points devient supérieur à une limite N_L dépendant de l'ordinateur utilisé, il faut utiliser des mémoires auxiliaires (bandes ou disques) dont les temps d'accès sont très supérieurs à celui de la mémoire

centrale. Il a donc été nécessaire de mettre au point deux séries de programmes transformant un nombre de points qui, dans un cas est inférieur à N_L , et dans l'autre cas lui est supérieur.

1) **Calcul de la TF.** — Nous devons calculer la TF en sinus d'une fonction impaire échantillonnée en N points de $\Delta = 0$ à Δ_{\max} . Nous désignerons par

$$h = p \lambda_r / 100 = 1/2 \Delta \sigma$$

la distance entre deux échantillons (fig. 13). A partir des N échantillons de l'interférogramme $I(\Delta)$. On calcule les N échantillons du spectre $S(\sigma)$ distants de $\delta \sigma$ par la série :

$$S(\sigma_1 + p \delta \sigma) = \sum_{k=1}^{k=N} I_{k-1} \cos [2 \pi (\sigma_1 + p \delta \sigma) (k-1) h].$$

a) **Méthode classique.** — L'algorithme classique utilisant cette formule conduit pour le calcul des N points

(1) Comme l'erreur périodique résiduelle est stable on peut imaginer de la mesurer et de la compenser pour réduire encore davantage les ghosts. On peut par exemple ajouter au signal d'erreur une tension continue fonction de l'excédent fractionnaire des franges de référence. On peut aussi introduire une correction dans le programme de calcul; ces deux procédés n'ont pas encore été essayés.

(1) 1 K = 2^{10} = 1 024.

du spectre, au produit d'une matrice carrée de rang N par une matrice colonne de N termes, d'où un temps de calcul proportionnel à N^2 , le coefficient de proportionnalité dépendant de l'ordinateur utilisé et de la méthode de calcul des cosinus. Les meilleurs temps réalisés obéissent aux formules :

$$T = 0,8 \cdot 10^{-3} N^2 \text{ pour le 704 I. B. M.}$$

et

$$T = 0,3 \cdot 10^{-3} N^2 \text{ pour le 7040,}$$

T étant exprimé en secondes (fig. 14 et tableau I).

Pratiquement, les plus grandes exploitations qui aient été faites avec cet algorithme ont été les calculs des spectres de Jupiter (1965) avec $N = 12\ 000$ en 12 h.

b) **Méthode de Cooley-Tukey.** — Sous sa forme initiale elle permet le calcul de la TF d'une fonction complexe et quelconque. Donc, avec nos notations, elle transforme $N_D = 2N$ échantillons complexes pour obtenir N_D valeurs complexes du spectre réparties dans l'intervalle $2\Delta\sigma = 1/h$.

L'idée générale en a été exposée en tête de l'article fondamental de Cooley et Tukey [24] : « la matrice carrée $N_D \times N_D$ peut être considérée comme le produit de m matrices très peu remplies, m étant égal à $\log_2 N_D$ ».

α) **FONCTION COMPLEXE.** — La place requise en mémoire est de $2N_D$ mots, ce qui dans notre cas, reviendrait à réserver $4N$ mots pour $2N$ échantillons réels de l'interférogramme pris entre $-\Delta_{\max}$ et $+\Delta_{\max}$ (1) et $2N$ valeurs imaginaires nulles. Soit H la taille mémoire de l'ordinateur considéré ; H est toujours une puissance de 2. Comme une partie est obligatoirement prise par le résident du système et le programme, on peut au maximum utiliser $H/2$ mots pour stocker les données ; donc avec un 7040 de 32 K mots on pouvait au maximum traiter un interférogramme de

$$N_L = \frac{H}{2 \times 4} = 4K = 4\ 096 \text{ mots.}$$

Avec un 360/75 de 256 K, N_L devient égal à 32 K.

D'autre part, les résultats de la TF ne sont pas en ordre et le simple tri par inversion de bits ajoute dans le calcul du temps un terme en N_D^2 qui est complètement négligeable pour les N_D petits, mais devient prépondérant pour N_D grand. Une amélioration du classement a nécessité la réservation dans la mémoire centrale de N mots supplémentaires, mais a supprimé le terme en N_D^2 . Deux programmes exactement semblables FFT 4 K et FFT 32 K écrits pour 7040 et 360/75 donnent respectivement les temps de calcul en secondes :

$$T = 0,428 \cdot 10^{-3} N_D \log_2 N_D + 0,166 \cdot 10^{-2} N_D$$

et

$$T = 0,152 \cdot 10^{-4} N_D \log_2 N_D + 0,145 \cdot 10^{-3} N_D.$$

(1) On démontre qu'il est équivalent d'introduire dans le tableau réservé aux valeurs réelles N échantillons pris entre 0 et Δ_{\max} suivis de N zéros.

On remarque que les 2 termes en $N_D \log_2 N_D$ et en N_D sont comparables et que le passage du 7040 au 360/75 a donné un gain de rapidité égal à 23 (fig. 14).

β) **FONCTION RÉELLE.** — Il est possible de ramener le calcul de la TF d'une fonction réelle I' échantillonnée en N_D valeurs à celui de la TF d'une fonction complexe I'' échantillonnée en $N_D/2$ points [25]. La partie réelle de I'' est constituée par les échantillons de rang pair de I' et la partie imaginaire par ceux de rang impair. Il faut ensuite reconstituer suivant la position du spectre à étudier dans l'intervalle libre $1/h$ les $N_D/2$ premiers échantillons réels ou les $N_D/2$ derniers du spectre de I' à partir des $N_D/2$ valeurs complexes du spectre de I'' . En appliquant ce principe, nous avons mis au point sur 360/75 un programme FFT 64 K qui a deux avantages sur les précédents : il n'occupe en mémoire que $2N$ mots pour stocker les données, donc nous permet de traiter jusqu'à $N_L = 64K$ en unité centrale, et le temps d'exécution pour N donné est divisé par 1,5. Il obéit à la formule :

$$T = 0,158 \cdot 10^{-4} N \log_2 N + 0,206 \cdot 10^{-3} N_D.$$

c) **Extension de la méthode de Cooley-Tukey au cas où $N > N_L$.** — Pour traiter avec le 7040 le cas de $N > 4K$ ou avec le 360/75 celui de $N > 64K$, il faut utiliser les mémoires auxiliaires. D'autre part, à chaque étape de la méthode de Cooley-Tukey les nombres à traiter successivement ne sont pas stockés en mémoire en séquence, d'où l'impossibilité d'utiliser directement les organigrammes précédents. Un programme différent a été mis au point sur 7040. Il utilisait 4 bandes magnétiques et le tri final était fait non par inversion de bits, mais par une formule permettant de calculer le rang de chaque échantillon de sortie. Le temps était donné par la formule :

$$T = 0,228 \cdot 10^{-2} N_D \log_2 N_D + 0,747 \cdot 10^{-2} N_D.$$

Pour $N = 64K$ on avait $T = 105$ minutes. Il aurait été possible d'améliorer encore sensiblement le coefficient du 1^{er} terme, mais nous ne l'avons pas fait, car nous avons pu alors utiliser un ordinateur plus puissant.

Pour le 360/75, nous avons mis au point le programme TF 1 000 K qui, à partir de la technique dite de « decimation in time » [26] permet le calcul de la TF d'une fonction réelle échantillonnée avec $N_D = 2^n$ échantillons sur un ordinateur ne disposant que de $N_D/12$ mémoires rapides à accès direct.

Dans une première étape, les N_D échantillons sont triés et répartis en 16 blocs de longueur $N_D/16$. Ces blocs sont stockés sur des fichiers à accès direct implantés sur disque magnétique. Dans une deuxième étape, on calcule successivement la TF de ces blocs à l'aide du programme « FFT 64 K ». La troisième et dernière partie est constituée d'une série de 4 étapes d'intercombinaisons entre les différents fichiers ainsi obtenus. Elle permet de reconstituer la TF de l'ensemble. Les échantillons du spectre ($N_D/2$ pour la partie réelle et $N_D/2$ pour la partie imaginaire) se trouvent alors dans l'ordre et en séquence sur deux fichiers du disque magnétique.

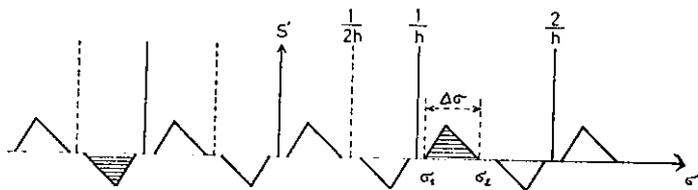


FIG. 13. — Le spectre physique occupe l'intervalle $\Delta\sigma$ entre σ_1 et σ_2 .
En le calculant à partir d'échantillons de $I(\Delta)$ on trouve non seulement le spectre mais ses images.

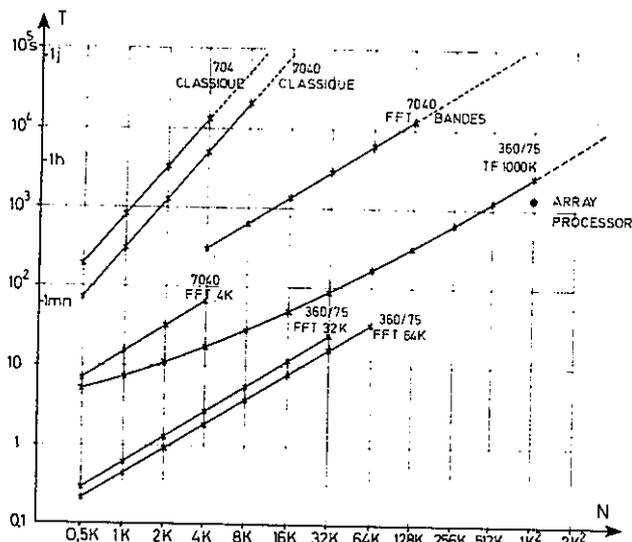


FIG. 14. — Diagramme des temps de calcul correspondant aux différents programmes.

Les croix correspondent à des temps effectivement mesurés, les courbes en pointillés à des extrapolations.

Erratum : Pour être en accord avec le texte et le tableau I (qui tient compte des derniers résultats) les ordonnées de la courbe 360/75 TF 1 000 K doivent être multipliées par 0.5.

Le temps total d'exécution est la somme des temps d'exécution T_1 , T_2 et T_3 des 3 parties avec :

$$T_1 = 0,562 \cdot 10^{-4} N_D$$

$$T_2 = 0,151 \cdot 10^{-4} N \text{Log}_2 N + 0,206 \cdot 10^{-3} N_D$$

$$T_3 = 0,336 \cdot 10^{-3} N_D$$

d'où :

$$T = 0,151 \cdot 10^{-4} N \text{Log}_2 N + 0,119 \cdot 10^{-3} N$$

pour : $N = 1\,024\,K$, $T = 22\text{ mn } 08\text{ s}$.

Plus de la moitié de ce temps est consacré à la manipulation de fichiers ce qui explique que, à partir de

TABEAU I

Tableau récapitulatif des temps de calcul pour différents types de machine ;
 N est le nombre d'échantillons de l'interférogramme entre les différences de marche 0 et Δ_{max} .

Ordinateur	704	7040 32 K	7040 32 K	7040 32 K	360/75 256 K	360/75 256 K	360/75 256 K
Programmes	classique	classique	FFT 4 K $N < 4\,K$	avec bandes magnétiques	FFT 32 $N \leq 32\,K$	FFT 64 K $N \leq 64\,K$	TF 1 000 K avec disques
Fonction	réelle	réelle	complexe	complexe	complexe	réelle	réelle
Place en mém. centr.	$4\,N$	$4\,N$	$5\,N$	$5\,N$	$5\,N$	$5\,N/2$	$5\,N/32$
$N = 0,5\,K$	3 mn 30 s	78 s	7,22 s		0,30 s	0,22 s	
$N = 1\,K$	14 mn	5 mn 14 s	15,33 s		0,66 s	0,44 s	3,7
$N = 2\,K$	55 mn 55 s	20 mn 58 s	32,45 s		1,34 s	0,90 s	5,18
$N = 4\,K$	3 h 43 mn	1 h 23 mn	68,41 s	5 mn 15 s	2,88 s	1,85 s	8,14
$N = 8\,K$	14 h 56 mn	5 h 35 mn		9 mn 30 s	5,85 s	3,82 s	13,32
$N = 16\,K$				21 mn	12,22 s	7,86 s	22,94
$N = 32\,K$				50 mn	25,45 s	16,00 s	42,92
$N = 64\,K$				1 h 45 mn		33,44 s	1 mn 24 s
$N = 128\,K$				3 h 32 mn			2 mn 46 s
$N = 256\,K$							5 mn 27 s
$N = 512\,K$							11 mn
$N = 1\,024\,K$							22 mn 08 s

$N = 32 K$, il croisse proportionnellement à N . La taille et le nombre des fichiers ont été adaptés au cas $N = 1\ 024 K$ et sont particulièrement mal adaptés à $N \leq 64 K$, mais alors on utiliserait FFT $64 K$. On perd pour $N = 64 K$ un facteur 3,4 sur le temps d'exécution en passant du calcul entièrement en mémoire centrale à celui qui utilise les disques, mais l'encombrement en mémoire est de $5 N/2$ dans le premier cas et seulement de $5 N/32$ dans le deuxième.

L'examen de la figure 14 permet de se rendre compte des progrès qui ont été possibles grâce à la fois à l'évolution des ordinateurs et à celle des méthodes de calcul. La spectroscopie par transformation de Fourier ne se classe plus maintenant dans le groupe des techniques grosses consommatrices de temps machine. Ces chiffres ne constituent pas un optimum. La première amélioration à apporter est l'adaptation de l'algorithme de FFT au cas particulier d'une fonction à la fois réelle et paire ou impaire. Il est raisonnable d'en espérer un gain de place en mémoire et un gain de temps.

2) **Calculs annexes.** — Le calcul de la TF proprement dite n'est qu'une étape du traitement complet qu'on fait subir à l'interférogramme depuis son enregistrement sur bande magnétique jusqu'au tracé du spectre. Il a été bien établi que l'interférogramme était échantillonné avec le nombre de points N minimum. En conséquence, le spectre obtenu par TF sera aussi échantillonné en N points, N étant toujours minimum. Ceci signifie qu'on a seulement 1 point par élément spectral ; une interpolation linéaire ne donne qu'une approximation grossière du spectre et une méthode d'interpolation précise (par convolution) est indispensable [1].

Le calcul est organisé de la façon suivante : les $1\ 024 K$ points primaires $S(\sigma)$ résultats du calcul de la TF sont stockés sur disque. La recherche de S maximum se fait en 25 s ; La normalisation de tout le spectre primaire et son écriture pour stockage sur bande magnétique par bloc de $1 K$ prend 86 s ; le calcul de la fonction d'interpolation désirée $f(\sigma)$ et diverses initialisations nécessaires à la suite du travail demandent aussi 25 s. Ensuite commence l'interpolation proprement dite ; on peut calculer soit le spectre entier, soit une tranche arbitraire : le calcul complet (1)

à raison de 5 points secondaires/point primaire soit $5 \times 1\ 024 K \approx 5 \cdot 10^6$ points prend 22 mn 10 s. Enfin, la préparation de la bande magnétique pour le traceur Calcomp 563 se fait en 10 mn (1). La durée totale des opérations est donc 1 h 03 mn.

3) **Programme de test.** — Il est intéressant d'avoir aussitôt que possible après l'enregistrement de l'interférogramme des renseignements sur la qualité du spectre. Pour cela il suffit d'en calculer à la résolution maximum 3 tranches étroites de $8 K$ par exemple dans 3 régions différentes : l'une dans une région de signal maximum comprenant des raies fines, les 2 autres dans les régions extrêmes du spectre où le signal est nul, on a ainsi facilement une mesure de la valeur efficace du bruit et du rapport s/b dans le spectre. Le calcul de la TF se fait à partir d'un interférogramme secondaire échantillonné en $8 K$ points équidistants de $1\ 024 k/8$, obtenus par une convolution convenable à partir des 10^6 échantillons primaires [8]. Le tableau II donne les temps de calcul correspondants.

TABLEAU II

Temps de calcul correspondant à des tranches de $8 K$, $32 K$, $64 K$ points primaires du spectre à partir de 10^6 échantillons de l'interférogramme

	8 K	32 K	64 K
Calcul de l'interférogramme secondaire	82 s	166 s	265 s
Calcul de la TF.....	3,82 s	16 s	33,44 s
Interpolation dans le Spectre...	10 s	40 s	80 s
Temps total	95,82 s	222 s	378,44 s

Donc, avec un test de $3 \times 96 s = 4\ mn\ 48\ s$ on peut avoir des renseignements suffisants sur le spectre pour décider s'il est nécessaire d'entreprendre le calcul complet (2).

PREMIERS RÉSULTATS

1) **Description.** — Trois interféromètres presque identiques sont en cours de réalisation, pour la spectroscopie astronomique, l'absorption en laboratoire et les sources d'émission respectivement. Seul le dernier a déjà permis d'obtenir des résultats. Les qualités de très haute résolution et de précision dans la mesure des nombres d'onde pour ce genre d'appareil étant démontrées [11] nous avons cherché à établir surtout la possibilité de détecter des raies faibles à l'intérieur d'un domaine spectral étendu donc en présence d'une énergie totale considérable.

Les sources utilisées pour l'étude des spectres de terres rares sont des tubes sans électrodes excités par magnétron ; elles constituent jusqu'ici des objets difficiles pour la spectroscopie de Fourier. En effet elles

sont souvent très instables et ont en particulier tendance à osciller en BF avec des fréquences voisines de

(1) C'est un temps qui devrait être réduit avec le nouveau Software mis à notre disposition par le constructeur du traceur.

(2) On peut également ramener le calcul du spectre complet d'un interférogramme de $1\ 024 K$ à celui de 16 tranches de $64 K$, si l'on dispose d'un « Array Processor », unité spécialisée pour faire des convolutions qui travaille simultanément avec l'unité centrale. Le temps de calcul de l'interférogramme secondaire se ramène alors à 50 s, d'où l'obtention d'une tranche complète de $64 K$ en $50 \cdot 33,84 \approx 89\ s$ et du spectre complet en 24 mn. L'Array Processor ramène aussi de 22 mn à 40 s le calcul du spectre interpolé à partir des 10^6 valeurs du spectre primaire. Les essais ont été effectués sur l'Array Processor connecté au 360/65 de l'INAG.

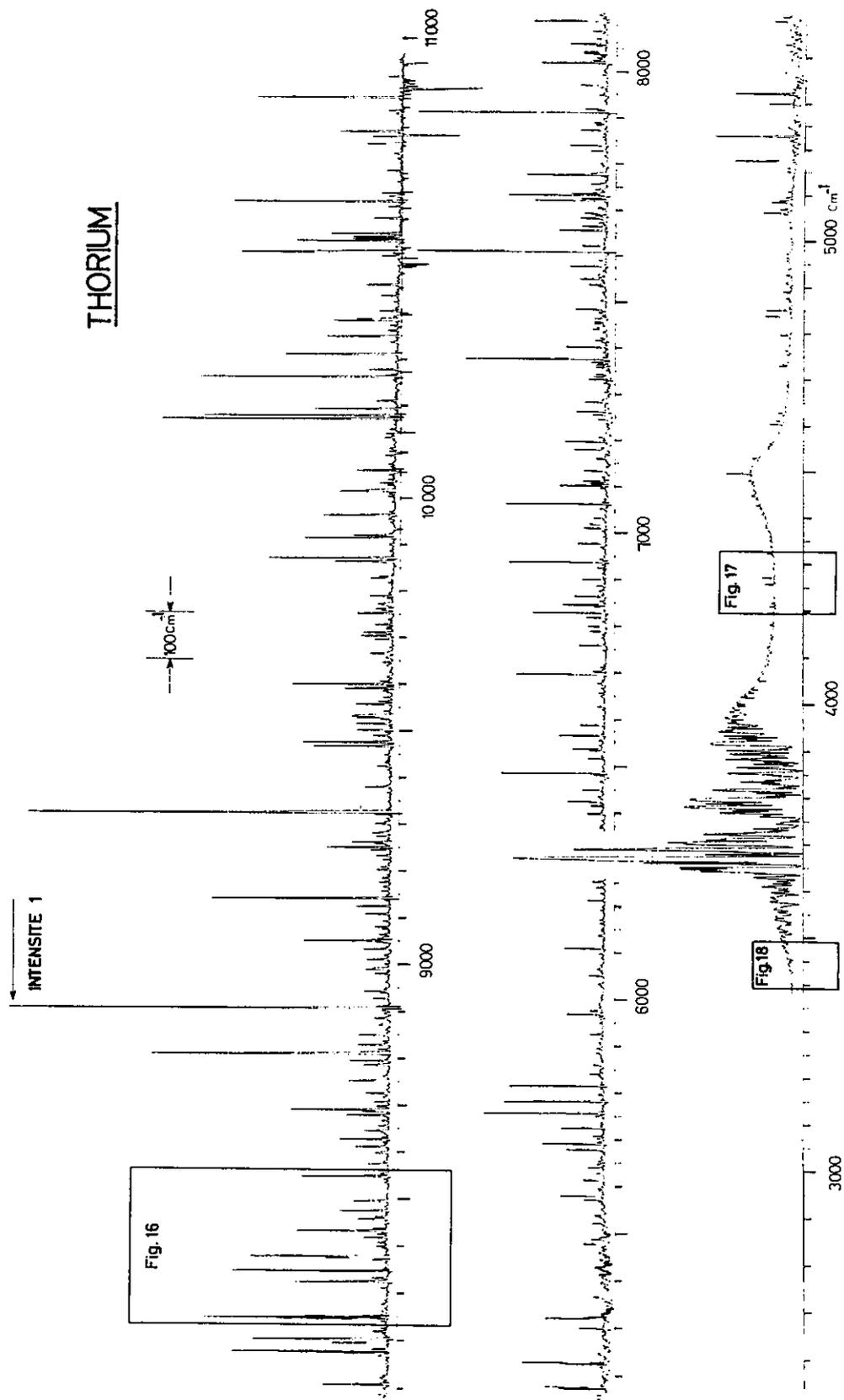
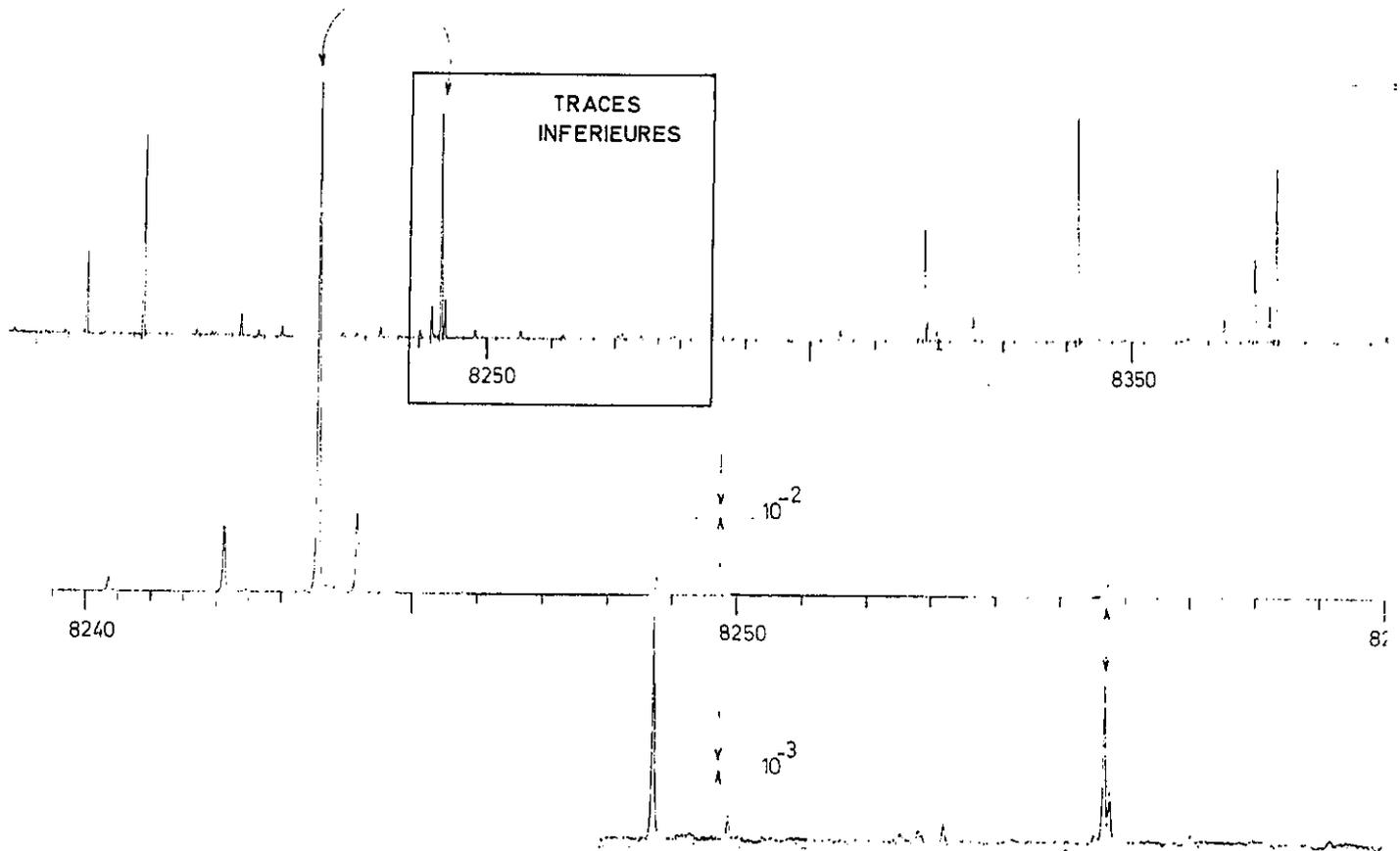


FIG. 15. — Spectre du thorium calculé à partir des 10^4 premiers points d'un interférogramme de 10^6 points.

La limite de résolution est ici $\delta\sigma = 2 \text{ cm}^{-1}$. Pour toutes les figures les échelles en cm^{-1} sont provisoires ; la longueur d'onde de référence n'est pas connue avec précision, et aucune correction de dispersion de l'air n'a été faite.



celles de l'échantillonnage ou de la modulation interne. Dans ces conditions la limite fondamentale imposée par le bruit de récepteur n'a pas encore été atteinte. On peut attendre des progrès appréciables par l'emploi d'un asservissement à intensité constante de la source elle-même.

Les figures 15, 16, 17, 18 donnent des portions différentes du spectre du thorium extraites du même interférogramme. Le temps d'enregistrement adopté est égal à 10 h (le minimum possible aurait été 6 h). Le pas d'échantillonnage est égal à $0,455 \mu$ (valeur correspondant à $p = 13$). Le domaine spectral libre $\Delta\sigma$ s'étend donc de $0,91 \mu$ à l'infini (0 à $11\,000 \text{ cm}^{-1}$). Le domaine spectral occupé est limité par la transparence du tube en silice utilisé comme source (et par la réponse des détecteurs PbS) à $3,3 \mu$ ($3\,000 \text{ cm}^{-1}$).

Un filtre élimine les longueurs d'onde inférieures à $0,8 \mu$. Les raies comprises entre $0,8$ et $0,91 \mu$ ($12\,500$ à $11\,000 \text{ cm}^{-1}$) viennent en recouvrement sur le domaine de $11\,000$ à $9\,500 \text{ cm}^{-1}$; mais par suite des propriétés de la transformée en sinus elles sont négatives et très faciles à distinguer des autres sur les tracés à haute résolution. Un spectre d'absorption par contre devrait être étudié sans aucun recouvrement.

L'amplitude pic à pic de la modulation interne est égale à $0,70 \mu$ ($q = 20$). Le rendement est égal à l'unité pour $\lambda = 1,70 \mu$ ($6\,150 \text{ cm}^{-1}$), il reste supérieur à $0,5$ de $2\,400 \text{ cm}^{-1}$ ($4,2 \mu$) à $12\,000 \text{ cm}^{-1}$ ($0,83 \mu$).

En résumé le domaine spectral compris entre $0,8$ et $3,3 \mu$ est couvert en un seul enregistrement avec un rendement acceptable et sans ambiguïté d'interpréta-

tion. Aucune connaissance préalable du spectre n'est nécessaire. Le récepteur PbS n'est pas le meilleur possible en dessous de $1,1 \mu$, mais un utile recouvrement avec un domaine déjà étudié (en partie par des spectrographes) est ainsi obtenu.

La figure 15 donne l'ensemble du domaine spectral calculé à partir des 10^4 premiers points de l'interférogramme, donc avec un pouvoir de résolution 100 fois plus faible que la valeur finale. Elle permet d'apprécier la densité du spectre; on remarquera également l'importance du fond continu sur lequel les bandes d'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique (1) se détachent autour de $3\,700$ et de $5\,400 \text{ cm}^{-1}$. Le fond continu passe par un maximum à $3\,660 \text{ cm}^{-1}$. Une fraction des raies d'émission est due à l'iode libérée par la décomposition de l'iodure de thorium contenu dans le tube source.

La figure 16 présente une tranche de 400 cm^{-1} calculée à partir des 10^5 premiers points, et enfin 40 cm^{-1} calculés à partir de tout l'interférogramme (10^6 points). La différence de marche maximum atteinte est de 45 cm ; avec la fonction d'apodisation adoptée la limite de résolution est $\delta\sigma = 20 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Les largeurs mesurées sur le spectre, varient entre $40 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ vers $10\,000 \text{ cm}^{-1}$ et $25 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ vers $4\,000 \text{ cm}^{-1}$. La figure 17 montre le profil d'une raie isolée vers $4\,200 \text{ cm}^{-1}$ et la figure 18 une raie

(1) L'appareil est prévu pour être ultérieurement mis sous vide.

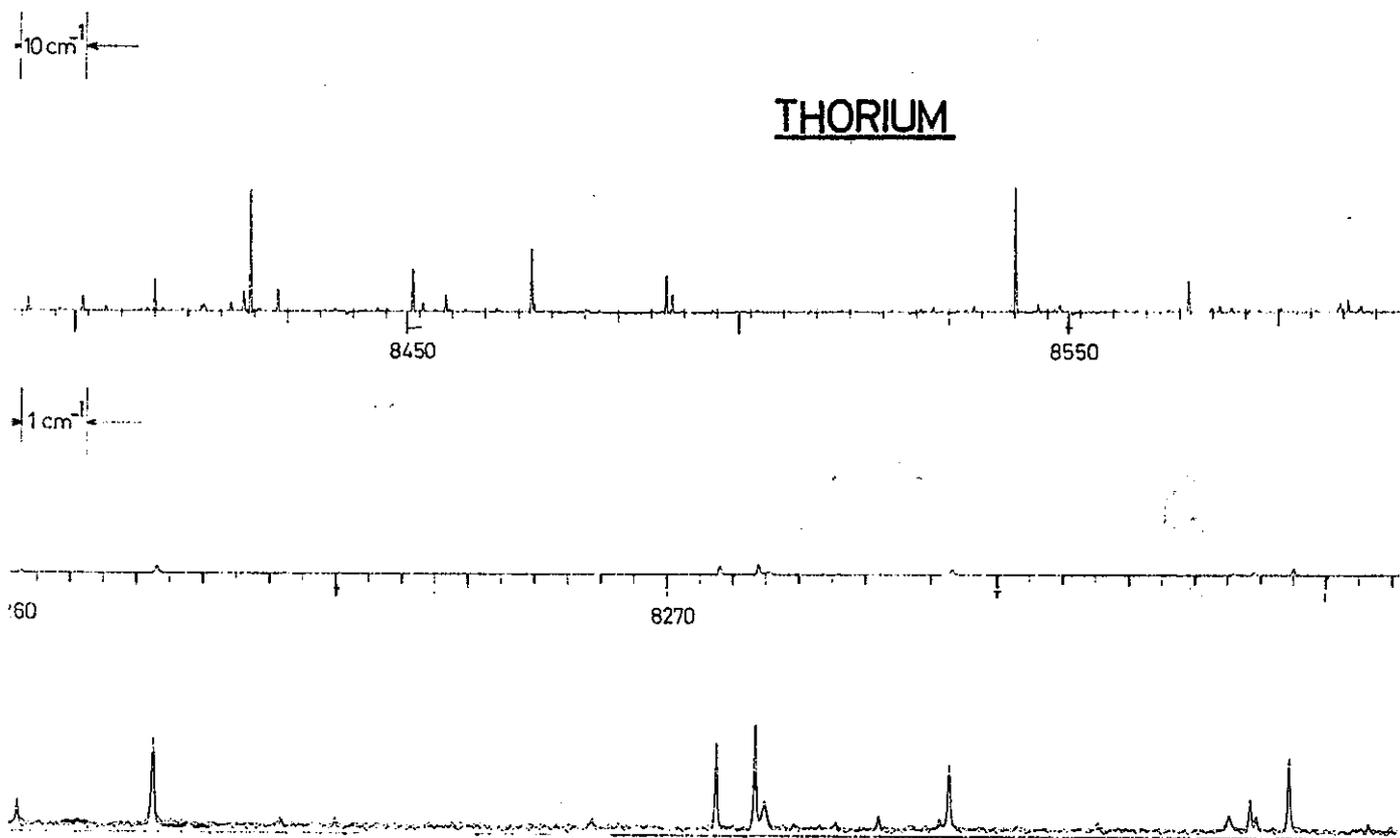


FIG. 16. — Spectre du thorium (même interférogramme que figure (15)).

En haut : région spectrale indiquée sur la figure 15, calculée à partir de 10^5 points ($\delta\sigma = 0,2 \text{ cm}^{-1}$).

Au centre : tranche de 40 cm^{-1} calculée avec 10^6 points ($\delta\sigma = 0,02 \text{ cm}^{-1}$).

En bas : même région et même abscisse mais intensités multipliées par 10. Un second spectre enregistré dans les mêmes conditions est superposé au premier. La longueur du spectre entier à cette échelle à 80 m.

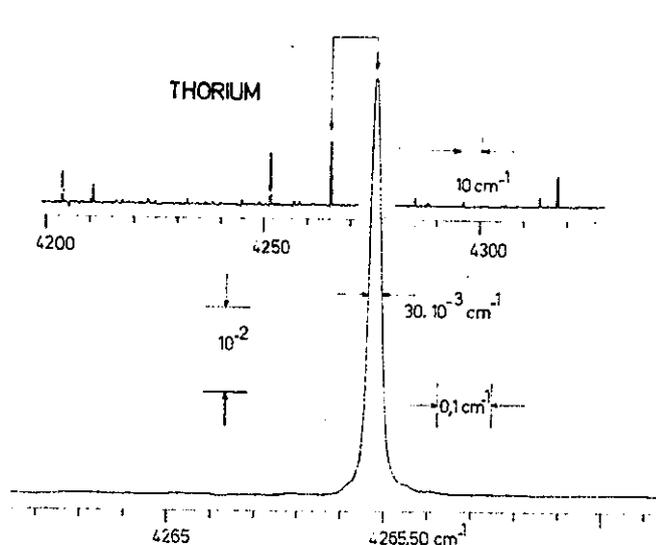


FIG. 17. — Spectre du thorium.

En haut : région indiquée sur la figure 15, calculée à partir de 10^5 points ($\delta\sigma = 0,2 \text{ cm}^{-1}$).

En bas : une raie calculée à partir de 10^6 points ($\delta\sigma = 0,02 \text{ cm}^{-1}$) et montrant sensiblement un profil de Lorentz.

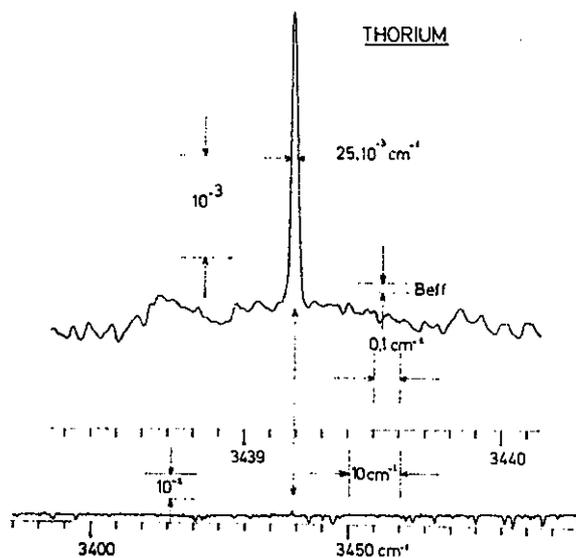


FIG. 18. — Spectre du thorium.

En bas : région indiquée sur la figure 15, calculée à partir de 10^5 points ($\delta\sigma = 0,2 \text{ cm}^{-1}$).

En haut : une raie très faible calculée à partir de 10^6 points et montrant la largeur minimum observée ($0,025 \text{ cm}^{-1}$).

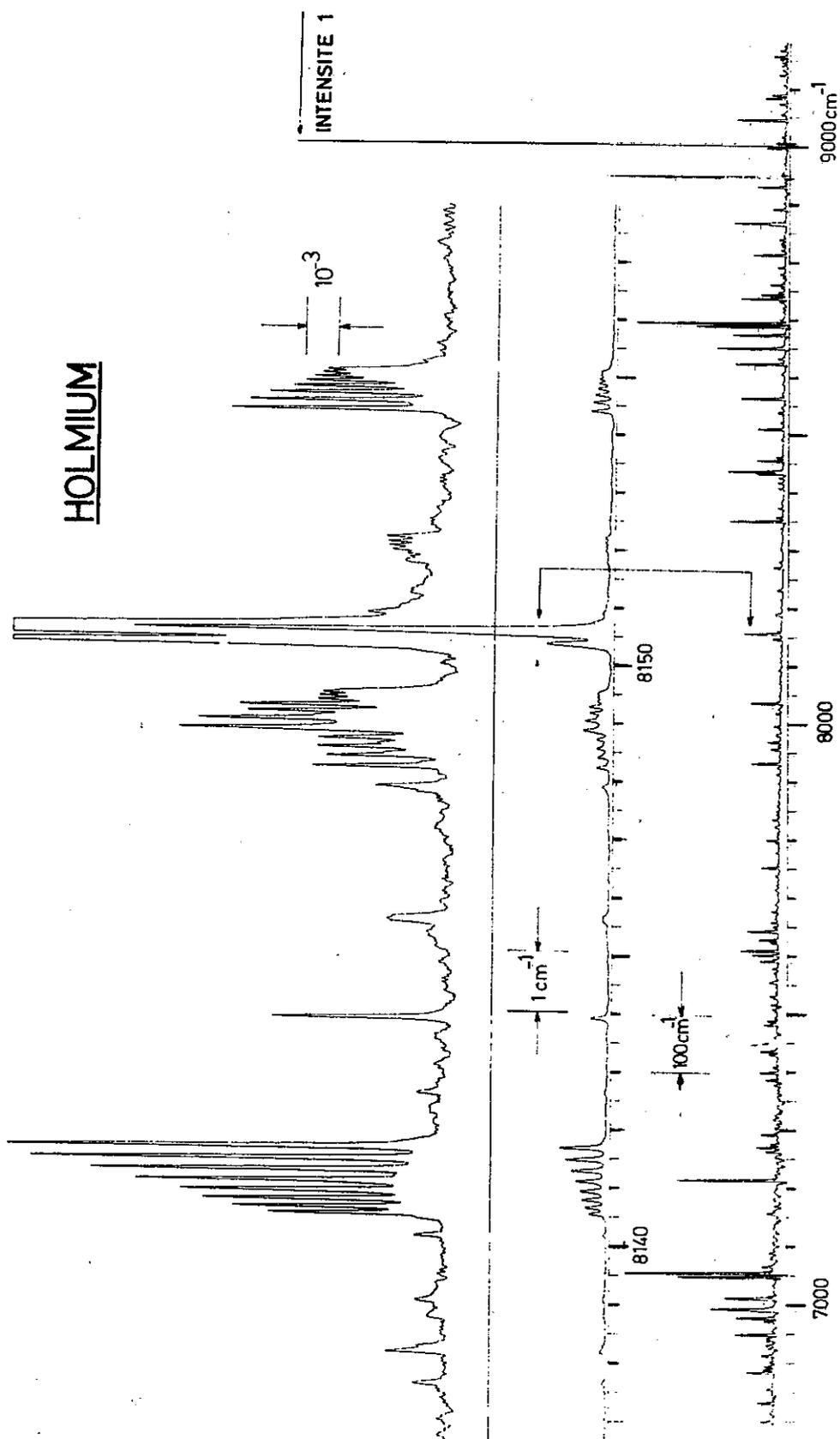


FIG. 19. — Spectre de l'Holmium.

En bas : trace calculée à partir de 10⁴ points (comme fig. 15) ($\delta\sigma = 2 \text{ cm}^{-1}$).
 Au centre : tranche de 20 cm^{-1} calculée à partir de 10⁶ points ($\delta\sigma = 0,02 \text{ cm}^{-1}$).
 En haut : même région et même résolution mais ordonnées multipliées par 10.

très faible à $3\,439\text{ cm}^{-1}$ ($2,93\ \mu$) se détachant sur un fond continu perturbé par l'absorption de H_2O (et le bruit).

La reproductibilité des raies faibles est établie sur la figure 16 par comparaison avec un second enregistrement. Les différences d'intensité sont dues à des différences dans le régime de fonctionnement de la lampe, qui n'est pas reproductible avec précision. Tous les tracés sont automatiquement normalisés par rapport à la raie la plus intense du spectre ($8\,904\text{ cm}^{-1}$). Par rapport à cette raie la valeur efficace du bruit mesuré (dans une région d'intensité nulle) est $B_{\text{eff}} = 0,8 \cdot 10^{-4}$; de la mesure de l'énergie totale du spectre on déduit $Q = 10^7$.

La figure 19 illustre les résultats obtenus avec le holmium; les conditions d'enregistrement ($N, p, q, \Delta\sigma, \delta\sigma$) sont identiques. Une tranche de spectre à basse résolution (10^4 points) est encore présentée; le spectre à haute résolution montre les structures caractéristiques à 8 composantes de l'holmium (spin $7/2$). Le facteur Q mesuré est $2,5 \cdot 10^7$; la plus haute valeur obtenue jusqu'ici était $3 \cdot 10^6$ [2].

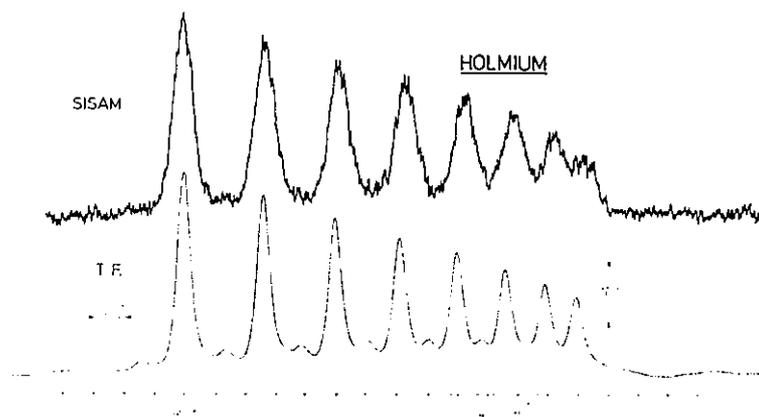


FIG. 20.

En haut : la plus faible structure hyperfine du holmium enregistrée par le SISAM ($\delta\sigma = 0,03\text{ cm}^{-1}$ et temps d'enregistrement 30 mn).

En bas : même structure par transformée de Fourier (même interférogramme que pour figure 19; $\delta\sigma = 0,02\text{ cm}^{-1}$). Longueur du spectre entier 320m.

2) **Comparaison avec les résultats obtenus par les méthodes classiques.** — L'étude de ces spectres très riches en raies est relativement facile dans le visible où un grand spectrographe à réseau (Paschen-Runge ou réseau échelle avec dispersion croisée) permet d'enregistrer l'ensemble du spectre en une seule pose. De nombreuses raies du thorium ont d'autre part été mesurées par photographie avec des étalons Fabry-Perot et constituent de bons étalons secondaires (précision de l'ordre de 10^{-3} cm^{-1}) [16].

Dans l'infrarouge la seule méthode extensive était jusqu'ici le balayage par un spectromètre à réseau. Steers [17] a enregistré le spectre du thorium de 1 à $2,5\ \mu$ avec un réseau échelle; environ 1 000 raies sont données; l'erreur sur la mesure des nombres d'onde varie entre $\pm 2 \cdot 10^{-2}\text{ cm}^{-1}$ et $\pm 1 \cdot 10^{-1}\text{ cm}^{-1}$.

L'interféromètre de Fabry-Perot avec balayage donne une précision très supérieure: il a été employé

pour les spectres de gaz rares [18]. Comme un enregistrement séparé est nécessaire pour chaque raie la méthode est lente et n'a pas été appliquée jusqu'ici aux terres rares.

Au Laboratoire Aimé Cotton les spectres de terres rares sont systématiquement étudiés avec deux interféromètres-spectromètres à réseaux du type SISAM [15] dont le gain de rapidité par rapport au spectromètre à réseau classique est déjà considérable. La méthode et un certain nombre de résultats ont été décrits par J. Verges [19, 20, 21, 22]; l'accent a été mis sur la haute résolution en vue de l'analyse des structures hyperfines, déplacements isotopiques et effets Zeeman plus que sur la précision des mesures absolues de position. L'étude comporte deux étapes successives:

a) un balayage préalable de l'ensemble du spectre avec une résolution de $0,2\text{ cm}^{-1}$ est effectué par un premier SISAM: la région couverte s'étend de 4 000 à $12\,000\text{ cm}^{-1}$. La durée effective d'enregistrement est de l'ordre de 150 h, et l'expérience prend environ 3 semaines (1).

b) après une première étude du spectre au cours de laquelle les raies intéressantes sont repérées, une analyse à plus haute résolution ($0,03\text{ cm}^{-1}$) est effectuée par un second SISAM sur des domaines spectraux très étroits. Le temps d'enregistrement effectif pour une structure est de l'ordre de 10 à 30 mn; en raison des réglages et vérifications nécessaires le nombre de structures analysées ne dépasse pas 10 à 15/jour. L'étude est nécessairement limitée aux raies les plus intenses (par exemple 50 pour le holmium). La figure 20 compare la plus faible raie effectivement enregistrée par le SISAM au résultat obtenu par transformation de Fourier. L'intensité de cette structure est environ 25 fois celle de la plus faible structure détectable sur la figure 19 (à $8\,152\text{ cm}^{-1}$).

(1) Une étude semblable des longueurs d'onde plus grandes au moyen d'un spectromètre à grille de Girard est effectuée par C. Morillon [23].

CONCLUSION

Ces premiers résultats établissent la possibilité de traiter par spectroscopie de Fourier des problèmes à pouvoir de résolution élevé et domaine spectral très étendu. Dans le cas de spectres d'émission complexes les informations tirées d'un interférogramme à 10^6 points dépassent en qualité et en quantité ceux obtenus par les procédés existants au cours de programmes de recherche s'étendant sur plusieurs mois. Le spectre calculé est disponible sur bande magnétique sous forme directement traitable par ordinateur, et des programmes existent pour la détection et la mesure de la position et de l'intensité des raies [8].

Il nous reste maintenant à effectuer des mesures absolues de nombres d'onde, ce qui demande un étalonnage du système par enregistrement du spectre de la lampe à Krypton étalon international. L'interféromètre sera ultérieurement essayé dans le visible ; ses performances devront alors être comparées à celles des grands spectrographes à réseau croisés avec des étalons de Fabry-Perot par rapport auxquels il n'est pas question d'obtenir un gain de rapidité aussi important. Une augmentation du nombre d'échantillons jusqu'à $N = 5 \cdot 10^6$ paraît concevable sans modifications de l'appareil ; les problèmes spectroscopiques justifiant cette extension sont sans doute assez rares.

D'autre part un calculateur en temps réel entièrement digital adapté à l'interféromètre est en cours d'achèvement. Il emploie l'algorithme classique (celui de Cooley-Tukey n'étant pas utilisable pour un calcul en temps réel). La durée du cycle de base est de $1 \mu\text{s}/\text{point}$ d'entrée/point de sortie ; il est donc, pour ce problème particulier, 1 000 fois plus rapide que le 7040 (tableau I, colonne 2 et fig. 14, courbe « 7 040 classique ») et de l'ordre de 100 fois plus rapide que le 360/75. Il pourra calculer jusqu'à 20 000 points d'un spectre à partir d'un interférogramme enregistré à raison de 50 points/s, et ceci sans limitation sur N . Suffisant par lui-même pour tous les problèmes tels que $M < 20\,000$, il permettra dans les autres cas de vérifier pendant l'enregistrement une tranche du spectre.

Nous adressons nos remerciements à M. Ubelmann pour l'aide efficace apportée dans le montage et les essais de l'interféromètre, à M. Calvignac pour les dessins de mécanique, à MM. Seguin, Durand et Dessens qui ont largement contribué à la réalisation fort délicate de l'ensemble électronique, à M. Collet qui a écrit le programme de lecture et conversion de la bande magnétique et au personnel du CIRCE.

RÉFÉRENCES

- [1] CONNES (J.), CONNES (P.). — *J. O. S. A.*, 1966, **56**, 896.
- [2] CONNES (J.), CONNES (P.), MAILLARD (J. P.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 120.
- [3] MAILLARD (J. P.). — *Thèse*, Fac. des Sciences d'Orsay, 1967.
- [4] CUISENIER (M.), PINARD (J.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 97.
- [5] MERTZ (L.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 87 et MERTZ (L.). — *Astr. J.*, 1966, **70**, 548.
- [6] FORMAN (M. L.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 58.
- [7] CONNES (J.), CONNES (P.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 57.
- [8] DELOUIS (H.). — *Thèse*, Faculté des Sciences d'Orsay, 1968.
- [9] CONNES (J.), CONNES (P.), MAILLARD (J. P.). — Atlas des spectres dans le proche infrarouge de Vénus, Mars, Jupiter et Saturne. *Editions du C. N. R. S.*, 1969.
- [10] PINARD (J.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 136.
- [11] PINARD (J.). — *Thèse*, *Ann. Phys.*, 1969, n° 2 (à paraître).
- [12] CONNES (J.). — *Rev. Opt.*, 1961, **40**, 45, 116, 171, et 231.
- [13] BRIDGES (T. J.), KLUVIER (J. W.). — *App. Opt.*, 1965, **4**, 1121.
- [14] DE LANG (H.), BOUWHUIS (G.). — *Philips Tech. Rev.*, 1969, **30**, 160.
- [15] CONNES (P.). — *Rev. Opt.*, 1959, **38**, 157 et 416; 1960, **39**, 402.
- [16] GIACCHETTI (A.), STANLEY (R. W.), ZALUBAS (R.). — *J. O. S. A.*, (sous presse).
- [17] STEERS (F. B. M.). — *Spectrochim. Act.*, 1967, **23B**, 135.
- [18] RAO (K. N.), HUMPHREYS (C. S.), RANK (D. H.). — *Wavelength standards in the infrared*, *Academic Press*, 1966.
- [19] VERGES (J.). — *Thèse*, Fac. des Sciences d'Orsay, 1969.
- [20] VERGES (J.). — *Spectrochim. Act.*, 1969, **24B**, 177.
- [21] CAMUS (P.), GUELACHVILI (G.), VERGES (J.). — *Spectrochim. Act.*, 1969, **24B**, 373.
- [22] BLAISE (J.), MORILLON (C.), SCHWEIGOFER (M. G.), VERGES (J.). — *Spectrochim. Act.*, 1969, **24B**, 405.
- [23] MORILLON (C.). — *Spectrochim. Act.*, (sous presse).
- [24] COOLEY (J. W.) et TUKEY (J. W.). — *Mathematics of computation* (1965), **19**, 296.
- [25] COOLEY (J. W.) et BRENNER (N. M.). — *Communication privée*.
- [26] COCHRAN (W. T.), COOLEY (J. W.). — *IEE Trans. Aud. El. Acous.*, 1967, AU-15, 2, 45.

CHAPITRE B

REALISATION D'UNE SOURCE SUPERRADIANTE CONTINUE à XENON.

I INTRODUCTION

Il est absolument indispensable, pour des raisons bien connues de déterminer la différence de marche dans l'interféromètre avec une haute précision. La meilleure méthode est une détermination elle-même interférométrique à l'aide d'une longueur d'onde de référence. Les qualités à exiger de cette source sont les suivantes :

- être monochromatique. Ce caractère dépend bien sûr de la différence de marche maximum à atteindre, et pour atteindre 2 m de différence de marche comme le peut l'interféromètre construit, les lampes spectrales classiques sont exclues. Il faut une source produisant une raie de largeur inférieure à 5 mK.
- intense, stable en intensité, à faible bruit. Ces qualités vont déterminer en fin de compte la précision de la détermination de la différence de marche au long de l'enregistrement en fixant le rapport S/B du signal d'erreur obtenu.
- stable en longueur d'onde. On sait qu'une instabilité de ce type provoque une erreur sur la mesure de la différence de marche qui se traduit dans le spectre par ce qu'il est convenu d'appeler un bruit de phase. Cette exigence va croissante avec la différence de marche visée. Mais s'il est nécessaire que la raie utilisée soit stable pour la durée d'un enregistrement il est largement souhaitable également

qu'elle le soit à long terme pour améliorer la détermination absolue des nombres d'onde faite avec l'interféromètre.

Les solutions pouvant répondre simultanément à ces exigences sont :

- une raie laser continue. Cela suppose déjà un laser monomode. Mais pour maintenir la raie stable un asservissement est nécessaire. La méthode la plus couramment employée est l'asservissement sur le Lamb-dip de la raie $6\ 328\ \text{\AA}$ du laser He-Ne. C'est la solution effectivement employée par J. Pinard [26] pour son interféromètre à haute résolution. La meilleure solution actuellement est fournie par la raie $3.39\ \mu$ de He-Ne stabilisée par une raie d'absorption du méthane [27].

- une raie superradiante continue. C'est la voie que nous avons explorée et adoptée. Nous avons pensé qu'une telle source tout en présentant les qualités requises, de par son principe, serait plus simple que la source précédente car elle ne nécessite pas pour assurer sa stabilité d'asservissement auxiliaire. Les processus atomiques seuls la définissent. D'ailleurs cette source s'est avérée présenter des caractéristiques suffisantes pour tous les problèmes traités avec les interféromètres qui en sont équipés.

Une étude intitulée "Study of superradiant sources for path monitoring references in Fourier Spectroscopy" a été menée depuis, très soigneusement par Gamo et Chuang (1971) [28] analysant en détail les propriétés de la raie superradiante à $3.5\ \mu$ du Xenon (affinement, saturation, mesure de gain, de stabilité, fluctuations) mais sans conduire à une source effectivement utilisée avec un interféromètre.

II EFFET SUPERRADIANT

Cet effet peut être défini comme une émission intense et très fine, mais ne faisant pas appel à une cavité résonnante. Le modèle en sera un tube rempli de gaz sans miroirs aux extrémités.

Le terme de superradiance a été créé par Dicke dans une théorie datant de 1953 [29] comme "..., a gas which is radiating strongly because of coherence will be called "super-radiant". Partant d'une analogie avec les processus d'émission cohérente en microonde dans les techniques de résonance nucléaire magnétique, Dicke imagine une source d'émission spontanée, dans le cas de transitions dipolaires électriques, où le processus d'émission devient cohérent dans certaines conditions de corrélation angulaire des photons émis successivement. Cette théorie a créé le terme mais ne peut rendre compte des propriétés d'une raie dite superradiante. Ses propriétés essentielles sont décrites par la théorie du milieu amplificateur.

Dans un milieu à deux niveaux 1 et 2, distants de $h\nu$, parcouru par une onde de fréquence ν , la variation d'énergie à travers une section d'épaisseur dx , perpendiculaire à la direction de propagation est :

$$dW = -(n - n') h\nu dx$$

où n est le nombre de photons spontanés absorbés et n' le nombre de photons induits émis. Ceci peut s'écrire :

$$dW = (N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) \rho(\nu) h\nu dx$$

avec N_1 et N_2 populations de chacun des niveaux, B_{21} et B_{12} coefficients d'Einstein d'émission induite et d'absorption spontanée,

$\rho(\nu)$ distribution spectrale de la densité d'énergie à l'équilibre thermique.

Pour une raie incidente de profil $g(\nu)$ l'accroissement d'intensité est

$$dI(\nu) = g(\nu) dW$$

En remplaçant les coefficients d'Einstein par leurs valeurs il vient :

$$dI(\nu) = \frac{C^2 A}{8\pi\nu^2} \left(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right) g(\nu) I(\nu) dx$$

avec A taux d'émission spontanée, g_1 , g_2 degrés de dégénérescence du moment angulaire de chacun des états d'énergie. $\rho(\nu)$ s'identifie à $I(\nu)$. Le milieu sera amplificateur si $N_2 > N_1 \frac{g_2}{g_1}$, c'est-à-dire si est réalisée une inversion de population.

On peut écrire de manière plus condensée :

$$dI(\nu) = a g(\nu) I(\nu) dx$$

a caractérisant les propriétés amplificatrices du milieu. Soit pour un parcours de longueur x :

$$I(\nu, x) = I(\nu, 0) e^{ag(\nu)x}$$

Cette relation exprime l'augmentation de l'intensité d'une onde incidente dans un milieu amplificateur en fonction de la longueur parcourue.

Elle permet de mesurer le gain d'un milieu pour une transition donnée. Dans un tube à décharge excité, de longueur L , est envoyée la fréquence ν émise par exemple par un tube identique mais opérant en laser. Le gain est exprimé en db/m à partir de la relation

$$G_{db} = 10 \log \frac{I_L}{I_0}$$

La relation précédente exprime encore qu'au long du parcours on aura un affinement du profil de la raie émise, puisque l'amplification est plus importante au centre de la raie que dans les ailes. Si $g(v)$ est un profil gaussien de largeur à mi-hauteur Δv_D centré sur v_0 , après un parcours L le profil sera toujours gaussien mais avec une largeur à mi-hauteur

$$\Delta v = \Delta v_D / \sqrt{\gamma(v_0) L}$$

$$\gamma(v_0) = a g(v_0)$$

Pour un gain G_{db} de 50 db/m et un parcours d'un mètre le coefficient d'affinement est de 3.39. On peut faire l'analogie avec la mise en cascade en électronique d'amplificateurs de même bande passante. La bande passante résultante est plus étroite. En poursuivant l'analogie on sait que cet affinement n'est pas infini car on atteint à partir d'un certain étage une saturation du gain, qui limite l'amplification. On observe de même en mesurant le gain par unité de longueur d'un milieu amplificateur, que pour une configuration donnée (pression partielle de gaz, diamètre intérieur du tube) en fonction de la puissance du signal incident, le gain est constant jusqu'à une certaine valeur puis décroît avec l'augmentation du signal. Dans ce cas le profil va tendre à revenir à la largeur Doppler d'origine.

Dans le cadre de cette théorie une source superradiante est une source dont l'émission, qui présente les propriétés décrites précédemment résulte de l'auto-amplification de sa propre émission spontanée incohérente. Ceci justifie l'analogie, mais analogie seulement, avec

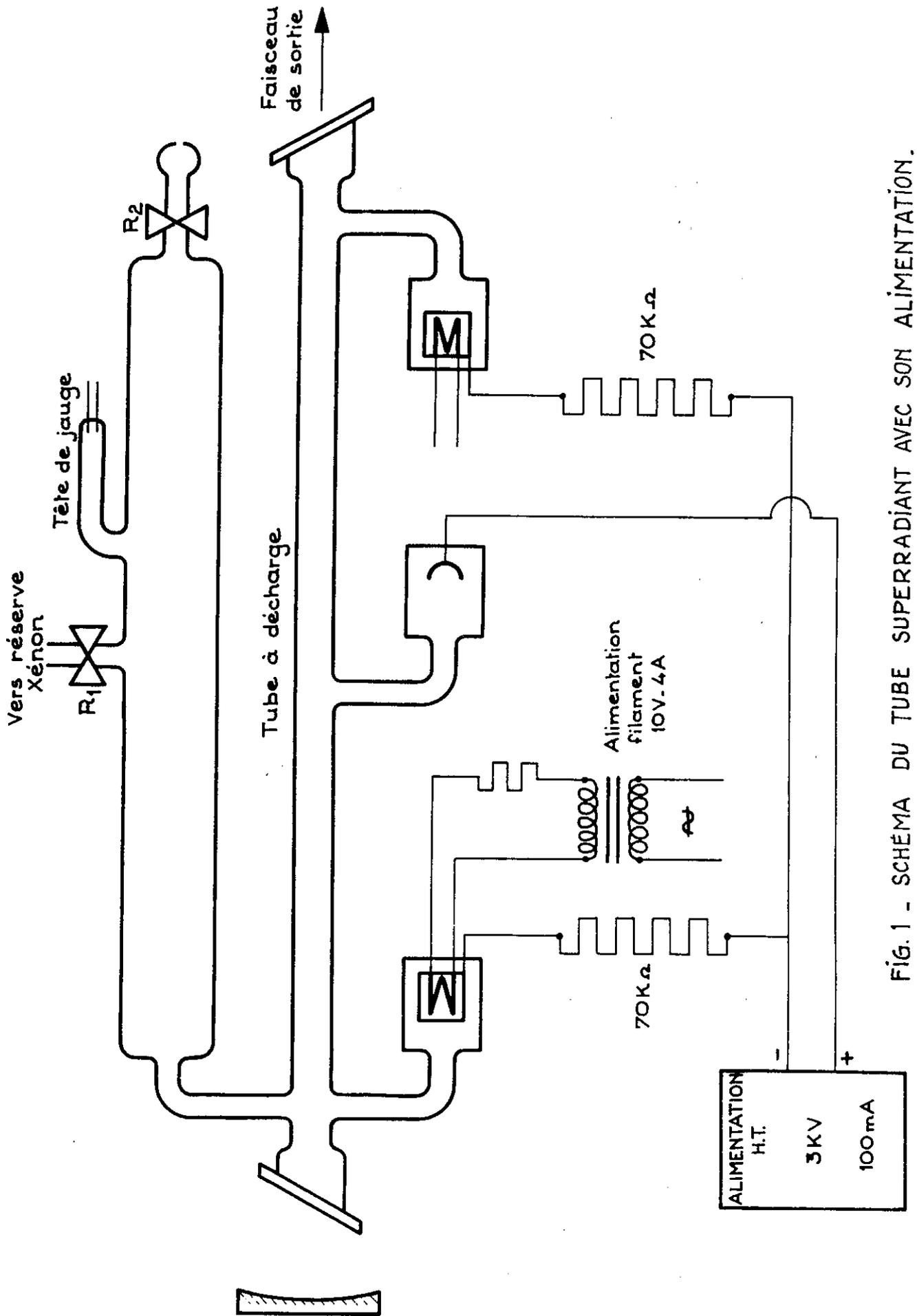


FIG.1 - SCHEMA DU TUBE SUPERRADIANT AVEC SON ALIMENTATION.

la source de Dicke où une émission spontanée incohérente devient progressivement cohérente.

Des raies superradiantes ont été découvertes dans des tubes à décharge contenant des gaz rares (Ne , Ar , Kr , Xe) [30] ou des vapeurs métalliques [31], mais alimentés en impulsion . Des mesures de cohérence spatiale et temporelle ont été faites sur la raie $5\ 401\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ du Néon, obtenue de cette manière [32].

Les deux principales transitions connues comme permettant d'obtenir une émission continue sont rencontrées dans le mélange He-Ne à $3.39\ \mu$ avec un gain de l'ordre de 20 db/m et dans le Xénon à $3.50\ \mu$ avec un gain de 50 db/m . Le gain peut atteindre plus de 60 db/m par l'addition d'hélium. La première observation du gain important dans le Xénon à $3.50\ \mu$ est due à Faust et al. en Décembre 1962 [33] ; les premières mesures publiées sur le mélange Xe-He datent de Mars 1963 [34] et sur le Xénon pur d'Août 1963 [35]. C'est la valeur très élevée du gain qui nous a fait choisir le Xénon pour réaliser cette source qui émet donc à $3.50\ \mu$.

III DESCRIPTION

La source définitivement réalisée après de nombreux modèles d'essai est constituée (fig. 1) par un tube en pyrex, de diamètre intérieur 3 mm, de longueur de décharge 1 m. Le tube est fermé par deux fenêtres en fluorine collées avec une résine Epoxy, inclinées et antiparallèles sans qu'il soit nécessaire de les mettre à l'incidence brewstérienne. Le tube où s'établit la décharge est relié à un tube de $\varnothing 40$ ce qui permet d'augmenter le volume disponible contenant du Xénon. L'ensemble

peut être mis en communication par un robinet R_1 avec une réserve de Xénon permettant un remplissage du tube, selon un principe qui sera décrit plus loin. Le tube n'est pas scellé mais isolé par un robinet R_2 , ce qui permet si besoin est de refaire le vide. Une tête de jauge LKB permet de contrôler la pression.

Le tube est utilisé en double passage c'est-à-dire qu'un miroir sphérique est placé à une extrémité. Son centre de courbure coïncide avec l'autre extrémité afin d'en former l'image sur elle-même. Le miroir est revêtu d'un traitement multicouche diélectrique réfléchissant à 3.5μ , transparent dans le visible pour permettre la traversée du tube par un faisceau laser de réglage. L'ensemble est fixé sur le fond d'une poutre métallique en forme de H pour être rigide.

La décharge est obtenue par une alimentation continue pouvant délivrer 3 kV et 100 mA soigneusement filtrée. Pour ne pas nécessiter une alimentation avec une haute tension trop élevée le tube a été en quelque sorte coupé en deux en plaçant une anode centrale et une cathode à chaque extrémité. L'alimentation est réalisée suivant le schéma de la fig. 1.

Une forte résistance ballast de $70 \text{ k } \Omega$ est placée en série avec chaque cathode afin de réduire les résonances du plasma excité, à basse fréquence car les fluctuations d'intensité et les fluctuations du courant de décharge sont corrélées. Les cathodes sont de type à double filaments. Chaque cathode a son alimentation filament : 10 V, 4 A, fournie à partir d'un transformateur à haut isolement. Une résistance CTN est placée en série avec chaque filament pour réduire le courant de pointe à l'allumage.

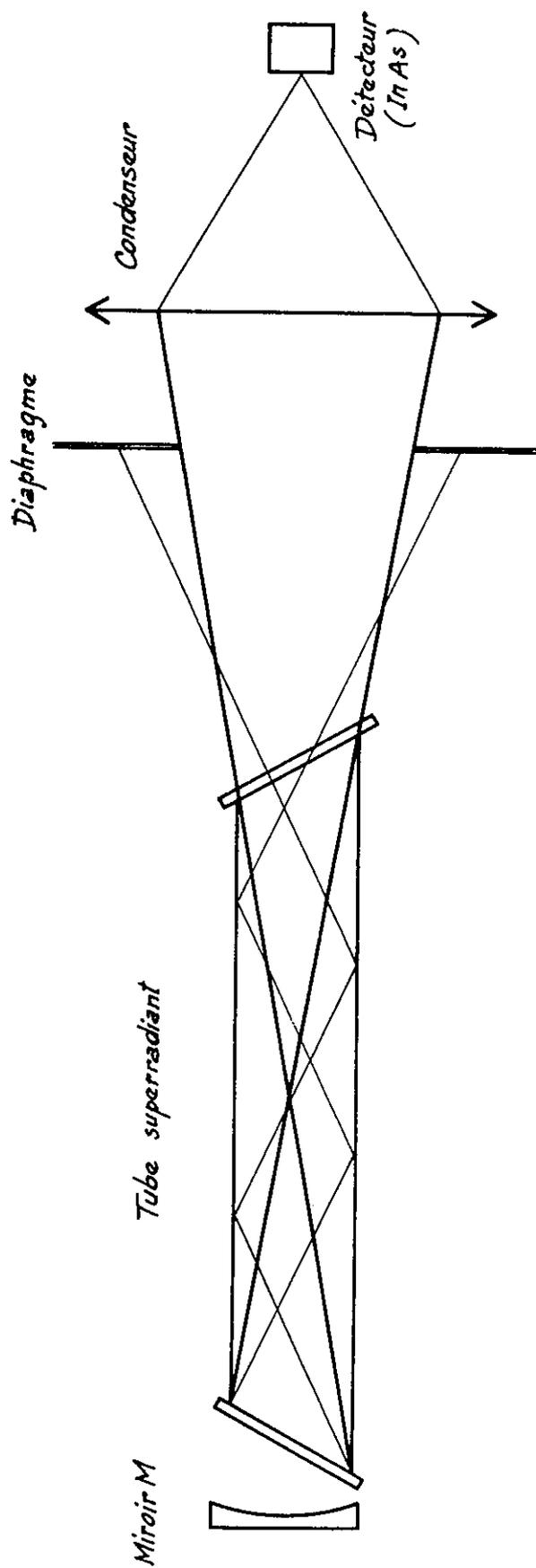
IV PROPRIETES

1) Directivité et stabilité

Cette source n'a pas la directivité d'un faisceau laser. Les réflexions sur les parois interviennent qui créent à l'intérieur du plasma des trajets de longueur différente. Or sachant que l'émission est proportionnelle à $e^{\gamma(\nu)x}$ des rayons très divergents peuvent être très intenses. Ceci a été mis en évidence par les mesures rapportées dans le tableau de la fig. 2. On peut en conclure qu'une source remplie de Xénon a des chances d'être plus stable qu'une source remplie de He-Ne qui est très sensible aux vibrations mécaniques, aux flexions du tube, toutes choses qui modifient les trajets à l'intérieur du tube. Ceci est dû au gain beaucoup plus élevé de la transition donnant la raie 3.50μ dans le Xénon * que celui de la raie 3.39μ de He-Ne. Pour une même longueur de décharge la saturation est plus vite atteinte dans le premier cas. Il restait toutefois nécessaire de rendre l'émission plus directive, c'est-à-dire parvenir à ce que l'émission se fasse dans l'étendue géométrique définie par le tube.

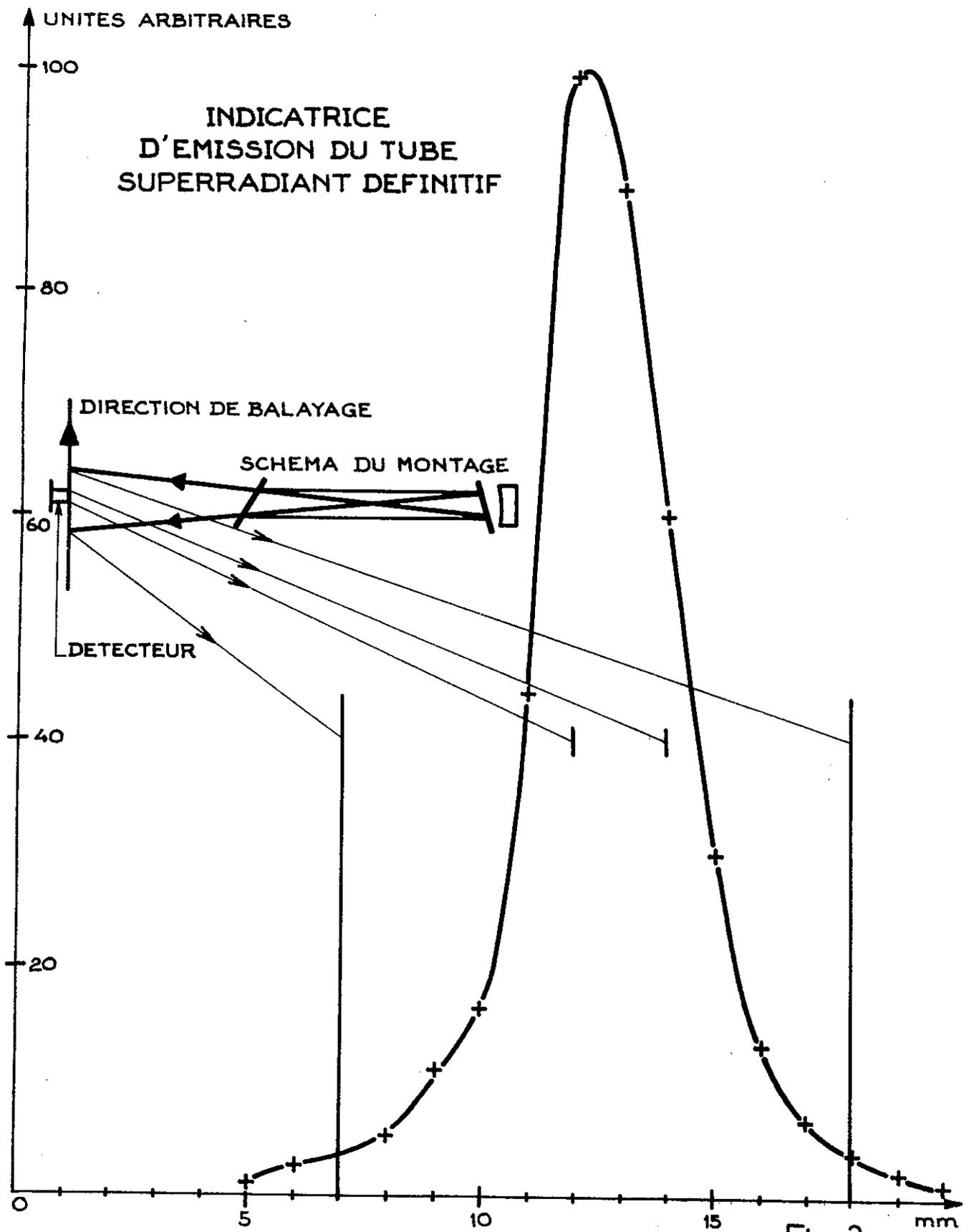
Pour cela nous avons dépoli l'intérieur du tube à l'aide d'un abrasif à gros grain, utilisé pour le doucissage des pièces optiques.

* Remarque : Le mélange Xe-He donne un gain plus élevé encore et devrait donc être préférable. Nous avons fait des essais mais il donne des conditions de fonctionnement instable à cause d'une forte cataphorèse qui s'établit dans le tube. Par ailleurs le signal est accompagné d'un bruit très important.



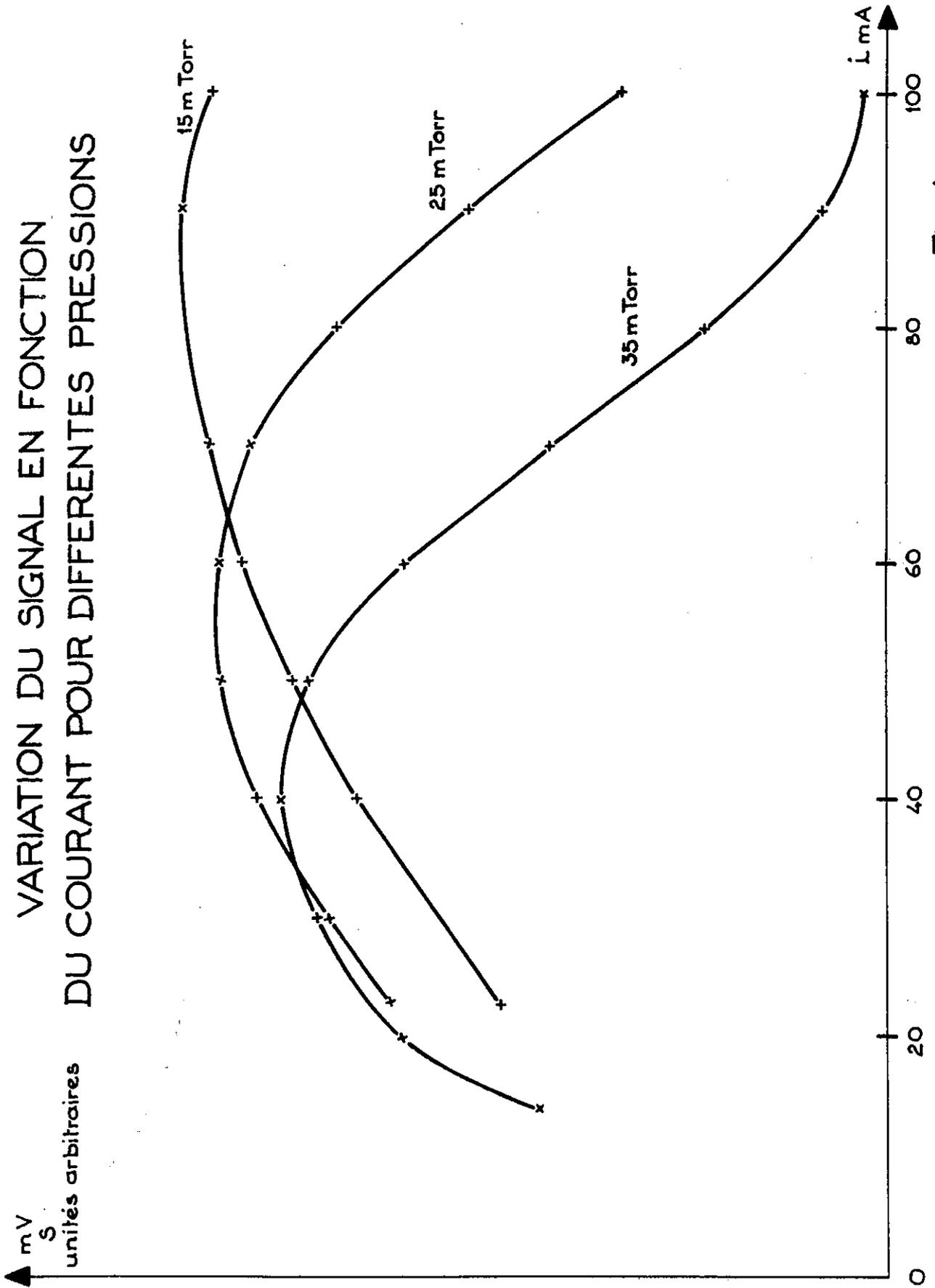
	I Energie émise dans l'étendue géométrique du tube mV		II Energie totale (sans diaphragme) mV		Rapport II/I	
	sans miroir	avec miroir	sans miroir	avec miroir	sans miroir	avec miroir
gaz						
He - Ne 3,39 μ 17He, 0,11Ne, I = 45mA	25 mV	500 mV	1200 mV	2500 mV	48	5
Xe 3,50 μ 30 mT, I = 40 mA	38 mV	1250 mV	280 mV	3000 mV	7,5	2,5

FIG. 2 - COMPARAISON DE LA DISTRIBUTION SPATIALE D'ÉNERGIE POUR LE MÊME TUBE AVEC He - Ne ET Xe .



-Fig.3-

VARIATION DU SIGNAL EN FONCTION
DU COURANT POUR DIFFERENTES PRESSIONS

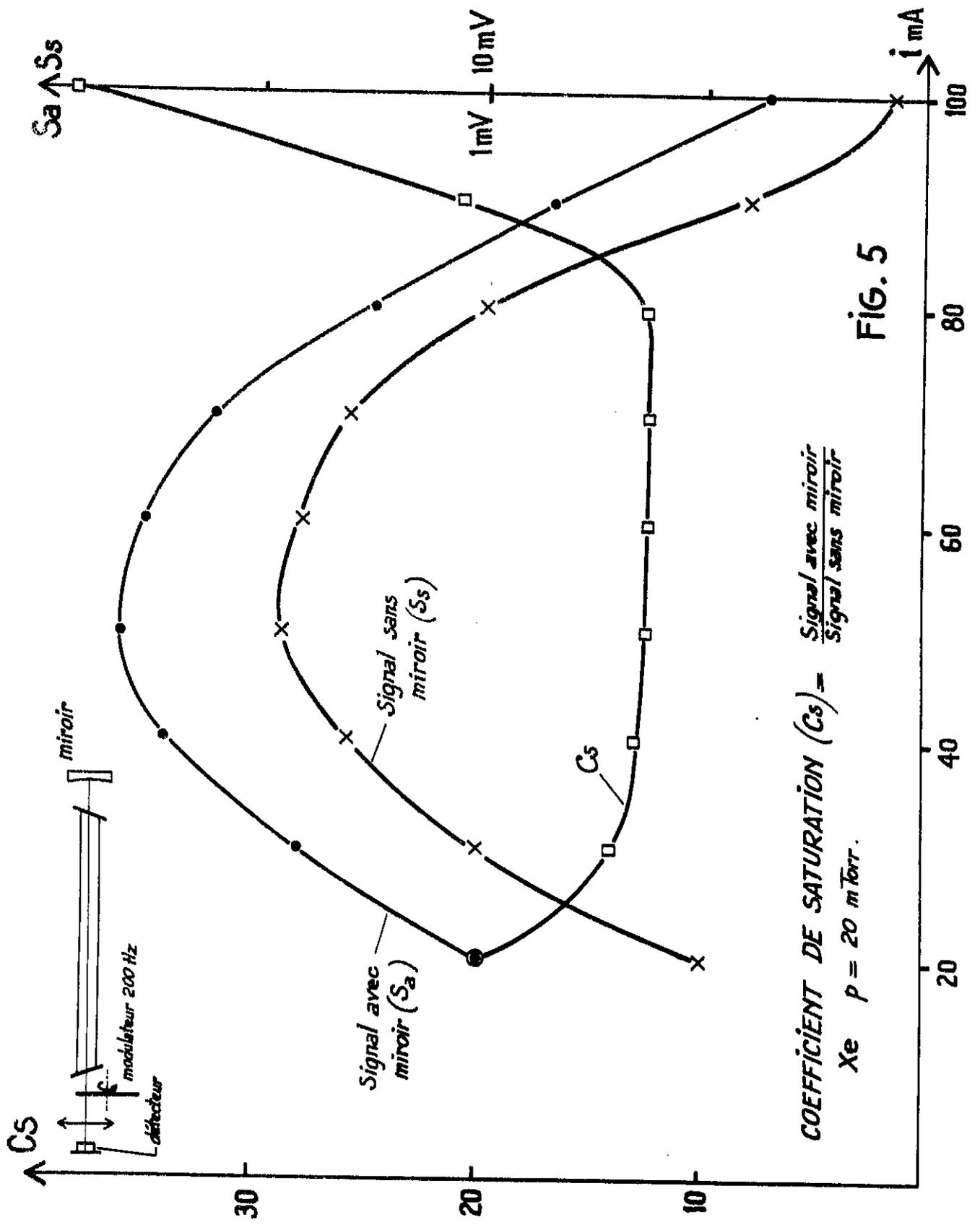


-Fig.4-

Nous avons obtenu ainsi une amélioration très importante de la directivité de l'émission. Mais nous avons constaté que l'émission totale restait sensible à l'alignement du tube. C'est pourquoi nous avons monté le tube dans un support rigide : une poutrelle en forme de H au fond de laquelle 4 vés avaient été ménagés, alignés rigoureusement à l'usinage, pour supporter le tube à décharge. Un nouveau tube a été préparé après avoir choisi un capillaire tel que le diamètre intérieur et extérieur soient bien concentriques, et placé dans un tel support. Nous avons refait l'essai sans dépolir l'intérieur du tube à décharge. Nous avons pu constater que pour le tube rigoureusement aligné l'émission était aussi directive qu'avec le tube dépoli. Le résultat final obtenu est représenté sur la fig. 3 qui donne dans un plan la répartition spatiale de l'énergie émise, avec le schéma du montage de mesure. Toutes ces mesures, comme celles qui seront reportées plus loin ont été faites en utilisant comme détecteur des cellules photovoltaïques InAS non refroidies type PHILCO, suivies d'un préamplificateur de gain 100 à faible impédance d'entrée.

2) Puissance de sortie

En fonction de la pression et du courant, la variation de la puissance de sortie dans la décharge est représentée par l'ensemble des courbes de la fig. 4 . Les valeurs elles-mêmes dépendent encore du diamètre du tube, de sa longueur. Mais on a toujours le même type de variation. Pour une pression donnée la puissance passe par un maximum en fonction du courant. Ce maximum va en augmentant lorsque la pression baisse, en se produisant pour des courants de plus en plus



COEFFICIENT DE SATURATION (C_s) = $\frac{\text{Signal avec miroir}}{\text{Signal sans miroir}}$

Xe $p = 20$ m Torr.

FIG. 5

élevés. Ce maximum est en même temps moins aigu avec le courant.

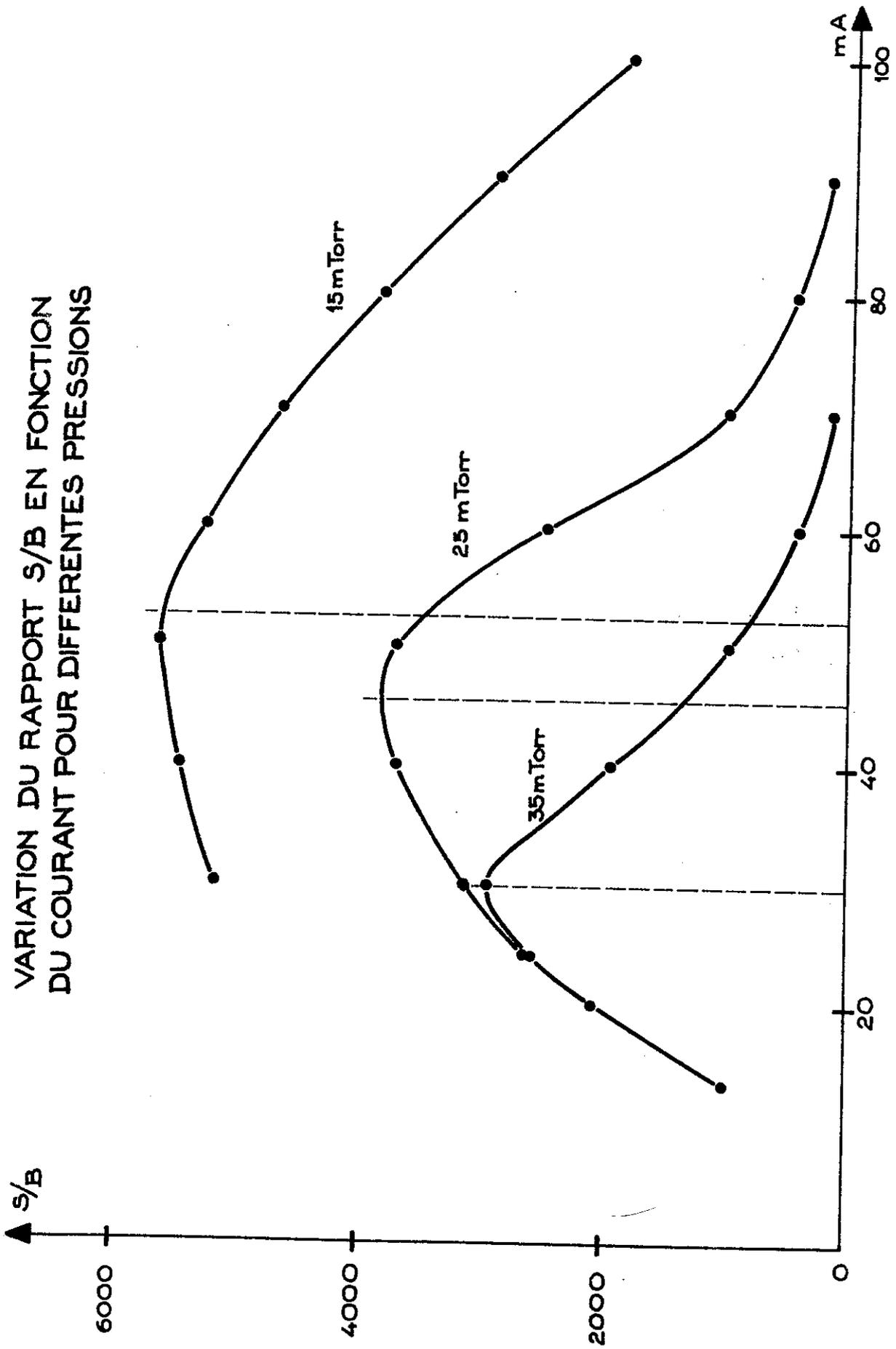
Nous avons également mesuré le coefficient de saturation du tube, défini comme le rapport entre la puissance fournie par le tube avec un miroir à une extrémité, qui donc double le parcours, ou sans. Pour des pressions de remplissage assez basses, ce coefficient est constant pour un large domaine de courant et augmente de part et d'autre (fig.5). Cela signifie que le gain dans le tube dans ce cas est pratiquement indépendant du courant. Ceci est important pour la stabilité de l'intensité et de la largeur de la raie émise.

3) Etude du bruit

Les points précédents ont montré qu'il y avait intérêt à travailler avec des pressions de Xénon assez basses. Mais il y avait un autre paramètre à considérer en se référant aux exigences définies au départ, la variation du bruit.

Une telle source de part son mode de fonctionnement est bruyante, comparable à un amplificateur à superréaction. La variation du rapport S/B de l'émission en fonction de la pression et du courant est résumée par les courbes expérimentales de la fig. 6. Le signal a été mesuré à 200 Hz, en effectuant une modulation mécanique. Le récepteur et son préamplificateur ayant une large bande passante la fréquence de modulation était arbitraire. Le bruit par contre a été mesuré, en l'absence de modulation à 4 kHz à l'aide d'un analyseur harmonique (bande passante 30 Hz), parce que c'était la fréquence à laquelle devait être employé ensuite le signal fourni par la source, dans l'interféromètre. De toute manière le bruit d'une telle source s'étend très loin vers les

VARIATION DU RAPPORT S/B EN FONCTION
DU COURANT POUR DIFFERENTES PRESSIONS

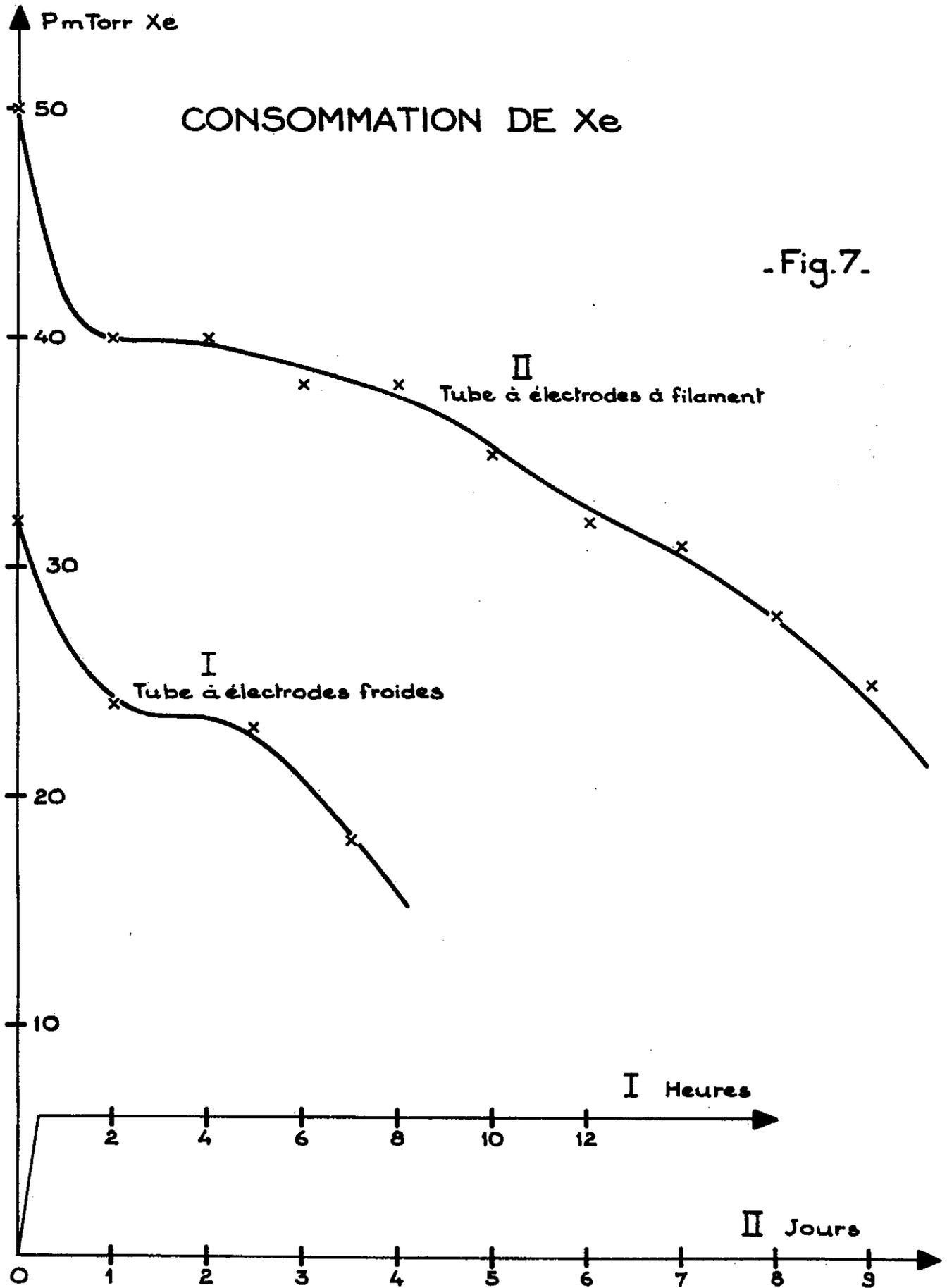


.Fig.6.

hautes fréquences (> 1 MHz). L'allure du spectre de puissance de bruit est gaussienne avec une fréquence de coupure à mi-hauteur vers 10 KHz [28]. Le rapport S/B passe par un maximum en fonction du courant à une pression donnée. Ce maximum augmente en se déplaçant vers les courants plus élevés quand la pression diminue. C'est pourquoi nous avons adopté comme condition de fonctionnement un remplissage du tube à une pression de 15 m Torr. A une pression plus basse l'amorçage du tube devient plus difficile. On se heurte au problème de la vitesse de consommation du Xénon par le tube.

4) Durée de vie du tube - Méthode de remplissage autonome.

Le Xénon a la propriété bien connue de s'absorber dans les parois du tube et les électrodes, si bien qu'au cours du fonctionnement le gaz disparaît progressivement de la décharge. Cette propriété est particulièrement nuisible dans notre cas par le risque de voir la source de référence s'éteindre au cours d'un enregistrement, par la servitude qu'entraîne un remplissage fréquent et aussi par le changement de gain qui en résulte et modifie l'émission. Nous avons d'abord pu mettre en évidence l'importance des électrodes dans ce phénomène. Avec des électrodes à filament la consommation de Xénon est considérablement réduite comparée aux électrodes froides (fig. 7). En fait au premier remplissage la pression baisse assez rapidement pendant les 25 premières heures de fonctionnement pour être après beaucoup plus lente et permettre ensuite, en partant d'une pression de 15 m Torr, une autonomie de l'ordre de 250 heures. Ces valeurs sont liées également à la configuration du tube. Ici la décharge est en communication avec un réservoir, représentant à peu près un volume d'un litre.



Pour permettre alors un remplissage du tube sans avoir recours à un banc de pompage auxiliaire le tube a été doté d'un système de remplissage assurant une autonomie complète. Le but recherché a été aussi de permettre d'obtenir des pressions de remplissage reproductibles et même de pouvoir contrôler si besoin la pression en cours de fonctionnement du tube.

Le principe en est le suivant. A la température d'ébullition de l'azote à la pression atmosphérique le Xénon est liquide et la tension de vapeur saturante est d'environ 1 m Torr. Or en considérant la variation de la tension de vapeur du Xénon liquide avec la température d'après des données collectées par Honig et Hook [36] on a une tension de vapeur de l'ordre de 10 m Torr à -192° C, de 25 m Torr à -188° C. Ces températures peuvent être obtenues en élevant quelque peu la température d'ébullition de l'azote liquide. Pour cela il suffit de réaliser l'ébullition de l'azote liquide à pression supérieure à la pression atmosphérique. C'est le principe du système que nous avons construit et monté en permanence sur le support du tube. La fig. 8 montre le schéma de réalisation du système. Un serpentin contenant du Xénon est relié au tube à décharge, dont il peut être isolé par un robinet à vide. Il plonge dans une enceinte remplie d'azote liquide, à double parois entre lesquelles on fait le vide. L'orifice de remplissage est soigneusement fermé en fonctionnement. L'azote gazeux produit par ébullition s'échappe à travers un tube par une valve réglable. Un manomètre indique simultanément la pression au-dessus du bain d'azote. On peut donc relier la pression de remplissage à la pression indiquée par le manomètre. Elle est indépendante du niveau

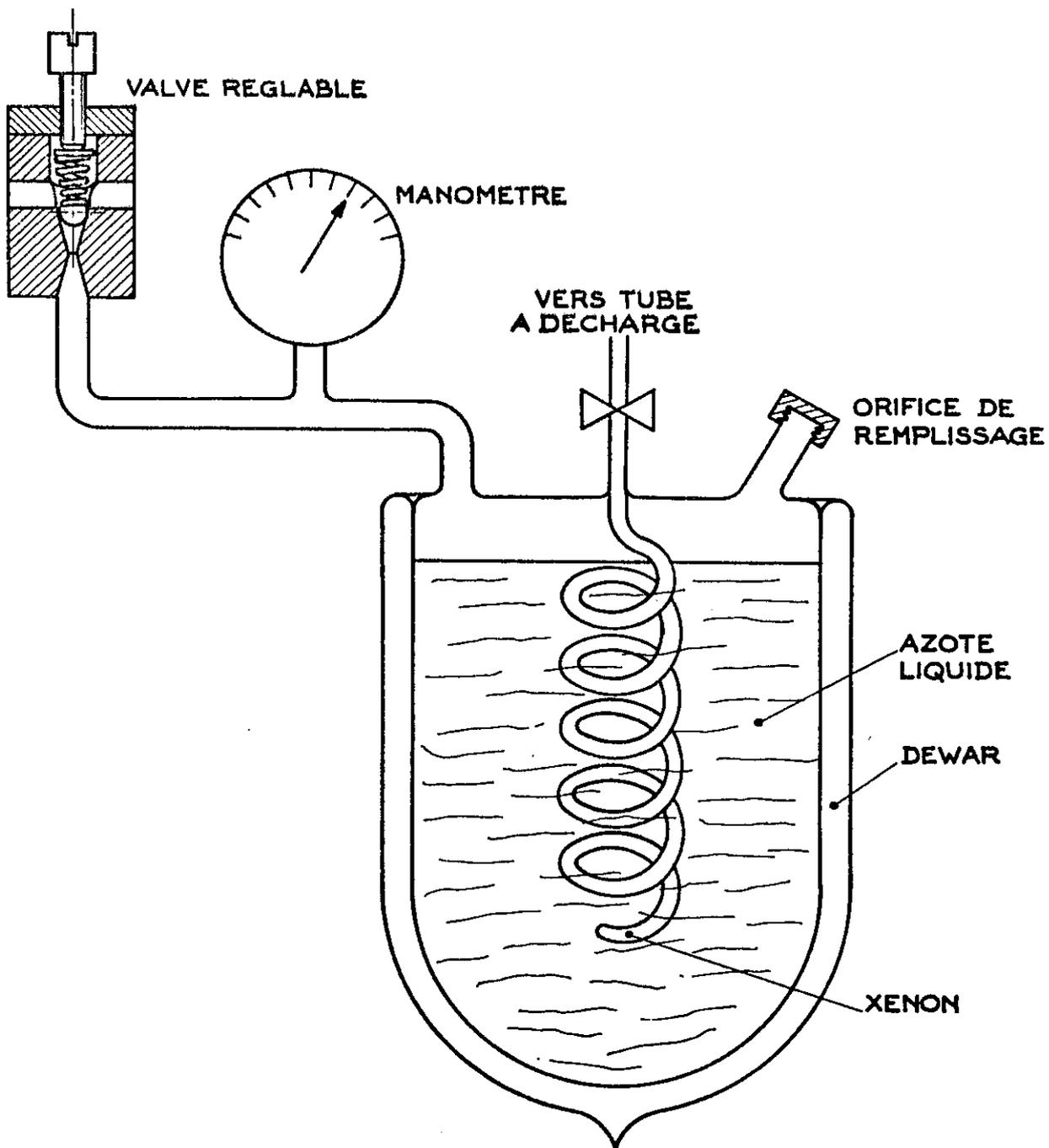
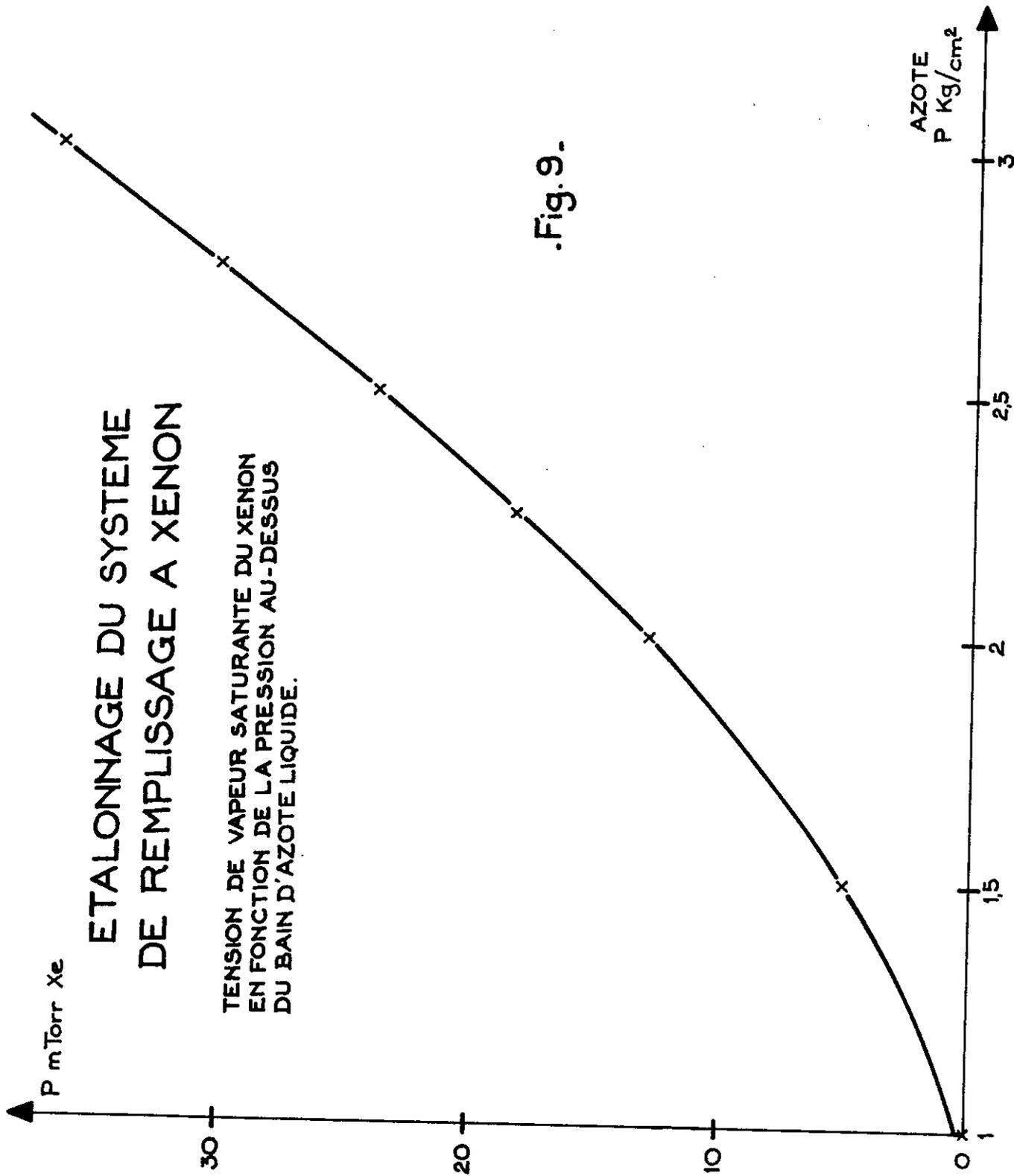


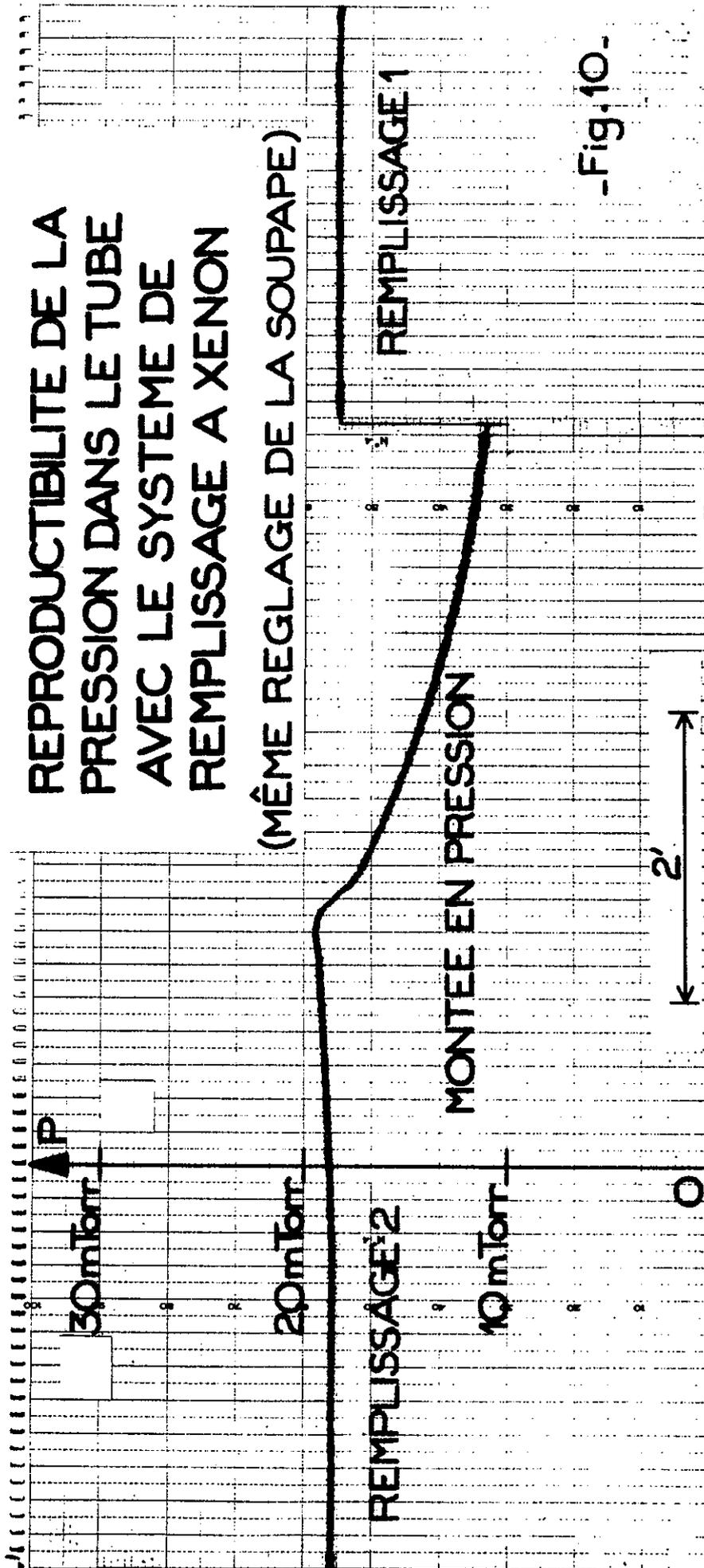
FIG.8 - SYSTEME DE REMPLISSAGE DU TUBE A XENON .



.Fig.9.-

**REPRODUCTIBILITE DE LA
PRESSION DANS LE TUBE
AVEC LE SYSTEME DE
REMPLISSAGE A XENON**

(MÊME REGLAGE DE LA SOUPE)



-Fig.10-

d'azote liquide dans l'enceinte. La courbe d'étalonnage ci-contre (fig. 9) permet par un réglage approprié de la valve d'échappement d'obtenir un remplissage à la pression désirée. Ce système permet de constituer une réserve quasi-infinie de gaz, d'obtenir des remplissages très reproductibles (fig. 10). Il est possible aussi de laisser le tube allumé en communication permanente avec le piège pour avoir une pression parfaitement constante en cours de fonctionnement, mais cela n'a pas semblé indispensable dans la pratique courante *.

5) Finesse

Nous n'avons pas jugé utile de faire des mesures systématiques du profil de la raie émise en fonction des divers paramètres l'influencant. En effet, avec l'interféromètre, en considérant l'étendue du faisceau comme négligeable, nous avons obtenu à deux mètres de différence de marche un contraste des franges qui était le tiers de celui

* Note : Nous avons trouvé depuis la référence d'un système ayant le même but, mais d'un principe un peu différent [37]. Il consiste à provoquer le réchauffement du Xénon liquéfié par un apport de chaleur fourni par un élément électrique. La pression de Xénon obtenue résulte d'une température d'équilibre entre l'azote liquide, la conduction thermique de l'ensemble et la puissance apportés par l'élément chauffant, ce qui entraîne beaucoup de paramètres pas très bien définis pour obtenir une pression stable et reproductible.

obtenu à la différence de marche nulle ; ce qui était très suffisant pour la commande de l'interféromètre jusqu'à une différence de marche élevée. Ceci correspond très grossièrement à une raie de largeur 3.5mk. La largeur Doppler naturelle de cette raie est de 120 MHz (soit 4 mk) [38]. Gamo et Chuang [28] rapportent des largeurs beaucoup plus faibles, lorsque l'affinement est maximum, de 40 MHz (1.3 mk). Mais dès que la saturation intervient la raie tout en augmentant d'intensité s'élargit. Dans notre cas où la saturation est élevée il est logique d'obtenir une largeur de raie juste inférieure à la largeur Doppler naturelle.

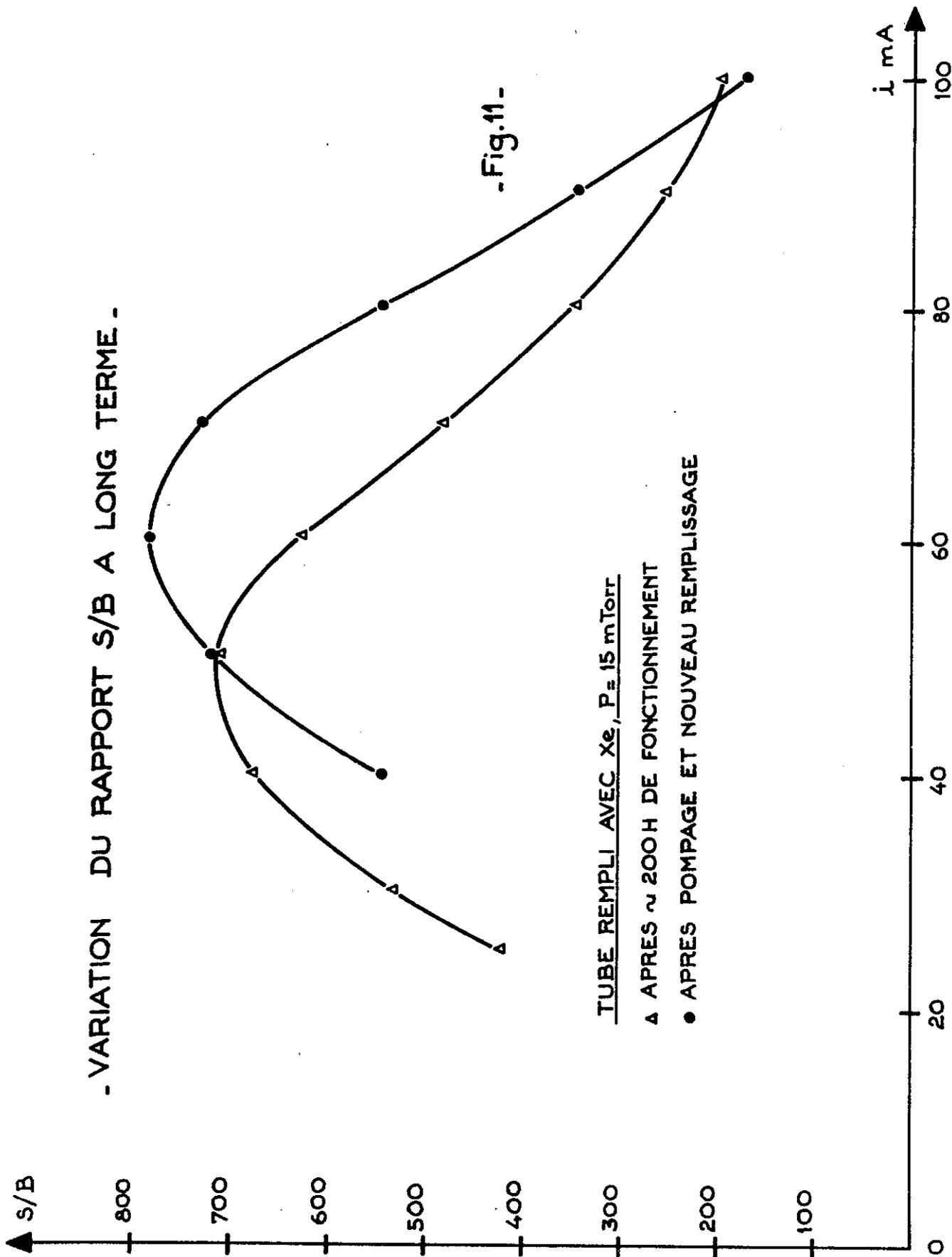
6) Stabilité en longueur d'onde

Nous n'avons pas non plus entrepris a priori de mesure systématique de la stabilité en longueur d'onde de la raie superradiante, préférant utiliser l'interféromètre comme moyen de test. De toute manière tout laisse attendre une bonne stabilité de cette source. Les paramètres qui vont intervenir sont : la pression, le courant et le gain si le profil présente une dissymétrie. Nous pouvons éliminer le paramètre courant, car comme nous l'avons vu (fig. 5), pour la très basse pression de Xénon utilisée le coefficient de saturation est constant sur une large plage de courant. De leur côté Gamo et Chuang [28] ont mesuré sur leur montage un déplacement de la raie 3.5μ de 4.10^{-2} mk/mA pour une pression de 115 m Torr, de $1,5.10^{-2}$ mk/mA pour 32 m Torr. Ils concluent donc également que pour avoir une source superradiante avec une fréquence stable il faut utiliser un tube avec une très faible pression de Xénon. Le déplacement par pression de cette

raie a été mesuré par R. Vetter [39] mais par effet laser, ce qui n'est peut être pas directement transposable. Il obtient un déplacement vers les courtes longueurs d'onde de :

$$2.10^{-3} \text{ mk/mTorr}$$

Donc toutes ces mesures indiquent que l'on devrait avoir ainsi une source très stable en fréquence, pouvant être de l'ordre de 10^{-9} . Cette stabilité est vraisemblablement atteinte sur la durée d'un enregistrement. En prenant comme référence la raie orangée du Krypton qui sert à définir le mètre étalon, Guelachvili [24] a pu obtenir avec l'interféromètre entre 15 enregistrements consécutifs un écart maximum de 0.2 mk sur la position de cette raie, ce qui correspond à une erreur de reproductibilité minimum de $1,2.10^{-8}$. Mais globalement sur environ 500 h de fonctionnement du tube, ce qui suppose entre autre plusieurs cycles de remplissage, l'écart maximum obtenu est dix fois plus important, ce qui fait alors une erreur de reproductibilité à long terme de 10^{-7} . Dans ce résultat brut faisant intervenir l'interféromètre, il n'est pas aisé de définir la part d'erreur due aux dérèglages instrumentaux sur une si longue période. Il n'en reste pas moins que la source réalisée devrait avoir une stabilité à long terme meilleure. On peut penser, mais cela reste à démontrer, que le gain varie avec le temps et que le gain réagit sur la position de la raie. C'est le cas si la raie présente une légère dissymétrie. Une cause possible de dissymétrie peut résulter de l'emploi de Xénon naturel au lieu de Xénon isotopique (Xe^{136}). Le Xénon possède 7 isotopes dont 4 pairs (Xe^{130} , Xe^{132} , Xe^{134} , Xe^{136}). La raie obtenue par superradiance



avec du Xénon naturel doit être la raie de l'isotope pair le plus abondant, soit l'isotope 132. L'augmentation d'intensité étant exponentielle, les isotopes les moins abondants et les isotopes impairs, du fait que les niveaux présentent une structure hyperfine, qui donc répartit l'énergie, ne doivent pas intervenir. Toutefois, du fait de la saturation élevée atteinte par la raie la plus amplifiée, une autre raie moins saturée peut en perturber le profil. Tout changement de gain alors modifie le centre de gravité de la raie résultante. Cet effet devrait être très faible du fait du gain très élevé de la transition 3.5μ du Xénon. Mais le vrai test consisterait à essayer du Xénon isotopique.

7) Précautions d'emploi

Quoi qu'il en soit certaines précautions sont à prendre dans l'emploi en routine de cette source. Le tube doit être très propre. On constate un changement des courbes de signal (S), bruit (B), rapport S/B, en fonction du courant à long terme. D'une part, comme il a été vu, la quantité de Xénon diminue au cours du temps (fig. 7), mais les impuretés produites par les lents dégazages du tube et le fonctionnement des électrodes, augmentent. La fig. 11 montre la courbe signal/bruit d'un tube après 200 h environ de fonctionnement et la même courbe après un pompage et un nouveau remplissage à la pression initiale.

Il faut aussi noter le problème des retours vers la source lorsqu'on éclaire un dispositif optique. L'emploi par exemple avec un interféromètre à miroir plan est exclu. Les lames ou lentilles doivent être inclinées pour rejeter les réflexions spéculaires. Du

fait d'un système à gain élevé toutes émissions revenant à la source y provoquent des oscillations. Elles peuvent aussi favoriser d'autres raies en particulier une raie très voisine à 3.65μ . Il a donc fallu prendre diverses précautions pour isoler le tube de toute émission de retour. Une lame $\frac{\lambda}{4}$ suivie d'un polariseur a été placée à la sortie du tube. Un diaphragme réglable a été interposé entre l'autre extrémité du tube et le miroir de renvoi.

Tout ceci ayant été mis au point, ce type de source de référence équipe maintenant trois interféromètres à haute résolution, celui de G. Guelachvili, de J. Vergès et celui dont il est question ici.

Les résultats obtenus par les uns et les autres dans des domaines différents témoignent en définitive des conditions de bon fonctionnement de cette source.

CHAPITRE C

RECHERCHE DES MEILLEURES CONDITIONS D'UTILISATION

DES CELLULES Pbs - METHODE DE TEST.

Cette étude a été justifiée par les considérations développées dans l'Introduction. Tout gain sur les performances des détecteurs conduit à un gain en temps d'observation, ou pour un temps donné en rapport signal/bruit ou encore en résolution. Nous n'avons pas cherché à faire des mesures conventionnelles de détectivité spécifique (D^*) ou de signal équivalent au bruit (N.E.P.) quoique ces grandeurs se déduisent aisément de nos mesures comme nous l'indiquons à la fin de ce chapitre. Nous avons plutôt fait directement des mesures de rapport S/B en fonction des divers paramètres qui peuvent les modifier. Ceci nous a permis pour une cellule donnée de définir ses meilleures conditions d'utilisation et pour un jeu de paramètres donné, de comparer les performances de diverses cellules.

On sait en outre que l'interféromètre est doté de deux sorties produisant deux interférogrammes en opposition de phase ce qui permet donc de récupérer toute l'énergie entrant dans l'interféromètre. Ceci nécessite par le même coup deux détecteurs. Le gain attendu peut être illusoire si les deux détecteurs ne donnent pas pratiquement le même rapport signal/bruit. Il est donc nécessaire d'obtenir deux détecteurs de même rapport S/B parmi les meilleurs.

I PARAMETRES A CONSIDERER DANS L'ETUDE REELLE DES DETECTEURS

INFRAROUGES.

Ces paramètres sont nombreux et c'est ce qui rend les valeurs de D^* données par les constructeurs, en fait, difficilement utilisables.

Il faut tenir compte de :

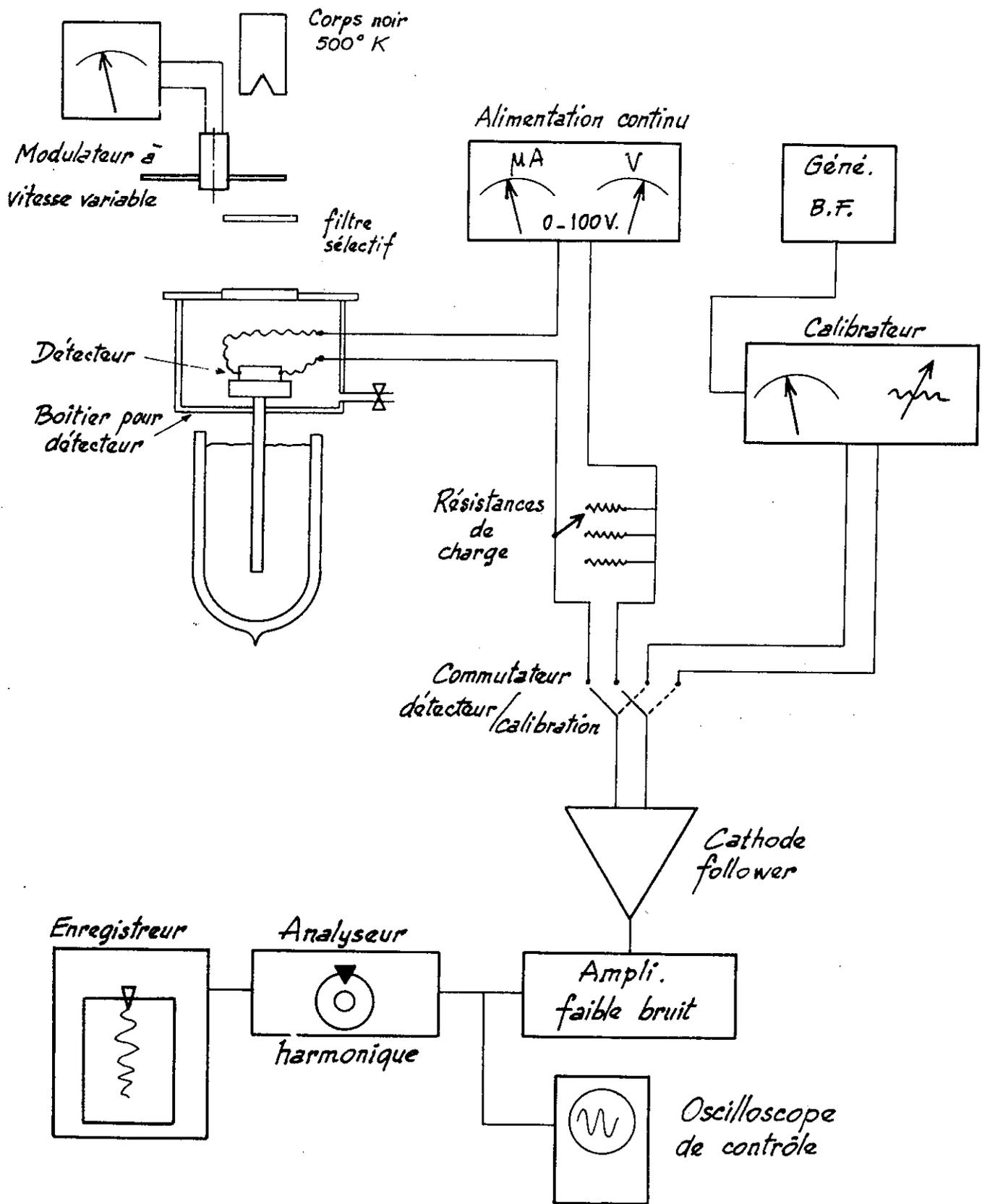
- température de fonctionnement du détecteur
- conditions de polarisation : courant, tension, résistance de charge
- fréquence de modulation
- bande passante du préamplificateur
- surface du détecteur
- angle de vue
- sensibilité spectrale.

II BANC DE MESURE DE CELLULES.

Pour ce faire nous avons construit un banc de mesure représenté sur le schéma (fig. 12). Les éléments essentiels sont les suivants :

- un corps noir à une température fixe de 500°K , réglée
- un modulateur à pales, à fréquence variable 10 - 1 000 Hz
- un filtre interférentiel à bande étroite
- un boîtier pour le montage de la cellule avec ensemble de pompage et moyens de refroidissement
- une source de tension continue ajustable 0 - 100 V avec microampère-mètre et voltmètre
- une boîte de résistances de charge avec des valeurs de 10 $\text{K}\Omega$ à 10 $\text{M}\Omega$
- un préamplificateur cathode follower à tube, impédance d'entrée

10 $\text{M}\Omega$



BLOC-DIAGRAMME DU BANC À MESURER
 LES DÉTECTEURS INFRAROUGE

Fig. 12

- un amplificateur faible bruit, bande passante totale 20 - 200 000 Hz, gain réglable, maximum 4 000, bruit à 90 Hz : 0.014 $\mu\text{V}/\text{Hz}$
- un calibrateur * constitué par un ampèremètre thermique mesurant des valeurs efficaces de tension de 0.05 μV à 1V à $\pm 1\%$.
- un générateur B.F. à faible impédance d'entrée pour alimenter le calibrateur
- un oscilloscope de contrôle
- un analyseur harmonique : 50Hz - 15KHz ; bande passante constante ≈ 30 Hz, avec sortie du signal détecté
- un enregistreur à plume à une voie.

Tout l'ensemble est monté dans une même baie d'électronique.

Le principe des mesures est le suivant : les mesures de signal sont faites à éclaircissement constant, c'est-à-dire que la distance entre le corps noir source et le détecteur est fixe et sans intermédiaire optique. La cellule est polarisée par le choix d'une tension et d'une résistance de charge. Elle reçoit un signal infrarouge modulé. Le signal électrique obtenu, après adaptation d'impédance par le "cathode Follower", est amplifié, détecté par l'analyseur harmonique, enregistré sur papier. Par un commutateur la cellule est remplacée par le calibrateur. La fréquence du générateur est calée sur la fréquence de modulation du signal. Par contrôle sur l'enregistreur à plume est recherché à l'aide du calibrateur un signal égal au signal produit par

* Note : L'essentiel du matériel ci-dessus est fabriqué par Infrared Industries (Santa Barbara, Cal.).

la cellule ; ces deux signaux suivent donc rigoureusement la même chaîne d'amplification et de filtrage ; il n'y a pas à faire d'étalonnage de chaque élément. Toutes les valeurs mesurées sont donc exprimées en μV_{eff} ramenés à l'entrée du préamplificateur. Le boîtier de cellule est recouvert par un écran à température ambiante^{et}/le bruit est mesuré de la même manière, à la fréquence de modulation précédente, dans la bande passante définie par l'analyseur harmonique.

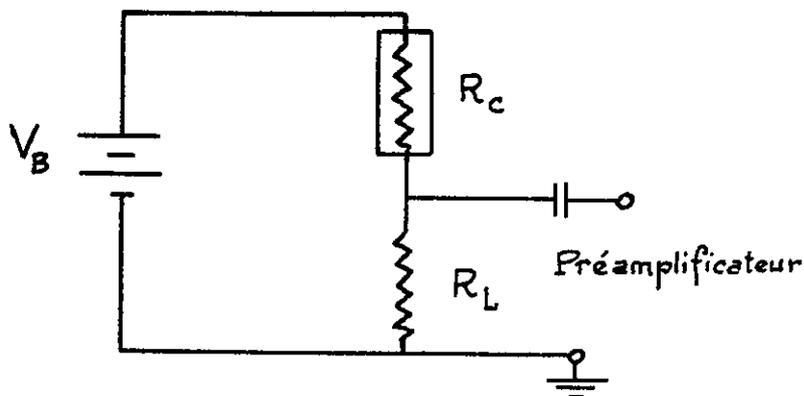
III RESULTATS.

La mise au point du banc a été assez délicate. En particulier l'élimination sévère du 50 Hz et de ses harmoniques est indispensable pour des mesures à très faible niveau de signal sur des impédances élevées. Nous avons essentiellement mesuré et comparé des cellules PbS, (étant donné que tout le système a été optimisé pour enregistrer des spectres entre 1 et 2.5 μ), de diverses surfaces provenant de deux fabricants différents : S.B.R.C. et Infrared Industries. Nous les avons testés à deux températures différentes : neige carbonique (-78°C), azote liquide (-196°C). Ces détecteurs étaient, d'après les constructeurs, de type L.T.O. (c'est-à-dire "Low temperature operation") ce qui signifie qu'ils sont en principe optimisés pour travailler à basse température. Les mesures ont été faites essentiellement avec un filtre optique centré à 2 μ , de 600 \AA ^o de large. Toutes ces mesures n'ont bien sûr aucune valeur absolue ; seules sont à conserver les conclusions. Elles font entre autre apparaître la différence des technologies entre les deux constructeurs.

1) Conditions de polarisation.

Nous avons d'abord recherché pour chaque détecteur les meilleures conditions de polarisation, c'est-à-dire la tension et la résistance de charge pour lesquelles le meilleur rapport S/B est obtenu pour une température de fonctionnement et une fréquence de modulation données.

Le schéma de polarisation d'une cellule photoconductrice est le suivant :



V_B : tension de polarisation

R_C : résistance de la cellule photoconductrice

R_L : résistance de charge

Les conditions de polarisation peuvent être définies par le courant de polarisation :

$$I_B = \frac{V_B}{R_C + R_L}$$

2) Mesure du signal.

Nous avons donc mesuré le signal et le bruit de chaque détecteur en prenant comme paramètre I_B . Nous avons obtenu des courbes caractéristiques pour l'un et l'autre type de cellule. Le signal varie linéairement avec le courant ce qui est normal. Le flux incident Φ

provoque une variation ΔR_C de la résistance de la cellule, qui entraîne une variation ΔI du courant

$$\Delta I = -\frac{V_B}{(R_L + R_C)^2} \Delta R_C$$

Le signal électrique mesuré aux bornes du préamplificateur est :

$$v_S = R_L \Delta I = \frac{R_L V_B}{(R_L + R_C)^2} \frac{\Phi}{S}$$

S sensibilité du détecteur en Ω/W .

Cette relation entraîne, entre autre, que le signal recueilli pour une tension de polarisation V_B donnée, est maximum pour $R_L = R_C$. Mais elle peut s'écrire aussi :

$$v_S = \frac{\Phi}{S} \frac{R_L}{R_L + R_C} I_B$$

qui indique une relation linéaire entre le courant de polarisation et le signal mesuré. On voit par ailleurs que pour I_B donné le signal est d'autant plus élevé, tout en tendant vers une limite, que la résistance de charge est plus grande. La cellule fonctionne alors en générateur de courant.

3) Mesure du bruit.

Quant au bruit le traitement en est plus complexe. En l'absence de courant de polarisation le bruit recueilli est essentiellement le bruit Johnson de la résistance de la cellule à la température T_C et de la résistance de charge à la température T_L , soit :

$$\overline{v_J}^2 = 4k \frac{R_C R_L}{(R_C + R_L)^2} (R_C T_L + R_L T_C) \Delta f$$

Nous en avons fait la mesure dans le cas réel suivant :

$$R_C = 1M\Omega \quad , \quad T_C = 195^\circ K \quad T_L = 300^\circ K \quad \Delta f = 30 \text{ Hz}$$

et nous avons mesuré, pour quatre fréquences différentes mais avec la même bande passante, le bruit pour diverses valeurs de résistance de charge. Nous avons comparé ces mesures aux valeurs calculées

$f_{\text{Hz}} \backslash R_L$	10 K Ω	33 K Ω	100K Ω	330K Ω	1 M Ω	5 M Ω	10 M Ω
300	0.07 μV	0.10	0.17	0.30	0.45	0.62	0.75
500	0.06	0.10	0.17	0.30	0.45	0.60	0.64
700	0.07	0.11	0.17	0.30	0.44	0.56	0.60
900	0.06	0.10	0.18	0.29	0.42	0.54	0.57
calculé μV	0.070	0.129	0.209	0.335	0.450	0.546	0.560

Ces mesures tout en donnant la valeur du bruit Johnson apparaissant dans le montage permettent de vérifier qu'il n'y a pas de bruit prépondérant autre, apparaissant dans la chaîne de mesure. Elles permettent d'estimer la précision des mesures pour des niveaux de signaux aussi faibles.

Lorsque la cellule est polarisée elle est le siège d'autres bruits que l'on classe généralement en bruit de génération-recombinaison et en "bruit en 1/f" faute de dénomination plus précise. Ils ont en commun d'être fonction du courant de polarisation. Ils correspondent à l'apparition d'un courant de bruit de valeur quadratique moyenne [40,41]

$$\bar{i}^2 = \left[\frac{C_1 I_B^2}{1 + (f/f_1)^2} + \frac{C_2 I_B^2}{A.f} \right] \Delta f$$

A : surface du détecteur

La valeur efficace de la tension de bruit mesurée à l'entrée du préamplificateur est de la forme (en supposant, ce qui est important, que la résistance de charge n'introduit pas elle-même de bruit de courant) :

$$v_N = \frac{R_C R_L}{R_C + R_L} \left[\alpha(f) I_B^2 + \frac{4k (R_C T_L + R_L T_C)}{R_L T_C} \right]^{1/2} \Delta f^{1/2}$$

La tension de bruit mesurée a donc une variation parabolique en fonction du courant de polarisation mais qui peut s'assimiler à une droite pour une valeur suffisante du courant de polarisation telle que les bruits de courant soient très supérieurs au bruit Johnson.

4) Rapport signal/bruit.

On peut sous ces conditions considérer que le rapport signal/bruit est indépendant du courant de polarisation, indépendant de la valeur de la résistance de charge.

Les courbes relevées sont plus ou moins conformes à ce schéma.

Elles ont permis de préciser quel devait être l'ordre de grandeur du courant de polarisation pour que les conditions précédentes soient réalisées et en même temps de faire apparaître d'autres phénomènes. Principalement il est apparu que les cellules "Infrared Industries" étudiées présentaient effectivement un rapport signal/bruit assez largement indépendant du courant de polarisation (fig. 13). Par contre pour les cellules S.B.R.C. la dépendance est plus grande parce

qu'il faut les utiliser avec un courant faible (fig. 14). Au delà d'un courant de l'ordre de $15 \mu\text{A}$ apparaît un nouveau type de bruit, s'établissant d'ailleurs progressivement comme le montre la fig. 15 tel que le bruit résultant ne croît plus linéairement avec le courant. C'est un problème de dissipation d'énergie mais qui est plus critique pour les cellules S.B.R.C. que pour les autres. Du point de vue pratique il existe donc pour ces derniers détecteurs un courant de polarisation optimum qu'il est important de connaître pour les utiliser convenablement. Si l'on trace des courbes de rapport S/B à différentes fréquences on met en évidence la dépendance du rapport S/B avec la fréquence (fig. 16). En même temps le rapport S/B est d'autant plus fonction du courant que la fréquence est élevée. En effet le bruit de courant décroissant avec la fréquence, le bruit Johnson qui en est indépendant n'est plus tout à fait négligeable.

En résumé la variation du rapport S/B avec la fréquence pour un courant donné (choisi comme indiqué précédemment) est représentée sur la fig. 17. On note une dépendance plus grande pour les cellules S.B.R.C. du rapport S/B avec la fréquence dans l'intervalle 100 - 1000Hz que pour les cellules Infrared Industries. Les mesures ont été également faites pour les cellules refroidies à -78°C et à -196°C . On peut noter que le rapport S/B est amélioré à la température de la neige carbonique particulièrement pour les cellules S.B.R.C. (il faut rappeler que ces mesures ont été faites pour un domaine spectral autour de 2μ). Le refroidissement des détecteurs à la température de l'azote liquide est nettement préférable pour travailler au delà de 3μ .

Enfin nous avons fait des mesures comparatives entre diverses

cellules à tester, après avoir défini pour chacune ses conditions d'utilisation optimum. Ceci donne le tableau suivant pour les meilleures d'entre elles, pour une fréquence de modulation de 300 Hz où nous avons transformé les valeurs de rapport S/B en flux minimum détectable ("noise equivalent power") ou N.E.P.

fabricant		S.B.R.C.		Infrared Industries		
f=300 Hz λ = 2 μ	T°C	A mm × mm	0,30×0,30	0,10×0,10	0,25×0,25	0,10×0,10
	-78°C	R _Ω	940 KΩ	850 KΩ	1.5 MΩ	1.9 MΩ
		N.E.P. W/Hz 1/2	2,9.10 ⁻¹⁴	0,87.10 ⁻¹⁴	4,8.10 ⁻¹⁴	3,3.10 ⁻¹⁴
	-196°C	R _Ω	4,9 MΩ	3,6 MΩ	16,3 MΩ	23 MΩ
N.E.P. W/Hz 1/2		5,0.10 ⁻¹⁴	1,38.10 ⁻¹⁴	4,8.10 ⁻¹⁴	3,0.10 ⁻¹⁴	

On rappelle que le N.E.P. est le flux, pour une fréquence de modulation donnée, qui dans une bande passante de 1 Hz produit un rapport signal sur bruit égal à l'unité. Il se déduit donc des mesures faites de tension efficace de signal (V_S) et de bruit (V_B) par la relation :

$$N.E.P. = \frac{\bar{E} \cdot A}{\frac{V_S}{V_B} \times (\Delta f)^{\frac{1}{2}}}$$

\bar{E} est l'éclairement efficace du détecteur, déduit de l'éclairement en continu E_c produit par le corps noir source de 500°K avec interposition d'un filtre sélectif

$$E_c = 1,06 \cdot 10^{-10} \text{ W/mm}^2$$

$$\bar{E} = E_c / \sqrt{2}$$

A est la surface du détecteur.

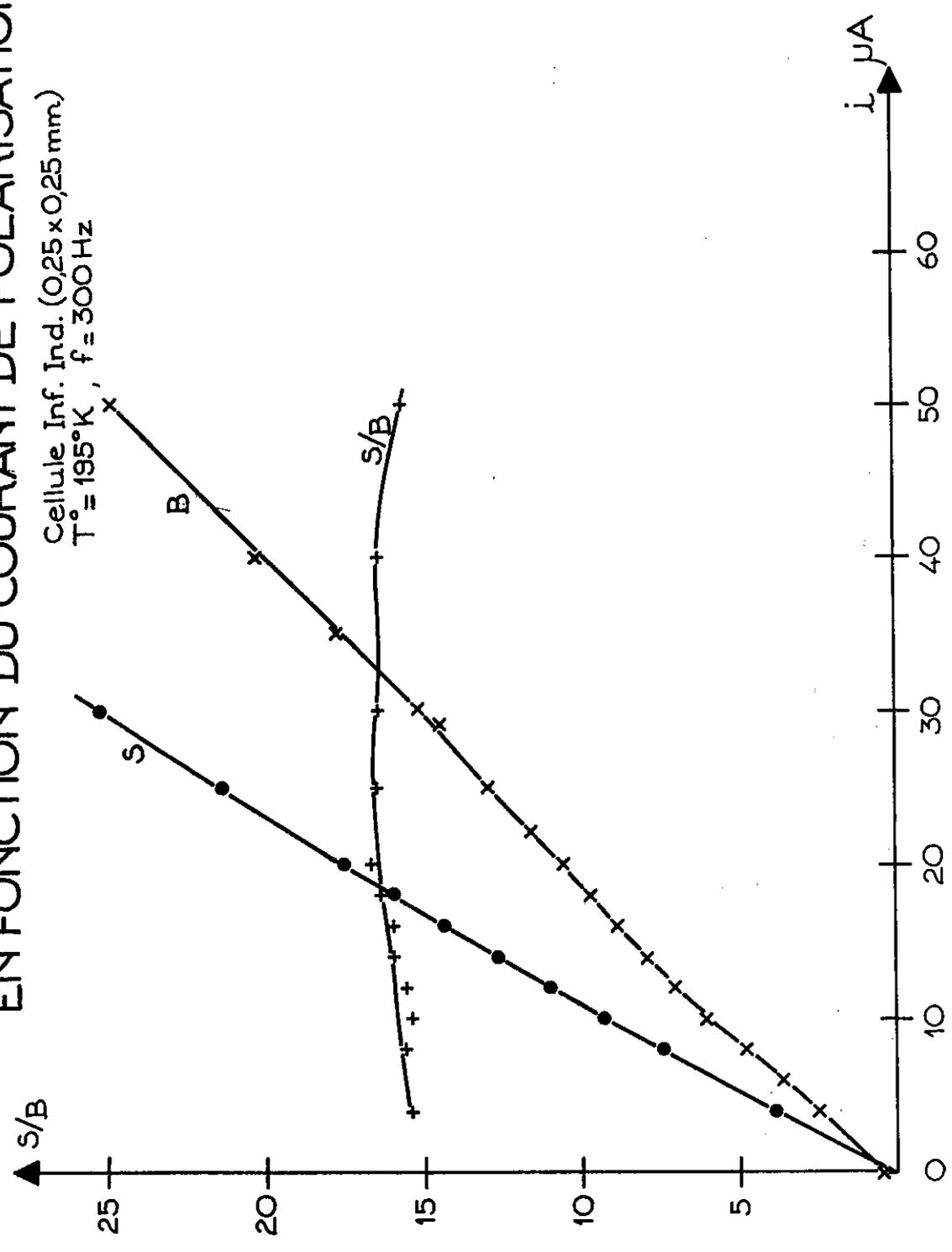
D'après les résultats du tableau précédent nous avons choisi d'équiper l'interféromètre de cellules S.B.R.C. de $0,10 \times 0,10$ mm refroidies à la température de la neige carbonique qui sont celles qui nous ont donné le N.E.P. de plus favorable. Ceci ne signifie nullement qu'il ne soit pas possible d'obtenir des cellules de constructeurs différents avec de meilleures performances, mais nous n'en disposons pas ! * Par ailleurs il nous a paru primordial de tester de cette manière tout détecteur afin d'en tirer le meilleur parti.

* Note : Un détecteur parfait, c'est-à-dire limité par le bruit de photon du rayonnement thermique pour une température du fond de 295°K et un angle de vue du détecteur de 2π stéradian ayant son seuil de sensibilité à 2μ aurait à 2μ un N.E.P. de $0,16 \cdot 10^{-15} \text{ W/Hz}^{\frac{1}{2}}$.

[d'après 41].

SIGNAL, BRUIT, RAPPORT S/B
 EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION

Cellule Inf. Ind. (0,25 x 0,25 mm)
 $T = 195^{\circ}\text{K}$, $f = 300\text{Hz}$



-Fig.13-

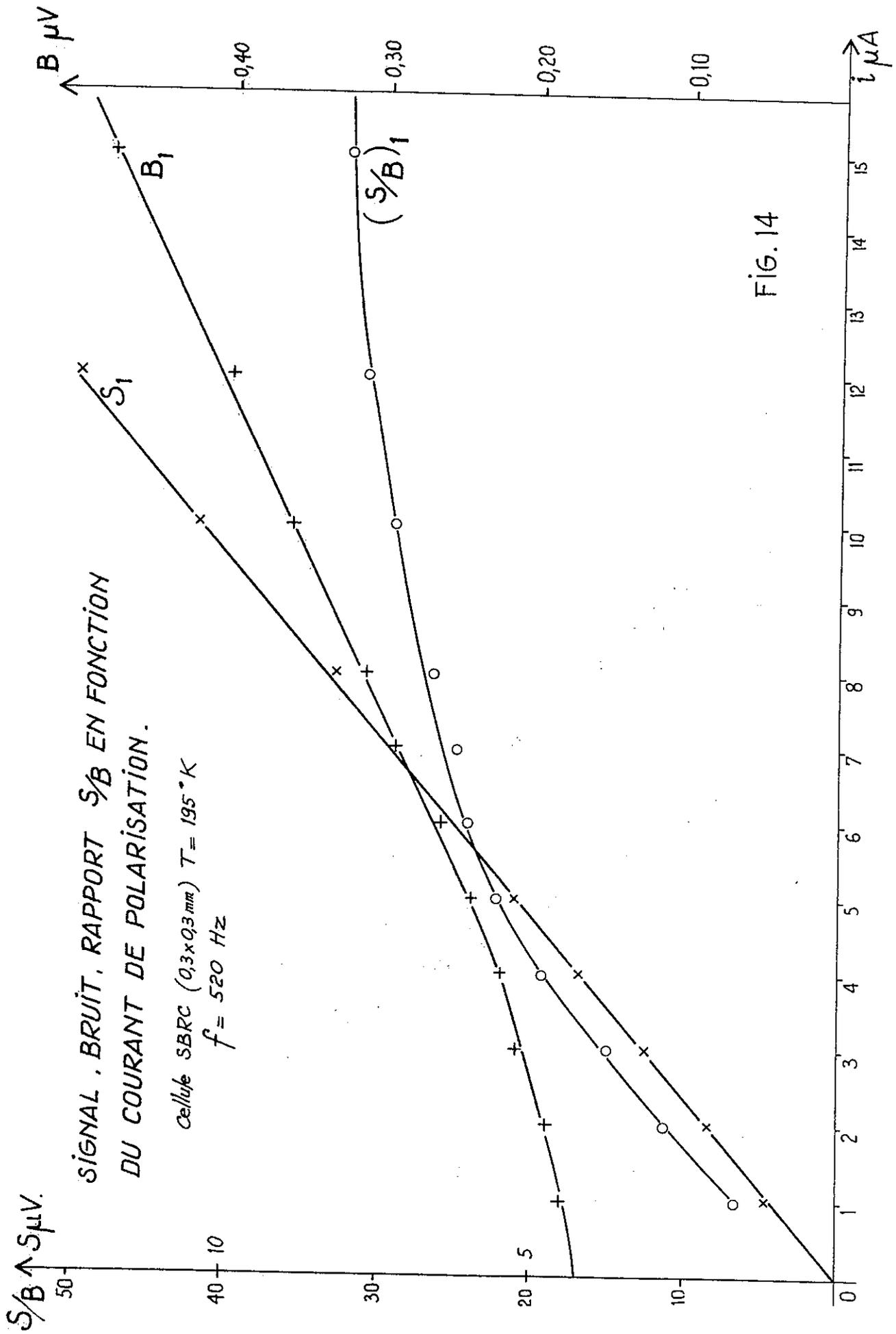
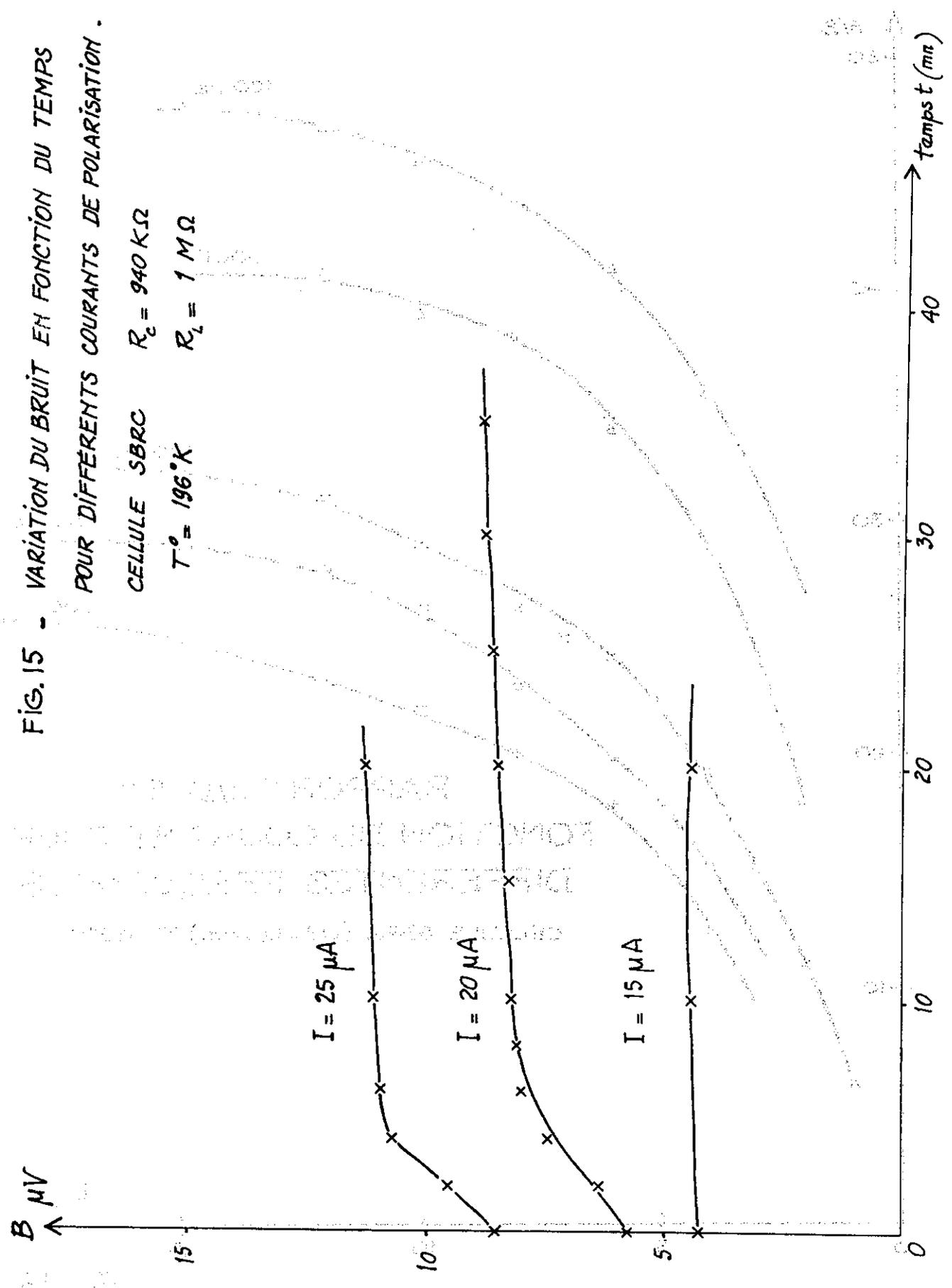
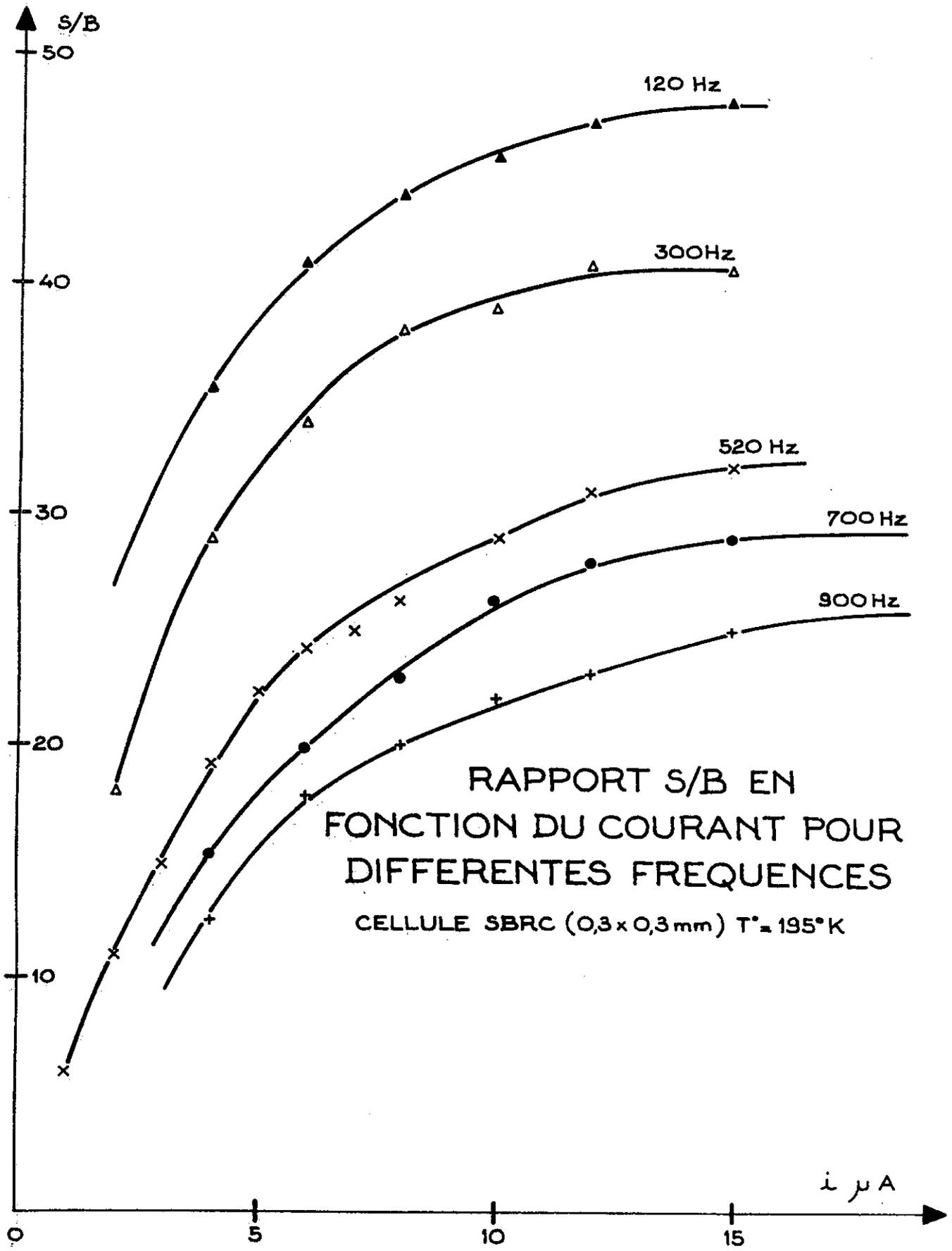


FIG. 14

FIG. 15 - VARIATION DU BRUIT EN FONCTION DU TEMPS
 POUR DIFFERENTS COURANTS DE POLARISATION .

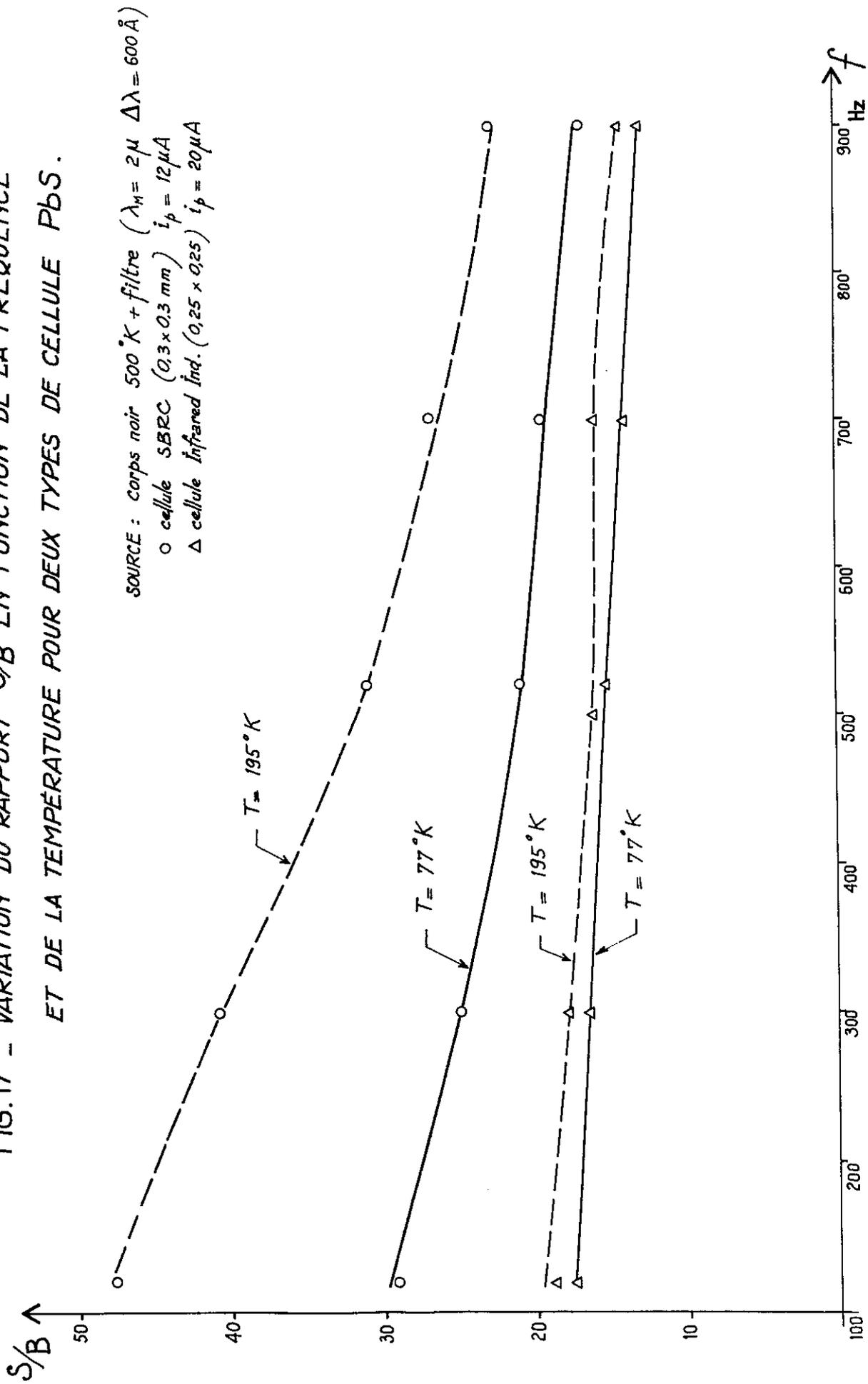
CELLULE SBRC $R_c = 940 K\Omega$
 $T = 196^\circ K$ $R_L = 1 M\Omega$

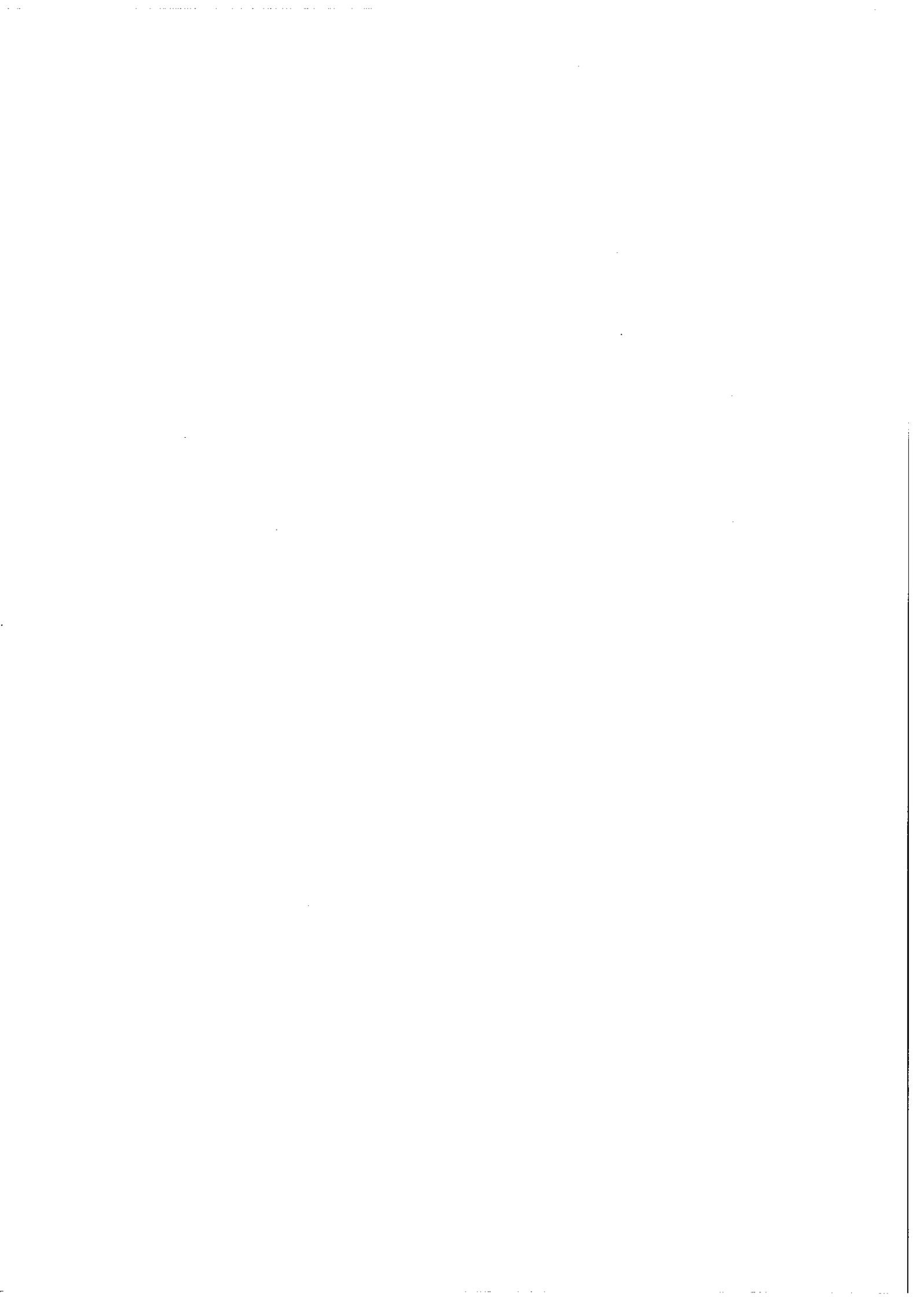




- Fig. 16 -

FIG. 17 - VARIATION DU RAPPORT S/B EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE
 ET DE LA TEMPÉRATURE POUR DEUX TYPES DE CELLULE Pbs.





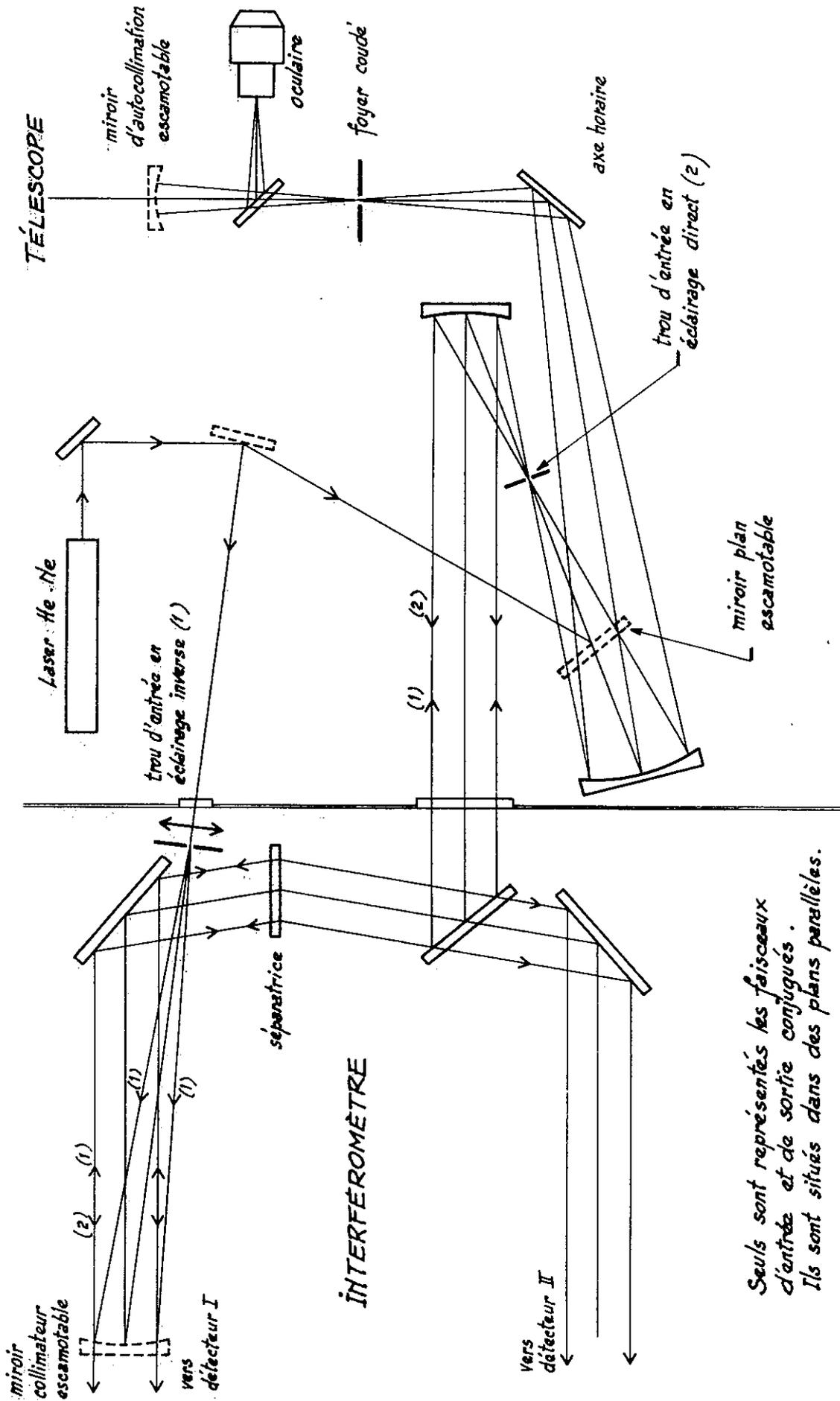
CHAPITRE D

LIAISON DE L'INTERFEROMETRE AVEC LE TELESCOPE - ENSEMBLE DE MESURE.

I OPTIQUE D'ENTREE

Le rôle de l'optique d'entrée est d'effectuer le transport de l'image stellaire obtenue au foyer coudé du télescope et de la pupille d'entrée de celui-ci. En outre doit être prévu un moyen de contrôle, à tout instant, de la position de la source et si possible de son intensité. Pour ce faire, nous n'avons pas introduit de système de guidage photoélectrique comme nous en avons étudié et utilisé dans le passé [1]. A cela plusieurs raisons :

- le programme que nous nous sommes fixés au départ était un programme purement stellaire. Cela signifie que le champ nécessaire est très faible : au maximum de 10" d'arc sur le ciel pour tenir compte de mauvaises conditions de turbulence. Or, nous verrons qu'avec les cellules utilisées de 0,1 x 0,1 mm de surface, nous disposons d'un champ de 25". Donc en faisant confiance à la qualité de guidage du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence un guidage photoélectrique n'est pas indispensable.
- par ailleurs, ceci permet de réduire au minimum l'optique de liaison dans le but d'améliorer la luminosité de l'ensemble.
- de toute manière, un tel système risque d'être limité à des sources assez brillantes ; or nous avons observé des étoiles de magnitude visuelle supérieure à 10.



Seuls sont représentés les faisceaux d'entrée et de sortie conjugués. Ils sont situés dans des plans parallèles.

FIG. 18 - SCHEMA DU SYSTEME OPTIQUE D'ENTREE AVEC LES ELEMENTS AUXILIAIRES DE REGLAGE.

1) Description.

L'ensemble se compose donc d'un miroir plan placé sur une tourelle rigide, fixée à l'avant du spectrographe coudé pour renvoyer le faisceau délivré par le télescope pratiquement à l'horizontal. Un ensemble de deux miroirs sphériques permet d'obtenir un faisceau parallèle à l'entrée de l'interféromètre et de former l'image du miroir du télescope sur la séparatrice (fig. 18). Deux lames en plus ont été disposées sur le faisceau. L'une sert de hublot à l'entrée de l'interféromètre, la seconde placée au foyer coudé a plusieurs fonctions. Elle sert d'une part à fermer la sortie du tube de l'axe horaire, afin d'éviter les courants d'air entre la salle coudé et le télescope. Par ailleurs, elle permet d'assurer le guidage optique en fournissant une image de l'étoile sur une croisée de réticule au foyer d'un oculaire à grand champ.

2) Procédure de réglage.

Dans l'alignement du télescope avec l'interféromètre, on est face à un problème délicat, celui de faire coïncider les axes de deux systèmes distincts : l'interféromètre et le télescope sachant qu'on ne peut directement matérialiser l'axe du télescope. Or, ce réglage est essentiel pour véritablement recueillir toute l'énergie incidente.

Pour ce faire, nous avons utilisé la procédure suivante : nous avons prévu de pouvoir éclairer l'interféromètre en sens inverse. Celui-ci étant réglé (teinte plate obtenue, anneaux à l'infini centrés) il est éclairé en faisceau parallèle en utilisant comme entrée ce qui doit normalement être une sortie, ce qui suppose d'avoir pour l'interféromètre deux trous d'entrée parfaitement conjugués l'un de l'autre (cf. fig. 18).

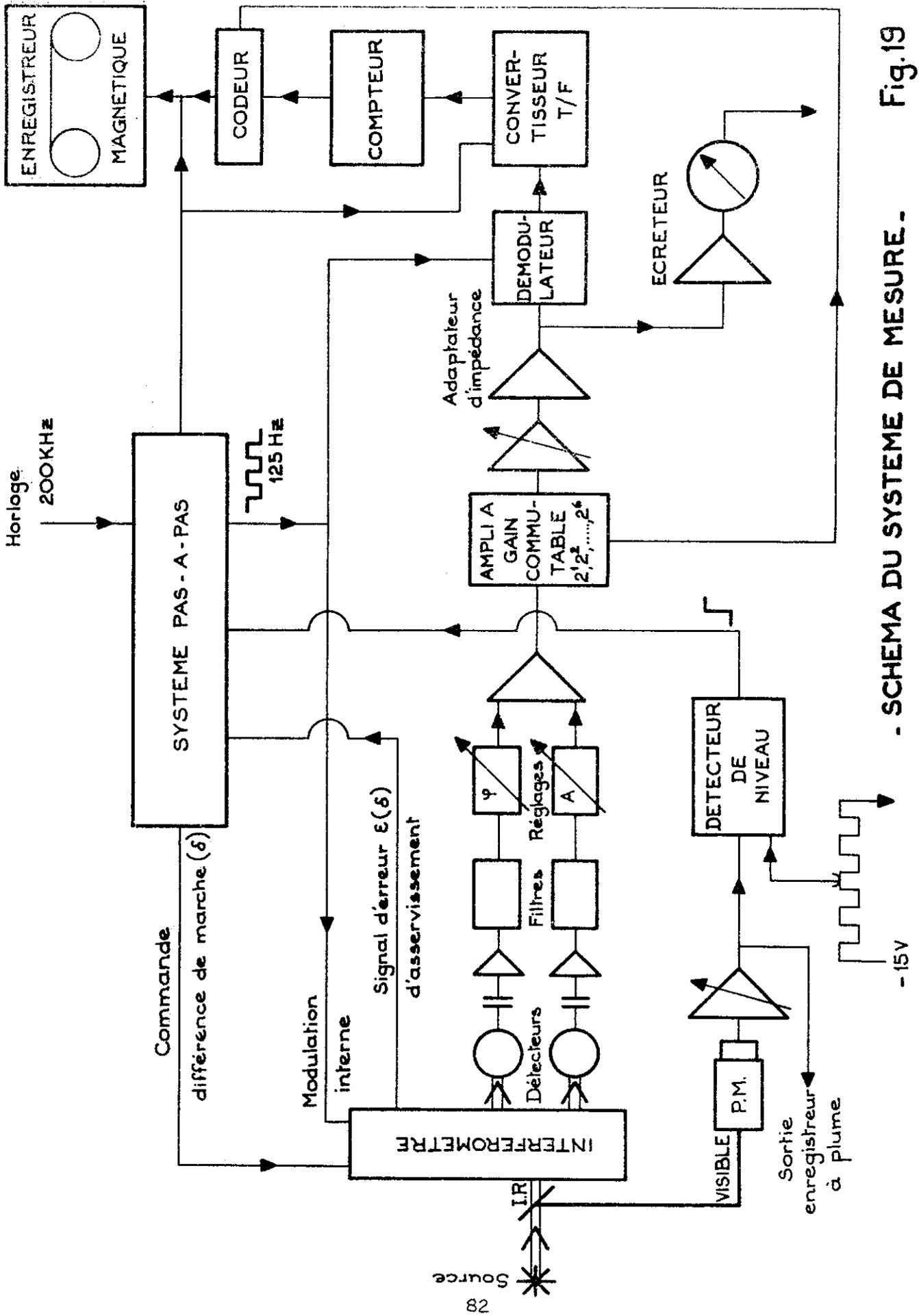


Fig. 19

- SCHEMA DU SYSTEME DE MESURE -

Le foyer du télescope est matérialisé par un très petit diaphragme. Les trois miroirs de liaison sont pré-réglés de telle sorte que le faisceau de sortie de l'interféromètre se focalise en ce point, tout en vérifiant que l'image de la séparatrice est à l'infini. En continuant à faire passer le faisceau par ce point, l'ombre d'un réticule placé sur le collimateur d'entrée est centré sur le miroir plan du télescope situé à la croisée de l'axe du télescope et de l'axe de déclinaison. Ce réglage étant fait, l'oculaire de guidage peut également être réglé. Ce réglage doit être soigné car la croisée du réticule sert ensuite de repère lorsqu'une étoile est pointée, pour toute la durée d'une mission.

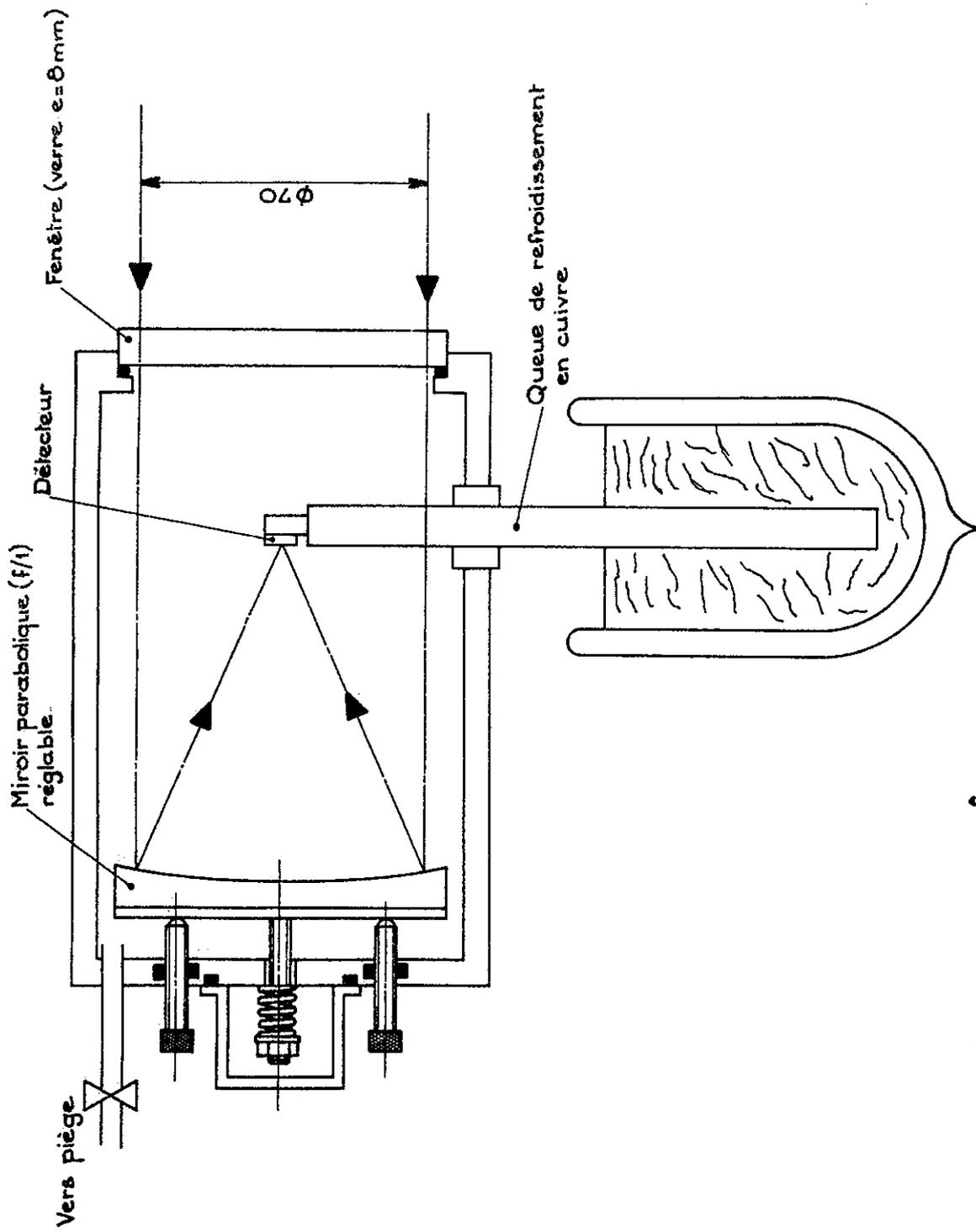
Avec l'interféromètre toujours éclairé en sens inverse, une image servant à régler l'oculaire est obtenue en plaçant après le foyer coudé un miroir sphérique. Il redonne par auto-collimation, une image du diaphragme placé en ce point.

II ENSEMBLE DE MESURE

Il correspond dans son schéma général à celui qui est décrit dans l'article joint "Spectroscopie de Fourier avec transformation d'un million de points" [9] (page 13) mais avec quelques modifications. Nous préciserons par ailleurs quelques points. Le schéma de l'ensemble est donné figure 19.

1) Détecteurs.

Chaque cellule de $0,1\text{mm} \times 0,1\text{mm}$ est placée dans un boîtier représenté schématiquement sur la figure 20. La cellule est fixée sur une tige en cuivre, isolée du boîtier, plongeant dans un dewar. Le conden-



SCHEMA DES BOÎTIERS
A CELLULE

Fig.20

seur est un miroir parabolique ouvert à $f/1$. Le miroir se règle à l'aide de trois vis à pas fin avec passage étanche. Le vide est assuré dans l'enceinte, après pompage primaire par la mise en communication permanente du boîtier avec un piège rempli de zéolithe plongeant dans l'azote liquide. Une autonomie de plus de trois semaines a pu être obtenue avec ce système.

2) Préamplificateurs - Bande passante de la chaîne de mesure.

Au plus près de chaque cellule est placé un adaptateur d'impédance utilisant un amplificateur opérationnel à faible bruit. (Analog-Devices 144 FET). Il est en même temps amplificateur et filtre passe-bande. Les constantes de temps ont été choisies de manière qu'il ait un gain maximum à 125 Hz, qui est la fréquence de modulation du signal infrarouge, et une coupure de 3 db à 50 Hz. Ensuite est placé un filtre passe-bas à 125 Hz qui, avec la combinaison du filtre RC du préamplificateur, est équivalent à un filtre sélectif centré à 125 Hz d'environ 100 Hz de bande passante. Le spectre de bruit résultant, à la sortie de la chaîne de mesure mais avant démodulation, a l'allure indiquée sur la courbe 21. C'est le produit de la transmission de ce filtre par le spectre du bruit propre des détecteurs qui varie en $1/f$. La figure 22 donne une comparaison du bruit de chaque cellule avec le bruit de toute la chaîne de mesure pour le signal démodulé.

Avant d'être sommés, les signaux fournis par chacun des détecteurs sont ajustés en phase et en amplitude. Le signal subit ensuite plusieurs amplifications avant d'être démodulé et enregistré sur bande magnétique (7 pistes - 556 bpi. - enregistreur incrémental 200 pas/s). Les données sont enregistrées par blocs de 100 mesures en 6 caractères.

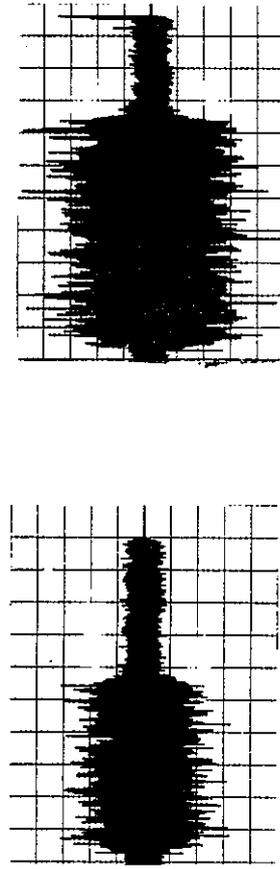
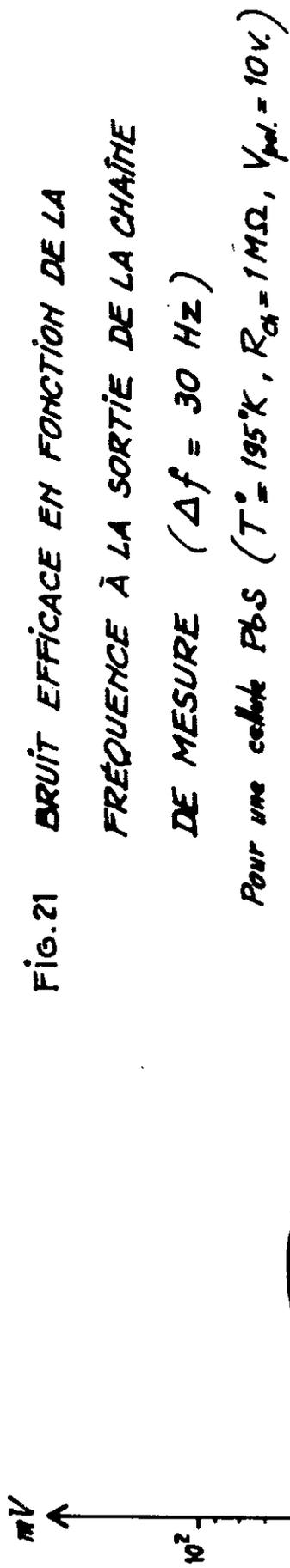
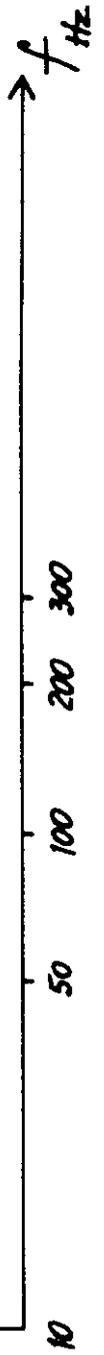


FIG. 22 BRUIT DE CHAQUE CELLULE PAR RAPPORT
AU BRUIT DE TOUTE LA CHAÎNE D'AMPLIFICATION.
($\bar{t} = 0,1 \text{ s}$)



3) Signal proportionnel à l'intensité de la source. Détecteur de niveau.

En parallèle est obtenu un signal mesurant en continu l'intensité globale de la source. Ce signal est fourni à partir du dispositif représenté sur la fig. 23. Un filtre placé en avant du foyer coudé a une transmission dans l'infrarouge $> 90 \%$ et réfléchit le visible (réalisé par E. Pelletier - Laboratoire d'Optique de Marseille). Sur le faisceau ainsi obtenu est placée une lame semi-réfléchissante qui donne à nouveau deux images (E_2 et E_3). L'une se forme sur la croisée du réticule de l'oculaire, l'autre sur une lentille de champ qui forme l'image du miroir primaire du télescope sur un P.M. trialkalin (Radio-Technique XP 1002). Le signal photo-électrique est amplifié ($G \text{ max.} = 100.000$) et comparé à une tension de référence ajustable - un détecteur de niveau change d'état chaque fois que la tension résultante change de signe, ce qui permet de commander le blocage ou le déblocage du système pas-à-pas. Ainsi l'interféromètre ne fait pas de mesure lorsque le signal à l'entrée baisse en dessous d'un seuil qui est en général fixé au $4/5$ du signal maximum. Un hystérésis est ajouté autour de cette valeur pour éviter les arrêts trop fréquents lorsque le signal baisse lentement. Les causes les plus classiques sont les passages de nuage. Mais une occultation accidentelle par la coupole ou encore un décentrage de la source peut être détecté. . C'est pourquoi ce système nous a servi aussi d'auxiliaire pour le guidage. Nous avons observé plusieurs étoiles de magnitude visuelle supérieure à 10, en particulier des étoiles variables de type M8 près de leur phase minimum. Pour cela est placé en E_2 un diaphragme conjugué de celui qui est placé en E_1 au foyer coudé, en même

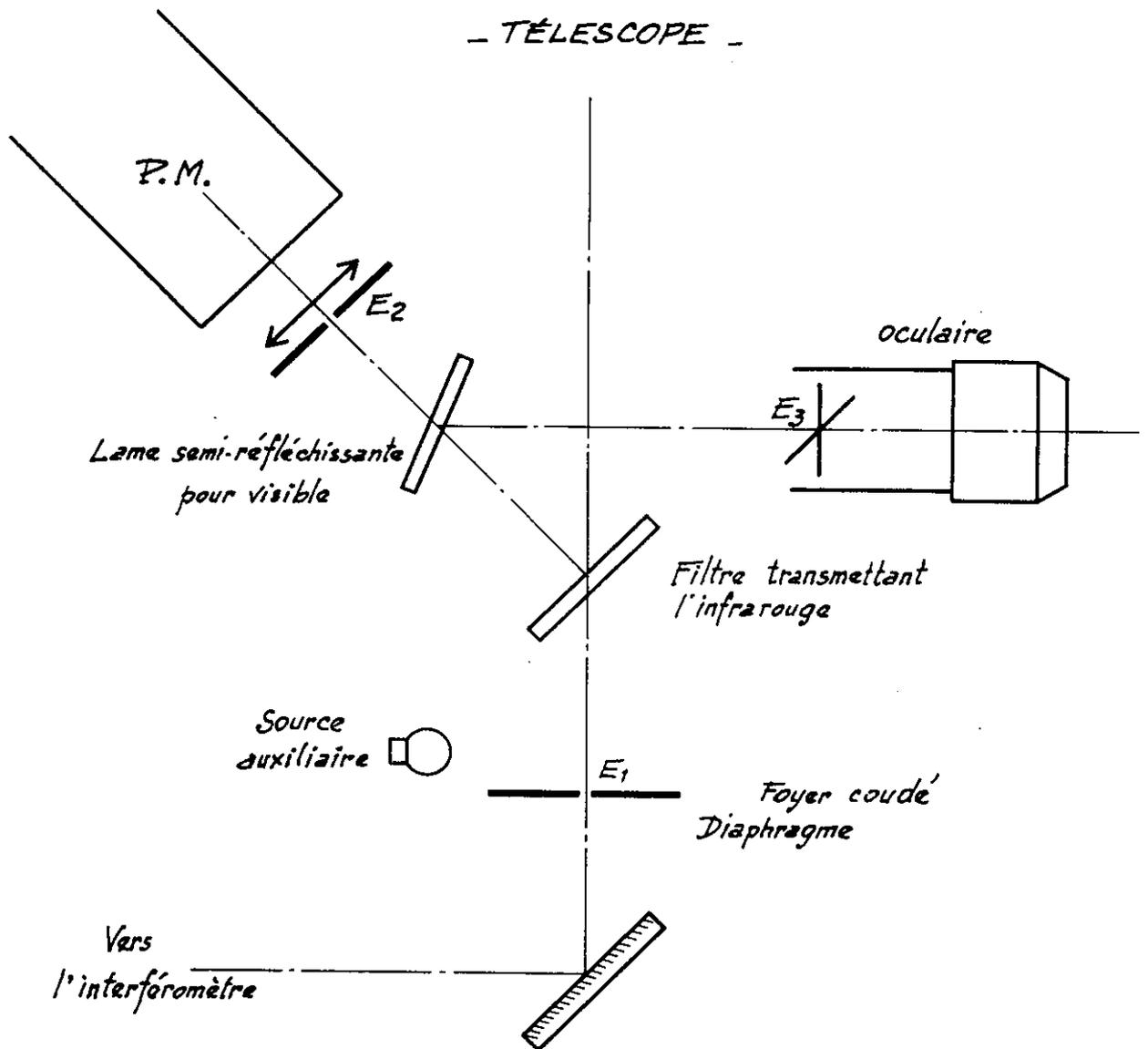
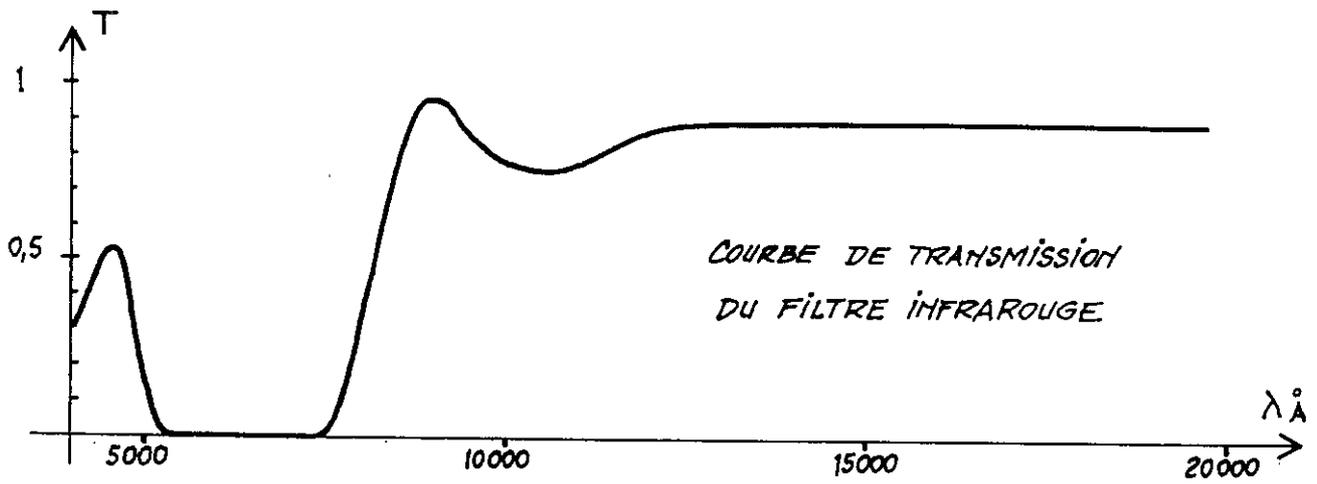
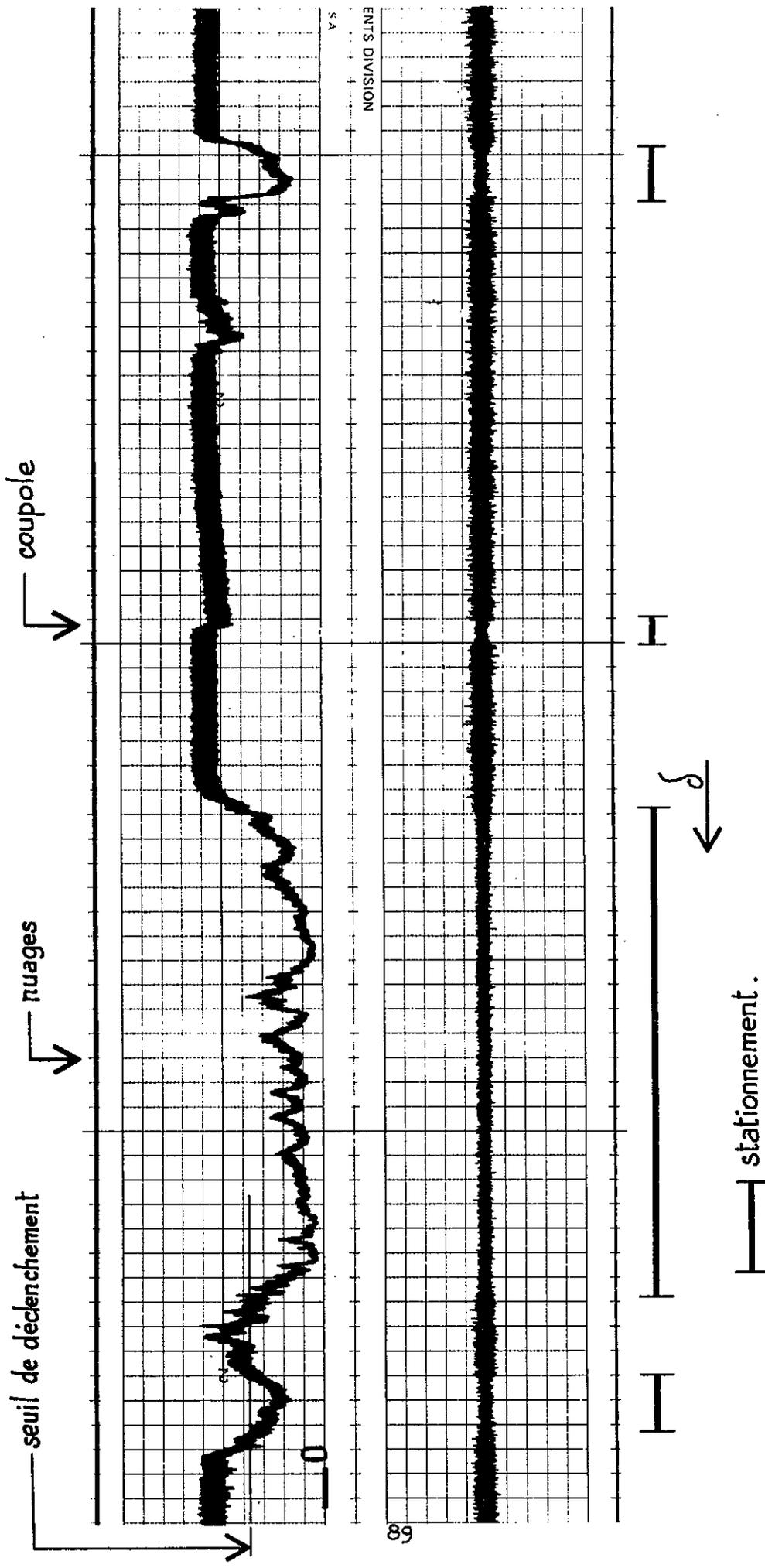


FIG. 23 DISPOSITIF DE GUIDAGE.

SIGNAL DE CONTRÔLE DE L'INTENSITÉ GLOBALE.



INTERFÉROGRAMME AVEC INTERRUPTIONS
 DÉCLENCHÉES AUTOMATIQUEMENT.

FIG. 24

temps que de E_3 , centre du réticule de l'oculaire. Par enregistrement sur papier du signal fourni par le photomultiplicateur, il est donc possible d'avoir un contrôle également du centrage de l'étoile en même temps que des autres causes de modifications du signal (fig. 24).

Quant à la correction des fluctuations d'intensité de la source, le moyen utilisé qui consiste à arrêter l'interféromètre lorsque l'intensité baisse trop, assure une correction imparfaite. La meilleure méthode est un système à temps d'intégration variable asservi sur l'intensité globale de la source, décrit par ailleurs [1]. Sans une modification profonde de la logique de commande de l'interféromètre, cette méthode n'était pas utilisable ici. Le système décrit précédemment est donc un pis-aller mais par ailleurs qui s'est avéré suffisant lorsque le nombre de nuits claires est convenable. Sinon, il eût été possible d'utiliser le signal précédent pour en faire le quotient avec le signal reçu par les cellules PbS, solution approchée également. Elle peut être dangereuse car les variations enregistrées par le dispositif précédent ne correspondent pas toutes aux variations du signal infrarouge, en particulier dans trois cas : baisse pour décentrage ; enregistrement jusqu'au lever du jour : le signal visible augmente très fort, sans que le signal infrarouge augmente ; lumière parasite : vu le faible niveau visible à détecter le gain de l'amplificateur du courant du P.M. et la haute tension sont élevés et donc sensible à des lumières parasites accidentelles. Lorsque ces diverses causes ne font que provoquer un arrêt de l'interféromètre, c'est sans conséquence pour l'interférogramme. Il n'en est pas de même lorsqu'en permanence est effectué sur lui un quotient.

CHAPITRE E

METHODE DE CALCUL - PROGRAMMES COMPLEMENTAIRES.

Pour terminer la description de la partie proprement instrumentale de ce travail, il est indispensable d'évoquer la partie calcul. On sait que pour parvenir au spectre, dans la méthode de spectroscopie par T.F., il faut passer par une phase calcul qui nécessite l'utilisation d'ordinateurs assez puissants. Avant les progrès spectaculaires de ceux-ci, ce fut un réel handicap au développement de la méthode. Il n'en est plus de même maintenant. Par ailleurs, la rapidité et la taille croissante des mémoires a pu être utilisée au mieux avec l'utilisation de l'algorithme de Cooley-Tukey datant de 1965 pour le calcul des transformées de Fourier (Fast Fourier Transform - F.F.T.) [42]. Donc aujourd'hui le calcul des transformées de Fourier, même à nombre de points très élevés, n'est plus un problème comme il est expliqué dans l'article joint "Spectroscopie de Fourier avec Transformation d'un million de points" [9] et par ailleurs dans les articles [43, 44] où sont en même temps décrits les principaux programmes de T.F. La revue la plus complète des programmes disponibles est contenue dans la thèse de H. Delouis [45].

En résumé, ceux-ci se répartissent suivant des programmes de trois ordres :

- de pré-transformation de Fourier
- de transformation de Fourier proprement dite
- de post-transformation.

I PROGRAMMES DE PRE-TRANSFORMATION

Il s'agit d'amener l'interférogramme tel qu'il a été créé sur la bande magnétique d'origine à un enregistrement de présentation plus compacte, sans erreurs physiques ni digitales, pour être utilisé aisément par l'ordinateur et stocké.

L'interférogramme est transféré sur bande magnétique 9 pistes, 1600 bpi, les données étant écrites en binaire et rangées en blocs de 10.000 valeurs. Les erreurs communes que présente la bande d'origine sont : des points faux (erreur d'intensité - impulsion parasite - erreur d'écriture etc...), manquants (pas enregistrés), déphasés (par suite de la cause précédente ou d'enregistrements en trop, d'un saut du signal d'erreur, le numérotage des échantillons est faux). Les erreurs peuvent être digitales et détectées à la lecture de la bande : caractères illégaux, erreur de parité, longueur de bloc incorrecte, manque de fin de fichier etc... Tous ces incidents que nous avons bien sûr rencontrés demandent d'ajouter au programme de conversion de bande de nombreux tests et ensuite d'utiliser si besoin est, des programmes plus spéciaux de copies de bandes pour une correction a posteriori de certaines erreurs.

II PROGRAMMES DE TRANSFORMATION DE FOURIER

Nous avons utilisé les programmes utilisant l'algorithme de FFT entièrement en mémoire centrale pour les calculs avec des nombres d'échantillons à traiter inférieurs ou égaux à 16.000, et de FFT avec disques pour les nombres d'échantillons plus élevés, tous mis au point par H. Delouis [cf. 45].

III PROGRAMMES DE DEPOUILLEMENT

Le spectre étant calculé sur bande magnétique, peut commencer l'analyse du spectre. Le premier moyen de présenter le spectre, consiste bien sûr à le tracer (programme MPIOT - cf. 45) - Mais le tracé complet d'un spectre peut représenter aisément plus de 50 m. de papier correspondant à une quantité d'information énorme - particulièrement dans les spectres astronomiques - et donc difficilement exploitable. C'est pourquoi, tout en ayant cette possibilité du simple tracé, nous avons recherché une présentation plus utilisable de l'information, au travers d'un programme de pointé des raies. Nous sommes partis pour cela d'un programme écrit en ce sens par H. Delouis [45], nommé DERPTE ; Avec J. Chauville de l'Observatoire de Meudon qui a écrit l'essentiel du FORTRAN, nous avons recherché une forme plus adaptée aux cas de ces spectres astronomiques.

1) Bloc-diagramme du programme de pointé

Le bloc-diagramme de ce programme est présenté sur la figure 25. La détection des raies est basée sur le calcul de la dérivée première du spectre - plus rigoureusement du signe des différences de deux points consécutifs résultant de l'interpolation ; alors que dans le programme DERPTE la "dérivée seconde" est utilisée.

Cette méthode qui convient lorsque les raies sont bien séparées, ne permet pas de les détecter toutes lorsque celles-ci sont seulement partiellement résolues donne c'est le cas fréquemment dans les spectres astronomiques. C'est pourquoi le signe de la "dérivée première" c'est avéré plus sûr pour ne manquer aucune raie donnant un sommet identifiable.

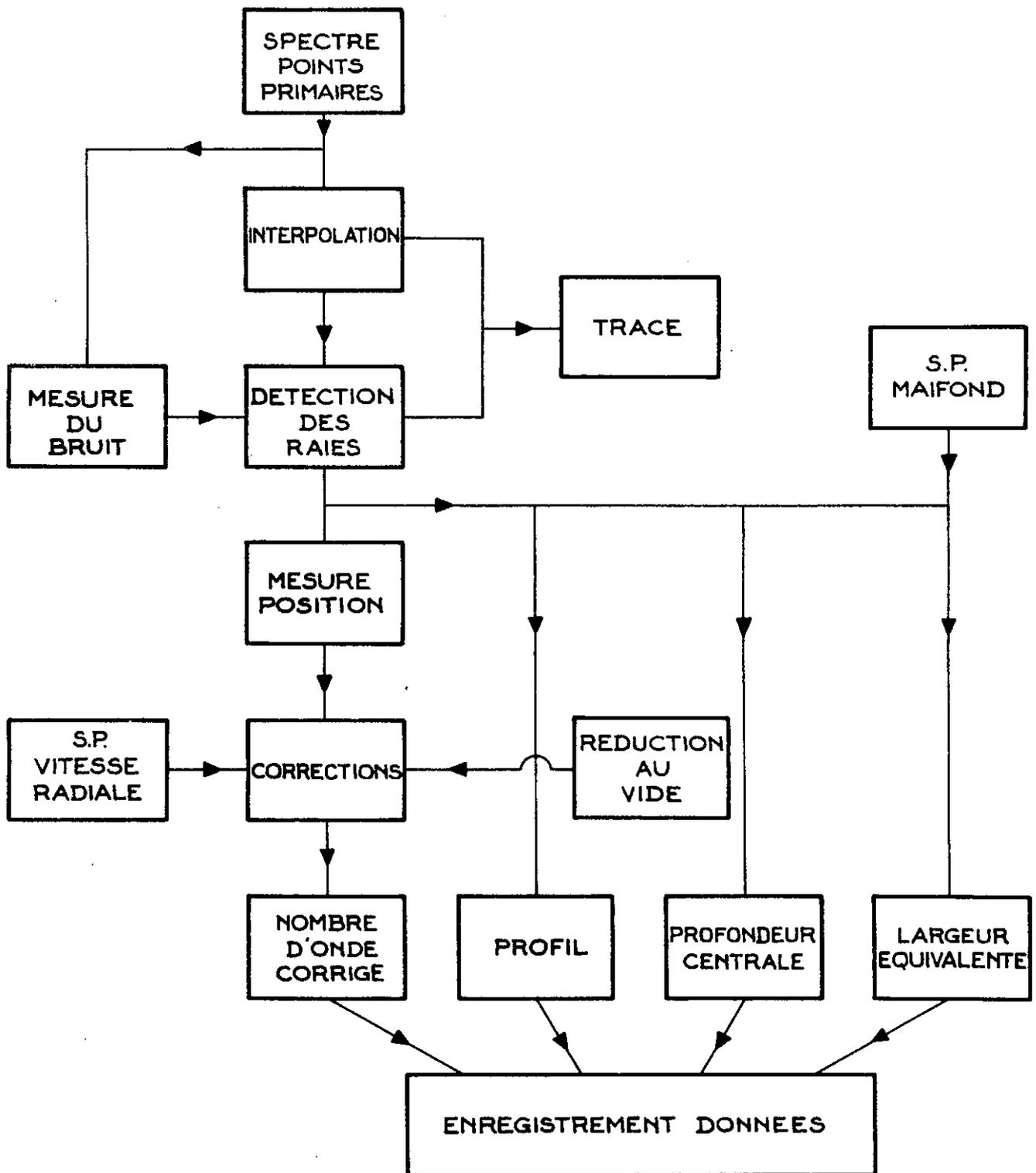


Fig.25

L'algorithme a été complété d'un recours à la "dérivée seconde" seulement pour détecter des raies se présentant comme des points d'inflexion dans le profil d'une raie plus importante. La méthode de mesure de la position des raies consistant à repérer la position du sommet et les corrections à apporter pour obtenir des nombres d'ondes dans le vide, au repos, seront discutées dans la Partie II, au chapitre D intitulé : Précision sur le pointé des raies (p. 129).

Parmi les autres informations qui peuvent être extraites du spectre pour une analyse plus détaillée et fournies par le programme sont :

- le profil des raies les mieux isolées, donné par la liste des points secondaires constituant la raie
- la profondeur centrale : hauteur du sommet à la base de la raie supposée égale à 1
- la largeur équivalente (W_{σ} en cm^{-1}) c'est-à-dire la largeur du rectangle de hauteur 1, de même surface que la raie. La quantité $\log \frac{W_{\sigma}}{\sigma}$ est calculée pour être directement utilisable pour l'établissement des courbes de croissance.

Ces dernières mesures supposent la connaissance du fond continu du spectre, considéré comme base des raies, c'est le rôle du sous-programme "MAIFOND", qui peut être utilisé en dehors du programme de pointé.

2) Programme MAIFOND

Comme il a été dit dans l'Introduction, la connaissance précise du fond continu à partir duquel se forme les raies est une donnée astrophysique importante. C'est donc un problème n'apparaissant pas dans le traitement des spectres de laboratoire d'émission ou d'absorption. Dans la

Partie III consacrée à la présentation de quelques résultats, il en sera montré l'intérêt dans des cas concrets.

Le spectre calculé se présente sous forme d'une suite de valeurs dont le nombre est défini par le théorème de l'échantillonnage appliqué à la fonction du spectre considérée. L'origine des abscisses (nombres d'onde) est indiquée. L'abscisse de n'importe quel point peut être calculée connaissant son rang et le pas du spectre. Les valeurs physiques des ordonnées sont rangées sur la bande magnétique en blocs de 1024 valeurs. Un bloc correspond à un domaine spectral de longueur :

$$1024 * \text{DELTAB}$$

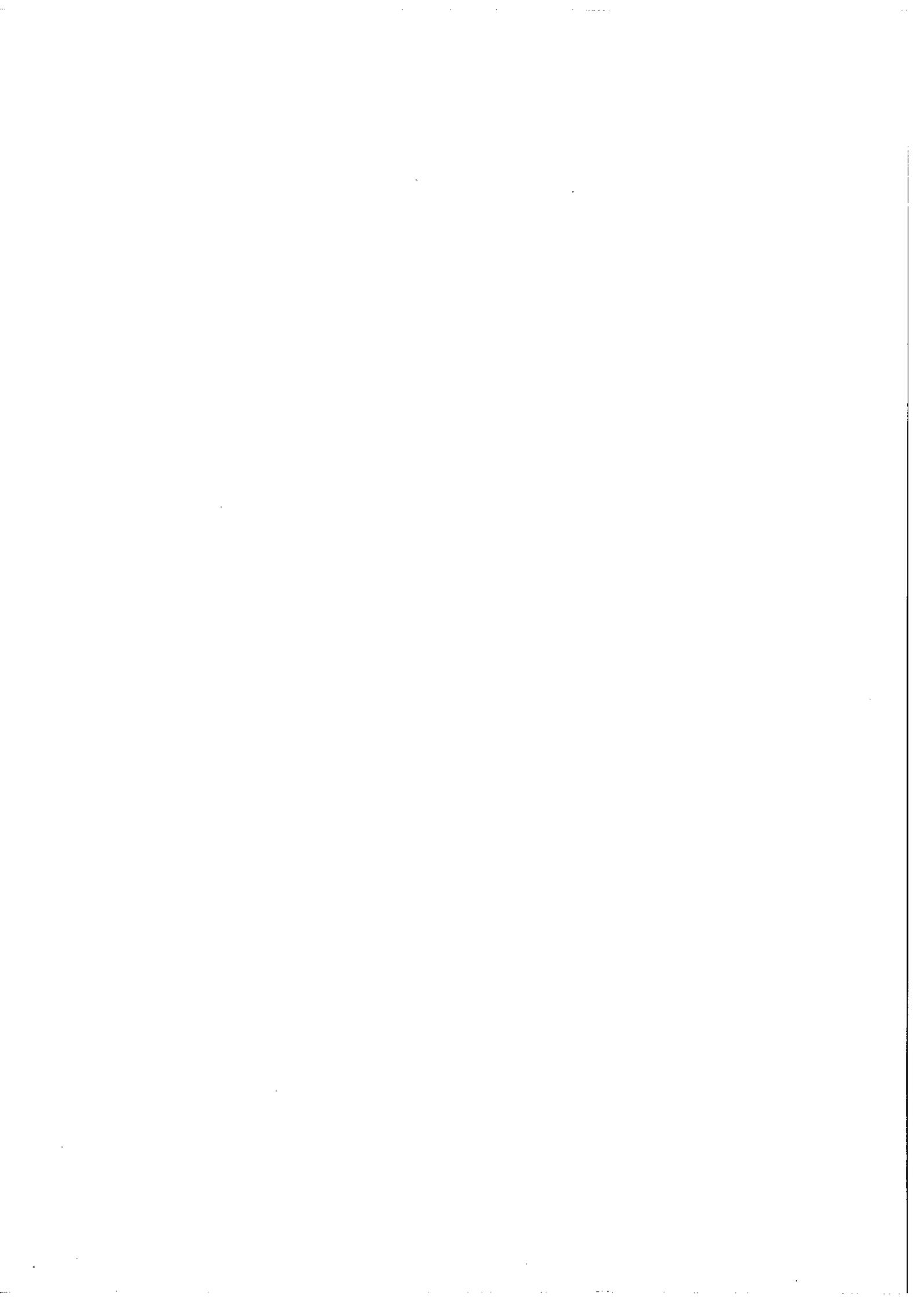
(DELTAB = pas du spectre défini en faisant le rapport de l'intervalle spectral libre par la puissance de $2(NP)$ directement supérieure au nombre de points de l'interférogramme M). La limite de résolution représente :

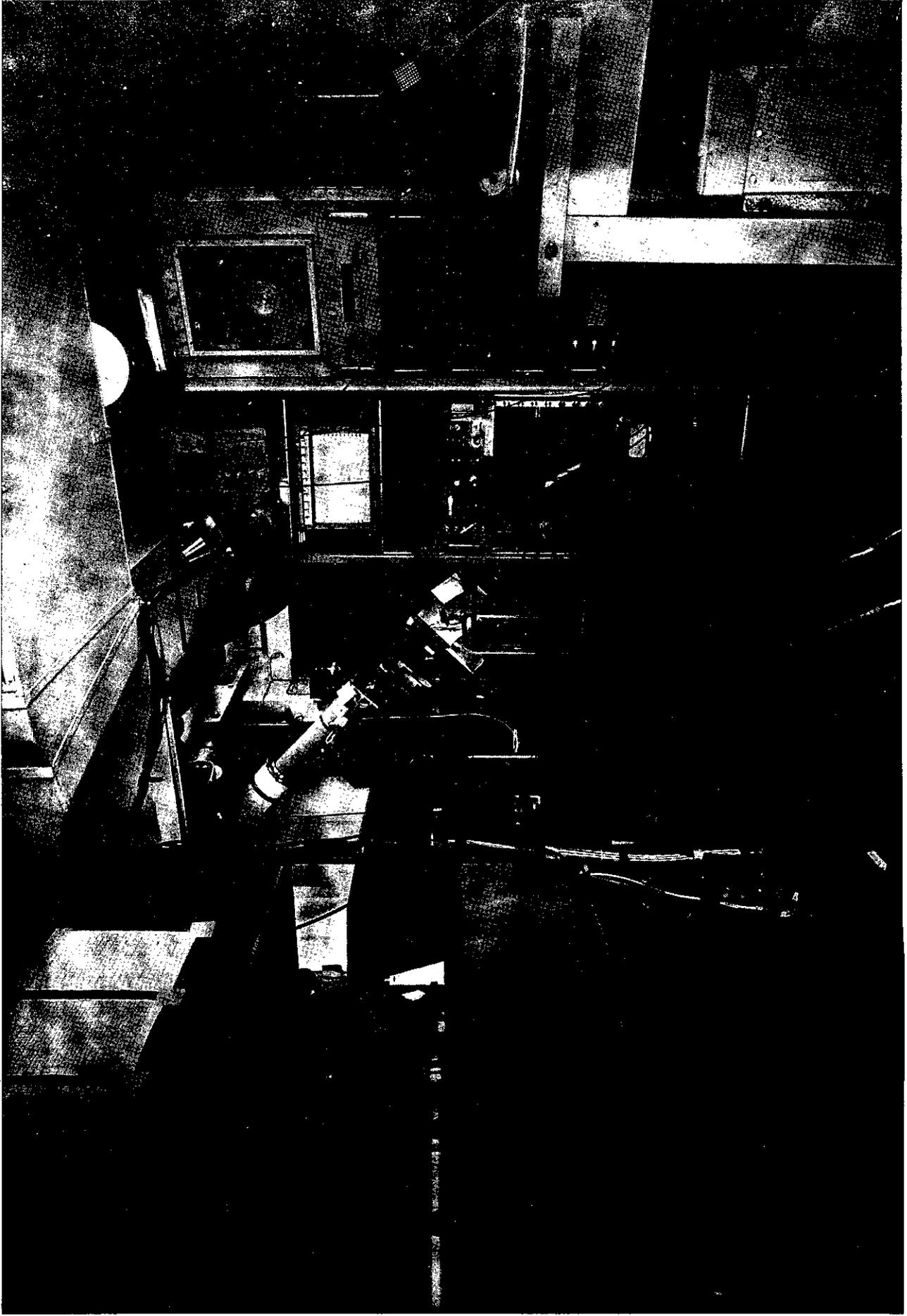
$$\text{DELTAB} * NP/M$$

Un bloc est partagé en K sous-blocs, K étant une puissance de 2 de telle sorte que le domaine spectral représenté par un sous-bloc soit de l'ordre de 25 cm^{-1} . La valeur la plus élevée contenue dans un sous-bloc est mise dans un tableau ainsi que son abscisse qui est calculée. Après lecture complète du spectre, on obtient donc deux tableaux de valeurs qui permettent de constituer l'enveloppe du spectre à haute résolution. Ces tableaux peuvent être imprimés, tracés à l'imprimante ou fournir un tracé Benson. Des exemples de tracé de ce type sont donnés dans l'article consacré à Jupiter [25] et au chapitre E de la Partie II consacré aux mesures de largeurs équivalentes.

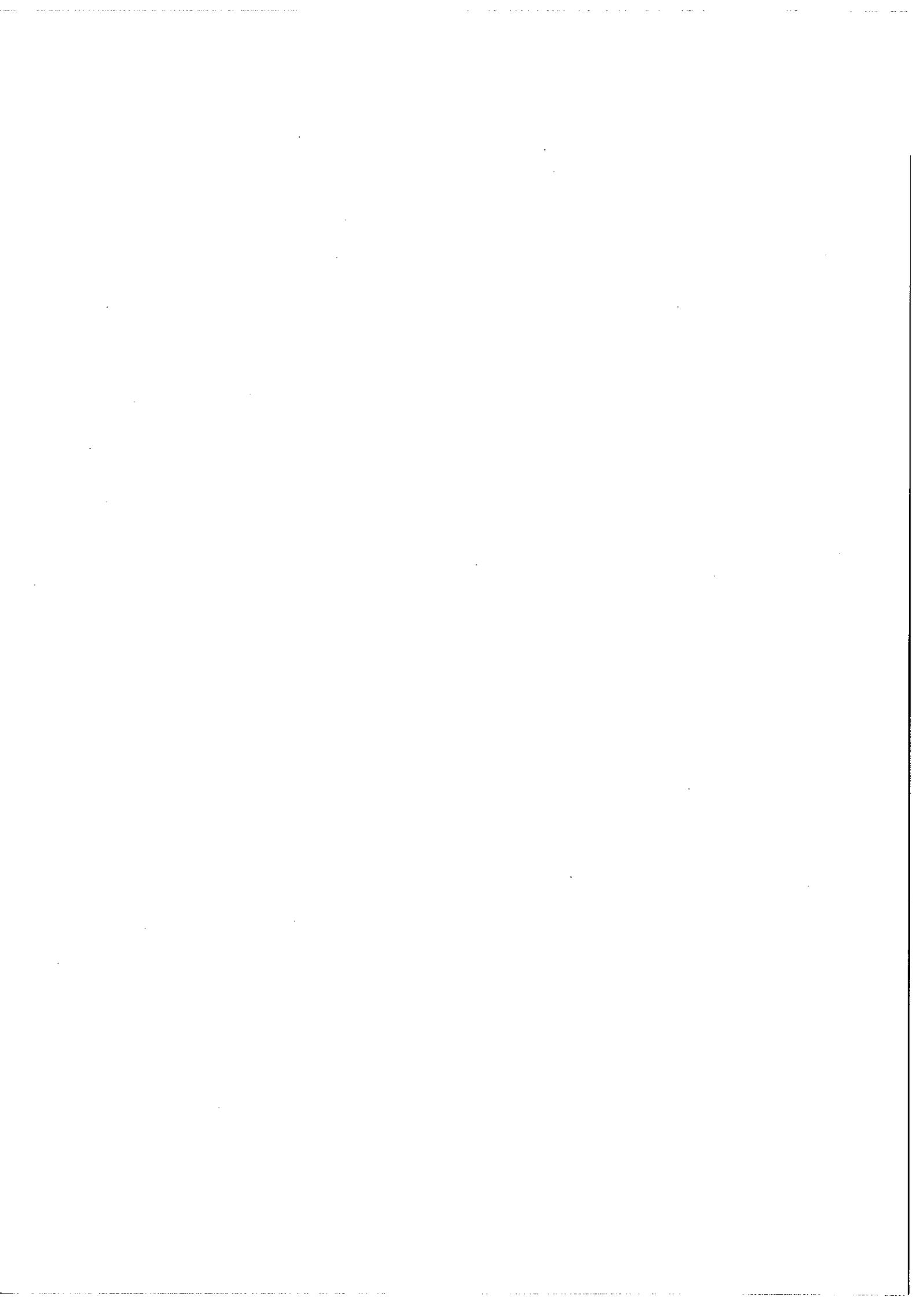
Le fond continu le plus probable peut être discuté et apprécié à partir de ce tracé.

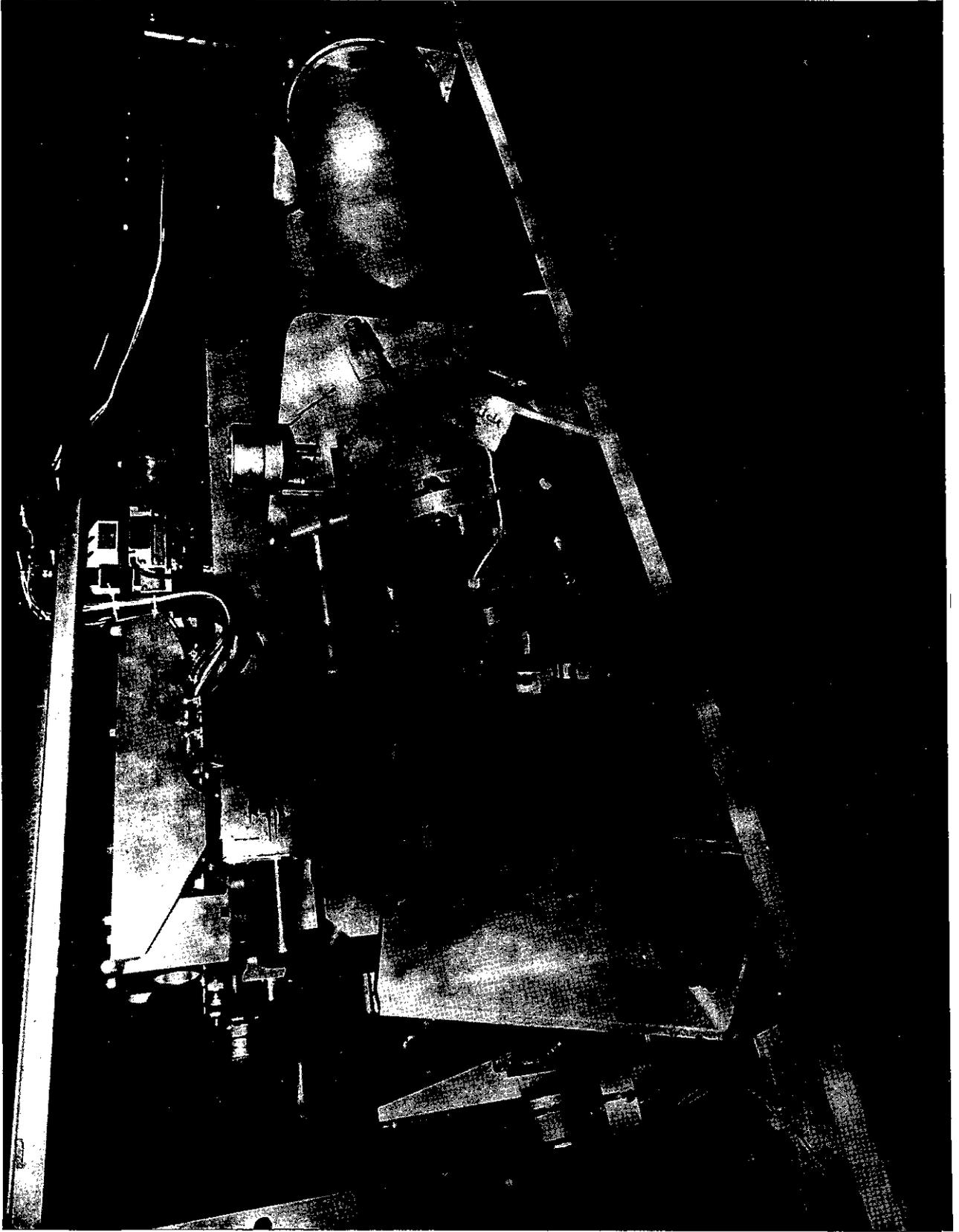
Nous avons appliqué ces programmes pour toutes les études de spectres présentées dans la Partie III.



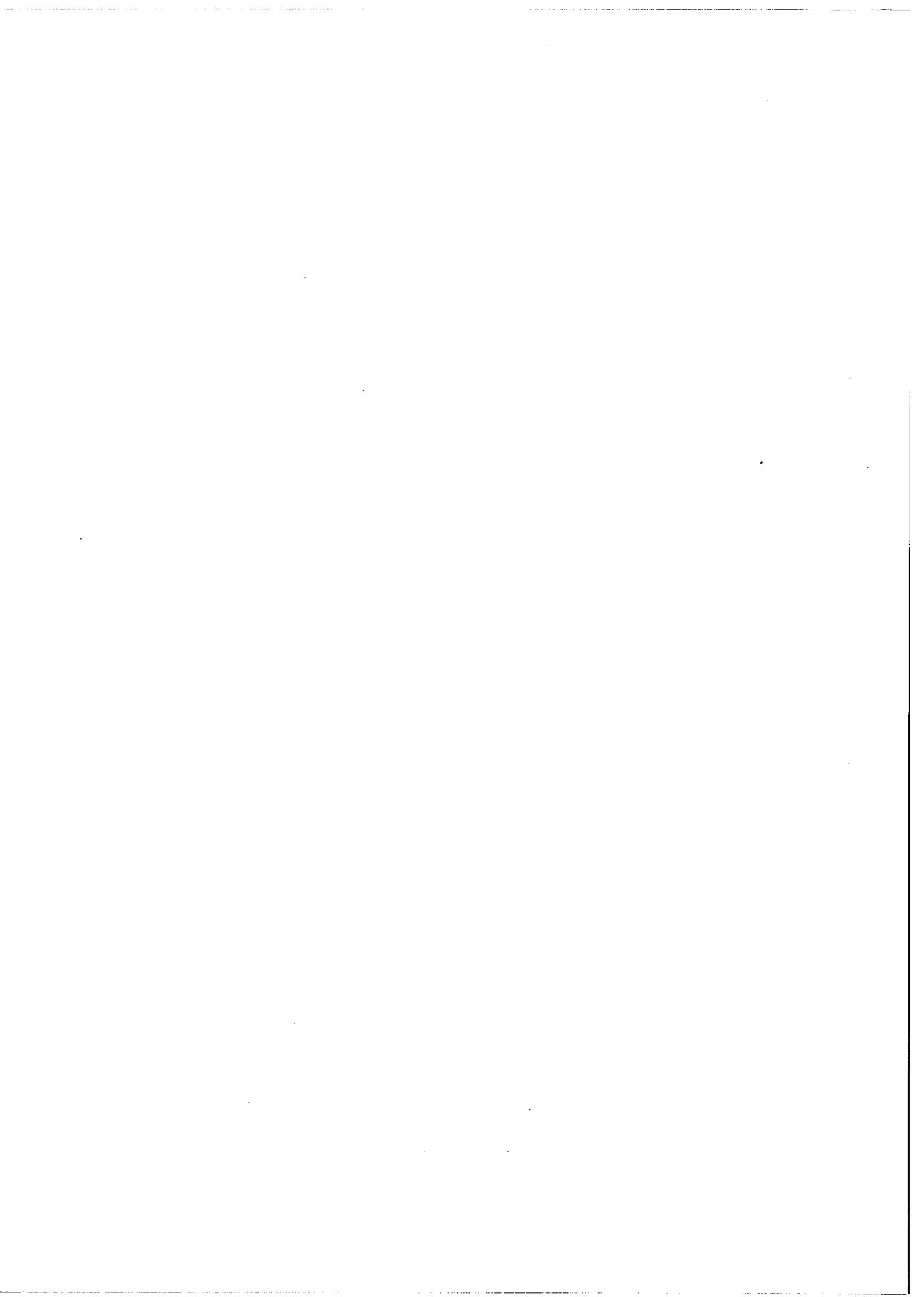


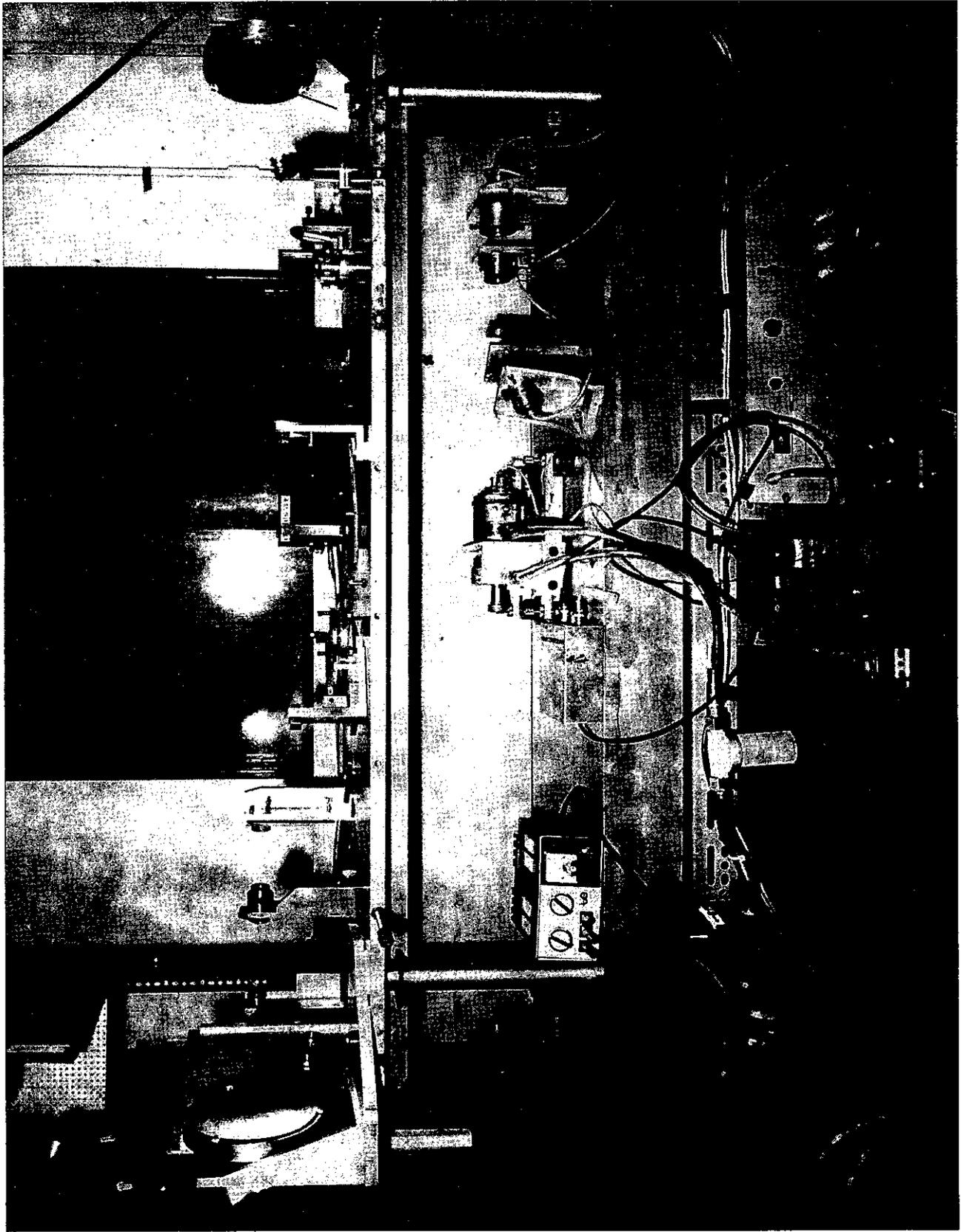
Vue d'ensemble du montage au foyer coudé du télescope de 193 cm (O. P. H.)



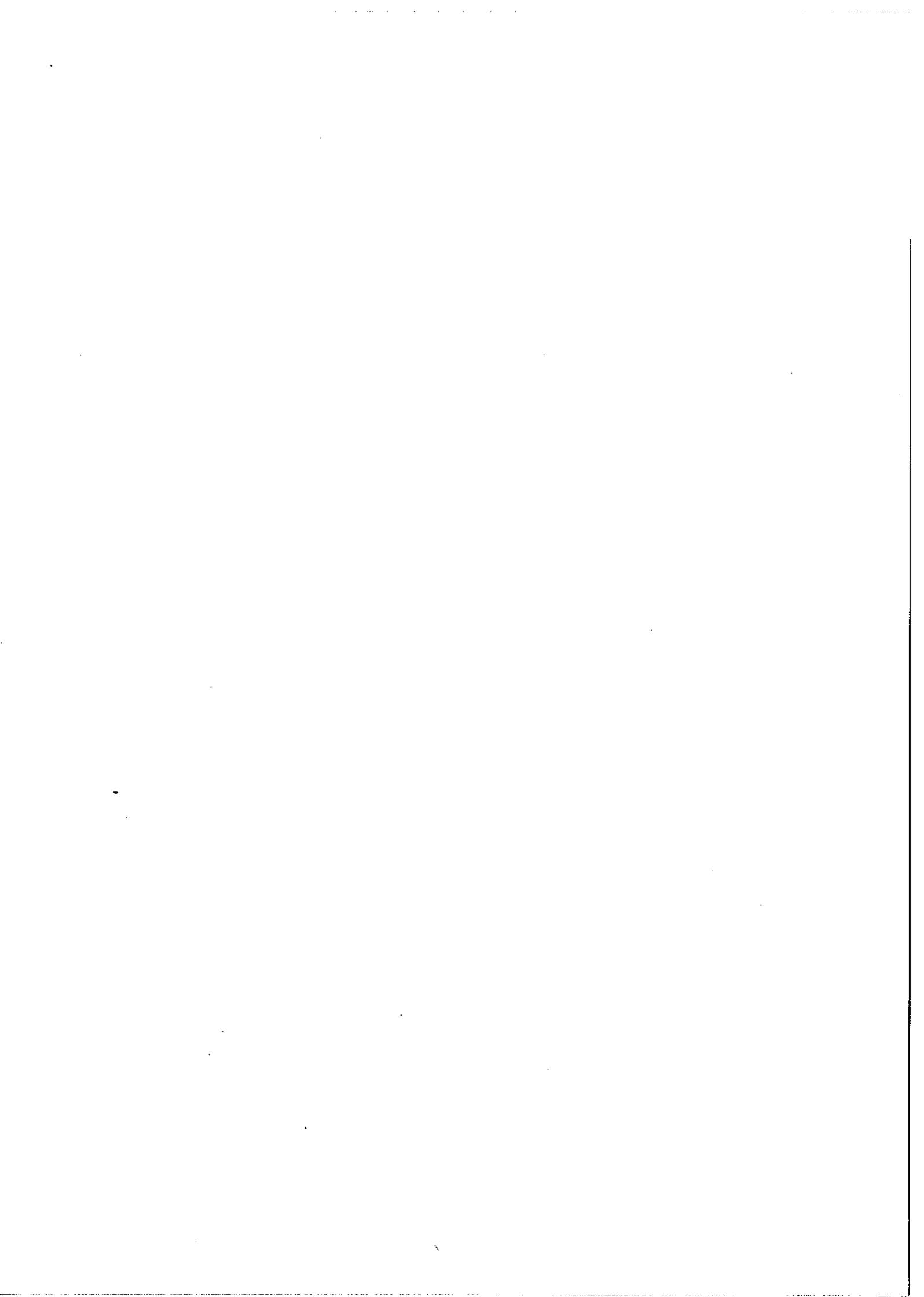


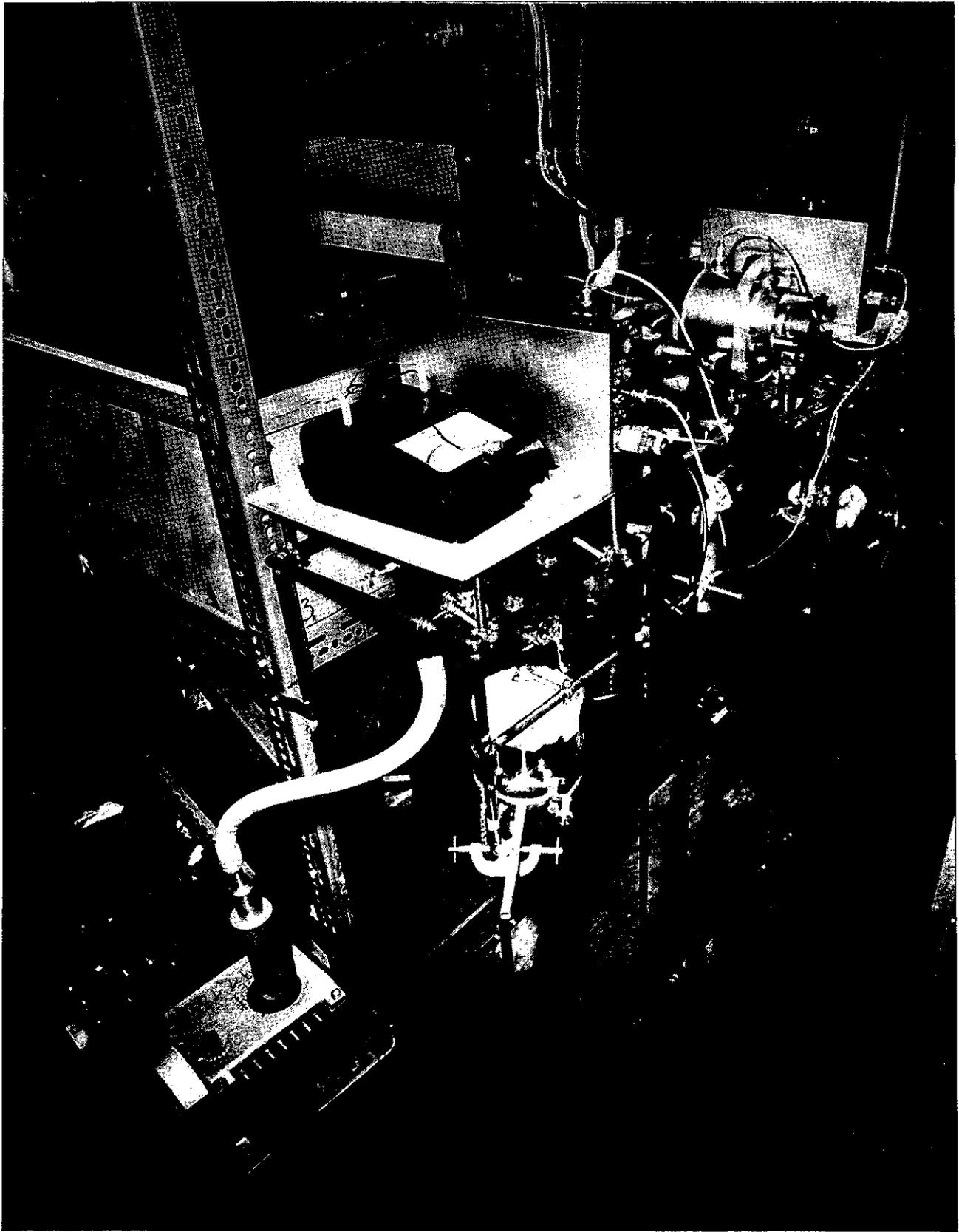
Vue de l'interféromètre



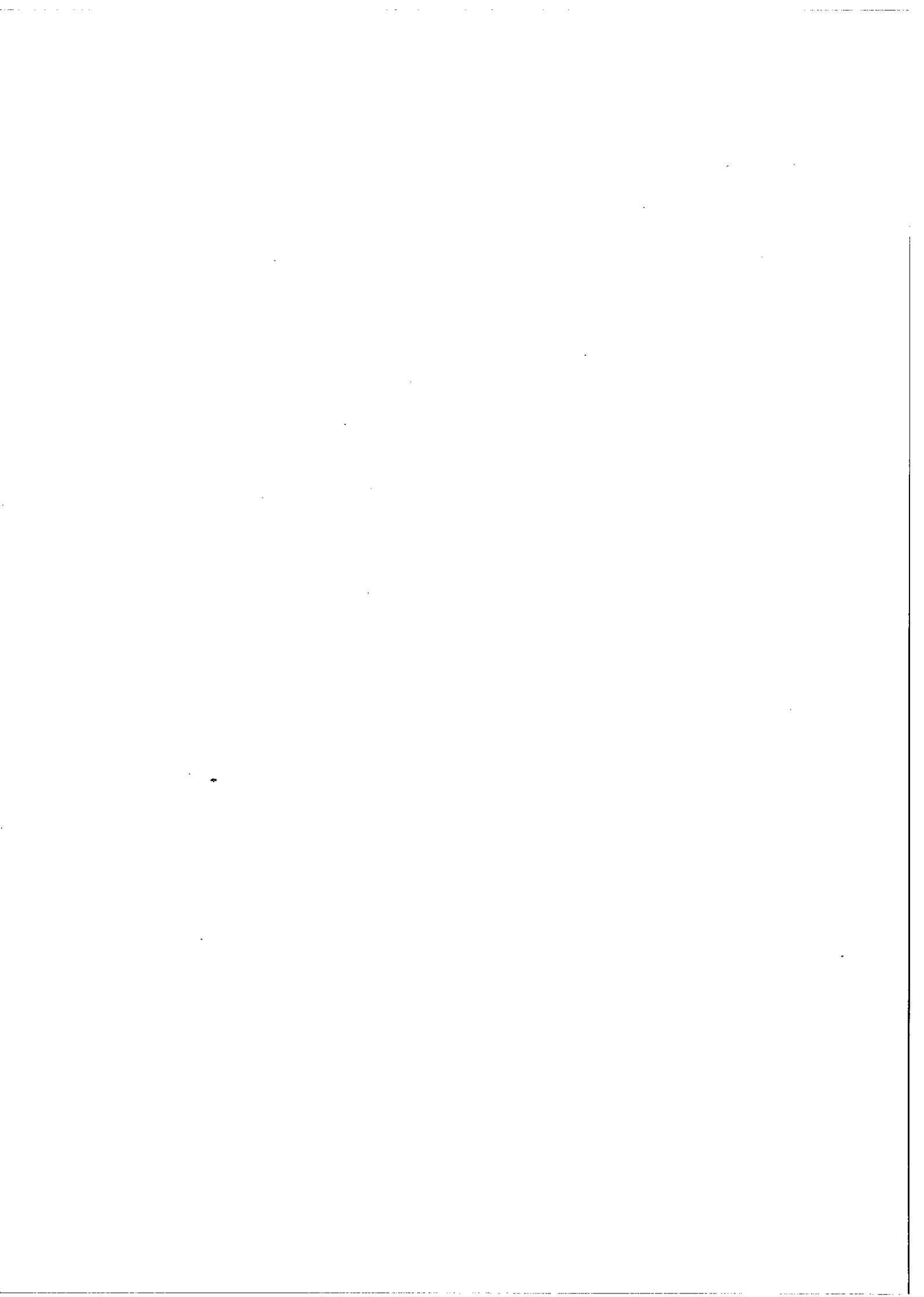


Platine portant l'optique d'entrée, la source de référence et son optique





Montage des détecteurs



PARTIE II

**DISCUSSION des DIVERS PROBLEMES RENCONTRES
dans l'OBSERVATION et l'ANALYSE des SPECTRES
ASTRONOMIQUES en SPECTROSCOPIE par TRANS -
FORMATION de FOURIER.**

Handwritten text, possibly bleed-through from the reverse side of the page. The text is extremely faint and illegible due to low contrast and blurring.

PARTIE II - a : OBSERVATION

Nous avons déjà amorcé des éléments de cette discussion dans notre premier mémoire de thèse [1]. Le principal phénomène rencontré est celui de la turbulence. Nous ferons un simple rappel des effets qu'elle produit sur un spectre enregistré par T. F., afin de faire ressortir quelques conclusions essentielles. Nous évoquerons ensuite quelques problèmes annexes : détermination de la différence de marche zéro, rayonnement thermique.

CHAPITRE A

BRUIT DE TURBULENCE.

1) Définitions

L'interposition de l'atmosphère instable entre la source et l'observateur se manifeste quant à la formation des images dans un instrument d'observation par deux effets :

- la turbulence qui désigne les déplacements et l'étalement fluctuant de l'image au foyer du télescope.
- la scintillation qui désigne les fluctuations de l'intensité globale reçue par le télescope.

2) Effets sur le spectre

a) effet de la scintillation sur la fonction d'appareil

A priori seule la scintillation intervient. C'est un bruit qui

revient à multiplier l'interférogramme par une fonction dépendant du temps. Si l'on considère une fréquence élémentaire f du spectre de scintillation, d'amplitude a par rapport à l'intensité à la différence de marche 0, elle provoque l'apparition de ghosts d'intensité a , symétriques de la fonction d'appareil, distants de f/v ($v = \delta_M/T$ vitesse en cm/s, δ_M différence de marche maximum, T temps total d'observation).

Les fréquences de scintillation contenues dans la bande passante du filtre du système de mesure que nous avons utilisé (fig. 21) conduisent en fait à des composantes très éloignées. Exemple : à $f=125$ Hz un enregistrement sur 5 cm de différence de marche durant 10^4 s (~ 2 H 45) donne : $f/v = 25 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

Donc seules sont nuisibles les fréquences extrêmement basses. Il s'agit alors en général d'un phénomène d'une autre origine : les fluctuations de transparence, dues par exemple aux passages de cirrus.

b) Spectre de bruit ajouté au spectre par la scintillation.

Le signal enregistré par un détecteur à la sortie de l'interféromètre varie avec la différence de marche autour d'une valeur moyenne :

$$\frac{1}{2} \int_{\sigma} B(\sigma) d\sigma \quad (B(\sigma) \text{ sensibilité spectrale de la source})$$

La scintillation peut ajouter au spectre étudié un spectre parasite qui provient de la transformation de Fourier des fluctuations de ce terme. C'est l'effet le plus grave. On peut montrer que pour une variation de r % de l'intensité totale d'un spectre d'intensité moyenne égale à 1, de durée t , au cours d'un enregistrement de durée T , le

spectre étant calculé avec M échantillons, au spectre est ajoutée une sinusoïde d'amplitude :

$$\frac{r Mt}{2T} = \frac{r t}{2 \tau} \quad (\tau \text{ temps d'intégration pour l'enregistrement de chaque échantillon de l'interférogramme})$$

Pour réduire cet effet il faut tenter de rendre la valeur moyenne de l'interférogramme nulle.

Avec un interféromètre à trièdre ou à oeil-de-chat on obtient simultanément deux interférogrammes en opposition de phase. En effectuant leur différence l'interférogramme résultant a théoriquement une valeur moyenne nulle. Mais demeurent bien sûr les bruits de chacun des signaux qui s'ajoutent quadratiquement. Or une part de ce bruit est due non à l'effet de la scintillation mais à l'effet de la turbulence comme le montre un traitement plus complet.

c) effets de l'inhomogénéité de l'onde incidente dans l'interféromètre sur l'interférogramme.

A cause de la turbulence l'onde incidente dans l'interféromètre est inhomogène en phase et en amplitude. Après interférence chaque onde résultante tombe sur un détecteur présentant une surface sensible inhomogène. La fig. 26 montre la carte de la sensibilité de deux cellules PbS de petite dimension d'après Fahrbach et al [46]. Les variations locales de réponse peuvent y être de 25%. La répartition de l'énergie dans l'onde incidente varie constamment. L'effet conjugué des deux phénomènes provoque le bruit de turbulence.

Aux bornes d'un des détecteurs, l'interférogramme d'une source de

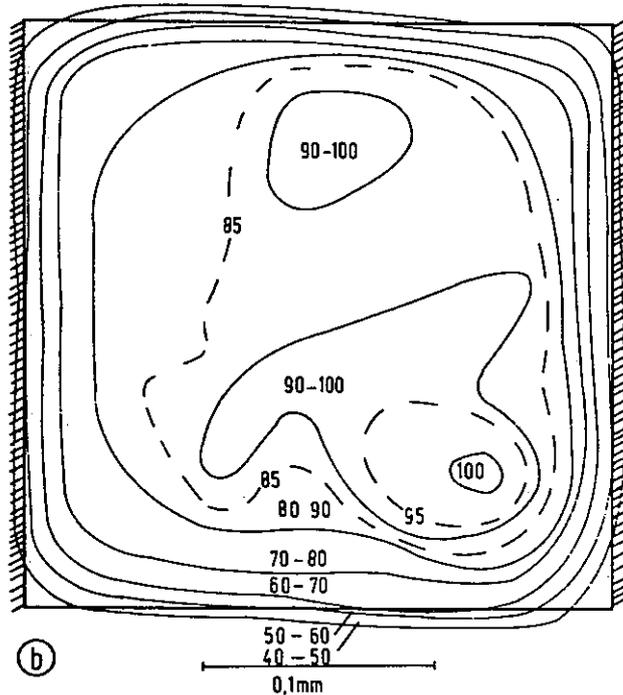
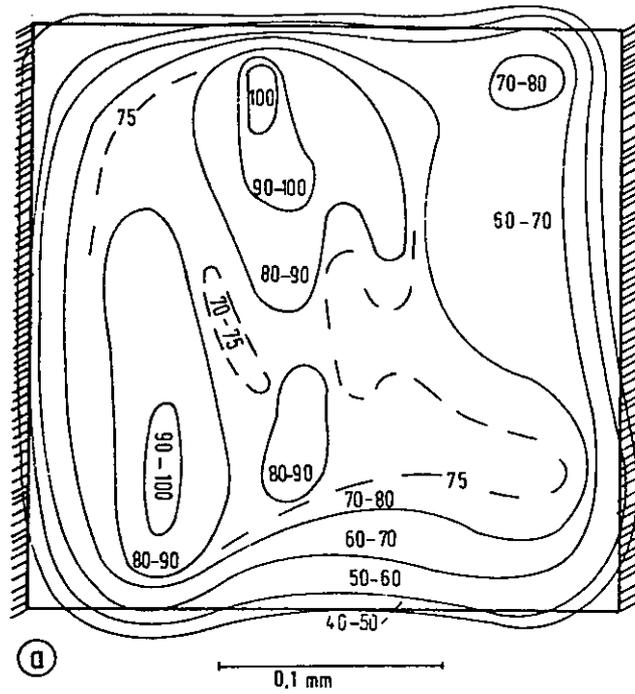


FIG. 26 Lignes d'égale photoréponse pour 2 cellules PbS de 0,25 x 0,25 mm. La décroissance près des bords est due au diamètre du faisceau (ϕ 0,04 mm). D'après FAHRBACH et al (46)

densité spectrale $B(\sigma)$, dont le spectre s'étend de σ_1 à σ_2 est donc de la forme :

$$E(\delta) = F(\delta) \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} S(\sigma) B(\sigma) d\sigma + \varphi(\delta) \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} S(\sigma) B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta d\sigma \quad (1)$$

où $S(\sigma)$ est la fonction "transmission spectrale" de l'ensemble du système et $F(\delta)$ et $\varphi(\delta)$ deux "fonctions de turbulence" faisant intervenir la répartition d'énergie dans l'image formée sur les détecteurs à un instant donné (auquel correspond une différence de marche) et la variation superficielle de sensibilité du détecteur.

Pour éliminer le premier terme de la relation (1) dont les fluctuations sont les plus nuisibles nous utilisons une technique dite de "modulation interne" mise au point précédemment [1, 2]. Bien compatible avec une méthode de variation de la différence de marche en pas-à-pas elle consiste à introduire au cours d'un stationnement à la différence de marche Δ_0 , une modulation carrée à fréquence donnée de $\pm \delta_I$ autour de Δ_0 . L'échantillon $I(\Delta_0)$ est mesuré par détection synchrone du signal modulé. La valeur moyenne en énergie du signal tombant sur chacun des détecteurs n'est pas modulée et donc se trouve éliminée par la détection. Pour comprendre la qualité de cette élimination il faut reconsidérer l'expression (1) dans le cas d'une modulation interne à la fréquence f_0 .

L'image formée sur les détecteurs correspond à une répartition de luminance à l'instant t : $\alpha(x, y, t)$. Les détecteurs ont une sensibilité fonction de la fréquence de modulation du signal et une sensibilité superficielle irrégulière que nous noterons globalement $S(x, y, f)$. On effectue la différence des signaux produits par l'un et l'autre détecteur.

On peut alors montrer que :

$$F(t, f) = \iint_S \alpha(x, y, t) [A_I(f) S_{II}(x, y, f) - A_{II}(f) S_I(x, y, f)] dx dy \quad (2)$$

$$\varphi(t, f) = \iint_S \alpha(x, y, t) [B_I(f) S_I(x, y, f) + B_{II}(f) S_{II}(x, y, f)] dx dy \quad (3)$$

s surface de chaque cellule, I et II indices relatifs à chaque détecteur

$$A_I = (R_1 R_2 + T_1 T_2) G_I(f)$$

$$A_{II} = (R_1 R_2 + T_1 T_2) G_{II}(f)$$

$$B_I = 2 r_1 r_2 t_1 t_2 G_I(f)$$

$$B_{II} = 2 r_1 r_2 t_1 t_2 G_{II}(f)$$

r_1, r_2, t_1, t_2 coefficients de réflexion et de transmission de chaque couche de la séparatrice

$$R_1 = r_1^2 \quad R_2 = r_2^3 \quad T_1 = t_1^2 \quad T_2 = t_2^2$$

On voit que l'on peut minimiser F en agissant sur A_I et A_{II} , à partir des gains $G_I(f)$ et $G_{II}(f)$ des amplificateurs placés après chaque détecteur (cf Partie I, chap. D). C'est un réglage que l'on effectue préalablement à tout enregistrement en modulant avant l'entrée dans l'interféromètre, à l'aide d'un modulateur à pales, le faisceau incident. Mais il n'est pas possible d'éliminer par là le bruit de turbulence

3) Discussion

a) détection synchrone.

Elle permet en théorie d'extraire un signal dont on connaît la phase, du bruit dans lequel il est noyé. Seul est détecté avec le signal le bruit qui est en phase. Pour une fréquence de modulation f_0 ,

si la puissance de bruit est $P(f_0)$ le rapport S/B pour le signal détecté d'amplitude a est :

$$\frac{S}{B} = \frac{a}{\sqrt{P(f_0) \Delta f}}$$

$\Delta f = \frac{1}{\pi\tau}$ avec τ temps d'intégration.

L'élimination du bruit de turbulence est aussi liée au temps d'intégration. Nous avons été amené à adapter le temps d'intégration aux conditions de turbulence.

Nous avons pris la précaution (cf Partie I chap. D) de placer un filtre sélectif à l'entrée de la détection synchrone pour réduire la bande passante du bruit et en particulier à la fréquence du premier harmonique de la modulation. La détection étant réalisée par une fonction créneau, des harmoniques sont introduits qui explorent le bruit à ces fréquences.

b) facteur de qualité.

Le bruit de turbulence de valeur moyenne nulle après détection est additionné à l'interférogramme. Il est donc de même nature que le bruit de détecteur. La valeur de ce dernier présent dans le signal détecté fixe en même temps le degré d'élimination nécessaire du bruit de turbulence. Cette élimination sera d'autant plus sévère que l'on utilise des détecteurs de meilleure qualité.

On peut remarquer également d'après (1) que ce terme est proportionnel à l'intensité totale incidente. Pour une source assez brillante dans des conditions de forte turbulence on peut avoir intérêt à limiter le domaine spectral. Le bruit de turbulence alors conduit à

réduire le gain multiplex de la méthode de spectroscopie par T.F. .

On peut exprimer cela par la notion de facteur de qualité qui exprime le degré de "multiplexage" réalisé dans le spectre. C'est le rapport entre l'intensité totale reçue I_0 par l'énergie minimum détectable dans le spectre. L'énergie I_0 est répartie sur un domaine spectral $\Delta\sigma$. Ce domaine comporte M éléments spectraux, représentant chacun une intensité moyenne W , tels que

$$I_0 = M \times W$$

On peut définir alors :

$$Q = M \frac{W}{B}$$

Si le bruit n'est dû qu'au bruit propre des détecteurs, Q est maximum. Si comme il était dit plus haut on est obligé de réduire le domaine spectral pour limiter l'effet du bruit de turbulence, M est diminué donc Q également.

Nous avons toujours tenté d'enregistrer les spectres stellaires et planétaires en prenant à la fois tout le domaine de sensibilité des cellules à sulfure de plomb, recouvrant les fenêtres du proche infra-rouge, c'est-à-dire de 0,9 à 2,6 μ , M peut alors être, pour les sources les plus brillantes

$$M = 60\ 000 .$$

Avec un rapport S/B de 50, cela conduit à des valeurs de Q de l'ordre de $3 \cdot 10^6$.

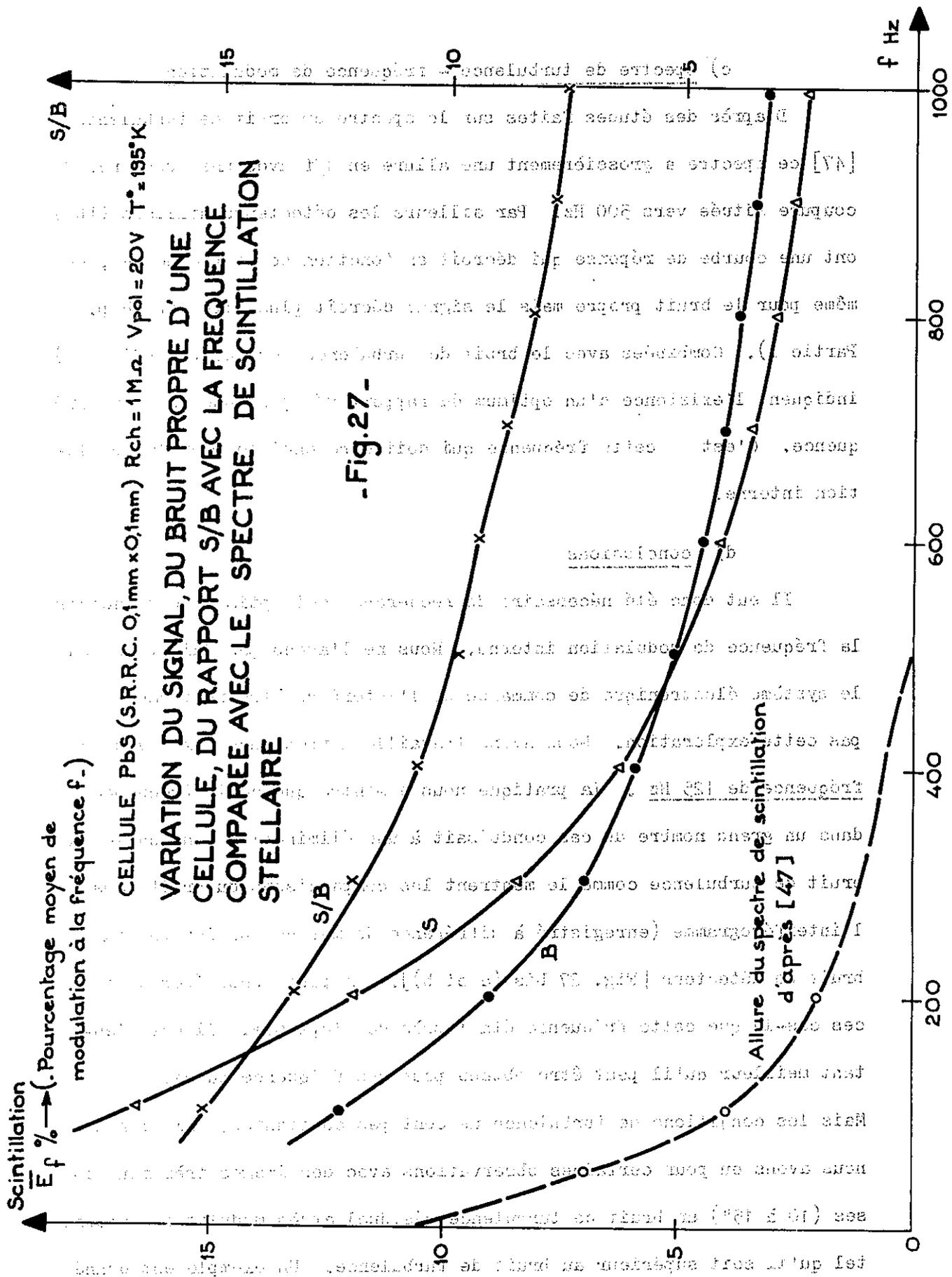
Ceci a rendu l'élimination du bruit de turbulence d'autant plus critique.

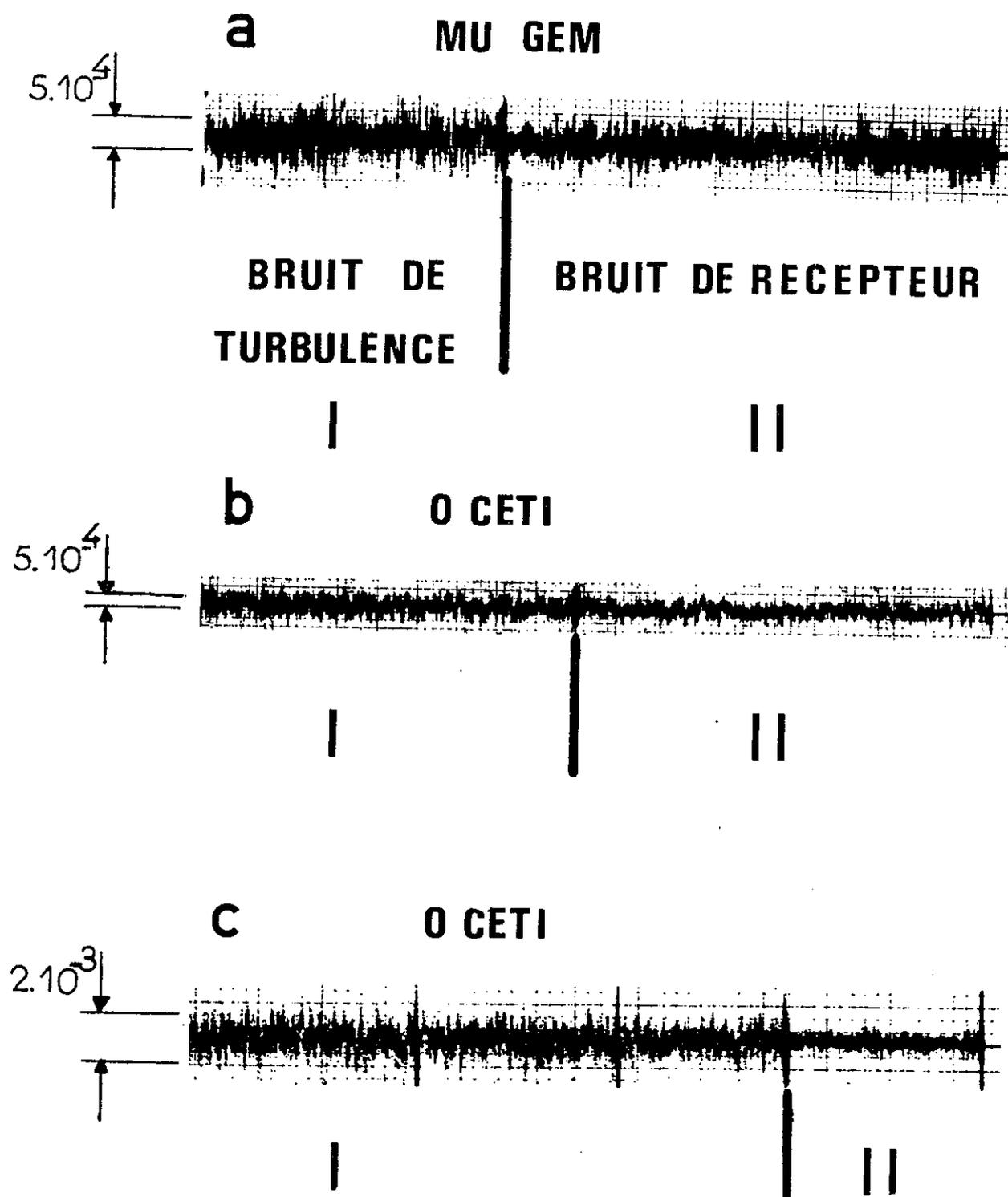
c) spectre de turbulence - fréquence de modulation

D'après des études faites sur le spectre du bruit de turbulence [47] ce spectre a grossièrement une allure en $1/f$ avec une fréquence de coupure située vers 500 Hz. Par ailleurs les détecteurs utilisés (PbS) ont une courbe de réponse qui décroît en fonction de la fréquence ; de même pour le bruit propre mais le signal décroît plus vite (cf Chap. C Partie I). Combinées avec le bruit de turbulence ces courbes (fig. 27) indiquent l'existence d'un optimum du rapport S/B pour une certaine fréquence. C'est cette fréquence qui doit être choisie pour la modulation interne.

d) conclusions

Il eut donc été nécessaire de rechercher cet optimum pour choisir la fréquence de modulation interne. Nous ne l'avons pas fait parce que le système électronique de commande de l'interféromètre ne permettait pas cette exploration. Nous avons travaillé à fréquence fixe avec une fréquence de 125 Hz . La pratique nous a montré que cette fréquence dans un grand nombre de cas conduisait à une élimination convenable du bruit de turbulence comme le montrent les comparaisons du bruit dans l'interférogramme (enregistré à différence de marche suffisante) au bruit de détecteur [Fig. 27 bis (a et b)]. On peut considérer dans ces cas-là que cette fréquence était près de l'optimum. Il est d'autant meilleur qu'il peut être obtenu pour une fréquence basse. Mais les conditions de turbulence ne sont pas constantes. Si bien que nous avons eu pour certaines observations avec des images très mauvaises (10 à 15") un bruit de turbulence résiduel après modulation interne tel qu'il soit supérieur au bruit de turbulence. Un exemple est donné





SIGNAL = totalité du domaine PbS : $3000-12000\text{cm}^{-1}$

BRUIT = comparé au point le plus intense de l'interféro-gramme (cst. de temps 0.1s)

Fig. 27bis : COMPARAISON DU BRUIT DE TURBULENCE AU BRUIT DE RECEPTEUR AVEC MODULATION INTERNE A 125 Hz POUR DEUX ÉTOILES DE MAGNITUDE $K \sim -2$, POUR DIFFÉRENTES CONDITIONS DE TURBULENCE.

sur l'enregistrement (C) de la fig. 27bis où le bruit de turbulence est à peu près 2,5 fois le bruit de détecteur. Dans ce cas là il est évident que la fréquence de modulation n'était pas adaptée car elle était trop basse.

Le bruit de turbulence dépend donc des conditions atmosphériques, mais comme il a été vu, également de l'intensité de la source. Cela signifie que le spectre réel de turbulence de la fig. 27 est différent pratiquement pour chaque observation et donc que la position de la fréquence optimum varie. Cette fréquence serait encore différente avec des détecteurs ayant d'autres caractéristiques de signal et de bruit. Mais il est évident que cette discussion ne vaut que pour des détecteurs dont le rapport S/B est sensible à la fréquence comme c'est le cas pour les détecteurs PbS particulièrement ceux que nous avons utilisés (cf. Chapitre C, Partie I). Un système électronique véritablement optimisé, pour un interféromètre équipé de tels détecteurs, devrait permettre un choix de la fréquence de modulation dans l'intervalle 100 - 600 Hz .

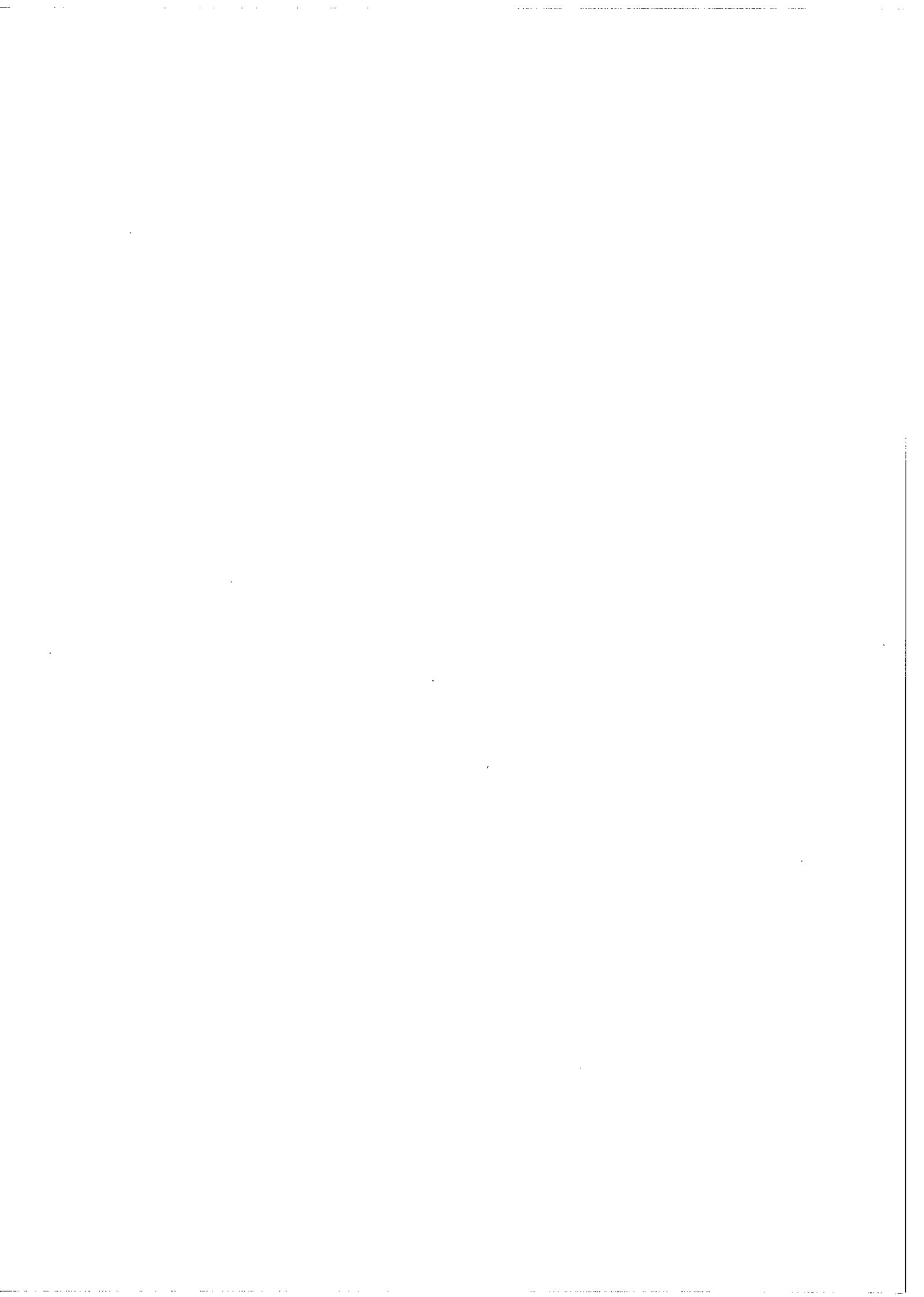
On peut affirmer que pour l'emploi de la technique de la modulation interne le bruit de turbulence peut être totalement éliminé ,
mais il faut noter que cela/^{peut}conduire à utiliser les détecteurs de type PbS à des fréquences où ils n'ont pas le maximum de leurs performances. Sur la fig. 17 au Chapitre C de la Partie I on peut noter une perte d'un facteur 2 en rapport S/B pour les cellules S.B.R.C. refroidies à la température de la neige carbonique entre 100 et 600 Hz.

Ne pouvant modifier à volonté la fréquence de modulation interne c'est ce qui nous a conduit à conserver une fréquence de 125 Hz qui

dans les cas où le bruit de turbulence ne gênait pas était préférable, mais avec en contre-partie le risque de perdre quelques spectres dans des conditions de turbulence forte.

e) remarque : influence de la conjugaison

Le bruit de turbulence devrait être atténué en formant l'image du miroir du télescope sur les détecteurs plutôt que l'image de l'étoile. Dans le premier cas on a une image bien définie même si la répartition d'éclairement est inhomogène. Un effet de moyenne se produit sur la surface sensible. Au contraire dans la deuxième solution l'image est petite par rapport aux dimensions de la cellule et ses moindres fluctuations peuvent produire un bruit important. Mais de par la conception de l'interféromètre seule cette seconde configuration était praticable.



CHAPITRE B

DETERMINATION DE LA DIFFERENCE DE MARCHE ZERO.

I FLUCTUATIONS DE LA DIFFERENCE DE MARCHE ZERO

La connaissance de la différence de marche zéro de l'interférogramme permet d'obtenir le spectre en effectuant la transformation des échantillons enregistrés, de zéro à Δ_{\max} . en considérant l'interférogramme comme une fonction paire s'il s'agit d'une T.F. en cosinus, impaire s'il s'agit d'une T.F. en sinus. Lorsqu'on ne connaît pas ce point, il faut enregistrer l'interférogramme de $-\Delta_{\max}$ à $+\Delta_{\max}$. puis en faire une T.F. en cosinus, puis en sinus et prendre le module des deux transformées pour obtenir le spectre en puissance, ce qui au minimum alourdit le calcul. L'utilisation d'une modulation interne dans l'interféromètre donne un interférogramme de la forme :

$$I(\delta) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) \sin \frac{\pi\sigma}{2\sigma_0} \sin 2\pi\sigma\delta \, d\sigma \quad [1, 2]$$

c'est-à-dire qu'à la différence de marche zéro $I(0) = 0$.

En utilisant par ailleurs la propriété de symétrie de l'interférogramme par rapport à ce point, l'interféromètre peut être réglé pour que l'enregistrement démarre exactement à la différence de marche zéro. Seul le bruit propre des détecteurs et la précision des asservissements doivent en limiter la détermination. En pratique, on constate un autre phénomène qui est illustré figure 28. L'interféromètre est asservi en stationnement en ce point, c'est-à-dire que toute variation de différence de marche sur

MISE EN ÉVIDENCE DES VARIATIONS DE DIFFÉ-
RENCE DE MARCHE DU FAISCEAU SIGNAL
AUTOUR DE LA DIFFÉRENCE DE MARCHE ZÉRO.

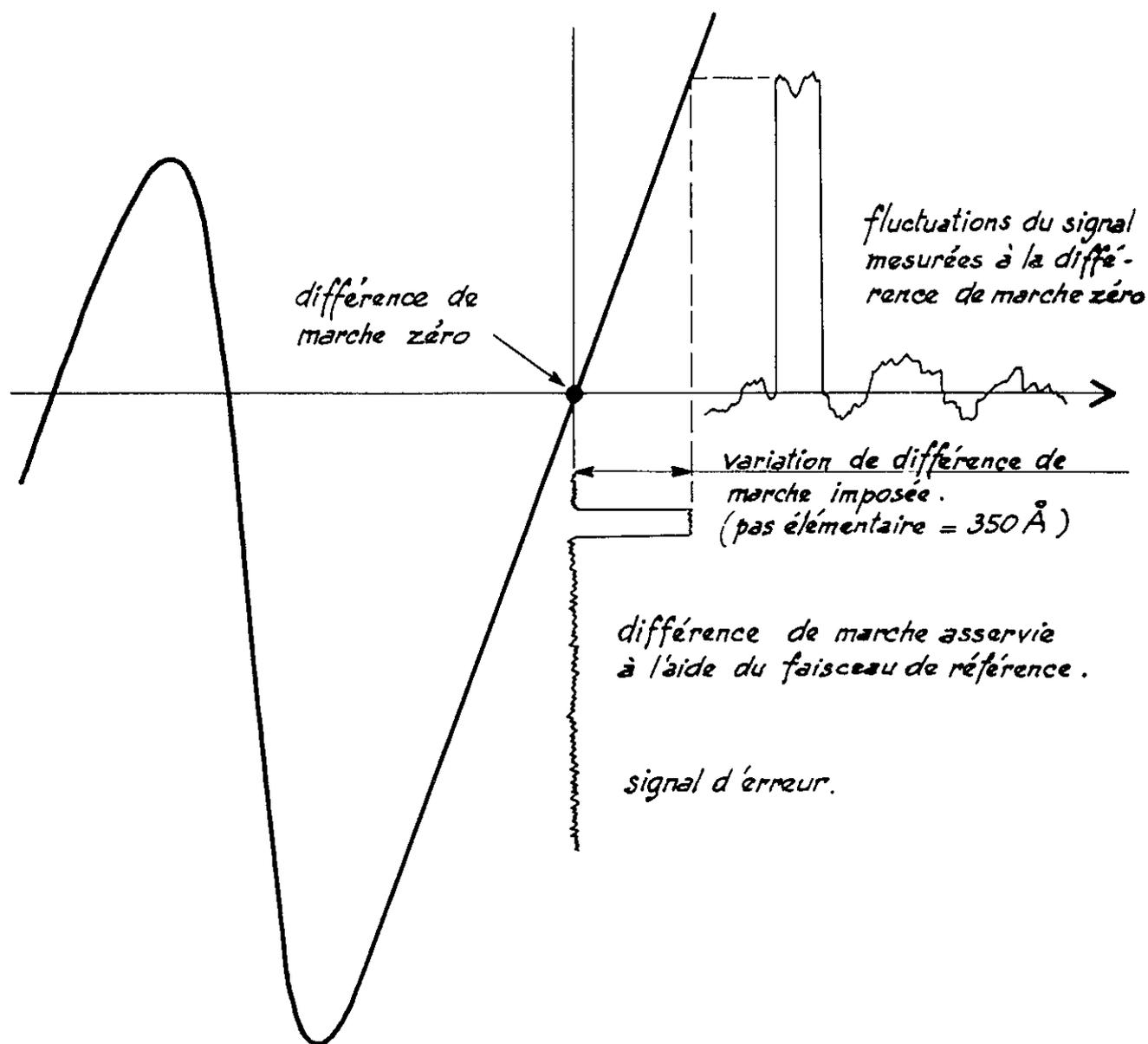
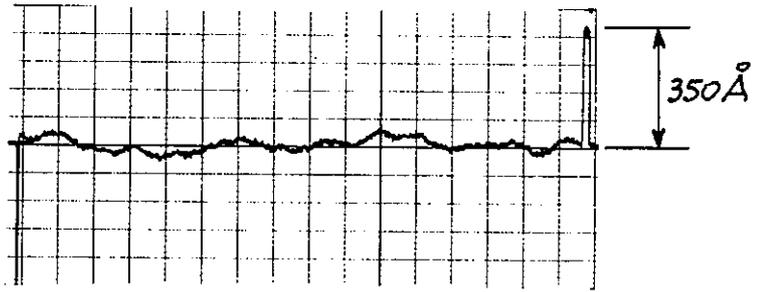


FIG. 28

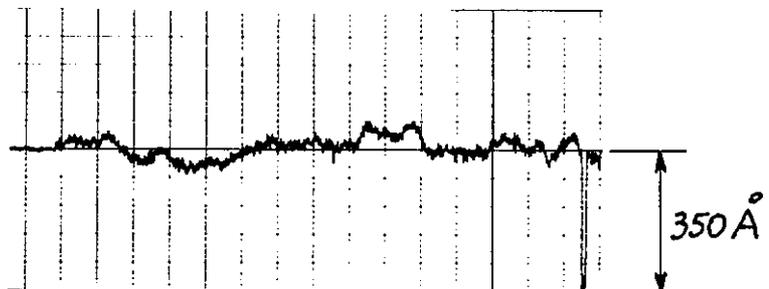
temps d'intégration : 0,2 s.
constante de temps de
l'enregistreur : 0,1 s.

1'

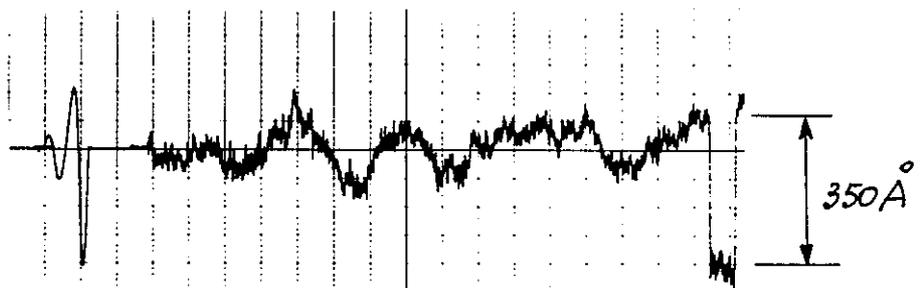
a) Lumière blanche.



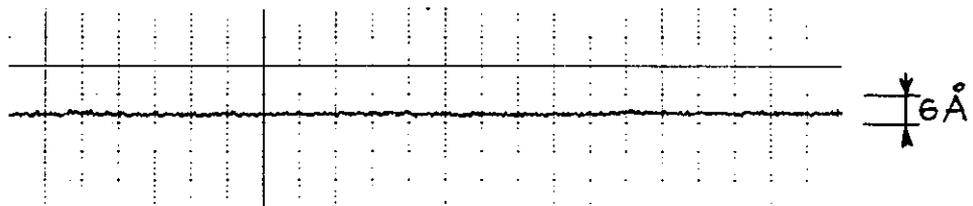
b) Étoile
Turbulence moyenne.



c) Étoile
Turbulence forte.



Signal d'erreur



Constante de temps : 1s

FIG. 28 bis.

le faisceau référence est compensée à quelques Angströms près (ce qui correspond au bruit de l'asservissement). On enregistre alors le signal donné par une source éclairant l'interféromètre (fig. 28). Avec une source blanche (a) il est possible de mettre en évidence autour de la valeur zéro des fluctuations à basse fréquence. En comparant ces fluctuations à la variation de signal produite par une variation de différence de marche de 350 \AA° (valeur d'un pas élémentaire) on peut estimer à 80 \AA° pic-à-pic l'importance des fluctuations autour de la différence de marche zéro. Elles sont dues aux mouvements de l'air à l'intérieur de la caisse abritant l'interféromètre. Guelachvili en plaçant son propre interféromètre sous vide [24] a pu constater que ces fluctuations disparaissaient complètement. Dans notre cas, nous avons travaillé avec un interféromètre placé dans l'air. Nous avons veillé à l'isoler au maximum du milieu extérieur en plaçant des fenêtres d'entrée et de sortie sur les faisceaux. Par ailleurs, la salle coude où était installé l'interféromètre était très bien thermostatée. Néanmoins on constate des fluctuations de cette importance.

En remplaçant la source blanche par une étoile (fig. 28 - b), on ne constate pas de différence notable. Mais dans des conditions d'observations avec une forte turbulence (fig. 28 - c) (image de 10 à 15"), les fluctuations autour de la différence de marche zéro sont augmentées atteignant $\pm 100 \text{ \AA}^{\circ}$ et sont plus rapides.

La différence de marche devrait être insensible à l'inhomogénéité de l'éclairement et de la phase de l'onde incidente. Celle-ci est séparée en deux ondes, mais chacune d'elles suit un trajet différent. Les défauts de surface de pièces optiques, les déphasages locaux font que

deux ondes interférentes ne sont plus rigoureusement superposables. Par la combinaison avec les irrégularités d'amplitude et de phase, variables avec le temps des ondes circulant dans l'interféromètre, les deux systèmes d'interférence ne sont ^{pas}/exactement complémentaires en deux points homologues. Le signal enregistré résulte d'une intégration de la répartition d'intensité dans le champ d'interférence, qui va donc fluctuer. On peut constater toutefois que l'effet n'est sensible que dans des conditions de forte turbulence qui, par ailleurs, comme on l'a vu précédemment introduisent un bruit important dans le spectre.

II EFFETS SUR LE SPECTRE

1) bruit de phase

Des fluctuations du type de celles qui sont montrées sur l'enregistrement de la figure 28 se produisent tout au long de l'interférogramme et sont donc la cause d'un bruit de phase. Une erreur périodique sur la différence de marche de période ϵ_0 ajoute à la fonction d'appareil centrée en σ un spectre d'harmoniques équidistants de nombres d'onde $\sigma \pm n \sigma_0$ ($\sigma_0 = 1/\epsilon_0$). Les harmoniques sont proportionnels à $J_n(2\pi a \sigma)$, J_n fonction de Bessel d'ordre n , a amplitude de la modulation de la différence de marche.

Pour $\sigma = 10.000 \text{ cm}^{-1}$, on a $2\pi a \sigma \simeq 25 \cdot 10^{-3}$ en supposant que l'on a un terme périodique d'amplitude $a = 40 \text{ \AA}$. D'après des tables numériques des fonctions de Bessel, on peut calculer :

$$J_1(25 \cdot 10^{-3}) \simeq 1,25 \cdot 10^{-2} ; \quad J_2(25 \cdot 10^{-3}) \simeq 0,29 \cdot 10^{-2} ;$$

$$J_3(25 \cdot 10^{-3}) \simeq 0,05 \cdot 10^{-2} .$$

Ces valeurs sont divisées par 2 si l'on considère $\sigma = 5.000 \text{ cm}^{-1}$. Les harmoniques d'ordre 1 (qui sont d'ailleurs antisymétriques) sont donc seuls à considérer.

En conclusion, le bruit de phase résultant de la turbulence dans l'interféromètre peut être considéré comme négligeable. Cependant, pour des problèmes où un rapport signal/bruit élevé peut être atteint (spectres en émission de source de laboratoire) cet effet est détectable.

2) Distorsion du fond continu

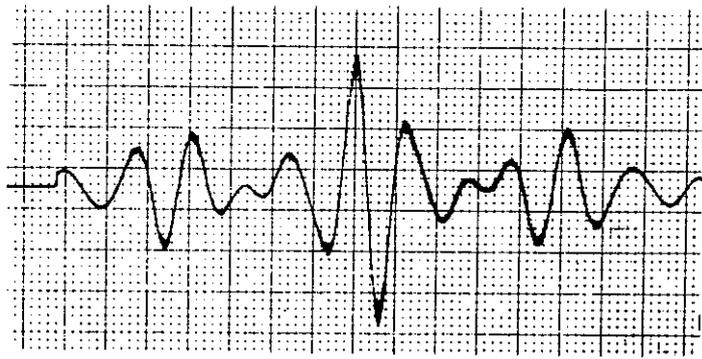
Par contre, un effet très apparent est celui de distorsion du fond continu. Les spectres que nous enregistrons sont des spectres d'absorption pris sur un très large domaine spectral ($0,9 - 2,6 \mu$). L'interférogramme décroît donc très rapidement (exemple pris sur un interférogramme : le 35ème échantillon ne vaut déjà plus que 1/20ème du premier échantillon, qui est celui qui est le plus intense, sur un interférogramme en comprenant 120.000). Cela veut dire qu'une petite erreur de phase produit une erreur importante sur les premiers échantillons. Ceux-ci correspondent aux basses fréquences du spectre c'est-à-dire détermine la position du fond continu du spectre. Nous avons déjà indiqué l'intérêt que présentait une connaissance aussi précise que possible de celui-ci. Par ailleurs chaque spectre étant souvent unique, dans le cas de spectres présentant une erreur importante de ce type, nous avons été amené à effectuer exceptionnellement une correction a posteriori.

Vu ce qui précède, on peut considérer que tout ce passe comme si l'interférogramme avait été enregistré avec un déphasage constant au départ.

Il est donc nécessaire de recalculer l'interférogramme correct qui aurait été enregistré rigoureusement à partir de la différence de marche zéro. Un spectre compris entre σ_1 et σ_2 est égal au produit du même spectre par un créneau de hauteur 1 s'étendant de 0 à σ_2 . Dans l'espace de Fourier, la convolution de l'interférogramme par la transformée de Fourier du créneau ne change pas l'interférogramme. On connaît de l'interférogramme les points qui ont été enregistrés ; on peut utiliser la propriété précédente pour calculer d'autres points, en particulier ceux qui correspondent à l'interférogramme centré sur la différence de marche zéro. Pour effectuer ce produit de convolution, il faut connaître des points avant la différence de marche zéro. Cette méthode a été décrite par Connes et al. [3] et Delouis [48] car c'était la méthode effectivement employée avec le premier interféromètre, qui donnait une T.F. en cosinus.

Pour utiliser ce procédé de correction a posteriori à quelques spectres présentant un déphasage du fond continu à cause d'une erreur accidentelle sur la différence de marche zéro, il est nécessaire de reconstituer des points avant la différence de marche zéro. Pour ce faire, a été employée une méthode approchée et longue donnant toutefois de bons résultats, consistant à reconstituer le début de l'interférogramme en faisant une interpolation manuelle entre les points effectivement enregistrés, à l'aide du tracé continu du type de celui de la figure 29.

Nous avons eu à effectuer cette procédure seulement sur quelques spectres où elle était nécessaire, c'est-à-dire lorsque la distorsion excédait quelques % du fond continu, ce qui correspond à des écarts accidentels à la différence de marche zéro de quelques centaines d'Angströms.



(U Ori)

**INTERFEROGRAMME AU VOISI-
NAGE DE LA DIFFERENCE DE MARCHE ZERO**

fig.29

CHAPITRE C

RAYONNEMENT THERMIQUE.

Les faibles niveaux de flux rencontrés dans l'étude d'un grand nombre de sources astronomiques mettent en présence de problèmes insoupçonnés dans l'étude des sources de laboratoire. Le rayonnement thermique à 300°K de tout l'environnement de l'instrument, des miroirs, du télescope, du fond du ciel, constitue une source parasite non négligeable. Ce problème devient de plus en plus redoutable au fur et à mesure que l'on s'approche de 10 μ où se situe son maximum. De plus, apparaît un bruit important propre à ce rayonnement. Dans le cas qui nous occupe, d'observations avec des cellules PbS, le rayonnement reçu est limité vers 3 μ par la sensibilité des cellules et le problème du bruit du rayonnement du fond de ciel n'apparaît pas. Il est alors possible d'éliminer le résidu de rayonnement thermique compris dans le domaine des PbS en utilisant la propriété d'un interféromètre à oeil-de-chats (ou à trièdres) d'avoir deux entrées possibles pour le signal, et deux sorties (fig. 30).

Le principe de l'élimination consiste à avoir deux optiques d'entrée identiques, l'une faisant la conjugaison de la source (S) et d'une portion de ciel (C) avec une entrée de l'interféromètre, l'autre d'une portion de ciel voisine de même diamètre angulaire .

En supposant l'interféromètre symétrique, sur un détecteur on a pour un nombre d'onde donné : $(S+C) (1+\cos \varphi) + C(1-\cos \varphi) = 2C+S+S\cos \varphi$
sur l'autre: $C (1+\cos \varphi) + (S+C) (1-\cos \varphi) = 2C+S-S\cos \varphi$

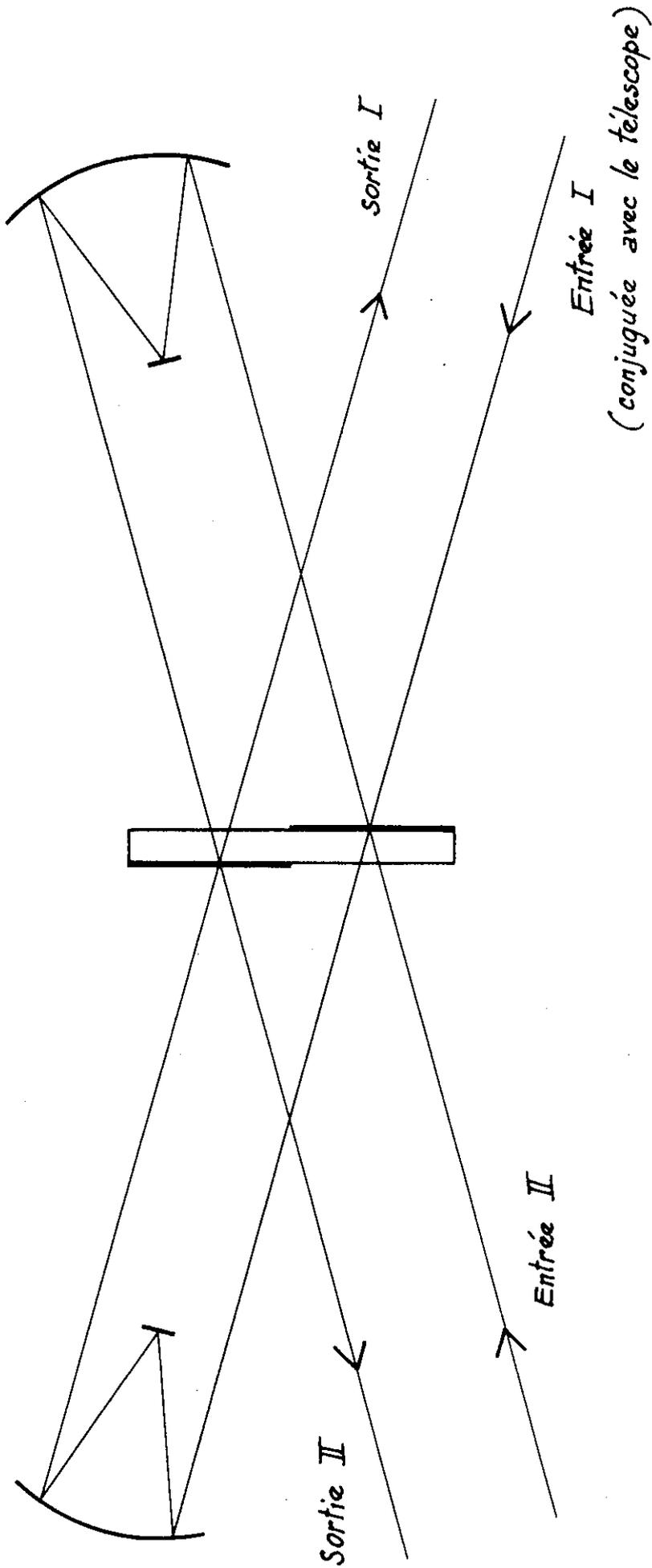


Fig. 30 - SCHEMA DE L'INTERFEROMETRE MONTRANT LES DEUX ENTREES
ET LES DEUX SORTIES .

avec $\varphi = 2 \pi \sigma \delta$.

Il n'y a plus de contribution du fond de ciel dans le terme d'interférence. Cette méthode a été décrite en [1] et utilisée lors des observations consacrées à Vénus avec le premier interféromètre astronomique [2, 3]. En fait, cette méthode ne permet pas une élimination complète du rayonnement thermique du fait que l'interféromètre n'est pas rigoureusement symétrique sur tout le domaine spectral utilisé. Il est nécessaire alors d'effectuer une modulation de la source entre les deux entrées [1], mais ce n'est pas vraiment indispensable pour les observations dans le proche infrarouge.

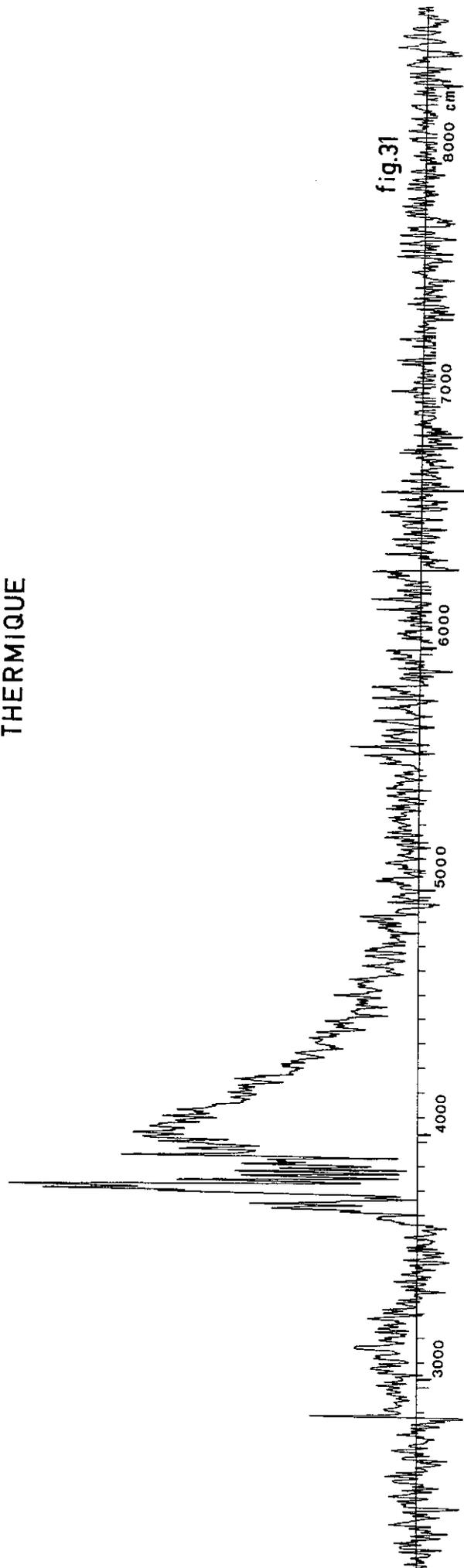
Dans un souci de simplifier au maximum l'optique pour augmenter la transparence du système, nous n'avons pas introduit de conjugaison de la seconde entrée de l'interféromètre. Mais pour réduire le rayonnement thermique parasite, nous avons limité par un filtre le domaine spectral reçu par les détecteurs, à 2.7μ . De toute manière, le spectre est limité à 2.5μ par la bande de vapeur d'eau. Par ailleurs, nous avons placé un diaphragme au foyer coudé ménageant seulement un champ de $10''$ sur le ciel.

En effet, le rayonnement parasite résiduel résulte du déséquilibre entre le rayonnement vu par chaque entrée, l'entrée II (fig. 30) non conjuguée, recevant le rayonnement le plus fort.

Du fait du sens du déséquilibre entre les deux entrées, ce rayonnement donne un spectre apparaissant en soustraction du spectre étudié.

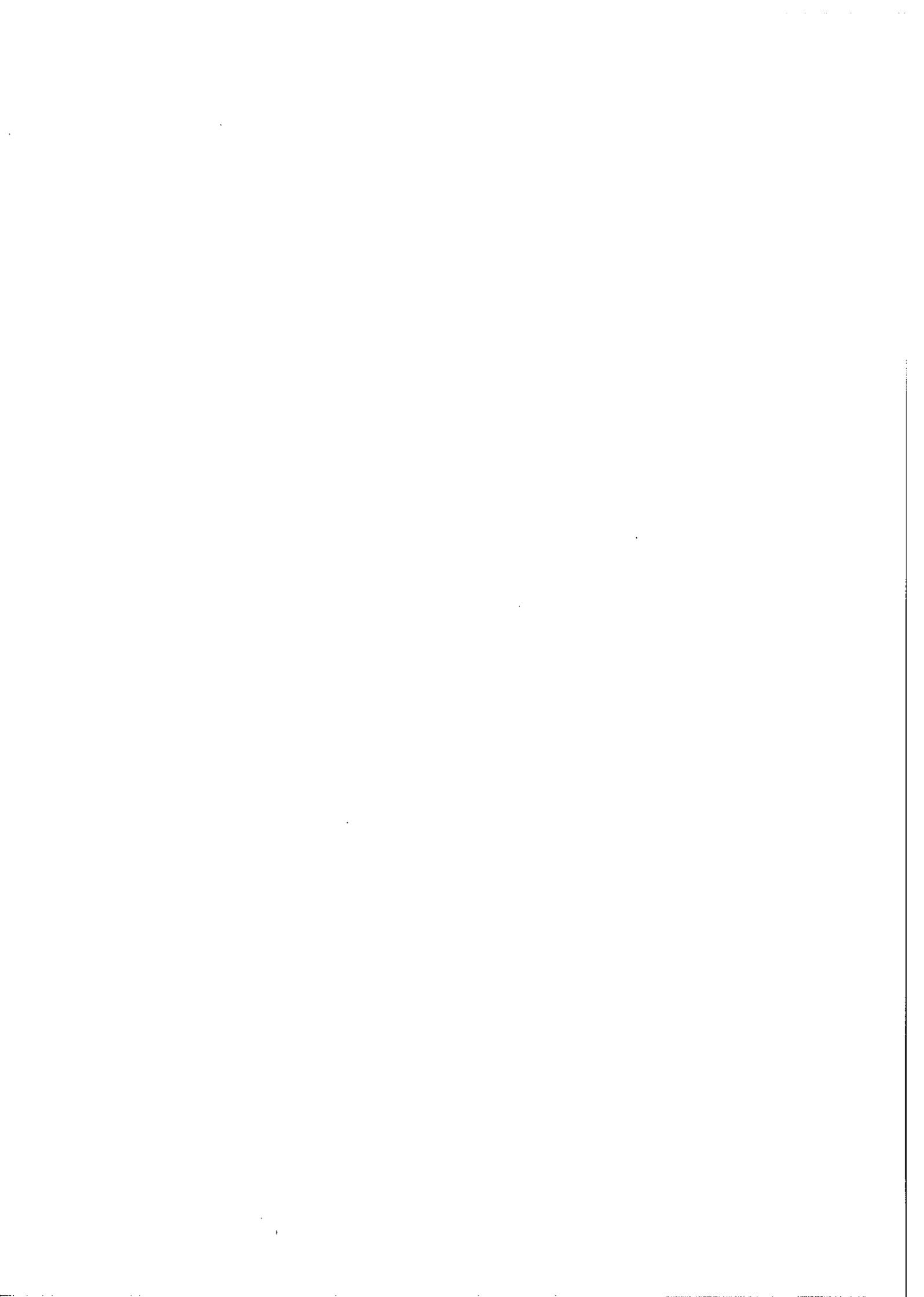
J'ai enregistré ce spectre (fig. 31). Il commence à être détectable à partir de 5.000 cm^{-1} (2μ). On distingue l'absorption de la vapeur d'eau de la salle coudé centrée à 3.780 cm^{-1} (2.64μ).

SPECTRE DU RAYONNEMENT
THERMIQUE



Ce spectre parasite essentiellement peut modifier le niveau du fond continu dans la fenêtre 1,9 - 2,5 μ . Réduit par les précautions indiquées précédemment, il a été complètement négligeable dans la majorité des cas. Tout en apparaissant d'autant plus que la source étudiée est faible (ex. : γ Cas, anneaux de Saturne, RY Dra...), il contribue à une faible perturbation dans le spectre utile puisque son maximum est situé dans la bande intense de la vapeur commençant à 2.5 μ .

Ce rayonnement s'est seulement révélé gênant pour la détection du rayonnement infrarouge des sources les plus faibles observées comme par exemple dans le cas d'essais sur la planète Uranus, la nébuleuse d'orion, la nébuleuse planétaire IC 418 etc...



CHAPITRE D

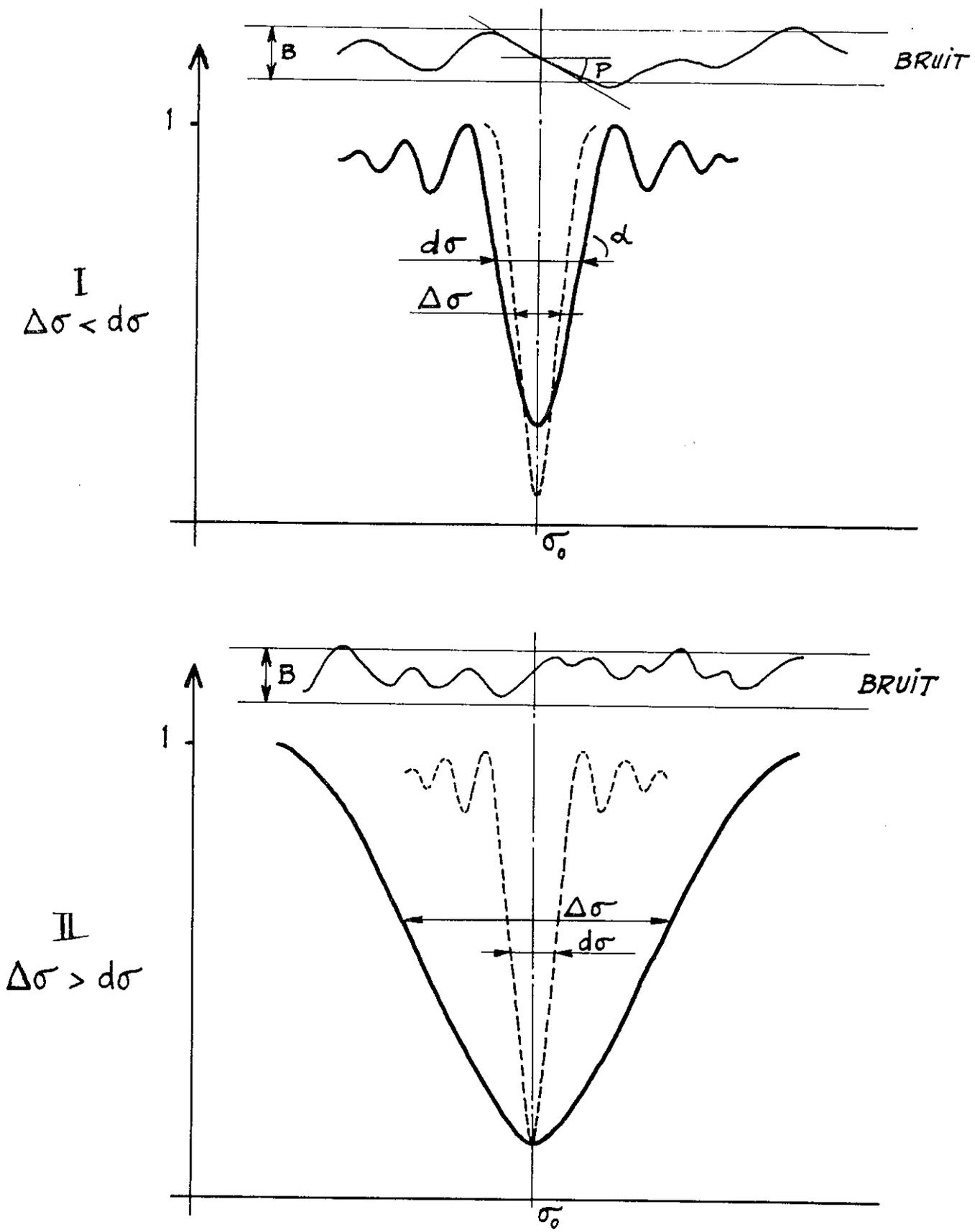
PRECISION SUR LE POINTE DES RAIES

Le premier pas dans l'exploitation des spectres consiste à effectuer le pointé des raies afin de pouvoir en faire l'identification avant toute autre chose. Un avantage maintenant bien établi de la méthode de spectroscopie par T. F. réside dans la précision possible sur la détermination des nombres d'onde [5, 24, 26] des raies, comparativement aux autres méthodes spectroscopiques. Théoriquement la précision sur la valeur absolue d'une longueur d'onde n'est limitée que par la précision sur la valeur absolue de la longueur d'onde de référence. Cependant un certain nombre d'effets et d'erreurs viennent détériorer cette précision, parmi lesquels il faut considérer :

a) les effets systématiques calculables déplaçant ou modifiant les raies. La précision sur les corrections à apporter aux longueurs d'onde mesurées limite la précision sur leur valeur absolue.

b) les erreurs systématiques ou aléatoires, pour lesquelles il est seulement possible de donner une borne supérieure. La longueur d'onde avant correction, mesurée sur le spectre est entachée de ce type d'erreur.

Il s'agit donc de faire l'inventaire de ces divers facteurs.



DÉTECTION D'UNE RAÏE - INFLUENCE DU BRUIT.

I INFLUENCE DU BRUIT - METHODE DE POINTE

La première cause d'erreur est bien sûr le bruit présent dans le spectre. Mais pour discuter de son influence il importe de préciser l'algorithme utilisé pour la mesure de la position des raies. Après détection d'une raie, est en général employée la méthode qui consiste à mesurer la moyenne du milieu des cordes prises à diverses hauteurs de la raie.

Nous allons montrer que du fait que nous avons à traiter des spectres obtenus par T. F. un autre critère est possible : le repérage du sommet. C'est le critère qui a été choisi dans le programme de pointé que nous avons utilisé (cf. Chap. D, Partie I). Les raisons en seront données plus loin.

Afin de parvenir à des conclusions nettes nous allons tenter de donner la précision obtenue avec l'une et l'autre méthode en nous plaçant bien dans le cas de spectres obtenus par T. F. .

Soit $\Delta\sigma$ la largeur propre d'une raie, $d\sigma$ la limite de résolution, ε l'écart maximum entre la position vraie et la position détectée. Nous considérerons deux cas :

- $\Delta\sigma \ll d\sigma$: Le profil de la raie étudiée correspond à celui de la fonction d'appareil
- $\Delta\sigma \gg d\sigma$: on atteint le profil vrai de la raie.

1) $\Delta\sigma \ll d\sigma$

a) position de la raie déterminée par le milieu d'une corde.

Le profil de la raie est donné par la fonction d'appareil soit :

$$S \times \frac{\sin 2\pi (\sigma - \sigma_0) \Delta}{2\pi (\sigma - \sigma_0) \Delta}$$

avec S intensité au sommet.

Sa position est mesurée par le milieu de la corde définie par les points tels que : $(\sigma - \sigma_0) = \frac{1}{4\Delta}$ (à 0.64% de la base). Dans un spectre obtenu par T. F. le bruit est convolué par la fonction d'appareil. L'influence du bruit dans le cas considéré peut être ramenée à l'addition d'une portion de droite sur l'intervalle de la raie, de pente $p = B/d\sigma$, B valeur efficace du bruit (Fig. 32). L'erreur sur σ , abscisse d'une des extrémités de la corde considérée sera :

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2} \frac{B}{\alpha}$$

α pente du profil de la raie en ce point. En dérivant la fonction profil et en faisant $(\sigma - \sigma_0) = \frac{d\sigma}{2}$ on obtient :

$$\alpha = \frac{4}{\pi} \frac{S}{d\sigma}$$

L'erreur sur σ_2 , autre extrémité de la corde est ε_2 mais $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$.

La position mesurée est :

$$\sigma'_0 = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \varepsilon_1 + \sigma_2 + \varepsilon_2) = \sigma_0 + \varepsilon$$

$$\text{et} \quad \varepsilon = \frac{\pi}{8} \frac{d\sigma}{S/B}$$

L'erreur de pointé est proportionnelle à la limite de résolution et inversement proportionnelle au rapport signal/bruit.

Si l'on considère maintenant la moyenne des milieux de plusieurs cordes choisies au voisinage des points d'inflexion du profil, car ε est minimum (puisque α est maximum), le résultat final n'est pas amélioré car les erreurs sur chaque point que l'on fait intervenir sont de même amplitude, de même signe.

b) Position de la raie déterminée par son sommet.

Les considérations sur le bruit sont les mêmes que précédemment. Rechercher la position de la raie en déterminant son sommet revient à chercher la racine de l'équation :

$$f'(\sigma - \sigma_0) + p = 0$$

$f(\sigma - \sigma_0)$ étant le profil de la raie et $f'(\sigma - \sigma_0)$ sa dérivée, p la pente de la portion de droite ajoutée par le bruit.

Au voisinage du sommet :

$$S \frac{\sin 2\pi (\sigma - \sigma_0) \delta}{2\pi (\sigma - \sigma_0) \delta} \approx S \left[1 - \frac{2\pi^2}{3} (\sigma - \sigma_0)^2 \delta^2 \right]$$

Sa dérivée est :

$$\frac{4S}{3} \pi^2 (\sigma - \sigma_0) \delta^2 = S \frac{\pi^2 (\sigma - \sigma_0)}{3 (d\sigma)^2}$$

La position mesurée est donnée par :

$$\frac{S\pi^2}{3} \frac{(\sigma - \sigma_0)}{(d\sigma)^2} = \frac{B}{d\sigma}$$

L'erreur produite est donc :

$$\varepsilon = \frac{3}{\pi^2} \frac{d\sigma}{S/B}$$

La précision est la même pour une méthode de détermination que pour l'autre.

2) $\Delta\sigma \gg d\sigma$

Dans ce cas le bruit ne peut pas être traité de la même manière que précédemment car il contient des détails plus fins que les raies, mais il est toujours convolué par la fonction d'appareil.

Prenons à titre d'exemple un profil de Lorentz

$$\frac{S}{1 + \left(\frac{\sigma}{D\sigma}\right)^2}$$

a) position de la raie déterminée par le milieu de la corde
à mi-hauteur

L'erreur sur un point du profil sera $\epsilon = \frac{B}{\alpha}$. La pente α au point à mi-hauteur est, après calcul de la dérivée du profil :

$$\alpha = \frac{S}{2D\sigma}$$

d'où
$$\epsilon = \frac{2\Delta\sigma}{S/B}$$

En faisant la moyenne des milieux de plusieurs cordes les erreurs sur chaque point ne seront plus identiques comme précédemment au § 1 mais partiellement aléatoires d'autant plus que K sera élevé ($\Delta\sigma = Kd\sigma$). Le résultat est amélioré en prenant la moyenne de plusieurs cordes. Si N est le nombre de cordes utilisées, l'erreur sur la position finale sera comprise entre :

$$2K \frac{d\sigma}{S/B} \quad \text{et} \quad \sqrt{\frac{2}{N}} \frac{Kd\sigma}{S/B}$$

b) position de la raie déterminée par son sommet.

Le raisonnement est le même que dans le cas similaire traité au § 1. La pente au voisinage du sommet est :

$$\frac{2S(\sigma - \sigma_0)}{(\Delta\sigma)^2} = \frac{B}{d\sigma}$$

d'où
$$\epsilon = \frac{(\Delta\sigma)^2}{2d\sigma} \times \frac{1}{(S/B)}$$

ou

$$\epsilon = \frac{K^2}{2} \frac{d\sigma}{S/B}$$

La détermination du sommet est, comme il est évident dans ce cas, moins précise que celle qui consiste à prendre la moyenne du centre de plusieurs cordes, et d'autant que la raie est large par rapport à la limite de résolution. Toutefois les conclusions suivantes se dégagent.

3) Conclusions sur les méthodes de pointé.

Le repérage de la position d'une raie par son sommet ne peut être envisageable que du fait que l'on traite des spectres obtenus par T.F. . Dans la condition du § 2 cette méthode n'est pas conseillée mais, à moins de cas particulier, il n'y a pas intérêt à pousser beaucoup la résolution au-delà de la largeur propre des raies et donc dès lors les deux méthodes deviennent presque équivalentes. Mais ce qui a fait en définitive adopter cet algorithme c'est la considération des spectres en eux-mêmes. Comme le montre une illustration Fig. 33 tirée d'un spectre stellaire à 0.1 cm^{-1} de résolution les absorptions sont dans la plupart des cas le résultat du mélange de plusieurs raies plus ou moins séparées. Dès lors la considération des cordes n'a plus de signification. On peut dire sans doute qu'il suffit alors de choisir parmi toutes les cordes celles qui se rapprochent le plus des différents sommets qui émergent. Il a semblé plus simple alors de détecter directement les sommets plutôt que d'utiliser un algorithme plus compliqué consistant à déterminer des cordes et faire ensuite une sélection de celles qui ont une signification. Il est évident que dans l'un et l'autre cas les positions mesurées sont perturbées par les contributions des autres raies partiellement résolues. Mais pour un

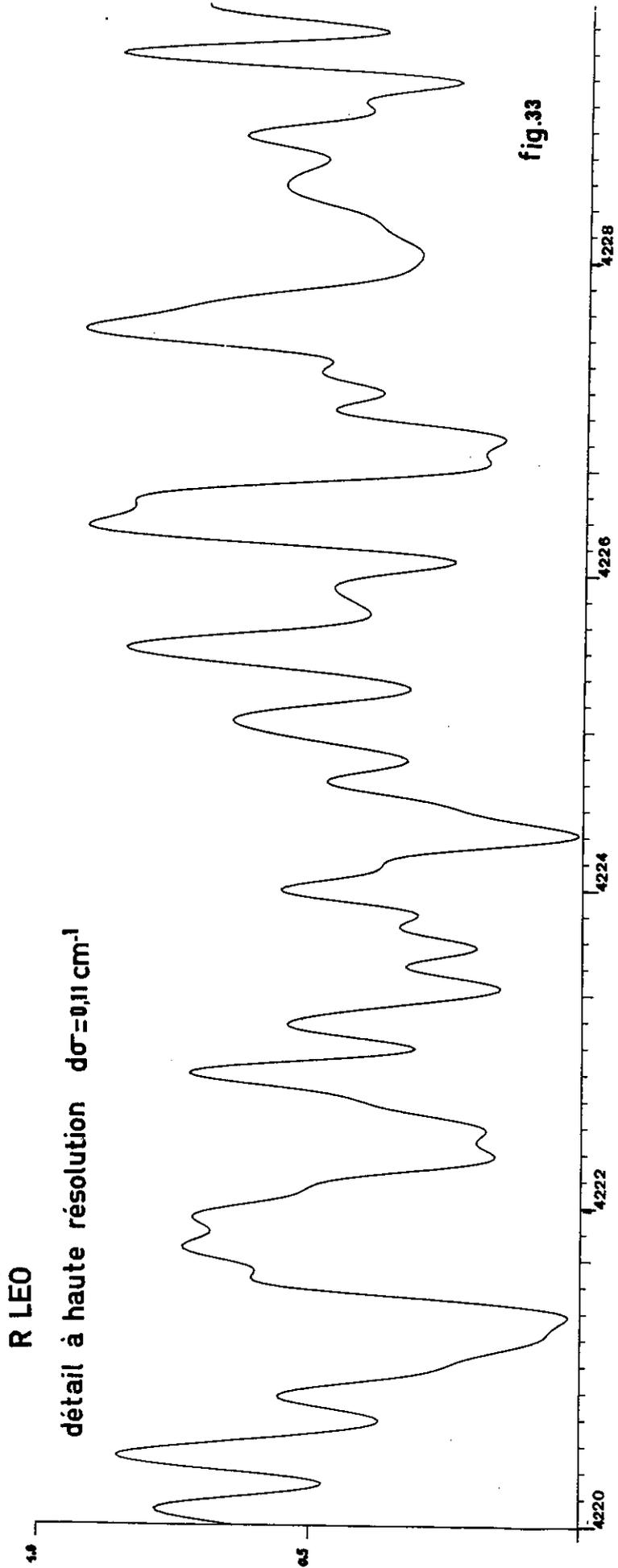


fig.33

premier dépouillement complet du spectre, permettant de faire l'inventaire de toutes les absorptions détectables ceci est suffisant. Ensuite, dans quelques cas particuliers, sur un domaine limité, des méthodes plus élaborées de reconstitution de profil peuvent être envisagées. Mais elle suppose des hypothèses sur les profils des raies individuelles et donc s'inscrivent dans le cadre d'une analyse plus profonde du spectre.

4) Limite de précision de pointé imposée par le bruit.

De tout ce qui précède on peut conclure que pour les spectres stellaires que nous avons obtenus, dont les plus résolus ont une limite de résolution de 0.1 cm^{-1} , le rapport S/B est compris entre 25 et 50 ; on ne peut prétendre, toutes les corrections instrumentales et astronomiques étant effectuées avec le plus grand soin, obtenir à partir d'eux des positions absolues de chaque raie à mieux que :

$$\pm 2.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

Ainsi sur 31 raies de CO pointées dans le spectre de α Her (cf. Partie III - ANALYSE DU PREMIER HARMONIQUE DE CO DANS α HERCULIS) l'écart quadratique moyen est de 0.010 cm^{-1} , valeur bien supérieure à la limite attendue car interviennent sur les positions mesurées les perturbations apportées par les raies voisines intenses (telluriques ou stellaires). Mais si l'on sélectionne les raies qui paraissent les plus pures on obtient par exemple :

J	$\sigma_{\text{observé}}$ cm ⁻¹	$\sigma_{\text{calculé}}$ cm ⁻¹	$\Delta\sigma$ cm ⁻¹
9	4 294.636	4 294.637	+ 0.001
14	4 309.246	4 309.250	+ 0.004
17	4 317.156	4 317.156	± 0.000
19	4 322.066	4 322.063	- 0.003
21	4 326.681	4 326.676	- 0.005
23	4 330.999	4 331.000	+ 0.001
76	4 334.773	4 334.773	± 0.000
78	4 330.587	4 330.586	- 0.001

qui donnent un écart quadratique moyen de :

$$2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

conforme à la limite de précision prévue.

Ceci veut dire toutefois que $\frac{\sigma}{d\sigma}$ reste compris entre 10^6 et $2 \cdot 10^6$ de 4 000 à 8 000 cm⁻¹. Aucune méthode ne peut prétendre dans ce domaine sur des spectres astronomiques atteindre des mesures d'une telle précision. Des observations ont été faites avec des limites de résolution approchant celles que nous avons atteintes sur des étoiles que nous avons observées ou de même type (α Her, β Leo, α Ori, α Sco, α Boo) à l'aide d'un étalon Fabry-Perot [49] mais dans un domaine un peu différent, à 4.7 μ . La précision donnée est de $\pm 0.05 \text{ cm}^{-1}$ soit $\frac{\sigma}{d\sigma} \approx 6 \cdot 10^4$.

Quant à la discussion qui va suivre cela signifie que nous pouvons négliger tous les phénomènes qui produisent des erreurs bien inférieures et dont Guelachvili [24] a fait l'inventaire complet dans le but de discuter les qualités métrologiques ultimes d'un interféromètre de même type.

II CORRECTIONS SYSTEMATIQUES.

Trois corrections pour les raies d'origine stellaire sont nécessaires pour passer des nombres d'onde mesurés sur le spectre aux valeurs mesurées en laboratoire [4, 5]

1) Correction géométrique :

L'étendue finie du faisceau dans l'interféromètre entraîne un déplacement des nombres d'onde mesurés σ' par rapport au nombre d'onde réel σ_0

$$\sigma' = \left(1 - \frac{\Omega}{4\pi}\right)\sigma_0 \quad [50, 4, 5]$$

Ω est l'angle solide du faisceau incident. Le trou d'entrée est supposé circulaire et centré sur les anneaux à l'infini de l'interféromètre. On peut exprimer différemment la correction à apporter dans le cas de l'adaptation de l'interféromètre au télescope pour faire apparaître le diamètre angulaire de la source α .

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \left(\frac{D_T}{4D_I}\right)^2 \alpha^2$$

avec D_T : diamètre du télescope

D_I : diamètre du faisceau dans l'interféromètre

Ap. Num. : Dans le montage réalisé $D_T = 193$ cm , $D_I = 7$ cm.

$$\frac{\Omega}{4\pi} \approx 46 \alpha^2$$

Pour une étoile observée avec une turbulence de 5" la correction à apporter est :

$$d\sigma \approx 0,29 \cdot 10^{-7} \sigma$$

Cette correction ne peut être très précise car le diamètre angulaire de l'image dû à la turbulence n'est pas bien défini. Mais on peut

déduire que pour tout le domaine spectral couvert par les spectres cette correction est négligeable en regard de l'erreur due au bruit donnée au § précédent.

Par contre pour les spectres de planète cette correction doit être appliquée. Ainsi nous avons pris les spectres de Jupiter et de Saturne (cf. Partie III, p.185) en acceptant 25" du disque de Jupiter, 15" pour Saturne. Ceci conduit à des corrections respectivement de $7,2 \cdot 10^{-7} \sigma$ soit à $10\ 000\text{ cm}^{-1}$ $d\sigma = 0.0072\text{ cm}^{-1}$ et $2,5 \cdot 10^{-7} \sigma$ soit $d\sigma = 0.0025\text{ cm}^{-1}$.

2) Correction due à l'indice de l'air ; réduction au vide.

L'interféromètre est placé dans l'air. Le nombre d'onde d'une radiation dans l'air est :

$$\sigma_{\text{air}} = n_{\sigma} \sigma_{\text{vide}}$$

La différence de marche dans l'interféromètre est mesurée par rapport à la raie de référence elle-même dans l'air ce qui veut dire que la différence de marche mesurée δ' par rapport à la différence de marche dans le vide δ_0 est :

$$\delta' = \frac{\delta_0}{n_{\text{ref}}}$$

En conséquence le nombre d'onde mesuré σ' , en prenant comme nombre d'onde de la raie de référence sa valeur dans le vide est :

$$\sigma' = \frac{n_{\sigma}}{n_{\text{ref}}} \sigma_{\text{vide}}$$

donc

$$\sigma_{\text{vide}} = \frac{n_{\text{ref}}}{n_{\sigma}} \sigma'$$

Cette formule de correction a été incluse dans le programme de pointé (Chap. E, Partie I).

n_{ref} est donné pour la longueur d'onde du Xénon à 3.50μ qui sert de référence, n_{σ} est calculé pour chaque nombre d'onde par la formule d'Edler [51]. Les coefficients de la formule font intervenir la température et la pression, mais celles-ci n'ont pas à être connues avec précision car la correction est proportionnelle à la différence entre l'indice de l'air pour le nombre d'onde de référence et pour le nombre d'onde considéré

$$n_{\text{ref}} = 1 + \epsilon_R \quad n_{\sigma} = 1 + \epsilon_{\sigma}$$

$$\sigma_0 = [1 - (\epsilon_{\sigma} - \epsilon_R)] \sigma'$$

ap. Num.: Pour 3.50μ $\epsilon_R = 0,272724 \cdot 10^{-3} \Rightarrow d\sigma = 0$
 $2 \mu (5\ 000 \text{ cm}^{-1})$ $\epsilon_{\sigma} = 0,272985 \cdot 10^{-3} \Rightarrow d\sigma = 0.0013 \text{ cm}^{-1}$
 $1 \mu (10\ 000 \text{ cm}^{-1})$ $\epsilon_{\sigma} = 0.274144 \cdot 10^{-3} \Rightarrow d\sigma = 0.0142 \text{ cm}^{-1}$

La correction est d'autant plus importante que l'on se rapproche du visible.

3) Correction de vitesse radiale apparente.

Les raies d'origine stellaire dans un spectre sont déplacées par le fait que la source a un mouvement apparent par rapport à l'observateur. Ce mouvement résulte de la composition de trois mouvements :

- mouvement de l'étoile par rapport au soleil
- mouvement orbital de la Terre
- mouvement diurne.

Il importe donc de calculer les composantes de vitesse correspondant à chacun, dans les conditions de l'observation, afin d'obtenir la vitesse radiale apparente (V_{RA}) de la source pour appliquer aux nombres d'onde mesurés σ' , la correction :

$$\sigma_0 = \left(1 + \frac{V_{RA}}{C}\right) \sigma'$$

Les données qui interviennent dans le calcul de V_{RA} sont :

- les coordonnées équatoriales de l'étoile (α, δ)
- la date et l'heure de l'observation
- la vitesse radiale héliocentrique de l'étoile
- les coordonnées du lieu d'observation

A la limite de précision de pointé indiquée au § précédent on peut faire correspondre une variation de vitesse radiale. Ainsi à $10\ 000\ \text{cm}^{-1}$ (en supposant un rapport S/B constant au long du spectre) on obtient :

$$\pm 0.06\ \text{km/s}$$

Ceci veut dire que pour que la précision absolue de pointé d'une raie ne soit limitée que par le bruit, la vitesse radiale apparente doit être déterminée à mieux que $\pm 0.06\ \text{km/s}$.

Il est possible d'obtenir la vitesse radiale résultant du mouvement de la Terre à une date donnée avec une précision bien supérieure. Ainsi la vitesse de la Terre sur son orbite, supposée circulaire, qui intervient dans le calcul est connue à $\pm 5.10^{-5}\ \text{km/s}$. Mais deux éléments vont intervenir dans la précision de la correction :

- la précision sur la vitesse radiale héliocentrique de l'étoile
- l'influence de la durée de l'enregistrement.

a) influence de la durée de l'enregistrement :

Au cours de l'enregistrement de l'interférogramme la composante orbitale et la composante diurne varient. Sur l'intervalle d'une nuit la composante orbitale varie linéairement avec le temps. Quant à la composante diurne elle a une période de 24h. Elle s'annule au passage

TABLEAU 1

MU GEMINI
 ASC. DR. 6.21.19. 15 DECEMBRE 1972
 DECL. 22.31.44. JJ 41666.5

HEURE TU	JJ	COMPOSANTE ORBITALE km/s	km/s/h	COMPOSANTE DIURNE km/s	km/s/h	VIT. RADIALE APPARENTE km/s	km/s/h
18.	41 667.250	-5.7925	0.0220	-0.3062	0.0007	-6.0987	0.0227
19.	41 667.292	-5.7705	0.0220	-0.3055	0.0216	-6.0760	0.0436
20.	41.667.333	-5.7485	0.0220	-0.2839	0.0411	-6.0324	0.0631
21.	41 667.375	-5.7265	0.0220	-0.2428	0.0577	-5.9693	0.0797
22.	41 667.417	-5.7046	0.0220	-0.1851	0.0704	-5.8896	0.0924
23.	41 667.458	-5.6826	0.0220	-0.1147	0.0783	-5.7972	0.1002
24.	41 667.500	-5.6606	0.0220	-0.0364	0.0808	-5.6970	0.1027
passage au méridien	41 667.542	-5.6386	0.0220	0.0444	0.0777	-5.5943	0.0997
26.	41 667.583	-5.6166	0.0220	0.1221	0.0694	-5.4946	0.0913
27.	41 667.625	-5.5946	0.0220	0.1914	0.0562	-5.4032	0.0782
28.	41 667.667	-5.5727	0.0220	0.2477	0.0393	-5.3250	0.0613
29.	41 667.708	-5.5507	0.0220	0.2869	0.0196	-5.2637	0.0416
30.	41 667.750	-5.5287	0.0220	0.3065		-5.2221	

TABLEAU I (suite)

ALPHA CANIS MAJOR (SIRIUS) ASC. DR. 6.43.57. 18 DECEMBRE 1972
 DECL. -16.40.39. JJ 41 669.5

HEURE TU	JJ	COMPOSANTE ORBITALE km/s	km/s/h	COMPOSANTE DIURNE km/s	km/s/h	VIT. RADIALE APPARENTE km/s	km/s/h
18.	41 670.250	-6.7272	0.0165	-0.3154	-0.0032	-7.0426	0.0133
19.	41 670.292	-6.7107	0.0165	-0.3186	0.0186	-7.0293	0.0351
20.	41 670.333	-6.6941	0.0165	-0.3000	0.0392	-6.9941	0.0557
21.	41 670.375	-6.6776	0.0165	-0.2608	0.0570	-6.9384	0.0736
22.	41 670.417	-6.6611	0.0165	-0.2038	0.0710	-6.8649	0.0875
23.	41 670.458	-6.6446	0.0165	-0.1328	0.0801	-6.7774	0.0966
24.	41 670.500	-6.6280	0.0165	-0.0527	0.0837	-6.6807	0.1002
passage au méridien	41 670.542	-6.6115	0.0165	0.0310	0.0816	-6.5805	0.0981
26.	41 670.583	-6.5950	0.0165	0.1126	0.0739	-6.4824	0.0904
27.	41 670.625	-6.5784	0.0165	0.1865	0.0611	-6.3920	0.0776
28.	41 670.667	-6.5619	0.0165	0.2476	0.0441	-6.3143	0.0607
29.	41 670.708	-6.5453	0.0165	0.2917	0.0241	-6.2536	0.0407
30.	41 670.750	-6.5288	0.0165	0.3158		-6.2130	

de l'étoile au méridien mais c'est alors que sa variation est maximum pour diminuer près du lever et du coucher.

J. Chauville a calculé pour les étoiles observées les valeurs et les variations en km/s/h de chacune des composantes. Au voisinage du méridien la variation de vitesse radiale résultante peut être considérée comme linéaire. Elle est minimum pour une étoile près du pôle équatorial ($\alpha = 0h$, $\delta = 90^\circ$). Par contre pour μ Gem/ ^{par exemple} au moment de son observation la variation était de 0.1 km/s/h (cf. Tableau I). Essayons d'estimer l'effet sur le spectre de cette variation. On peut écrire :

$$v = v_0 + \gamma t$$

v_0 est la vitesse radiale calculée à l'heure H_0 . Si à cette heure là l'interférogramme est commencé depuis un temps t_0 , en supposant que l'enregistrement est effectué sans interruption, à l'heure H_0 la différence de marche parcourue est Δ_0 et $t_0 = \frac{\Delta_0}{2V}$ avec V , vitesse du chariot mobile. A un instant t donné de l'enregistrement, repéré par rapport à H_0 , à un nombre d'onde σ_0 dans l'étoile correspond :

$$\sigma' = \sigma_0 \left[1 + \frac{v_0}{c} + \frac{\gamma}{2Vc} (\delta - \Delta_0) \right]$$

posons
$$\sigma_0 \left(1 + \frac{v_0}{c} - \frac{\gamma \Delta_0}{2Vc} \right) = \sigma_D$$

C'est la valeur de σ' à l'heure du départ de l'interférogramme.

Posons aussi :

$$\frac{\sigma_0 \gamma}{2Vc} = \epsilon$$

Ap. Num. : Pour $\sigma_0 = 10\ 000\ \text{cm}^{-1}$ avec $\gamma = 0.1\ \text{km/s/h}$, $2V = 5 \cdot 10^{-4}\ \text{cm/s}$

$$\epsilon \approx 0.00185\ \text{cm}^{-2}$$

$\epsilon \Delta$ représente la variation de nombre d'onde d'un bout à l'autre

de l'enregistrement (Fig. 34). Dans le cas de l'application numérique :

$$\epsilon \Delta \approx 9.10^{-3} \text{ cm}^{-1} \text{ à } 10\,000 \text{ cm}^{-1}$$

Il en résulte que la contribution à l'interférogramme d'une telle raie sera :

$$i(\delta) = \cos(2\pi \sigma_D \delta + 2\pi \epsilon \delta^2)$$

que l'on peut développer sous la forme :

$$i(\delta) = \cos 2\pi \sigma_D \delta - 2\pi \epsilon \delta^2 \sin 2\pi \sigma_D \delta$$

La T. F. en sera :

$$b(\sigma) = \int_0^{\infty} A(\delta) (\cos 2\pi \sigma_D \delta - 2\pi \epsilon \delta^2 \sin 2\pi \sigma_D \delta) \cos 2\pi \sigma \delta \, d\delta$$

avec $A(\delta)$ fonction d'apodisation

soit :

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} A(\delta) [\cos 2\pi(\sigma + \sigma_D)\delta + \cos 2\pi(\sigma - \sigma_D)\delta] d\delta \\ &\quad - \frac{1}{2} 2\pi \epsilon \int_0^{\infty} A(\delta) \delta^2 [\sin 2\pi(\sigma + \sigma_D)\delta - \sin 2\pi(\sigma - \sigma_D)\delta] d\delta \end{aligned}$$

Nous prendrons pour le calcul $A(\delta)$ égal à un créneau de hauteur unité s'étendant de 0 à Δ .

La première intégrale signifie que l'on obtient une fonction d'appareil normale centrée sur σ_D (nous ne nous occupons pas du terme symétrique centré sur $-\sigma_D$) :

$$\frac{\sin 2\pi(\sigma - \sigma_D)\Delta}{2\pi(\sigma - \sigma_D)\Delta}$$

mais à laquelle s'ajoute un second terme qui a pour expression :

$$-\frac{2\pi \epsilon}{\Delta} \int_0^{\Delta} \delta^2 \sin 2\pi(\sigma - \sigma_D)\delta \, d\delta$$

(Δ apparaît en normalisant à 1 le premier terme).

FONCTION D'APPAREIL
 RESULTANT DE LA
 VARIATION DU DECALAGE
 DOPPLER AU COURS
 DE L'ENREGISTREMENT=
 I+II

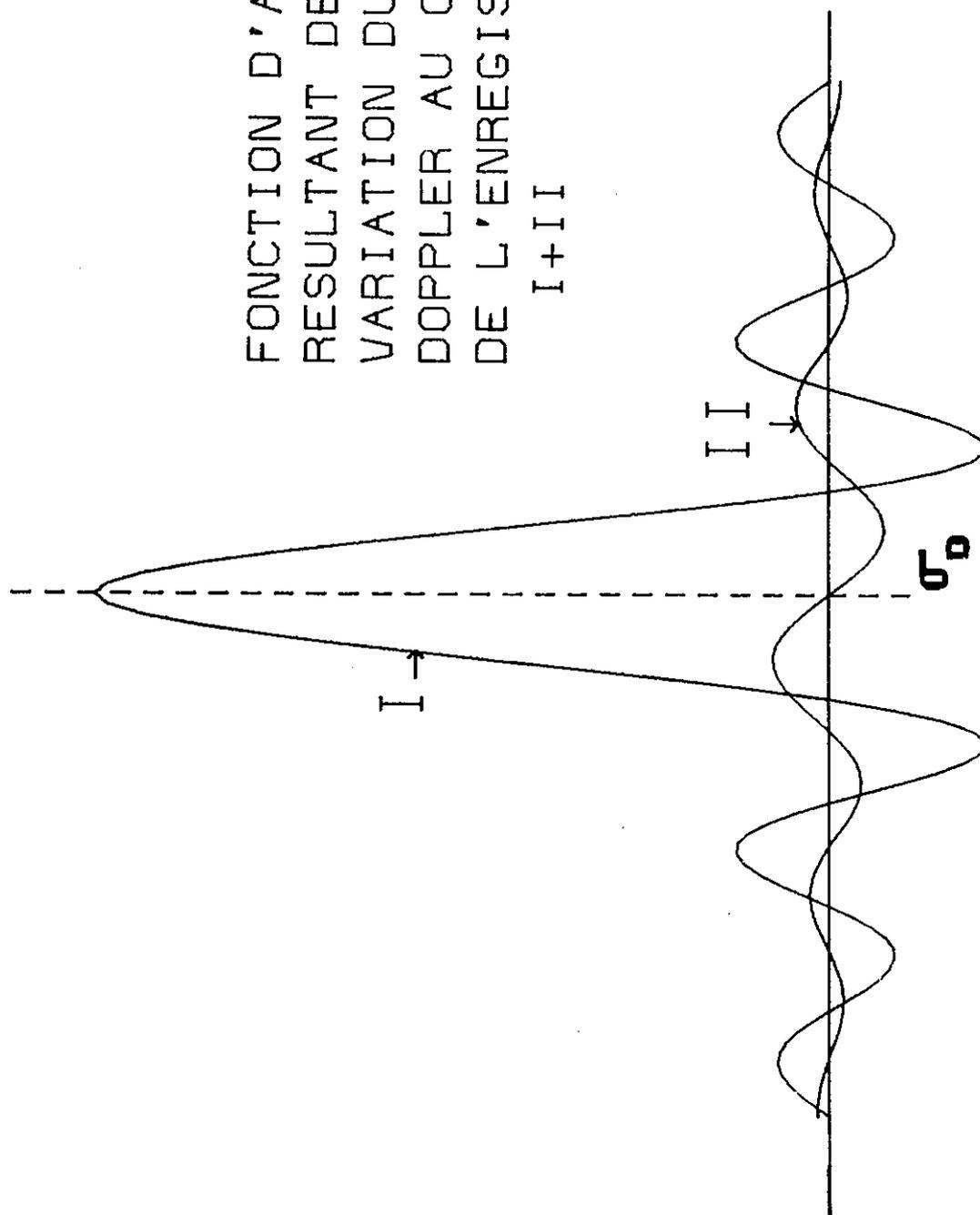


fig.34

Posons $2\pi(\sigma - \sigma_D) = \omega$ et $\omega\delta = X$ il vient

$$\frac{-2\pi \epsilon}{\Delta \omega^3} \int_0^{\omega\Delta} X^2 \sin X \, dX$$

$$\int X^2 \sin X \, dX = \left[-X^2 \cos X + 2X \sin X + 2 \cos X \right]$$

D'où après intégration

$$\frac{4\pi \epsilon \Delta^2}{(\omega\Delta)^3} \left[1 - \omega\Delta \sin \omega\Delta - \left(1 - \frac{\omega^2 \Delta^2}{2}\right) \cos \omega\Delta \right]$$

Cette fonction est impaire ; elle est nulle quant $\omega \rightarrow 0$.

La pente à l'origine est :

$$P_0 = -\pi^2 \epsilon \Delta^3 = -\pi^2 \frac{\sigma_0 \gamma}{2VC} \Delta^3$$

Elle est proportionnelle à σ_0 , de signe opposé à γ , donc négative.

γ est positif car dans γ l'élément le plus important est dû à la variation de la composante diurne au voisinage du méridien. $2V = \Delta/T$ T temps total d'observation. P_0 est proportionnelle à T.

La fonction d'appareil est la source des deux fonctions représentées sur la fig. 34. Il en résulte une dissymétrie du profil obtenu.

Le sommet de la fonction d'appareil est déplacé. On peut en calculer l'abscisse en cherchant le zéro de la dérivée de $b(\sigma)$ au voisinage de σ_D . On obtient :

$$\frac{-4\pi^2}{3} (\sigma - \sigma_D) \Delta^2 = \pi^2 \epsilon \Delta^3$$

D'où :

$$\sigma - \sigma_D = -\frac{3}{4} \epsilon \Delta$$

Le décalage obtenu dans le spectre est moins important que la variation de σ_0 du début à la fin de l'enregistrement qui est égale à $\epsilon \Delta$ (fig. 34).

Pour l'exemple numérique choisi on obtient :

$$\begin{aligned} \text{à } 10\,000 \text{ cm}^{-1} & \quad \sigma - \sigma_D = -7.10^{-3} \text{ cm}^{-1} \\ 5\,000 \text{ cm}^{-1} & \quad = -3,5.10^{-3} \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Théoriquement pour corriger cette erreur sur la position des raies il faudrait calculer la vitesse radiale apparente pour l'heure correspondant aux 3/4 de l'enregistrement.

Mais en fait le calcul suppose une variation parfaitement linéaire de la vitesse radiale apparente or ceci n'est vraiment satisfait qu'au voisinage du méridien. Dans le cas réel le décalage est un peu différent. De même l'effet d'une apodisation en donnant moins de poids aux échantillons enregistrés à différence de marche élevée le diminue. Enfin le problème dans quelques cas est compliqué par le fait qu'il peut y avoir des interruptions au cours de l'enregistrement. Nous avons choisi de considérer comme heure pour calculer la vitesse radiale résultant du mouvement de la Terre l'heure du milieu de celui-ci. On a alors d'après le calcul précédent une sous-corrrection égale à $\frac{\varepsilon\Delta}{4}$. En pratique il reste une incertitude dont on peut conclure qu'elle est une fraction de $\varepsilon\Delta$ qui donc demeure, dans le cadre des résultats obtenus, inférieure à la limite de précision imposée par le bruit. Mais s'il est possible d'augmenter la limite de résolution il n'en sera plus de même. Il y aura intérêt à envisager une correction systématique par un calcul du type de celui qui a été fait.

b) précision sur la vitesse radiale héliocentrique de l'étoile

Nous avons indiqué au début de ce paragraphe que la précision nécessaire sur la connaissance de la vitesse radiale apparente au moment de l'enregistrement d'un spectre devait être pour la majorité des

spectres que nous avons obtenus, $< \pm 0.06$ km/s. Il apparaît que dans cette détermination c'est la vitesse radiale héliocentrique de l'étoile qui risque d'être la plus incertaine. Nous avons utilisé les données du catalogue le plus couramment employé, à savoir le "General Catalogue of stellar radial velocities" de Wilson [52]. La dernière mise à jour a été faite dans "Bibliography of Stellar Radial Velocities" [53].

α) Méthode classique de détermination des vitesses radiales.

La méthode classique de détermination des vitesses radiales pour les étoiles assez brillantes de type F5 à K8 qui servent de standard, consiste à prendre des spectres avec un spectrographe à fente à haute dispersion (quelques $\text{\AA}/\text{mm}$). Il s'agit alors soit d'étalonner les spectres avec les raies produites par un arc au fer pour en déduire, après réduction, les longueurs d'onde des raies d'absorption servant à la mesure de la vitesse radiale, soit de comparer les spectres à un spectre de référence pris avec le même spectrographe - spectre solaire par exemple - à l'aide d'un spectro comparateur pour en déduire directement l'écart entre deux mêmes raies. De nombreux raffinements et en particulier l'automatisation du dépouillement ont été progressivement introduits.. Toute l'instrumentation pour produire les clichés, pour les mesurer demande beaucoup de soins les écarts à mesurer représentant quelques microns sur une plaque photographique. Quelques grands observatoires sont équipés en ce sens comme St Michel-Marseille [54], Victoria [55] etc ...

β) Précision des mesures.

On distingue dans la précision des résultats l'erreur moyenne

interne et l'erreur moyenne externe par plaque . La première désigne l'erreur moyenne entre les diverses valeurs déterminées à partir d'une plaque. L'erreur externe donne l'erreur moyenne entre les valeurs déterminées à partir de plusieurs plaques. Dans l'un et l'autre cas cette erreur moyenne est :

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(v_i - v_m)^2}{n(n-1)}} \quad [56]$$

(Cette définition revient à prendre l'écart type de la distribution des valeurs mesurées divisé par $\sqrt{n-1}$ de qui donne la valeur la plus optimiste de l'erreur) v_m étant la vitesse moyenne et n , soit le nombre de raies utilisées (N_R), soit le nombre de plaques dépouillées (N_P). On peut enfin déterminer une erreur moyenne sur les $N_R \times N_P$ déterminations faites au total.

Ainsi des mesures effectuées sur Arcturus par Petrie et Fletcher [57], ont été faites en choisissant 25 raies ($N_R = 25$) entre $4\ 339\ \text{\AA}$ et $4\ 554\ \text{\AA}$ mais de plus en prenant plusieurs clichés avec différents instruments. Ces résultats sont comparés en outre à une mesure précédente de Adams [58] au Mount-Wilson. D'où le tableau II :

TABLEAU II

	Spectrographe dispersion $\text{\AA}/\text{mm}$	Vitesse radiale km/s	erreur moyenne km/s	erreur moy- enne interne km/s	erreur moy- enne externe km/s	N_P
1	3.2	- 5.391	± 0.089	± 0.104	± 0.282	10
2	2.2	- 5.451	± 0.053	± 0.090	± 0.231	19
3	2.4	- 5.520	± 0.096	± 0.078	± 0.272	8
4*	2.4	- 5.357	± 0.018	± 0.071	± 0.055	9
5	3 [Adams]	- 5.621	± 0.023	± 0.074	± 0.141	37

(4)* même spectrographe mais système de guidage particulier.

L'erreur moyenne interne est en général très bonne (± 0.071), l'erreur externe est un peu plus importante sauf dans le cas (4). Mais on peut se poser la question de l'accord entre les mesures faites à partir des différents instruments puisque toutes les barres d'erreur moyenne n'ont pas de partie commune. La mesure de Adams, en elle-même très précise, est encore extérieure aux précédentes. La barre d'erreur maximum entre toutes les valeurs données est de 0.34 km/s. On touche le problème des erreurs systématiques pouvant entacher ces mesures et du rattachement de ces mesures entre elles. En conclusion il faut toujours considérer avec beaucoup de circonspection les valeurs des vitesses radiales données dans les catalogues. De plus le problème se trouve compliqué par des considérations autres qu'instrumentales qui tiennent à la physique de l'étoile considérée. Les raies subissent diverses causes d'élargissement qui rendent imprécise la détermination de leur position. Les cas extrêmes se rencontrent dans les étoiles de type très chaud (O, B, A) (cf. exemple de γ Cas, type Be, Partie III. Observation de l'étoile Be γ Cas de 1 à 2.5 μ) où les raies peuvent avoir des profils très complexes. Plus communément les raies peuvent être perturbées par une raie voisine intense dont les ailes se superposent à la raie considérée. Par ailleurs on n'est jamais vraiment sûr que, à la raie mesurée, n'est pas superposée l'absorption due à la raie d'un autre élément. Ce sont particulièrement, dans les spectres d'étoiles de type avancé et donc pour ceux que nous avons enregistrés en majorité, les principales limitations à la précision des pointés, pouvant dépasser de beaucoup les erreurs purement instrumentales. Ceci est illustré par le Tableau II et mieux encore par les mesures effec-

tivement faites, rapportées Partie III . Par ailleurs l'étude approfondie des positions des raies, élément par élément peut mettre en évidence des différences entre les diverses déterminations qui ne peuvent alors s'interpréter que par des considérations sur la dynamique de l'atmosphère stellaire.

γ) Mesure de vitesse radiale à partir des spectres infrarouges

Il devient alors logique de considérer la détermination de la vitesse radiale comme un sous-produit de chaque spectre. C'est ce que j'ai fait à titre d'illustration dans le cas de α Her (cf. Partie III - Etude du premier harmonique de CO dans α Herculis, p. 199) . La vitesse radiale héliocentrique fournie par le catalogue a servi de première approximation pour faciliter l'identification des éléments. Ce type de mesure a déjà été effectué sur Arcturus à partir de spectres pris avec le premier interféromètre avec lequel j'ai travaillé [59]. Ainsi une différence de $0.35 \text{ km/s} \pm 0.22$ a été mise en évidence entre la vitesse radiale déterminée à partir des raies métalliques et la vitesse déterminée à partir de CO . De même dans α Her j'ai mesuré une différence de $1.6 \text{ km/s} \pm 0.4$ entre la vitesse déterminée à partir de CO et celle mesurée à partir des raies de quelques éléments métalliques. Dans \mathcal{R} Leo à une certaine phase j'ai pu mettre en évidence la stratification de CO en 2 couches de vitesse radiale différente.

En conclusion on peut donner quelques éléments de comparaison entre la détermination des vitesses radiales obtenues à partir de spectres pris par T. F. ou par les méthodes classiques évoquées précédemment. L'erreur interne sur des mesures pour une plaque ou pour un spectre par

T. F. risque d'être de même ordre de grandeur du fait que les limitations de précision de pointés ne sont pas la plupart du temps instrumentales mais physiques. Mais ces mesures à partir d'un spectre par T. F. peuvent se faire avec énormément moins d'efforts que par la méthode classique. De plus, dans ce cas, on a vu que l'erreur moyenne externe est en général supérieure à l'erreur interne. En principe avec un spectre obtenu par T. F. ce problème n'existe plus puisque toutes les longueurs d'onde sont étalonnées automatiquement par rapport à une seule longueur d'onde. Nous avons discuté au Chap. B de la Partie I de la stabilité et de la précision sur la valeur absolue de la raie de référence utilisée pour conclure que $\frac{d\sigma}{\sigma} < 5 \cdot 10^{-7}$ ce qui est inférieur à la limitation due au bruit.

δ) Spectre de référence dans la mesure des vitesses radiales.

Mais il faut ajouter que nous avons rencontré une autre difficulté qui est la précision sur les nombres d'onde de laboratoire eux-mêmes. La majorité des spectres atomiques infrarouges, quant ils existent, ont été mesurés par les moyens conventionnels, donc avec des précisions dépassant rarement 0.01 cm^{-1} et cela correspond déjà à 0.6 km/s à $5\,000 \text{ cm}^{-1}$. Autre exemple, pour le premier harmonique de CO seules les raies correspondant à des valeurs du nombre quantique de rotation J allant jusqu'à 30 et pour la bande 2-0 seulement, ont pu être mesurées en laboratoire. Dans les spectres d'étoiles froides on observe des raies jusqu'à $J \sim 100$ et au moins jusqu'aux bandes 6-4. Il n'est alors possible d'utiliser que des valeurs calculées qui pour les valeurs élevées de J ne sont pas sûres. Pour beaucoup d'autres éléments seuls

des spectres calculés sont actuellement utilisables : OH , CN , CH , etc ... avec de plus le problème des variétés isotopiques de ces différents corps. Autre exemple encore, à propos du spectre de Jupiter que j'ai enregistré, j'ai été amené à mettre en doute les mesures existantes de la branche R de la bande $3\nu_3$ de CH_4 qui conduisaient à une détermination de la vitesse radiale pour la planète, inacceptable. La correction à apporter à ces nombres d'onde, déterminée à partir du spectre planétaire a été confirmée par un nouveau spectre de laboratoire de cette bande (cf. Partie III : p. 185 New Infrared Spectra of the Jovian planets from 12 000 to 4 000 cm^{-1} by F. T. S. I - Study of Jupiter in the $3\nu_3$ CH_4 band [25]) . Ces nouvelles valeurs ont pu être utilisées pour le dépouillement de la même bande dans Saturne ("II - Study of Saturn in the $3\nu_3$ CH_4 band" [60]).

4) Conclusion.

Comme illustration finale de cette partie nous donnons dans le Tableau II l'évolution des nombres d'onde d'une dizaine de raies de la branche R de la bande 2-0 de CO relevés sur le même spectre mais calculé à des pouvoirs de résolution différents. Ceci montre concrètement que le décalage mesuré, dû à l'effet Doppler qui devrait être constant entre toutes ces raies varie non pas à cause du bruit mais des perturbations résultant de toutes les raies voisines connues ou inconnues.

TABLEAU III

Mesure de quelques raies de CO dans un spectre de α Her

calculé à différentes résolutions.

Décalage Doppler (cm^{-1}) mesuré en fonction

de la limite de résolution $d\sigma$ (cm^{-1}).

	nombre d'onde en laboratoire cm^{-1}	$d\sigma =$ 0.237 cm^{-1}	$d\sigma =$ 0.178 cm^{-1}	$d\sigma =$ 0.119 cm^{-1}	Remarques (1)	$\Delta\sigma$ cm^{-1}
1	4 306.473	0.668	0.664	0.672	raies \dagger s à gauche	0.008
2	4 309.250	0.660	0.660	0.658		<u>0.002</u>
3	4 311.957	0.696	0.685	0.678	raie \dagger m à droite	0.028
4	4 314.594	0.691	0.698	0.697	+ raies \dagger s	0.007
5	4 317.156	0.669	0.674	0.673	+ raies \dagger f	<u>0.005</u>
6	4 319.644	0.654	0.668	0.684	+ raie * m	0.030
7	4 322.063	0.670	0.671	0.672		<u>0.002</u>
8	4 324.406	0.622	0.642	0.643	+ raie \dagger m	0.021
9	4 326.676	0.665	0.672	0.672	+ raie * f	0.007
10	4 328.875	0.675	0.676	0.683	+ raie \dagger m	0.008
11	4 331.000	0.669	0.666	0.669		<u>0.003</u>
12	4 333.051	0.624	0.654	0.652	+ raie \dagger s	0.030
13	4 335.027	0.585	0.634	0.657	raie *s à gauche	0.072
valeur moyenne (cm^{-1})		0.657	0.666	0.670		0.013
écart quadratique moyen (cm^{-1})		0.028	0.014	0.011		

(1) est indiquée la présence d'une raie voisine, partiellement résolue ou en partie confondue avec la raie appartenant à l'élément considéré.

raie \dagger = raie tellurique

raie * = raie stellaire

s = forte

intensités m = moyenne

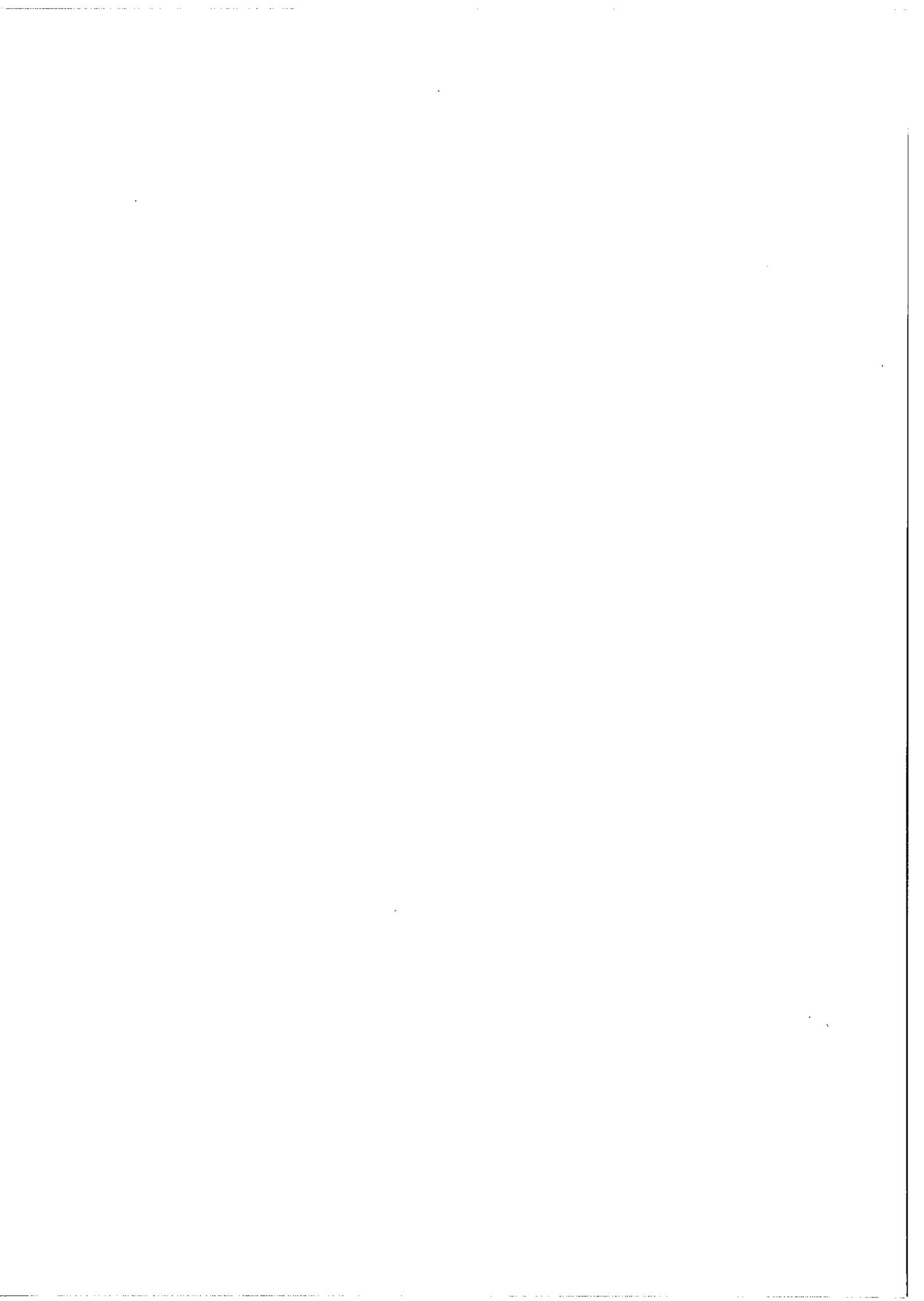
f = faible

position à gauche = côté $\sigma \rightarrow$

à droite = côté $\sigma \leftarrow$

$\Delta\sigma$ représente la différence maximum entre les 3 valeurs obtenues suivant la résolution. On voit immédiatement que les positions des raies 2, 7, 11, qui sont apparemment les plus pures sont les moins sensibles à une différence de résolution. Mais pour les raies perturbées par une raie voisine la position se précise et l'écart quadratique moyen diminue avec la résolution.

L'augmentation de la précision des mesures de position de raie, du nombre des détails détectables dans le spectre est le produit de l'effort fait pour atteindre des pouvoirs de résolution élevés . Il est particulièrement indispensable sur des spectres d'une aussi grande richesse d'éléments que les spectres d'étoiles froides ou de planètes.



CHAPITRE E

DETERMINATION DES LARGEURS EQUIVALENTES - PRECISION.

La mesure des largeurs équivalentes des raies est également une autre grandeur expérimentale qui peut être déduite d'un spectre. Celles-ci sont indispensables pour toutes mesures d'abondance, de rapport d'abondance entre deux éléments, de détermination de température, de pression dans une atmosphère. Elles constituent les données portées en ordonnées des courbes de croissance. Les problèmes évoqués ici ne sont pas spécifiques à la T.F. et à un domaine spectral particulier. Il importe seulement de voir l'apport dans ces mesures de la haute résolution.

DETERMINATION DU FOND CONTINU

La mesure des largeurs équivalentes ne nécessite pas de corriger le spectre des divers facteurs instrumentaux qui interviennent dans la valeur des intensités, ce qui serait nécessaire pour un travail photométrique sur celui-ci. Mais il doit toutefois être déterminé un fond continu du spectre. En principe, celui-ci est atteint dans les régions sans absorption. Or, dans le cas des planètes comme des étoiles froides, nous sommes face au problème que de telles régions sont peu nombreuses. Sur Jupiter et Saturne par exemple, l'absorption du méthane est si importante que peu de régions en sont exemptes. Dans les spectres d'étoiles froides, le nombre d'éléments absorbants est si abondant, les raies si denses, élargies de plus par différents phénomènes

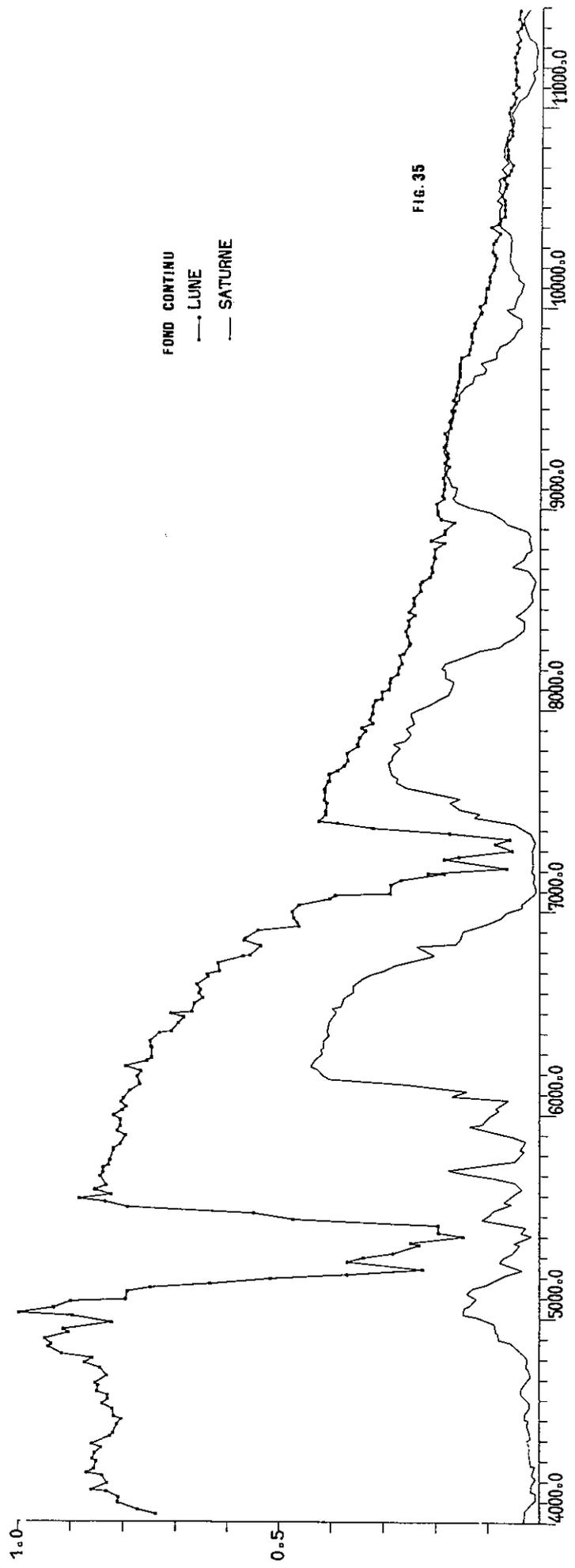


FIG. 35

(microturbulence) que même sur les petits espaces où l'on ne détecte pas d'absorption notable, on n'est pas sûr d'atteindre vraiment le continuum. Toutefois avec un spectre à haute résolution, on a plus de chance d'atteindre de telles régions. Ainsi par une détection automatique des points les plus hauts du spectre, un fond continu est constitué comme il a été expliqué au chapitre E - Partie I (programme MAIFOND).

Mais il est tout d'abord nécessaire d'effectuer un lissage de la courbe brute obtenue. Le spectre est découpé en "fenêtre" par les absorptions atmosphériques. Il est nécessaire de faire une interpolation entre ces fenêtres - toujours sujette à caution - pour avoir une allure d'ensemble du fond continu. Là encore le fond ainsi déterminé peut être modifié par des absorptions continues. C'est le cas pour Jupiter et Saturne où de larges dépressions du pseudo-fond continu ne peuvent s'expliquer que par l'absorption dipolaire de H_2 (fig. 35). Ceci complique sérieusement l'étude des autres éléments car l'évaluation de leur absorption est liée à celle de cet absorbant et inversement. Le problème est identique dans le cas des étoiles et la vraie détermination du continuum devient un problème théorique. Donc dans un premier stade, il est seulement possible de déterminer un fond minimum qui permet de déduire des valeurs elles-mêmes minimum des largeurs équivalentes. Celles-ci varient linéairement avec le niveau du continu. Pour les très fortes raies une variation de quelques % du continu sera de peu d'importance, mais peut conduire à des erreurs importantes pour les plus faibles.

Exemple : augmentation du fond de 3,5 % dans un spectre

σ cm^{-1}	Ordonnée du fond	Larg. équivalente cm^{-1}
4322.735	0.820	0.223
	0.853	0.240 = + 7 %
4308.340	0.808	0.97
	0.840	0.111 = + 14 %

Mais une autre cause importante d'incertitude sur la détermination des largeurs équivalentes est identique à celle qui était évoquée au chapitre précédent dans la détermination des nombres d'onde, c'est le mélange des éléments qui fait que nombre de raies identifiables doivent être éliminées car elles ne permettent pas d'obtenir une valeur correcte de leur largeur équivalente. Seule peut éventuellement être retenue une valeur globale constituant une borne supérieure. Donc le choix des raies à retenir pour toutes mesures à partir des largeurs équivalentes doit être très minutieux. Là encore une résolution accrue en augmentant le nombre de raies identifiables permet de mieux faire apparaître les "blend" insoupçonnables à une résolution plus modeste. Tout ceci est illustré par les mesures faites dans la Partie III à propos de l'analyse de CO dans α Her, de l'étude de la bande $3 \nu_3$ de CH_4 dans Jupiter.

RESULTATS

BILAN DES OBSERVATIONS

ET CONCLUSION.

L'interféromètre décrit dans la Partie I a fonctionné à l'Observatoire de Haute Provence (C.N.R.S.) durant trois missions au cours de l'année 1972. La première a été consacrée à son installation au foyer coudé du télescope de 193 cm. 6 étoiles froides furent observées également mais les résultats ont été dépassés ensuite par ceux des deux missions suivantes, l'une du 22 Avril au 8 Mai, l'autre du 15 au 25 Décembre 1972.

I TYPES DE SOURCES INFRAROUGES

Le choix des sources à observer a été le fruit de discussion avec divers utilisateurs. La plupart d'entre elles, quand elles avaient été observées dans le domaine $1-2.5\mu$, l'avaient été seulement à basse résolution soit à l'aide de spectromètres à balayage, soit à l'aide de petits interféromètres à balayage rapide [12, 14, 15, 19].

Cinq types de sources apparaissent, mais d'autres peuvent être envisagées, correspondant chacune à des problèmes différents.

1) Les étoiles M normales ou géantes de M0 à M8.

Une étoile, la plus représentative de chaque type spectral, compte tenu des possibilités d'observation aux dates de mission, a été retenue. La classification en type spectral de ces étoiles est basée sur les intensités des bandes de Ti O et VO dans le proche infrarouge ($7000-9000 \text{ \AA}$) [61].

A partir du domaine 1-2.5 μ il peut être possible de suivre l'évolution des abondances d'autres éléments comme CO, OH, H₂O, des rapports isotopiques comme C¹²/C¹³ et ceci d'autant que la résolution est plus élevée. Parmi les étoiles observées seule α Her avait déjà été obtenue dans ce domaine à haute résolution. La résolution a été augmentée et une étude du spectre commencée. (cf. Analyse du premier harmonique de CO dans α Herculis - Partie III)

2) Les étoiles variables de type Mira.

Ce sont des étoiles de type avancé présentant des variations d'éclat périodique (période de l'ordre d'une année) de grande amplitude. De nombreux travaux d'observations photométriques des cycles de ces étoiles sont faits. Mais ces étoiles très froides présentent des spectres infrarouges extrêmement complexes par le nombre des molécules présentes, parmi lesquelles peu sont identifiées. La vapeur d'eau est une source d'opacité. Plusieurs parmi les étoiles observées sont en même temps des sources d'émission OH très intenses dans le domaine radio. Une variable Mira de type S, χ Cyg, qui présente le plus fort écart de magnitude visuelle, a été également observée.

Il serait nécessaire pour une étude plus complète de prendre des spectres de ces sources à des phases différentes, pour étudier les changements apparaissant dans l'atmosphère stellaire. Ainsi \mathcal{R} Leo a été observée à deux phases différentes de son cycle.

Dans la catégorie des variables mais irrégulières j'ai également observé VY CMa. L'intérêt de cet objet a été révélé par le "Two-Micron Sky Survey" [62] détectant pour cette source un éclat anormal à 2 μ . Depuis un éclat plus anormal encore a été détecté à 10 μ et

à 20μ où elle constitue la source identifiée la plus intense [63] (rayonnement supérieur à celui de α Ori). L'interprétation de ce rayonnement comme celui d'une enveloppe de poussière chauffée par une supergéante de type α Her pose beaucoup de questions [63]. Le seul spectre publié de cette étoile dans le proche infrarouge est un spectre à basse résolution obtenu par Johnson et al. [64] avec un interféromètre à balayage rapide ($d\sigma = 8 \text{ cm}^{-1}$).

3) Les étoiles carbonées.

Ces étoiles riches en carbone présentent des spectres très complexes également, avec les absorptions de CO, CN, C₂. Quelques unes des étoiles carbonées les plus représentatives ont été observées, mais il n'existe pas d'étoiles de ce type aussi intenses dans le proche IR que parmi les étoiles M, ce qui a rendu plus délicate l'obtention de résolutions élevées. Des résolutions de l'ordre de 0.2 cm^{-1} ont été atteintes.

Parmi ces étoiles seule Y CVn avait été déjà observée par interférométrie mais avec une limite de résolution de 1 à 0.8 cm^{-1} [65]. Sinon ces étoiles ont été observées dans le domaine photographique [66, 67] et par spectrophotométrie avec réseau, donc à basse résolution ($R \sim 600$) dans l'infrarouge [68].

Un travail théorique sur des modèles pour les atmosphères de ces étoiles est mené par F. et M. Querci [69] à partir des spectres à haute résolution.

4) Les étoiles chaudes.

Le passage au type spectral très chaud est sans transition. 71

n'existait pas d'observations spectroscopiques dans le domaine 1-2,5 μ . C'est un domaine à explorer. Il est vrai que le nombre de sources susceptibles de fournir des spectres à haute résolution est plus restreint que dans le domaine des étoiles évoquées précédemment et que le domaine visible fournit beaucoup d'informations puisque l'on est en présence de sources où seules interviennent des absorptions (ou émissions) atomiques.

Parmi ces étoiles Sirius (A1) a été observée, permettant une limite de résolution de 0.2 cm^{-1} .

Sinon le spectre d'une étoile de type Be, γ Cas a été pris pour la première fois dans ce domaine. La limite de résolution obtenue est de 2 cm^{-1} et avec un rapport S/B d'une dizaine, mais suffisant pour mettre en évidence des raies en émission de l'hydrogène et de l'hélium. Ce spectre est décrit plus en détail dans la suite de cet exposé [70].

5) Les planètes.

Ce sont des sources qui ont fourni les premiers résultats spectaculaires en spectroscopie par T. F. astronomique, résultats concrétisés par un atlas [4].

J'ai observé deux planètes de même type, qui ne permettaient pas d'obtenir des résolutions aussi élevées qu'avec Vénus. Elles posent un problème particulier à cause de leur grande vitesse de rotation qui élargit les raies. Ces deux planètes figurent dans l'Atlas mais j'ai essayé d'améliorer les résultats. Le gain le plus spectaculaire a été atteint sur Saturne en passant d'une limite de résolution de 1.7 cm^{-1} à 0.25 cm^{-1} . L'élargissement Doppler demeure plus important ($\sim 0.4 \text{ cm}^{-1}$). Le domaine spectral accessible a été augmenté permettant d'accéder à la bande $3\nu_3$ de CH_4 vers $9\ 100 \text{ cm}^{-1}$. L'étude de cette bande dans

le spectre de Jupiter fait l'objet d'un article joint [25]. D'autres identifications sont en cours en particulier celle des constituants mineurs comme $H_2 S$. Le spectre des anneaux de Saturne a également été observé permettant de compléter la discussion sur leur composition [71].

Ne pouvant présenter des détails de tous les spectres, quelques spectres à basse résolution tirés de spectres à haute résolution montrent l'allure générale de ceux-ci pour des objets très différents : α Leo (type Mira), VY CMa (variable irrégulière), Sirius (étoile chaude - A1), Jupiter. C'est le résultat que l'on obtient en calculant la T. F. des 4 000 premiers échantillons de l'interférogramme, ce qui correspond à quelques minutes d'observation.

II JOURNAL D'OBSERVATION.

L'ensemble des observations faites au cours des deux missions de 1972, est rassemblé dans un "Journal d'Observation". Les informations sur les étoiles ont été constituées à partir de plusieurs catalogues et des articles spécialisés.

- les magnitudes V et K ont été tirées du "Two-Micron Sky Survey" [62] ou quand elles manquaient des données photométriques de H.L.Johnson [72].
- les types spectraux des étoiles C sont ceux attribués par Keenan [73].
- pour les étoiles variables, les informations proviennent du "General Catalogue of Variable Stars"[74]. Les types spectraux extrêmes des

JOURNAL D'OBSERVATION

ETOILES M

N° I R C	Etoile	Type Spectral	Magnitude		Date d'observation	Durée d'observation	Limite de résolution (cm ⁻¹)
			V (0.55μ)	K (2.2μ)			
+ 40 218	μ U Maj	M 0 III	3.04	-0.82	29.04.72	3 H 20	0.20
+ 30 504	β Peg	M 2 II	2.54	-2.16	15.12.72	4 H 20	0.12
+ 20 144	μ Gem	M 3 III	2.83	-1.89	15.12.72	4 H 50	0.11
+ 40 331	δ ² Lyr	M 4 II	4.31	-1.21	06.05.72	3 H 40	0.24
+ 10 324	α Her	M 5 II	3.05	-3.44	{ 23.04.72 04.05.72	2 H 25 3 H 05	0.12 0.10
+ 40 283	ε Her	M 6 III	4.4	-2	03.05.72	2 H 30	0.17

ETOILES VARIABLES Phase à l'observation

+ 30 257	RX Boo	M 8	V K		Date d'observation	Durée d'observation	Limite de résolution (cm ⁻¹)
			V	K			
+ 10 215	Type Mira R Leo	M 7e - M 9	6.5	-1.85	02.05.72	4 H	0.12
+ 30 215	R L Mi	M 7e - M 9	5.4-10.5	~ -2	{ 03.05.72 19.12.72	3 H 15 6 H	0.11 0.11
+ 20 127	U Ori	M 6.5e - M 9	6.3-13.2	-0.67	23.12.72	3 H 05	0.22
+ 50 484	R Cas	M 7e - M 10	5.2-12.6	-0.49	24.12.72	3 H 10	0.19
+ 00 030	O Ceti	M 5.5e - M 9	5.5-13.0	-1.84	21.12.72	3 H 25	0.12
+ 30 395	χ Cyg	S 7.2e - M 9	2.0-10.1	-2 à -3	23.12.72	5 H 20	0.10
			5.4-13.6	-1.5 à -2.5	07.05.72	2 H	0.19
- 30 087	Variable irrégulière VY CMa	M 3-5 I	7.4	-0.72	21.12.72	2 H 15	0.24

JOURNAL D'OBSERVATION (suite)

ETOILES C

N° I R C	Etoile	"	Type Spectral *	V	K	Date d'observation	Durée d'observation	Limite de résolution (cm ⁻¹)
+ 40 158	UU Aur		C 5 SR	5.3	-0.71	26.04.72	3 H	0.17
+ 50 219	Y CVn		C 5 SR	4.8	-0.77	{ 24.04.72 04.05.72	3 H 30 3 H 45	0.17 0.17
+ 70 116	RY Dra		C 4 SR	6.3	+0.27	26.04.72	2 H 30	0.55
- 10 242	U Hya		C 7 I	4.8	-0.67	07.05.72	2 H 30	0.55

* SR : semi-régulière I : irrégulière (d'après KUKARKIN et al [74])

ETOILES CHAUDES

N° I R C	Etoile	Type Spectral	V	K	Date d'observation	Durée d'observation	Limite de résolution (cm ⁻¹)
- 20 105	α CMa	A 1 V	-1.45	-1.32	18.12.72	2 H 35	0.20
+ 60 031	γ Cas	B 0 IV pe	+ 2.65	+2.05	{ 18.12.72 24.12.72	0 H 50 1 H × 2	2 2

PLANETES

	Magnitude visuelle	Coordonnées α	δ	Date d'observation	∅ diaphragme	Durée d'observation	Limite de résolution (cm ⁻¹)
Jupiter	-1.9	18 H 36	-22°53	07.05.72	25"	1 H 35	0.22
Saturne	- 0.2	5 H 02	+21°07	{ 16.12.72 17.12.72	15"	3 H 30 × 2 4 H 10	0.26
Anneaux de Saturne				21.12.72	15"	1 H 00	1.6

variables Mira et les magnitudes K de O Ceti et χ Cyg ont été empruntées à Lockwood et al.[75].

- la limite de résolution du spectre non apodisé est $d\sigma = 1/2 L$; L différence de marche maximum. Selon l'apodisation employée après calcul du spectre la limite de résolution varie entre $1/2 L$ et $1/L$ [3].

Les valeurs sont données dans le tableau en tenant compte de l'apodisation employée, qui est d'autant plus forte que le spectre est à basse résolution.

- les planètes ont été observées en diaphragmant l'image afin de réduire l'effet Doppler de rotation et par ailleurs dans le cas de Saturne pour éliminer la lumière des anneaux. Ceux-ci ont été observés ensuite.

- les durées d'observation correspondent au temps total d'enregistrement de l'interférogramme. Elles ne dépendent pas toujours de la limite de résolution atteinte et de l'intensité absolue de la source, car pour chaque enregistrement interviennent les conditions réelles d'observation: hauteur de la source, transparence, turbulence, durée possible d'observation.

III DIAGRAMME MAGNITUDE-RESOLUTION.

On peut tenter de résumer les résultats de ce tableau par un diagramme des pouvoirs de résolution en fonction des magnitudes K .

Le rapport signal/bruit dans un spectre obtenu par T. F. est :

$$\frac{S}{B} = \frac{I d\sigma}{N} \sqrt{T} \quad [1]$$

avec I : intensité moyenne de la source dans le domaine spectral enregistré,

$d\sigma$: limite de résolution,

N : N.E.P. des détecteurs

T : temps total d'observation.

Le pouvoir de résolution $R = \sigma/d\sigma$ est donc proportionnel à :

$$\frac{I}{(S/B) N} \sqrt{T}$$

Pour des observations avec un même équipement, de sources d'intensités différentes, conduisant à des spectres de même rapport S/B pour un même temps d'observation, la résolution dépend de I telle que :

$$\log R = \log I + \text{cst}$$

que l'on peut encore écrire

$$\log R = - \frac{M}{2,5} + \text{cst}$$

M étant la magnitude de la source dans le domaine spectral considéré. On obtient donc une droite telle que la résolution varie de 100 pour un écart de 5 magnitudes.

On peut encore écrire :

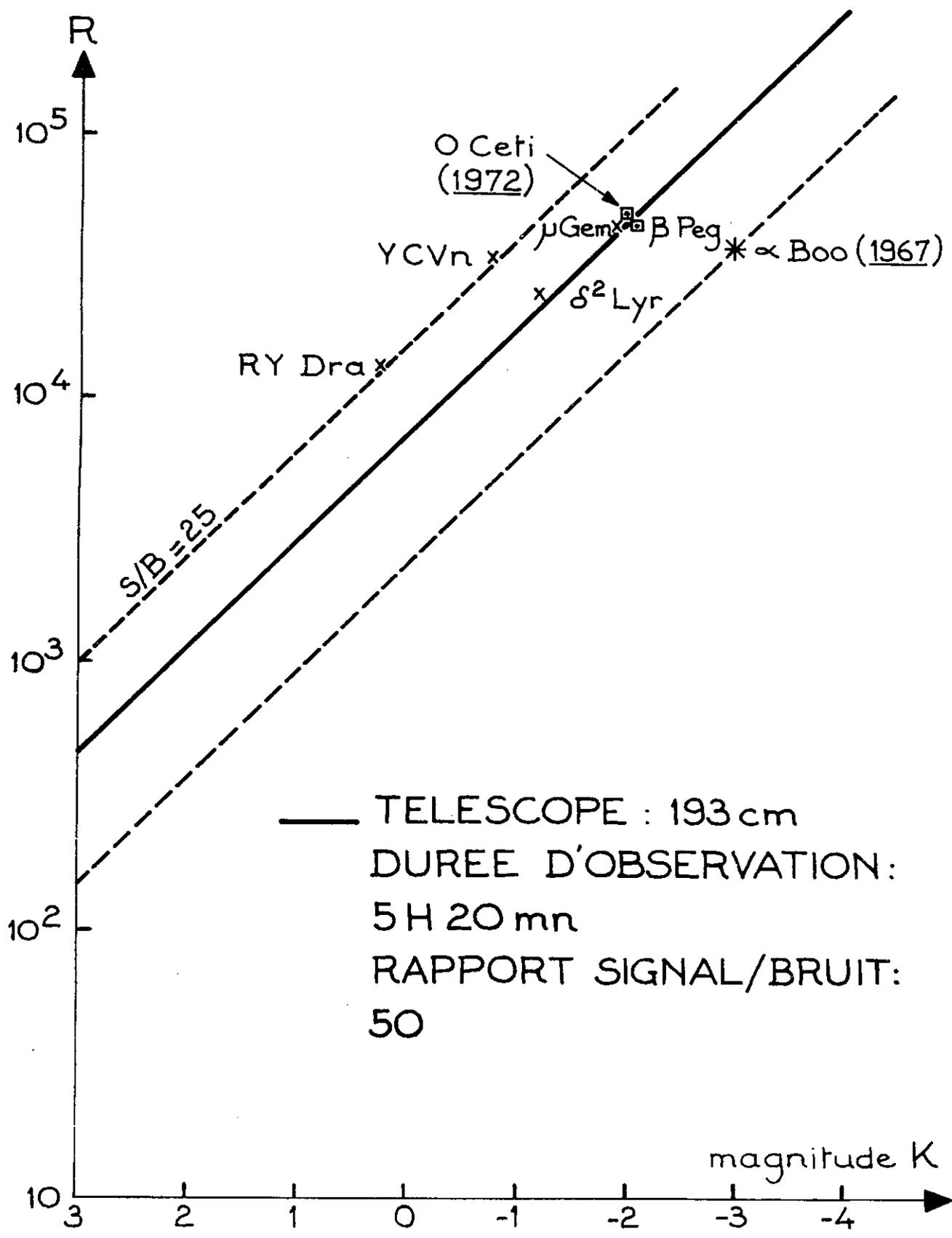
$$\frac{S}{B} = \frac{1}{\beta}$$

$\beta d\sigma = W$ largeur équivalente minimum détectable

$$W = \frac{N}{I \sqrt{T}} \quad \text{et donc}$$

$$\log W = \frac{M}{2,5} + \text{cst} \quad \text{ce qui donne une droite}$$

indépendante de σ , dans le domaine spectral considéré. Un tel diagramme a été présenté par P. Connes [76] à partir d'un seul point expérimental correspondant à l'observation de α Boo en 1967 [7]. Les



- Fig. 36 -

magnitudes V figurent en abscisses. Ceci nécessite de tracer des droites parallèles à la droite passant par le point expérimental pour chaque type spectral en faisant l'hypothèse que l'étoile a un rayonnement de corps noir à la température effective correspondante. Il est plus exact de porter en abscisse les magnitudes infrarouges. Un tel diagramme peut être construit pour les magnitudes J ($1,2 \mu$) et K ($2,2 \mu$) et même L ($3,5 \mu$) d'après quelques résultats de Beer [16].

Sur la fig. 36 les magnitudes K sont portées suivant une échelle linéaire. En ordonnées les pouvoirs de résolution sont calculés pour $\sigma = 5\ 000\text{cm}^{-1}$ et indiqués sur une échelle logarithmique.

Deux points expérimentaux ont été choisis :

θ Ceti : (23-12-72) durée d'observation : 5 H 20, limite de résolution : $0,10\ \text{cm}^{-1}$, rapport S/B à $5\ 000\ \text{cm}^{-1}$: 50 , $K = -2$

β Peg : (15-12-72) durée d'observation : 4 H 20, limite de résolution : $0,12\ \text{cm}^{-1}$, rapport S/B à $5\ 000\ \text{cm}^{-1}$: 50 , $K = -2,1$.

β Peg ramené à la même durée d'observation que θ Ceti donne un point de coordonnées $R = 45\ 500$, $K = -2,1$, contre $R = 50\ 000$ et $K = -2$ pour θ Ceti.

A titre de comparaison nous avons placé le point expérimental choisi dans le diagramme cité précédemment [76] soit : α Boo , télescope 152 cm, durée d'observation : 6 H 15, limite de résolution : $0,2\ \text{cm}^{-1}$, rapport S/B : 50 , $K = -3$.

En ramenant ces valeurs aux conditions d'observation de θ Ceti on obtient un point de coordonnée

$$R = 37\ 000 , K = -3$$

Par l'un et l'autre de ces points on peut faire passer une droite.

L'une indique, pour une magnitude de K donnée, le pouvoir de résolution qui était atteint avec l'interféromètre fonctionnant en 1967, l'autre le pouvoir de résolution atteint aujourd'hui avec le nouvel interféromètre pour un diamètre de télescope, une durée d'observation, un rapport signal/bruit^{donné}. La droite passant par nos points expérimentaux est au-dessus de la droite précédente. Elle exprime un gain, indépendamment du télescope d'un facteur 3 par rapport aux résultats précédents.

Ce gain n'est pas dû à des facteurs fondamentaux mais à l'emploi de détecteurs de performances supérieures, ce qui justifie les précautions et les tests effectués, décrits dans le Chapitre C de la Partie I et par ailleurs au souci d'améliorer au maximum le coefficient de transmission de l'instrument (Chap. D, Partie I).

Quelques autres points expérimentaux ont été ajoutés sur la figure 36, ramenés aux conditions d'observation précédentes. Certains se placent au-dessus de la droite tracée pour un rapport signal/bruit de 50 car ils présentent un rapport S/B un peu inférieur. La droite de rapport S/B = 25 a été tracée également, qui bien sûr correspond à des pouvoirs de résolution plus élevés.

La comparaison faite avec des spectres obtenus en 1967 n'est pas effectuée sur des spectres de même facteur de qualité (cf. définition: Chap. A, Partie II). Le temps d'observation pour α Boo correspond à un spectre s'étendant sur une seule fenêtre atmosphérique, ce qui signifie que les trois fenêtres du proche infrarouge, accessible à l'instrument, avaient été couvertes en 18 H environ. Tous les spectres que nous avons pris couvrent simultanément quatre fenêtres de transparence, comme le montrent les spectres à basse résolution :

- a) 4 000 - 5 200 cm^{-1}
- b) 5 500 - 7 100 cm^{-1}
- c) 7 400 - 8 800 cm^{-1}
- d) 9 000 - 10 700 cm^{-1}

Il faut convenir toutefois que ceci a l'inconvénient, étant donnée la courbe de sensibilité spectrale des détecteurs de type PbS, de ne pas avoir un rapport S/B constant tout au long du spectre. Il est en général optimum pour les fenêtres a) et b) et va en décroissant pour les fenêtres c) et d). Pour les étoiles les plus froides la quatrième fenêtre (d) est pratiquement inutilisable, mais elle a été précieuse dans l'étude des planètes (bande ν_3 de CH_4) et des étoiles chaudes (raie de He I à 10 830 Å, raies de Paschen)

IV CONCLUSION

Le bilan de ce travail s'exprime par l'observation de 20 étoiles différentes et de deux planètes en l'espace de 2 missions. Il faut ajouter les spectres solaires et lunaires de comparaison. Ceci représente environ 100 heures d'observation utile au télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute Provence. Tous les spectres couvrent complètement le domaine 1 à 2.5 μ avec le pouvoir de résolution le plus élevé possible. La fiabilité de l'ensemble est donc démontrée.

Ceci a demandé la mise au point d'une nouvelle génération d'interféromètres, à laquelle j'ai contribué, très sûrs d'emploi, insensibles aux perturbations extérieures (impulsions parasites, vibrations). Cet instrument a été mis en oeuvre derrière un télescope. Il a été

montré combien, dans les conditions très exigeantes des observations astronomiques, le choix des détecteurs, la qualité de l'élimination de la turbulence, la transmission de l'instrument conditionnaient la qualité des résultats.

Pour l'avenir il apparaît que le temps de télescope n'est pas un problème pour obtenir une quantité énorme d'informations sur un grand nombre d'objets. Un diagramme du type de celui de la figure 36 peut être prévu pour le même instrument placé derrière un télescope de plus grande dimension. Le nombre d'objets pour lequel une haute résolution est alors possible se trouve accru.

Mais en même temps apparaît le problème de l'exploitation de toute cette information. Nous avons pu expérimenter, en regard du temps qu'il faut pour enregistrer et calculer un spectre, le temps nécessaire pour en exploiter un petit domaine. C'est pourquoi nous avons travaillé à un premier dépouillement sous forme de pointé automatique donnant de manière utilisable un certain nombre d'informations contenues dans le spectre (positions des raies, largeurs équivalentes, profil, fond continu). Mais il reste beaucoup à faire en ce sens. Pour donner une identification complète de chacune des raies observées et pour expliquer la présence de chacune d'elles dans le spectre des travaux de laboratoire et des travaux théoriques sont indispensables.

Les pages qui suivent sont consacrées aux premiers travaux d'exploitation de quelques-uns de ces nouveaux spectres :

- a) un article sur l'étude de la bande $3\nu_3$ du méthane dans Jupiter.

Une nouvelle estimation de la largeur des raies, de la pression, de la température de l'atmosphère de Jupiter est donnée. Ce travail a été l'occasion de prendre un nouveau spectre de laboratoire de cette bande du méthane, permettant de corriger les nombres d'onde précédemment admis.

Un article parallèle consacré à Saturne est en préparation.

- b) une analyse du premier harmonique de CO dans α Herculis.

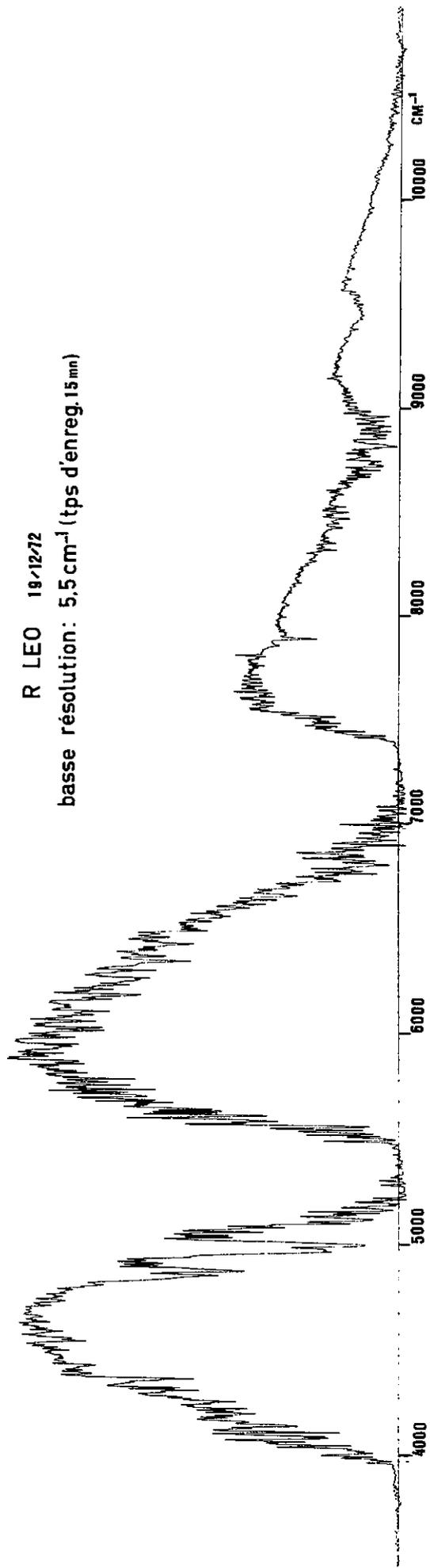
Les identifications de nombreuses raies de $C^{12}O^{16}$, $C^{13}O^{16}$, sont données, conduisant à la détermination de la vitesse radiale de CO par rapport à quelques éléments métalliques. Un isotope de CO : $C^{12}O^{17}$ jamais identifié dans une atmosphère stellaire a été détecté. Suit une discussion de la température de rotation de CO puis une estimation des rapports C^{12}/C^{13} , O^{16}/O^{17} , O^{16}/O^{18} .

- c) une étude du spectre de l'étoile β , γ Cas.

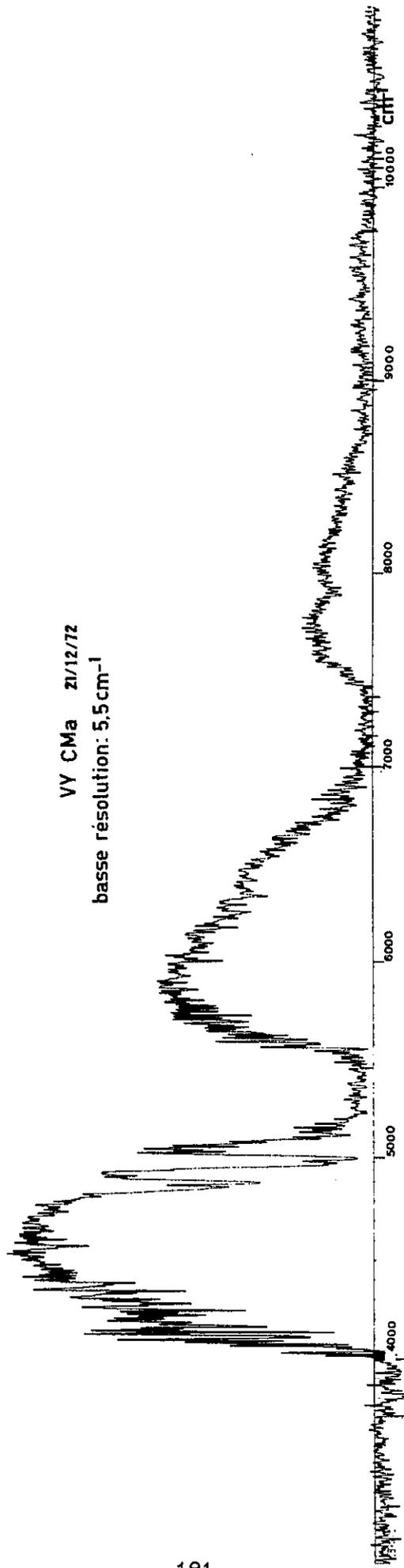
(sous forme d'une note aux Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences).

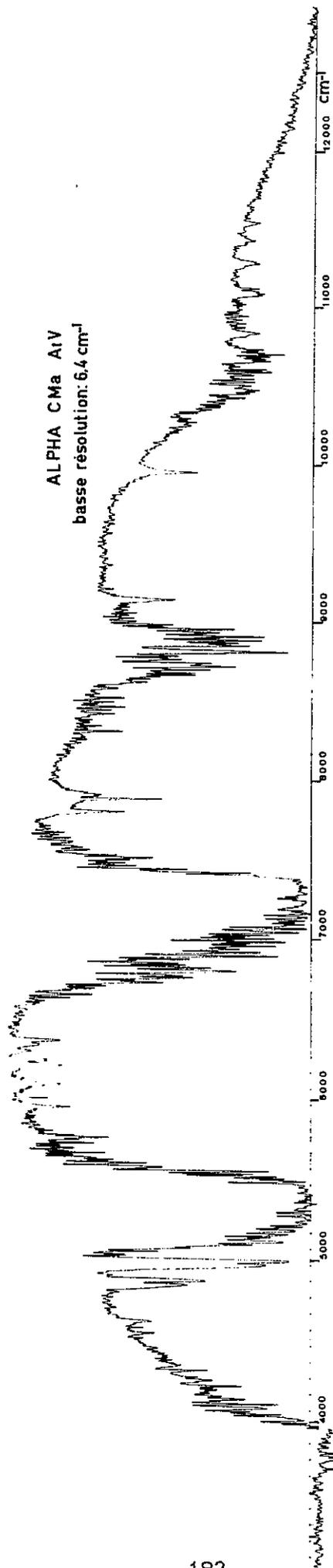
Observée pour la première fois dans l'infrarouge, le spectre permet une description du profil de la raie $10\ 830\ \overset{\circ}{\text{Å}}$ de He I et de celui des raies de Paschen, Brackett, Pfund de l'hydrogène.

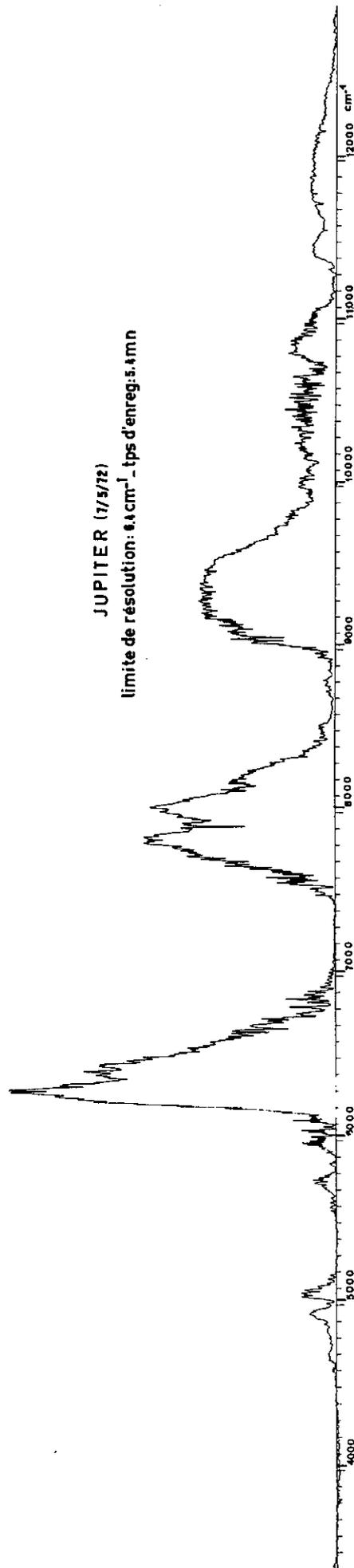
R LEO 19/12/72
basse résolution: 5.5 cm^{-1} (tps d'enreg. 15 mn)

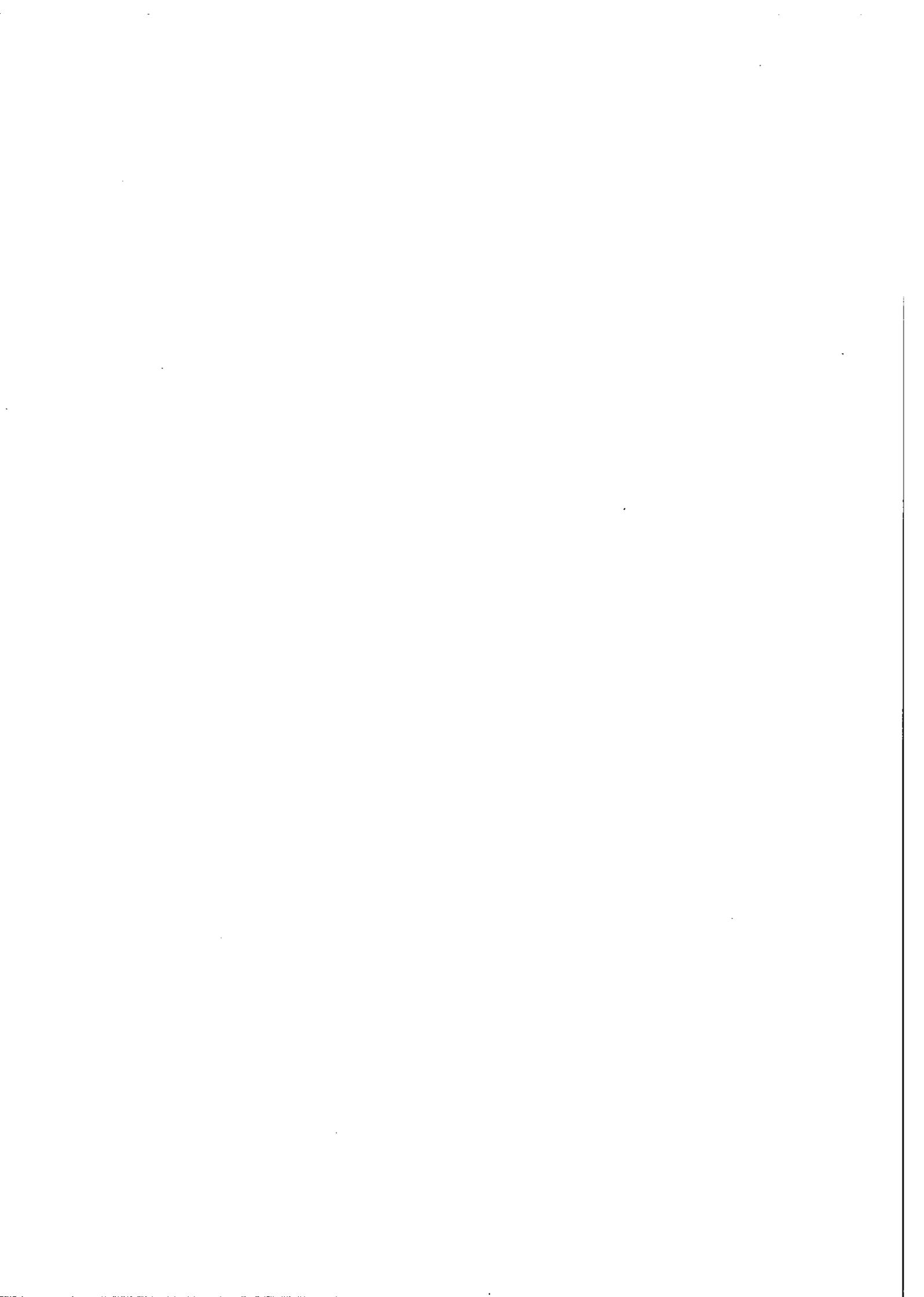


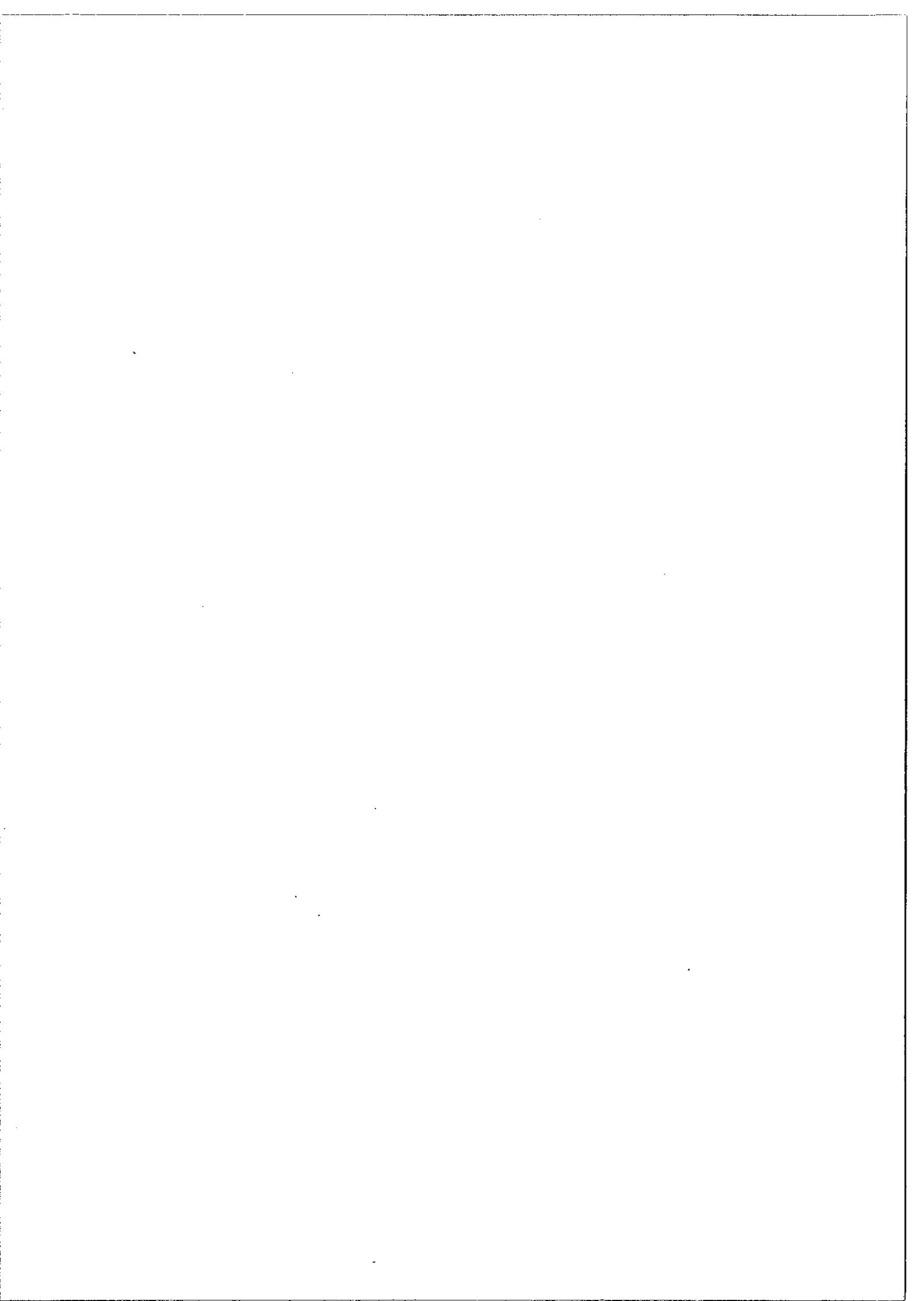
VY CMa z1/12/72
basse résolution: 5.5 cm⁻¹













New Infrared Spectra of the Jovian Planets from 12000 to 4000 cm^{-1} by Fourier Transform Spectroscopy

I. Study of Jupiter in the $3\nu_3$ CH_4 Band

J. P. Maillard, M. Combes, Th. Encrenaz, J. Lecacheux

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Campus d'Orsay and Observatoire de Paris, F-92190 Meudon, France

Received December 21, 1972, revised January 23, 1973

Summary. New spectra of Jupiter from 12000-4000 cm^{-1} were obtained in May 1972, using a Fourier Transform Michelson interferometer and the Haute Provence Observatory's 193 cm telescope. The spectral resolution was 0.22 cm^{-1} and the broadening effect due to Jovian rotation was nearly 0.4 cm^{-1} . Solar comparison spectra were also obtained.

Laboratory spectra of CH_4 at very high resolution ($R = 500000$ at 9000 cm^{-1}) have been recorded in the range 7500-12000 cm^{-1} . New wavenumbers of the $3\nu_3$ J manifolds are given.

We fitted the observational data to synthetic profiles based upon the reflecting layer model, and convoluted

by the instrumental profile and by the rotational broadening effect. Using the method of Margolis and Fox (1969), we estimated half-widths, the rotational temperature and the CH_4 abundance.

The Lorentz half-width is 0.10 ± 0.03 cm^{-1} , the rotational temperature is 150 K with an uncertainty of about 10%, and the CH_4 abundance lies between 30 and 46 m-atm. An attempted identification of $^{13}\text{CH}_4$ was inconclusive.

Key words: jupiter - methane - planetary atmospheres - Fourier spectroscopy

Introduction

The $3\nu_3$ band of methane at 9050 cm^{-1} has been extensively studied. Owen (1965) first identified this band from infrared photographic plates taken by Kuiper in 1955. Later on Walker and Hayes (1967), using a Lallemand-electronic camera, recorded this band at a roughly estimated resolution of 0.8 cm^{-1} . Some observations of Jupiter in this range were made by Farmer (1969) using a two stage S-1 image tube in which the stated spectral resolution was 0.1 cm^{-1} . Margolis and Fox (1969a, 1969b) used the Jovian spectrum of Walker and Hayes and the reflective layer model to get the rotational temperature and an estimate of the abundance in the Jovian atmosphere. Bergstralh (1972a, b) continued these studies and analysed his results using a reflective layer model and scattering models. Recently Fox *et al.* (1972) estimated the ratio C^{13}/C^{12} from new spectra taken in the $3\nu_3$ region.

Improved Jovian spectra have been obtained using a Fourier Transform Michelson interferometer between 4000 cm^{-1} and 12000 cm^{-1} . In this paper, we limit the study of these spectra to the interpretation of the $3\nu_3$ band, taking again the method described by Margolis and Fox for the simultaneous determination of the methane half-width and abundance. As pointed out by Margolis and Fox, this measurement is important for

the study of the Jovian atmospheric parameters. In order to determine the equivalent widths and half-widths (Part V), we have to define the line positions (Part II), the line profiles (Part III) and to eliminate telluric and solar lines from the observed spectra (Part IV). Then we estimate the rotational temperature and the CH_4 abundance (Part VI).

I. Description of the Experiment

Two new spectra of Jupiter in the near infrared were recorded by Maillard by means of a Fourier spectrometer. Some years ago, a spectrum of Jupiter along with the spectra of the other bright planets were published in the form of an atlas (Connes *et al.*, 1969).

However, the atlas spectrum had a spectral resolving power equal to about 20000 and roughly constant over the spectral range, because the solid angle subtended by Jupiter limited the resolution. Furthermore, the resolution of the Jovian spectrum was reduced owing to the Doppler effect. The spectrum was also cut around 8500 cm^{-1} and excluded the wavelength range of the $3\nu_3$ CH_4 band, which is of particular interest.

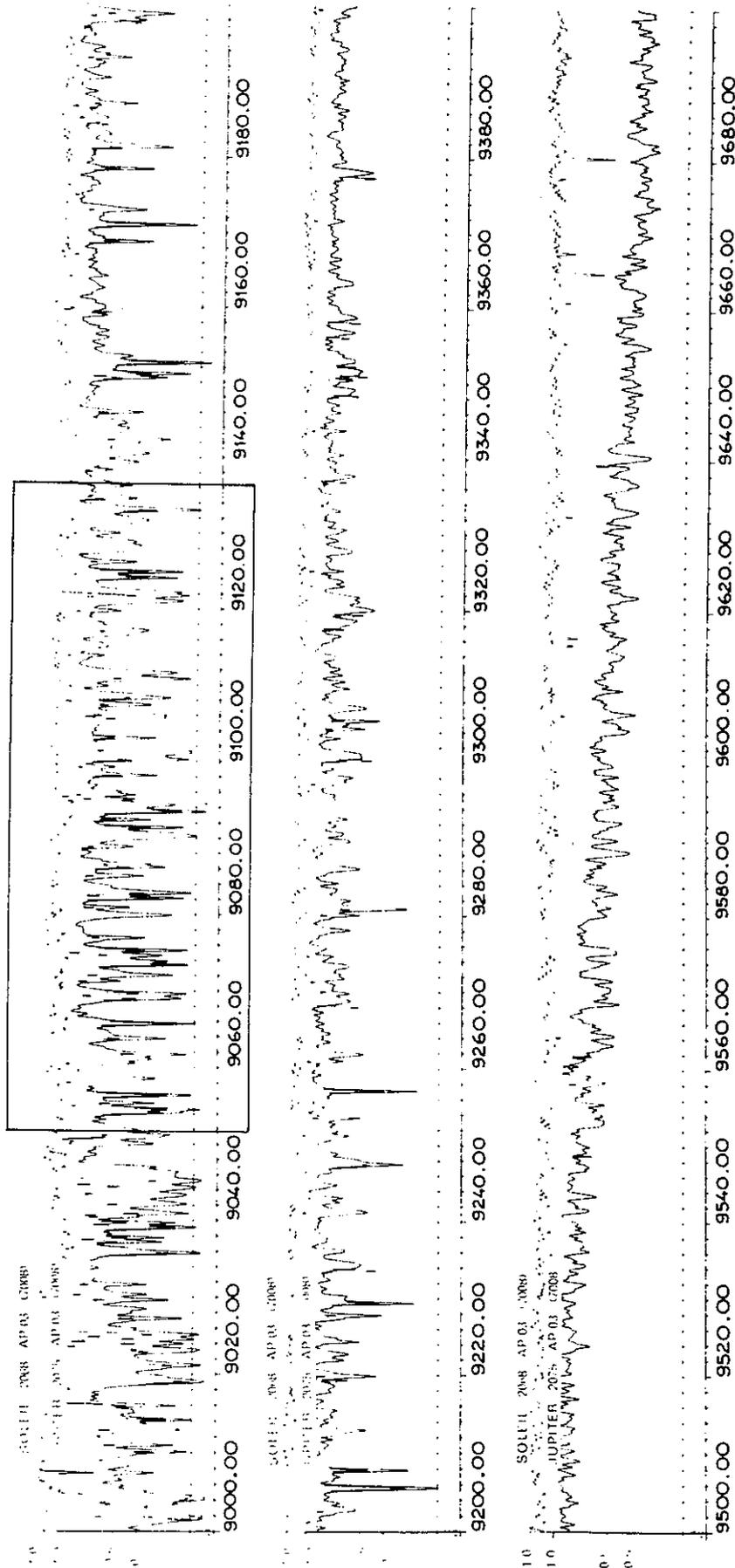


Fig. 1. The spectrum of Jupiter (heavy line) and the solar comparison (light line) in the wavelength range 9000 - 9700 cm⁻¹.

In the present spectra the instrumental resolution has been increased, the Doppler broadening reduced and the spectral range enlarged to 12000 cm^{-1} .

The observations were made on the 6th and 7th of May 1972 at the coudé focus of the 76-inch telescope (193 cm) at Saint Michel (France). It was almost two months before opposition. This year was not very propitious for observations of Jupiter from this site, since the planet had a declination angle of -23° . At the time of the observations, only two hours were available before sunrise.

The interferometer used for this experiment, has been described in other papers (Connes *et al.*, 1970; Gue-lachvili and Maillard, 1970) where it was used for laboratory work at a very high resolution. The path difference, which is two meters at its maximum, changes for recording the interferogram by a step-by-step motion. The reference line is an infrared Xenon line at $3.5\ \mu$. The modulation of the infrared signal is performed by a modulation of the path difference. All the operations are servo-controlled: positioning, movement, internal modulation. The samples are recorded on magnetic tape. The interferometer has cat's eyes on each arm and therefore two exits are used. The detectors were PbS cells (area: $0.1 \times 0.1\text{ mm}$) cooled to the temperature of dry ice. Each cell was immersed in a hyperhemispherical lens of high refractive index glass. In this way the linear dimensions of the image are reduced at the detector by a factor n^2 .

A glass filter only cut out wave numbers less than 3900 cm^{-1} . The decreasing sensitivity of the cells, the gilded mirrors and the silicium-coated beamsplitter damp the spectrum towards higher frequencies (12000 cm^{-1}).

A comparison solar spectrum was obtained during the same period and with the same instrument configuration. In what follows, we limit the study of these spectra to the wavelength range of $3\nu_3$ CH₄-band.

Figure 1 shows the Jovian spectrum and the solar comparison spectrum in the wavelength range $9000\text{--}9700\text{ cm}^{-1}$. Figure 2 shows the spectral region of the $3\nu_3$ CH₄ band.

II. Line Positions and Doppler Effect

a) Line Positions

We are concerned here with the instrumental effects which affect all the line positions in a similar way.

Line positions are determined from the reference line used to measure the path difference of the interferometer. At present time the wave number in vacuum of this line is known to an accuracy of $5 \cdot 10^{-7}$.

All the wave numbers are thus given in vacuum but an error exists due to the variation of the refractive index of air with wavelength. The difference between the computed and the true value in vacuum is:

$$\Delta\sigma = \Delta n \cdot \sigma_r$$

where Δn is the variation in the refractive index of air between σ_r and the frequency of the reference line.

This gives

$$\Delta\sigma = 1.42 \cdot 10^{-6} \sigma_r \text{ for } \sigma_r = 10000\text{ cm}^{-1}$$

and

$$\Delta\sigma = 0.26 \cdot 10^{-6} \sigma_r \text{ for } \sigma_r = 5000\text{ cm}^{-1}$$

A further correction has to be applied due to the finite solid angle of the beam in the interferometer:

$$\Delta\sigma = \cancel{1.3} \cdot 10^{-6} \sigma_r \quad 0.72 \cdot 10^{-6} \sigma_r$$

b) Doppler Effect

Because Jupiter is a rapidly rotating object, spectral lines are strongly Doppler broadened if the entire disk of the planet is admitted by the detector. In order to minimize this loss in resolution, two PbS cells were used as receivers, corresponding to squared apertures of $25''$, one on each side of the interferometer. The use of smaller apertures would have provided a too poor signal-to-noise ratio.

To explain the shifts and the broadening of the non-telluric lines in Jovian spectra, we have to take into account different Doppler effects. As shown in Fig. 3, a Jovian line absorbed at P on Jupiter is shifted because of the radial velocity of Jupiter relative to the Earth (V_p) and because of the component of the rotational velocity in the Earth's direction (V_1). In a similar manner, solar lines, diffused by Jupiter at the same point P , are shifted because of the radial velocities of Jupiter relative to the Earth (V_p) and to the Sun (V_s), and because of the components of the rotational velocity in the Earth's direction (V_1) and in the Sun's direction (V_2).

In a first analysis, of the Jovian spectra we measured the Doppler shift of the Jovian lines as $0.88 \pm 0.03\text{ cm}^{-1}$. As the shift due to the radial velocity of Jupiter at the subterrestrial point was only 0.66 cm^{-1} ($-0.72 \times 10^{-4} \sigma$) this indicates that the two PbS cells were located near the planetary limb. If such an assumption is true, the shift of the reflected solar lines must be greater than 0.88 cm^{-1} because of the influence of the velocities V_2 and V_s . But the shift of the solar lines seems to be $0.68 \pm 0.05\text{ cm}^{-1}$ (it is difficult to identify accurately the solar lines because of the modification of their shape due to the Doppler broadening).

A fact to be noted here is that the shift of the Jovian lines was measured using the absolute lines frequencies given by Margolis and Fox (1968) with an estimated accuracy of 0.05 cm^{-1} , and by Margolis (1971).

c) Laboratory CH₄ Spectra

A systematic error in the measurements of Margolis and Fox could explain these discrepancies. To assess the validity of this assumption, and using the well

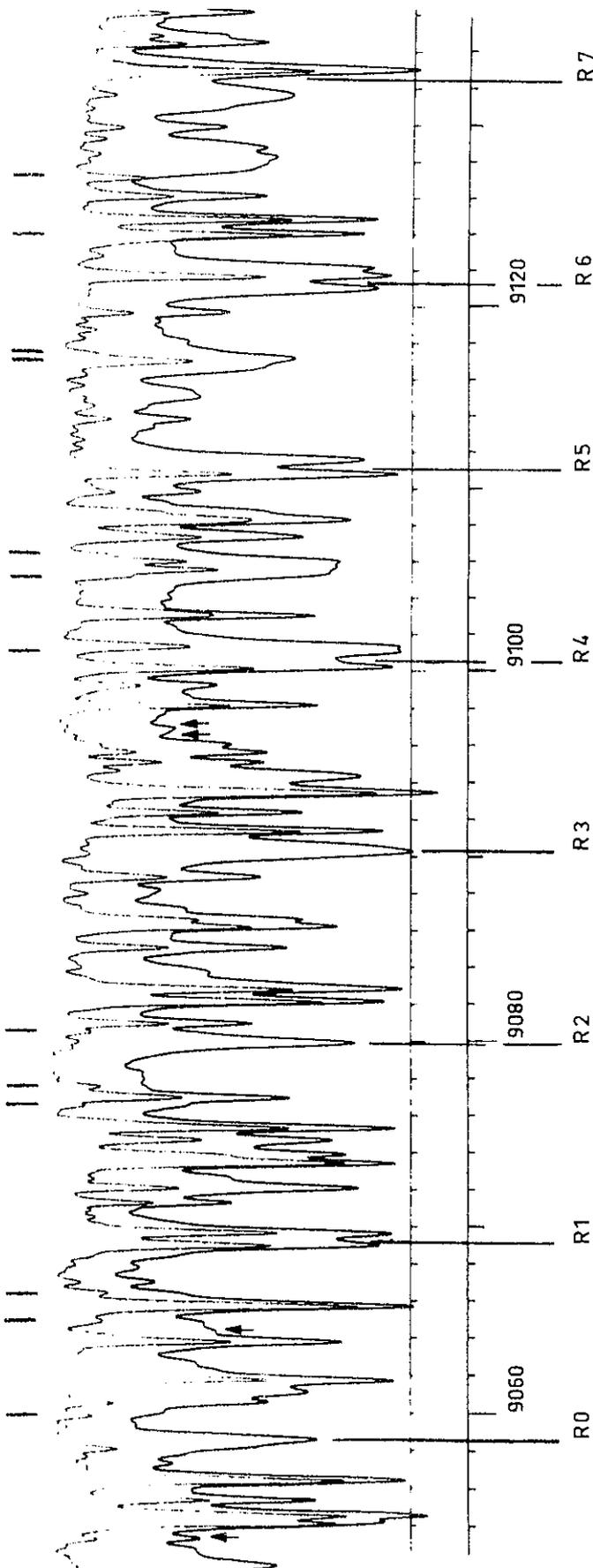


Fig. 2. The $3\nu_3$ R branch of CH_4 in Jupiter, with the assignment of the J manifolds. The main solar lines are noted at the top of the figure

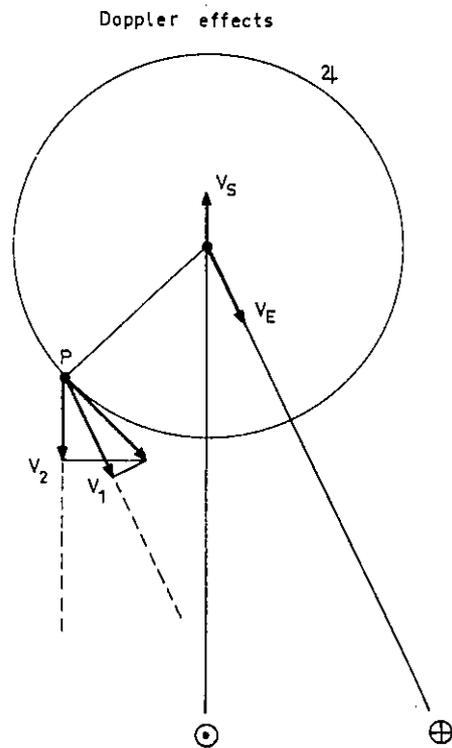


Fig. 3. The Doppler effects. v_s and v_E are the radial velocities of Jupiter in the Sun and the Earth directions; v_1 and v_2 are the components of the rotational velocity in the Earth and the Sun directions

known ability of Fourier Transform Spectroscopy to measure line frequencies with very great accuracy. Maillard has recorded methane laboratory spectra at high resolution (0.018 cm^{-1}) with an interferometer similar to ours built by Guelachvili (1972) for laboratory work. The spectra were obtained at room temperature using a White cell with 38 meters path length at 200 torr of CH_4 .

Figure 4 shows a part of one of these spectra including R(5) and R(6). Other features ("interlopers") can also be seen.

These "interlopers" are often attributed to the combination band ($\nu_1 + 2\nu_3$), but they should be identified as forbidden lines of the $3\nu_3$ R-branch. A fact to be noted here is that the temperature dependance of the intensity of these "interlopers" and of the J components of the $3\nu_3$ band are quite different. From room temperature to Jovian temperature, the interlopers equivalent-widths of the "interlopers" increase more rapidly than those of the J components.

The results are summarized in Table 1. The estimated accuracy in the absolute line positions is $\pm 0.005 \text{ cm}^{-1}$. It could be improved by taking account of some

Study of Jupiter in the $3\nu_3$ CH₄ Band

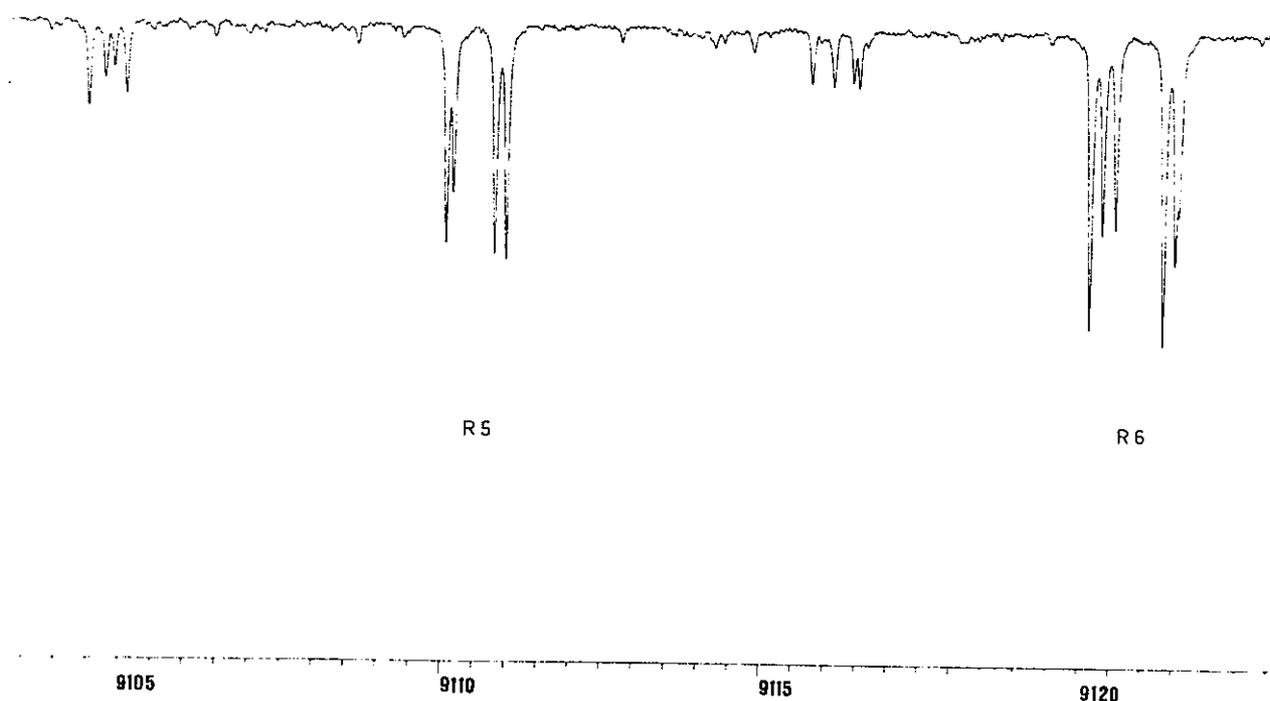


Fig. 4. R(5) and R(6) in a laboratory spectrum of CH₄. Pressure = 200 torr, absorbing length = 38 m, $T = 294$ K. Spectral resolution: 0.018 cm^{-1}

Table I

	Margolis-Fox 75 torr, 64 m, 294 K (cm^{-1})	New positions 200 torr, 38 m, 294 K (cm^{-1})	
R_0	9057.58	9057.7642	0.18
R_1	9068.44	9068.5661	0.13
R_2	9079.00	9079.1510	0.15
	9079.08	9079.2411	0.16
R_3	9089.23	9089.3726	0.14
	9089.49	9089.6506	0.16
	9089.67	9089.8312	0.16
R_4	9099.55	9099.7288	0.18
	9100.00	9100.1958	0.20
	9100.12	9100.3097	0.19
	9100.27	9100.4675	0.20
R_5	9109.81	9110.0039	0.19
	9109.91	9110.1132	0.20
	9110.59	9110.7613	0.17
	9110.76	9110.9443	0.18
R_6	9119.95	9120.1358	0.19
	9120.13	9120.3260	0.20
	9120.35	9120.5304	0.18
	9121.09	9121.2932	0.20
	9121.30	9121.4795	0.18
	9121.37	9121.5328	0.16
R_7	9130.41	9130.5810	0.17
	9130.79	9130.9724	0.17
	9131.17	9131.3410	0.16
	9131.84	9132.0268	0.19
	9132.11	9132.2937	0.18
	9132.23	9132.4002	0.17

additional instrumental effects. The spectral resolution is better than the Lorentz width of the lines. The estimated accuracy in the relative line positions is 0.001 cm^{-1} . Pressure shifts are not yet analysed and the frequencies are given for a pressure of 200 torr of CH₄.

Our results are in disagreement with those of Margolis. The mean difference is $+0.18 \text{ cm}^{-1}$. From these frequencies the shift of the Jovian lines becomes $0.71 \pm 0.02 \text{ cm}^{-1}$. Using this value, we deduce that the barycentre of the two PbS cells was located at $3'' \pm 2''$ relative to the subterrestrial point. At this point the shift of the solar lines may be estimated to be 0.69 cm^{-1} , which is in close agreement with the measured value.

III. Line Profiles

a) The Instrumental Profile

The instrumental resolution for the unapodized spectrum is equal to 0.186 cm^{-1} (according to the definition $d\sigma = 1,2L$, L being the maximum path difference). To eliminate the possible secondary maxima of a line, a partial apodization of type B, according to the classification given in Connes and Connes (1966), has been applied, which gives a limiting resolution of 0.222 cm^{-1} . For the comparison solar spectrum, the same apparatus function has been used and the limiting resolution is 0.203 cm^{-1} .

The noise being constant along all the spectra, the signal to noise ratio depends on the window. It is 80 around 6230 cm^{-1} , 50 at 7800 and 30 near 9200 .

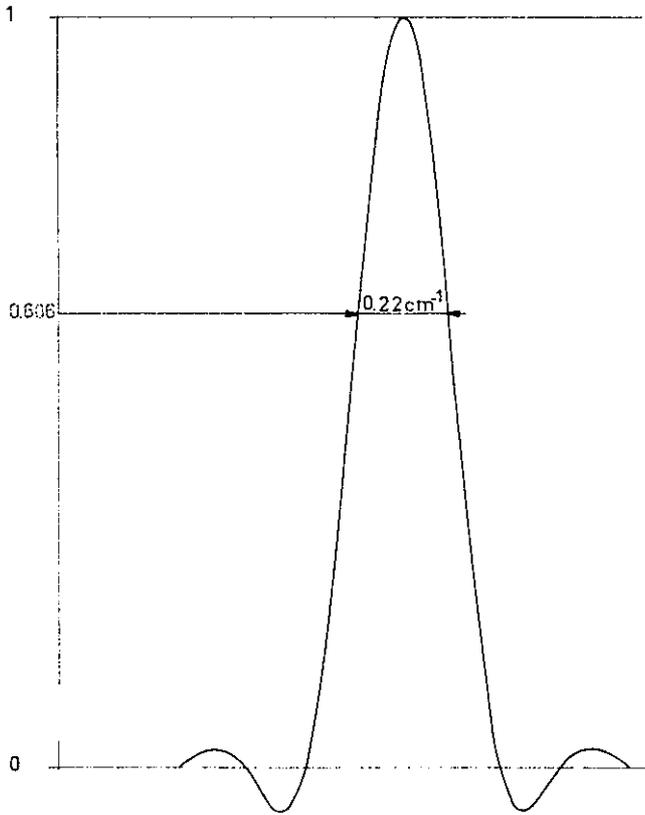


Fig. 5. The instrumental profile after apodization

As is generally the case with Fourier spectroscopy, the instrumental profile $I(\nu)$ can be well determined; it is shown in Fig. 5. The resolution after apodization is 0.22 cm^{-1} .

b) The Doppler Broadening

The Doppler effects described above provide, when they are integrated over the whole of the observed part of the planetary disk, result in a "Doppler broadening". Figure 6 shows the profile which would have been obtained if the whole planetary disk had been admitted by the interferometer.

To reduce this loss in resolution we used as receivers, as noted previously, two squared Pb cells of $25''$. The shape was not optimized: a rectangular cell of the same area matched to the polar diameter of the planet would be better. A guiding system with an image rotator should then be used. Neglecting the Jovian morphology and the limb darkening and knowing that the PbS cells make an angle of about 20° with the polar axis, it is possible to determine the related Doppler broadening. We obtain a flat-topped function (D_p^0) the width of which is 0.61 cm^{-1} at the base and 0.28 cm^{-1} at the top.

Because of atmospheric seeing of the optical aberrations of the hemispherical condensers and because

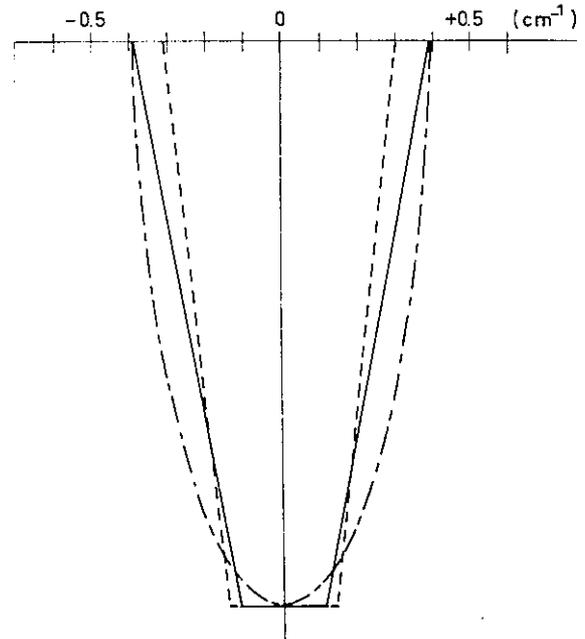


Fig. 6. Doppler broadening profiles. D_p^0 (dotted line) is the trapezoidal function corresponding to the two PbS cells. D_p (solid line) is the used profile. The elliptical profile is related to the whole planetary disk

the two PbS cells might not be centered exactly on the same point of the planetary disk, the Doppler broadened profile D_p (Fig. 6) may be represented by a similar flat-topped function, the width of which is chosen to take into account these effects. A similar profile D_s may be defined for the solar lines.

c) H₂O Lines Profiles

In the $9000-9200 \text{ cm}^{-1}$ region, we selected, all the water vapor lines which were unblended and well separated, both in the solar and the Jovian spectra. Assuming for each line a Lorentz profile, we determined the half-width α_L by convoluting a set of Lorentz profiles of different half-widths with the instrumental profile $I(\nu)$, and comparing the results with the experimental shape of the H_2O lines. We found $\alpha_L = 0.09 \text{ cm}^{-1}$ in the solar spectrum and $\alpha_L = 0.11 \text{ cm}^{-1}$ in the Jovian spectrum. We denote these H_2O lines profiles by $L_s(\nu)$ and $L_p(\nu)$.

IV. Calculation of a Synthetic Spectrum of Jupiter

Solar comparison spectra were obtained from daylight diffused by terrestrial cirrus clouds. Because of the absence of any Doppler effect in the comparison spectra, the shape and the central frequency of the solar lines are not the same as in the Jovian spectra. Likewise, the intensities and half-widths of the water vapor lines are different in the solar and the Jovian

spectra: thus, we cannot compute relative spectra and we have to build a synthetic spectrum of Jupiter in which all the foreign lines are eliminated. The following method is used: from the measured intensity of a telluric or solar line in the solar comparison spectra, we can deduce its expected intensity in the Jovian spectrum. Taking into account the shape factor of the line determined in Part II (L_S , L_P , D_S and D_P) and the instrumental profile $I(\nu)$ we can deduce the expected central frequency and the profile the line in the Jovian spectrum. We can then subtract this extraneous line from the observed spectra of Jupiter. To make this correction, we need to know the continuum level of the planetary spectra and the ratio K of the H₂O telluric abundances in the Jovian and the solar spectra.

a) The Level of the Continuum

Figure 7 shows a comparison between Jupiter and the Sun. These curves are not low-resolution spectra but envelopes of the high-resolution spectra computed by selecting the maxima of the spectra in each 25 cm^{-1} interval. In this way, we distinguish "clear" and "absorbed" spectral ranges.

The level of the continuum was determined by the use of the $9200\text{--}9500\text{ cm}^{-1}$ atmospheric window close to the $3\nu_3$ band. Because of the good resolution of our spectra, the level of the continuum can be reached in this clear spectral range. The base line was obtained by taking the maxima of the Jovian spectra and approximately fitting with a straight line. The continuum level of the solar spectrum is in very close agreement with this interpolation, as shown in Fig. 7. The extrapolation of this line to the $9000\text{--}9200\text{ cm}^{-1}$ range gave the level of the continuum for measurements of the $3\nu_3$ band. We have to point out that this continuum level is significantly higher (10%) than would be obtained by fitting a smooth curve (a "pseudo-continuum") to the maxima of the Jovian spectrum over the wavelength range of the $3\nu_3$ band. Thus the continuum level cannot be defined without access to the whole spectrum between 9000 and 9500 cm^{-1} .

This difference cannot be explained by telluric absorption. The most probable source of such an absorption may be due to the extent of the wing of the $\nu - \text{H}_2\text{O}$ band. Assuming that the absorption coefficient in the wings of the individual H₂O lines varies as $(\nu - \nu_0)^2$ and taking into account more than 400 lines, from Swensson *et al.* (1970) we compute that the H₂O absorption cannot exceed 1%. Thus this difference must be due to the Jovian atmosphere.

The first overtone ($2-0$) of the pressure-induced dipole spectrum of H₂ should produce a weak continuous absorption in the wavelength range of the $3\nu_3$ band. The central region of this ($2-0$) band is deeply blended by telluric H₂O and Jovian CH₄, but the absorption by H₂ at 9100 cm^{-1} may be deduced from

the absorption between 8000 and 8200 cm^{-1} , which is a clear spectral range. Following Welsh (1969), the absorption at 9100 cm^{-1} is nearly 2 or 3 times fainter than the absorption at 8100 cm^{-1} . On our Jovian spectra, there are a lot of NH₃ and CH₄ lines, and laboratory spectra will have to be obtained before we estimate the contribution of H₂ to the absorption. Moroz (1968), extrapolating observations of the fundamental ($1-0$) has shown that the absorption at 8100 cm^{-1} should be less than 10%. According to Cruikshank and Binder (1968), it should be 5%. Thus in the range of the $3\nu_3$ band, absorption by H₂ should not exceed 2 or 3%.

We conclude that the difference between the continuum and the "pseudo-continuum" levels is due to the overlapping of Jovian CH₄ lines, of the $3\nu_3$ lines themselves and of "interloper" CH₄ lines. We used the continuum level so defined to measure the equivalent widths of the $3\nu_3$ lines. If the absorption by H₂($2-0$) is more important than expected or if some "interlopers" blend the $3\nu_3$ lines, the equivalent widths we measured, should be reduced by a few percent. We take into account these remarks when estimating the uncertainties in W_j (see Part V).

b) Ratio of the Intensities in the Jovian and Solar Spectrum

Since the shape factors are known, it is convenient to use central depths rather than integrated intensities of the extraneous lines. The contribution of the solar lines to the Jovian CH₄ lines was taken into account in the following way: we first chose the strongest, well separated solar lines and identified them in the Jovian spectrum, taking into account the Doppler shift and broadening D_S . We found that the depth of a solar line in the Jovian spectrum was approximately half its value in the solar comparison spectrum ($Q=0.5$). The depth of the H₂O lines was obtained in a similar manner: knowing the shape of the H₂O lines in the Jovian and solar spectra, L_S and L_P , we have been able to plot the curve $d_p = f(d_s)$ giving, for a H₂O line of given depth d_s in the solar comparison spectrum, its corresponding depth d_p in the Jovian spectrum. This was done for a set of values $K = Sa(P)/Sa(S)$, where $Sa(P)$ and $Sa(S)$ are the intensities of the H₂O line in the Jovian and solar spectra respectively. Then, selecting the same water vapor lines as used in Part IIIc, we plotted their measured depths on the curves $d_p = f(d_s)$. We found the best agreement for $K = 1.6$.

c) Elimination of the Extraneous Lines from the Jovian Spectrum

Knowing the values of Q and K and using the shape factors L_S , L_P , D_S and D_P , it is easy to apply the method described at the beginning of Part IV. A few points have to be noted.

In all the cases, the correction due to solar lines is of minor importance since the depth of the strongest solar lines in the $3\nu_3$ CH₄ band was always less than 10%. However, the correction due to H₂O telluric lines may be very important. Because of the site of the observations (600 m altitude) and the declination of Jupiter in 1972 ($\delta = -20^\circ$) our Jovian spectra were strongly affected by water vapor. Most of the H₂O lines in the $3\nu_3$ range appear to be saturated and inaccuracies due to the elimination of H₂O lines should not be underestimated.

Nevertheless, the most important error in the calculation of a synthetic profile of the $3\nu_3$ band arises from the determination of the continuum level: we shall discuss this point again in Part V.

The validity of our method of reconstructing the Jovian spectrum is demonstrated by the very good fit between the synthetic spectrum of the Sun, obtained as described above from the Jovian spectra, and the experimental solar spectrum.

V. Measurements of W and Determination of γ

As a first approach and in what follows we used the Reflecting Layer Model, although the lack of any center to limb variation of W_J , noted by Walker and Hayes (1967), Teifel (1969), Avramchuk (1970) and Bergstrahl (1972a), show that the Reflecting Layer assumption may be very doubtful and could indicate that scattering has to be taken into account in this spectral range.

The synthetic profiles of the $3\nu_3 J$ components obtained from the experimental ones after subtraction of all the foreign lines, are shown on Fig. 8. With these profiles we measured the equivalent widths W_J of the J components from $J=0$ to $J=7$.

There were 3 sources of error in the measurement of W_J : the determination of the zero, the determination of the continuum level and the accuracy of the subtraction of the H₂O lines. The contribution of the first two errors was estimated as 2.5%.

The error of the H₂O correction depends upon the amount of water vapor in each J component. The total error was summed quadratically for each value of J and is indicated in Table 2.

To calculate the theoretical profiles of the J components, we used the frequencies given in Table 1, the relative intensities given by Margolis (1971b) and the values of Bergstrahl and Margolis (1971) for the absolute intensities of the J manifolds. We assumed a Lorentz profile for each individual line. In order to obtain theoretical curves of growth, we integrated for each value of J the theoretical profiles, to get the equivalent width, for a set of values of the methane abundance: this was done for a series of values of γ (0.05 to 0.25 cm⁻¹). From the curves of growth obtained and

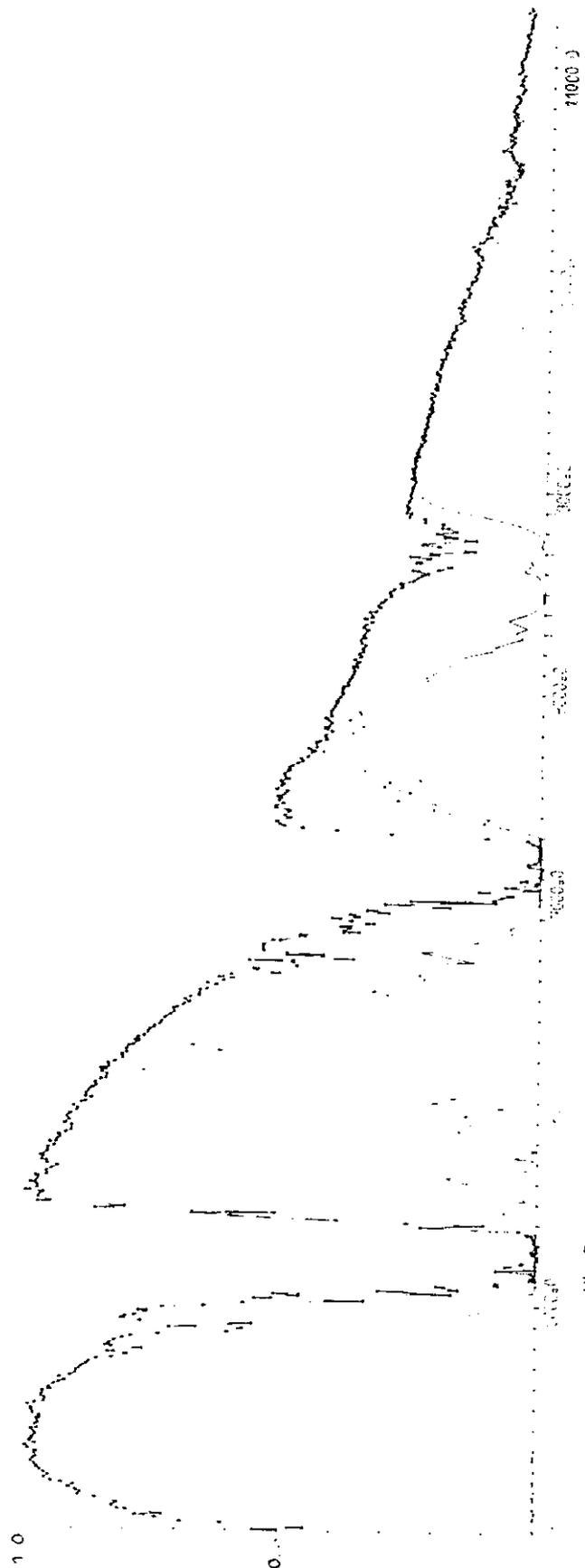


Fig. 7. a Comparison of the envelopes of the high resolution spectra of Jupiter and the Sun between 4000 and 11000 cm⁻¹

Study of Jupiter in the $3\nu_3$ CH₄ Band

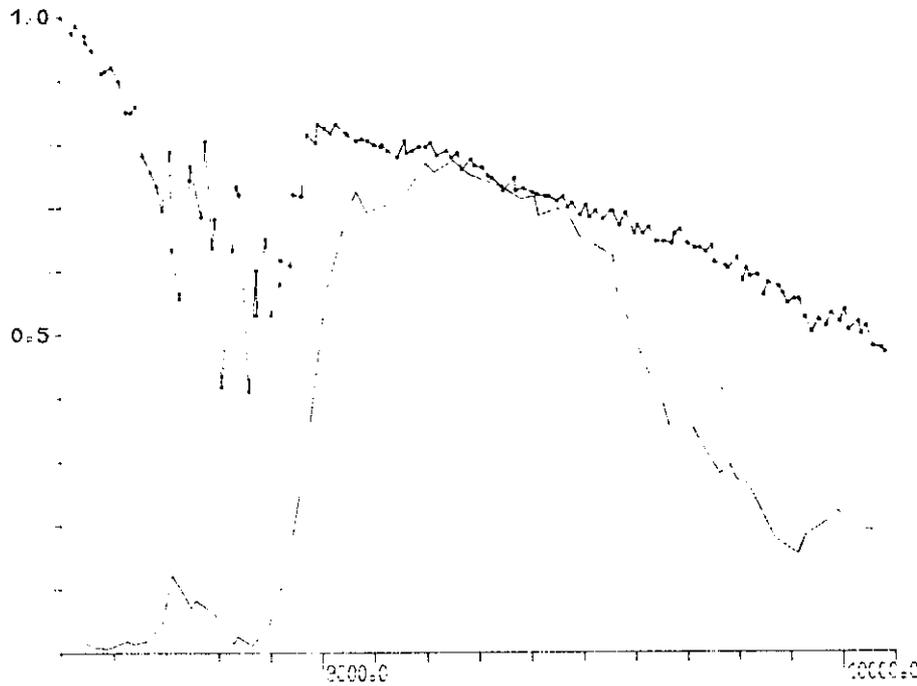


Fig. 7b. The enlargement between 9000 and 10000 cm^{-1} shows the good fit of the two curves in the clear spectral range 9200–9500 cm^{-1} and the residual absorption in the $3\nu_3$ range

Table 2

J	W_J (cm^{-1})	W	$S_J(\gamma)$						
			0.05	0.08	0.10	0.12	0.15	0.20	0.25
0	0.502	0.08	1.360	0.937	0.817	0.760	0.690	0.640	0.615
1	0.334	0.12	0.642	0.495	0.453	0.438	0.408	0.392	0.382
2	0.665	0.07	2.230	1.490	1.265	1.140	1.020	0.925	0.870
3	1.054	0.08	3.640	2.530	2.190	1.990	1.810	1.650	1.550
4	1.234	0.135	4.380	3.050	2.650	2.420	2.200	1.950	1.835
5	0.954	0.105	2.090	1.590	1.460	1.385	1.310	1.250	1.210
6	1.202	0.130	2.460	1.972	1.835	1.765	1.685	1.610	1.565
7	1.039	0.115	1.710	1.480	1.408	1.368	1.330	1.292	1.270

for the measured W_J , we determined the quantities $S_J a$. Results are shown in Table 2 for different values of γ .

We cannot measure directly the value of γ because the spectral resolution (0.23 cm^{-1}) is not sufficient. The method we used cannot give more than an estimate from a comparison of the synthetic profiles and the theoretical ones convoluted by the instrumental profile $I(\nu)$, and by the Doppler broadening profile $D_p(\nu)$. The best fits were obtained for the values of γ listed in Table 3. Also listed are the weights associated with each different γ_j , according to the strength of the H₂O lines which blend the different J manifolds. Figure 8 shows, for each value of J , the theoretical ($\gamma = 0.10$) and the synthetic profiles.

The mean value is thus $\gamma = 0.10 \pm 0.03$. The estimated error represents the standard deviation of the different

Table 3

J	γ_j	Weight
0	0.08	5
1	0.06	2
2	0.13	2
3	0.13	4
4	0.17	2
5	0.065	3
6	0.055	5
7	0.15	3

determinations of γ_j and is not an estimate of the accuracy of the determination of γ .

It should be noted that the intensity at the peak of the absorption is a sensitive indicator of the value of γ . In

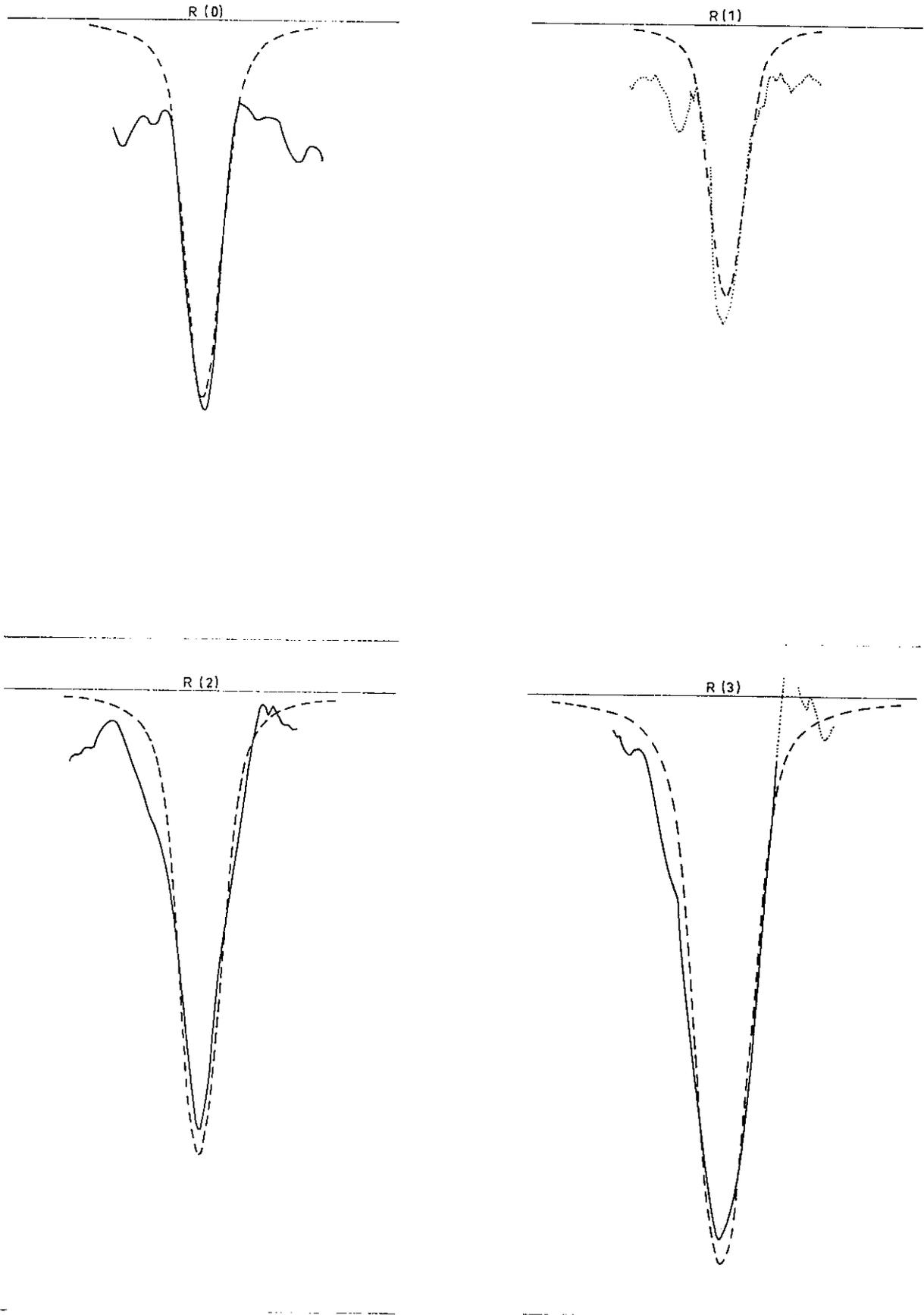
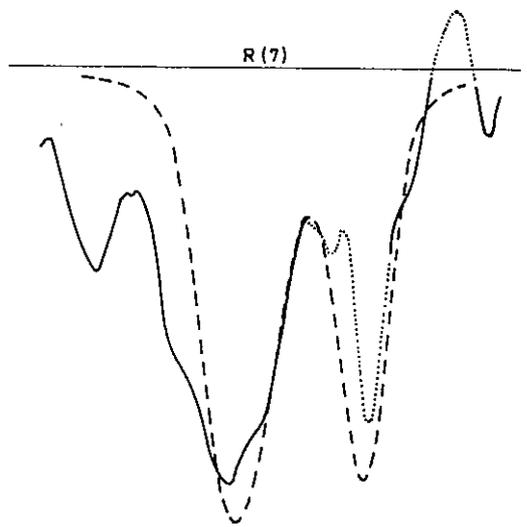
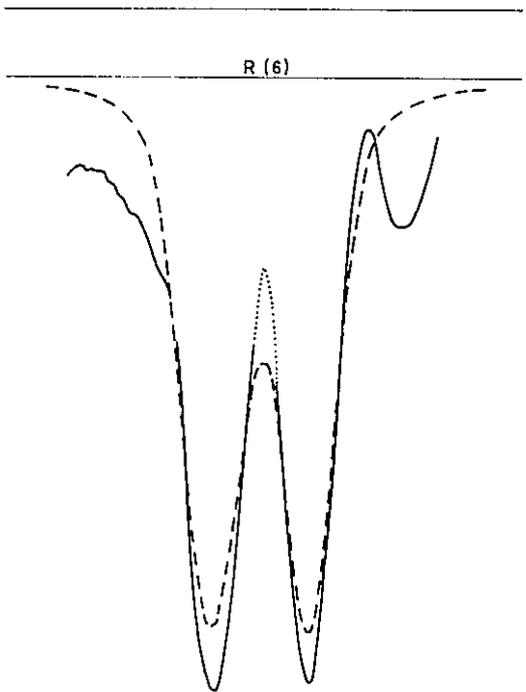
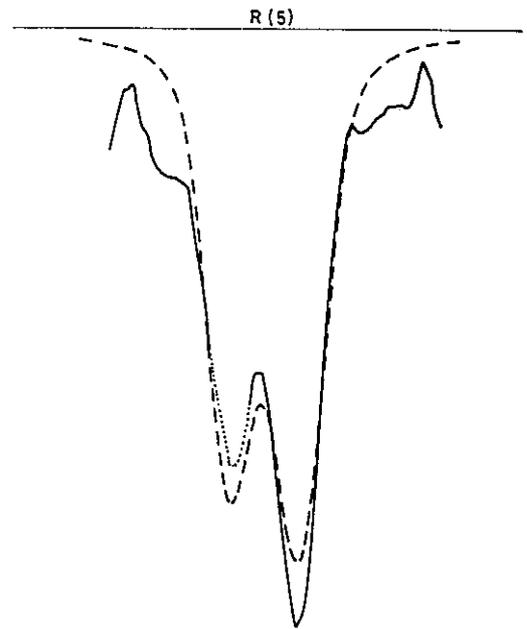
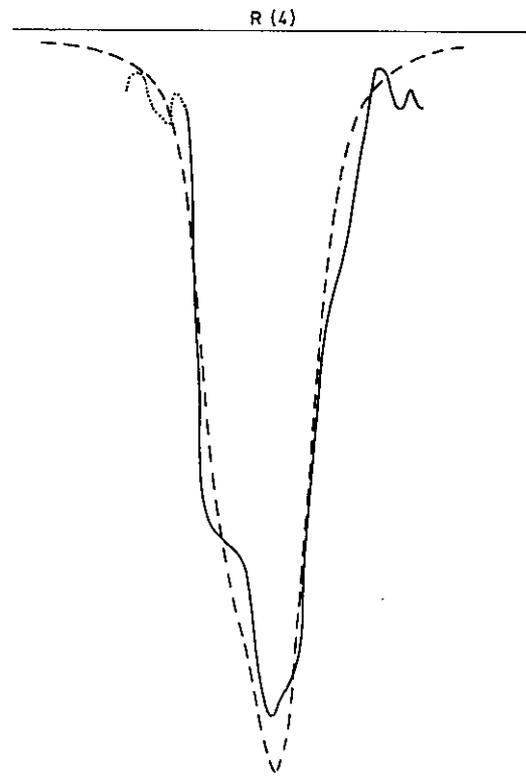


Fig. 8. Comparison of the theoretical profiles of the J manifolds computed with $\gamma = 0.10$ and the synthetic profiles obtained after

Study of Jupiter in the $3\nu_3$ CH₄ Band



elimination of extraneous lines from the observed Jovian spectrum. Dotted lines correspond to more uncertain parts of the profiles

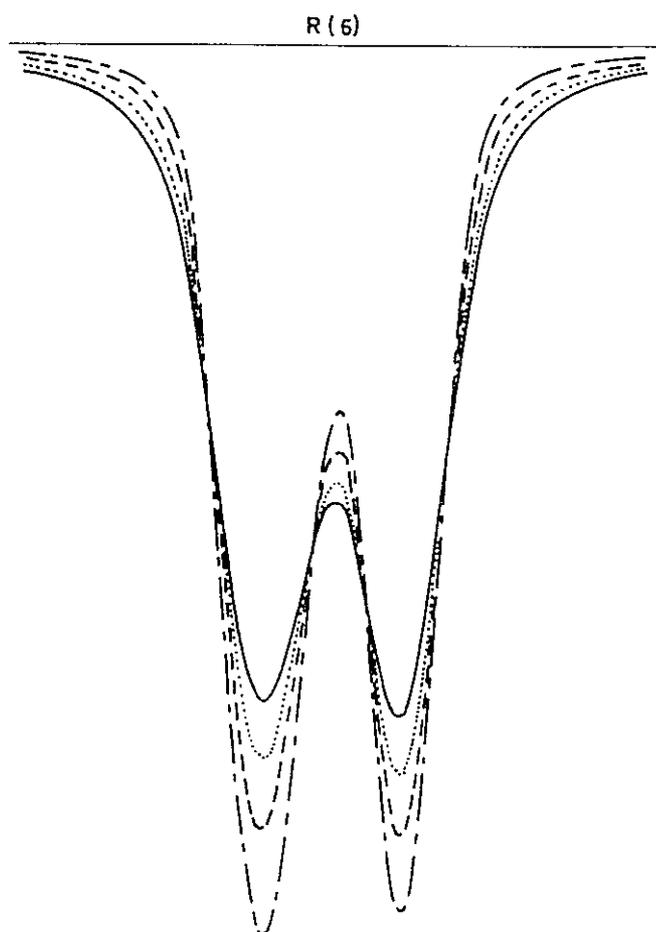


Fig. 9. Theoretical profiles of $R(6)$ for a range of values of γ . The instrumental profile $I(\nu)$ and the Doppler broadening profile $D_p(\nu)$ have been included. - · - · - $\gamma = 0.05$, \dots $\gamma = 0.10$,
 ---- $\gamma = 0.15$, --- $\gamma = 0.20$

contrast, the line width is a poor indicator of the value of γ . This fact is illustrated on Fig. 9 and is in agreement with remarks made by Margolis and Fox (1969c). Obviously, the resulting value of γ depends on the adopted "Doppler broadening profile" D_p , and because we have not been able to determine D_p exactly, our result is no more than an estimate. The profile D_p^0 (see Fig. 6) provides a minimum value of the broadening and thus a maximum value of γ . If D_p^0 is used to determine γ , we obtain $\gamma = 0.12$. This value should be considered an upper limit.

We may compare our measurements with the results of Walker and Hayes. Two points should be noted: first, they consider the effect of solar and telluric lines to be negligible. It seems that this assumption may be somewhat optimistic, although their spectra are more water vapour free than our own. This may have led them to overestimate the values of W_J . On the other hand, the level of the continuum was assumed to be given by a smooth curve through the points of highest intensity of the spectrum over the wavelength range of the $3\nu_3$. Such an assumption must be wrong, as pointed out above, and results in a noticeable underestimation of W_J .

Thus, in spite of the well known photometric capabilities of the Lallemand electronic camera, it would seem probable that the errors in Walker and Hayes' observations have been underestimated.

A difference in the adopted continuum level may also explain why our measured equivalent widths are somewhat greater than the mean equivalent widths obtained by Bergstrahl (1971).

In view of these remarks, we feel that the agreement between our results and previous measurements is rather good.

Our value of γ is significantly less than Farmer's result of about 0.18 cm^{-1} (Farmer, 1969) in a dark band parallel to the equator. As in our spectra $R(1)$ is deeply blended by H_2O , the estimate of γ deduced from this line is somewhat inaccurate and then cannot be compared with Bergstrahl's result. But the mean value, we have obtained, is slightly higher than Bergstrahl's measurement obtained from the observation of $R(1)$ at the center of the disk. However, in accordance with the preceding remarks, Bergstrahl could have underestimated the continuum level and thus have measured γ too close to the line maximum.

VI. Rotational Temperature and Abundance of CH_4

Figure 10 illustrates the determination of the rotational temperature T_R , using the method described in Margolis and Fox (1969). Results are summarized in Table 4. As pointed out by Bergstrahl and Margolis (1971) and as can be seen from our laboratory spectra, there is some perturbation of the intensity of $R(7)$. Following Bergstrahl and Margolis, the use of $R(7)$ to define the rotational temperature yields an overestimated value. With $\gamma = 0.10$, and neglecting $R(7)$ we conclude that:

$$T_R = 150 \pm 15 \text{ K.}$$

Figure 11 gives the corresponding abundances of CH_4 for each value of J . ηa is the product of the air-mass factor and methane abundance in the region of the Jovian atmosphere where the $3\nu_3$ band is formed. The value of ηa deduced from Fig. 11 is $95 \pm 13 \text{ m-atm}$ for $\gamma = 0.10$. We find $\eta a = 89 \pm 13$ for $\gamma = 0.12$ and $\eta a = 108 \pm 13$ for $\gamma = 0.08$. The strong dependence of

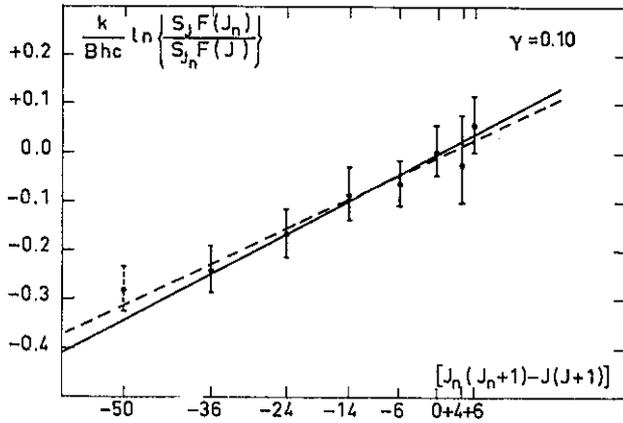


Fig. 10. Weighted fit to the Jovian methane absorption, for $\gamma = 0.10$. When all the J components are used (dotted line) $T = 165 \pm 15$ K; when $R(7)$ is neglected (solid line) $T = 150 \pm 15$ K

Table 4

T_R (K)	γ	$R(7)$ neglected	with $R(7)$
	0.10	150 ± 15	165 ± 15
	0.12	155	169
	0.08	142	158
Accepted value		150 ± 15	165 ± 15

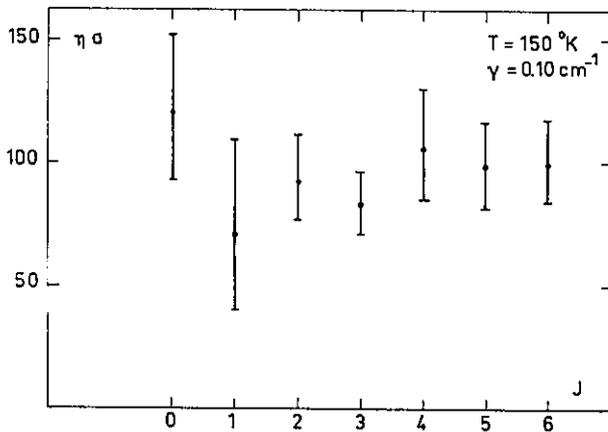


Fig. 11. Weighted fit to the Jovian methane abundance. Here $\gamma = 0.10$ and $T = 150$ K. The result is $\eta a = 95 \pm 13$ m-atm

ηa as a function of γ is in agreement with Margolis and Fox results (1969b). The errors in T_R and ηa are standard deviations corrected with weighting factors inversely proportional to the uncertainties in $S_J a$. From the estimate of the size and location of the used part of the planetary disk, we have:

$$\eta = 2.5 \pm 0.1.$$

Thus taking into account the uncertainty of the determination of γ and T_R , we obtain:

$$a = 38 \pm 8 \text{ m-atm.}$$

Assuming that:

$$\gamma = 0.075 \frac{P}{P_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1.2}.$$

We find that the effective pressure is $P_e = 1.0$ atm which, according to the Curtis-Godson approximation, corresponds to a pressure of 2.0 atm at the base of the "reflecting layer".

As we used in our calculations the absolute intensities refined by Bergstrahl and Margolis (1971) our results have to be compared with the analysis given by Bergstrahl (1972). As we obtained for W_J a set of values close to those given by Walker and Hayes or by Bergstrahl, it is not surprising that the results concerning T_R and ηa are also in good agreement. The discrepancy on γ is sufficient to explain the differences with our results. The coincidence for pressure at the base of the reflecting layer with Bergstrahl's value (1972b) may be some what fortuitous, the discrepancy on γ being balanced by the discordance about T_R .

In conclusion it should be noted that the methane abundance and the rotational temperature given here, are (in agreement with Bergstrahl's results) significantly lower than previously accepted.

VII. Isotopic Variants

No evidence has been obtained for identification of $^{13}\text{CH}_4$ or CH_3D from our Jovian spectra. According to Table 1, the line positions for $^{13}\text{CH}_4$ given by Fox *et al.* have to be increased by 0.18 cm^{-1} because they have been relied on the line positions for $R(0)$ and $R(1)$ of $3\nu_3$ of $^{12}\text{CH}_4$ given by Margolis and Fox (1968). In our spectra, all the $^{13}\text{CH}_4$ lines are blended except $R(2)$ and $R(6)$. However a lot of faint $^{12}\text{CH}_4$ lines are present in our laboratory spectra in the wavelength range of $R(2)$ of $^{13}\text{CH}_4$ and make identifications rather uncertain. In the region of $R(6)$ of $^{13}\text{CH}_4$, a faint absorption can be seen to be present in our Jovian spectra but the wavelength coincidence with the laboratory wavelength is not good, unidentified absorptions are also present. Thus, not even a tentative identification could be made.

Conclusions

We have recorded improved Jovian and laboratory spectra of the $3\nu_3$ CH₄-band.

The line positions of the J manifolds that we have obtained are different from Margolis and Fox's measurements by nearly $+0.18 \text{ cm}^{-1}$. We have shown that

the continuum level in the wavelength range of the $3\nu_3$ band cannot be correctly determined without the whole spectrum between 9000 and 9500 cm⁻¹. A continuous absorption of about 10% occurs in the $3\nu_3$ spectral range due to the Jovian atmosphere, partly due to the pressure induced dipole spectrum of H₂, and partly due to the $3\nu_3$ lines themselves.

The Lorentz half-width has been estimated to be $\gamma = 0.10 \pm 0.03$. The methane abundance and the rotational temperature have been deduced from equivalent width measurements, and are in agreement with Bergstrahl's results, significantly lower than previously accepted:

$$T_R = 150 \pm 15 \text{ K}; \quad a = 38 \pm 8 \text{ m-atm.}$$

The effective pressure at the level in the atmosphere where the lines are formed is:

$$p_e = 1.0 \text{ atm.}$$

Conclusive evidence for ¹³CH₄ and CH₃D have not been obtained.

New Jovian spectra with higher spectral resolving power are called for. Fourier Transform spectroscopy is the more powerful method to achieve this improved resolution, but the Doppler broadening of the Jovian lines must be reduced by using a sophisticated image system.

Acknowledgements. It is a pleasure to acknowledge helpful comments and suggestions by P. Connes.

Special thanks are due to M. F. Walker for kindly making available to us microphotometer tracings of his spectrum and the J. T. Bergstrahl for advising us of some of his results before publication and of a method of computing precise curves of growth.

We would like to thank J. Chauville for his cooperation during the observations and for computing the line positions in the different spectra. To obtain the laboratory spectrum of CH₄, G. Guelachvili lent us his interferometer and C. Amiot assisted us with the recording.

References

- Avramchuk, V. V. 1970, *Soviet Astron. A. J.* **14**, 3, 462.
 Bergstrahl, J. T. 1972a, An Observational Test of Absorption Line Formation Models in the Jovian Atmosphere. Unpublished Doctoral Dissertation. The University of Texas at Austin.
 Bergstrahl, J. T. 1972b, Methane Absorption in the Jovian Atmosphere. I. The Lorentz Half-width in the $3\nu_3$ Band at 1.1 μ . To be published.
 Bergstrahl, J. T., Margolis, J. S. 1971, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 1285.
 Connes, J., Connes, P. 1966, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 896.
 Connes, J., Connes, P., Maillard, J. P. 1969, Atlas des spectres dans le proche I.R. de Venus, Mars, Jupiter et Saturne. Edition du CNRS.
 Connes, J., Delouis, H., Connes, P., Guelachvili, G., Maillard, J. P., Michel, G. 1970, *Nouv. Rev. Opt. App.* **1**, 1, 3.
 Cruikshank, D. P., Binder, A. B. 1968, *Commun. Lunar Planet Lab.* **6**, 275.
 Farmer, C. B. 1969, *J. Atmospheric Sci.* **26**, 860.
 Fox, K., Owen, T., Mantz, A. W., Rao, K. W. 1972, *Astrophys. J.* **176**, L 81.
 Guelachvili, G. 1972, *Nouv. Rev. Opt. App.* **3**, 6.
 Guelachvili, G., Maillard, J. P. 1970, Aspen. Int. Conf. on Fourier Transform Spectroscopy. Ed. by Vanosse, G. A., Stair, A. T., Baker, D. J.
 Margolis, J. S. 1971, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 69.
 Margolis, J. S., Fox, K. 1968, *J. Chem. Phys.* **49**, 2451.
 Margolis, J. S., Fox, K. 1969a, *Astrophys. J.* **157**, 935.
 Margolis, J. S., Fox, K. 1969b, *Astrophys. J.* **158**, 1183.
 Margolis, J. S., Fox, K. 1969c, *J. Atmospheric Sci.* **26**, 862.
 Moroz, V. I. 1968, *Physics of Planets*, NASA TT F, 515.
 Owen, T. 1965, *Astrophys. J.* **141**, 444.
 Swensson, J. W., Benedict, W. S., Delbouille, L., Roland, G. 1970, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège* **5**.
 Teifel, V. G. 1969, *J. Atmospheric Sci.* **26**, 854.
 Walker, M. F., Hayes, S. 1967, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **79**, 464.
 Welsh, H. L. 1969, *J. Atmospheric Sci.* **26**, 835.

J. P. Maillard
 Laboratoire Aimé Cotton
 C.N.R.S.
 Campus d'Orsay
 F-91400 Orsay, France

M. Combes
 Th. Encernaz
 J. Lecacheux
 Observatoire de Meudon
 F-92190 Meudon, France

ANALYSE DU PREMIER HARMONIQUE DE CO DANS α HERCULIS

DETECTION DE $C^{12}O^{17}$.

INTRODUCTION

α Her est un système binaire visuel bien connu, constitué d'une géante rouge (type M5 II) de magnitude visuelle $m_v = 3$ et d'un compagnon de type G, $m_v \simeq 6$. C'est bien sûr du spectre de l'étoile froide qu'il s'agit ici. Cette étoile a été précédemment observée à haute résolution dans le domaine PbS en 1966 avec l'interféromètre ayant permis de produire les spectres planétaires. Il avait été pris alors un spectre couvrant le domaine 4000-8700 cm^{-1} avec une limite de résolution de 0.35 cm^{-1} et les spectres des fenêtres 5500-7000 cm^{-1} et 7300-8700 cm^{-1} à 0,17 cm^{-1} . A partir de ces spectres a été menée une identification des principales raies métalliques présentes [1]. Depuis a été publié un nouveau spectre couvrant le domaine FbS mais avec une limite de résolution seulement de 0.5 cm^{-1} [2,3]. Les résultats déduits n'apportent rien de nouveau, si ce n'est quelques hypothèses très discutables vu la limite de résolution atteinte. Plus intéressante est l'observation de CO dans la bande fondamentale à 4,7 μ avec une limite de résolution de 0,18 cm^{-1} [4], avec l'aide d'un étalon Fabry-Perot, donc seulement sur un domaine de 5 cm^{-1} . Une estimation du rapport C^{12}/C^{13} en est déduite ainsi que l'identification possible de O^{18} .

Il était donc utile de reprendre un spectre de cette étoile qui constitue un bon exemple de géante de type M5, en tentant d'améliorer la résolution. C'est ainsi qu'avec l'interféromètre installé au foyer coudé du télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence, j'ai pris un spectre de α Her de 4000 à 10 000 cm^{-1} avec une limite de résolution de 0.10 cm^{-1} , qui constitue donc actuellement le meilleur spectre existant dans ce domaine, de cette étoile. L'observation a eu lieu le 4 Mai 1972 - heure moyenne de l'enregistrement : 26 h. 30 TU - durée : 3 h. 05. A la résolution indiquée plus haut, le rapport signal:bruit vaut 30 dans la fenêtre 4000-5000 cm^{-1} , 35 pour 5500-6800 cm^{-1} . Il est de 17 pour la fenêtre 7500-8600 et de 7 pour 9000-9500 ; au-delà, le spectre devient peu utilisable.

RESULTATS

L'analyse qui va suivre porte essentiellement sur l'identification de CO dans la région du premier harmonique, c'est-à-dire du début de la fenêtre de transparence soit 4000 cm^{-1} à 4360 cm^{-1} , tête de la bande 2-0 de $\text{C}^{12} \text{O}^{16}$.

- Une centaine de raies de cette bande ont été identifiées. 48 raies ont été pointées comme étant suffisamment pures et ont été comparées à des mesures interférométriques de cette bande en laboratoire [5]. Il en a été déduit une valeur de la vitesse radiale. Cette valeur a été comparée à la valeur déduite des raies métalliques. 16 raies de Si I, 12 raies de Fe I, 5 raies de Mg I, 4 raies de Ca I ont été retenues, donnant une nouvelle détermination de la vitesse radiale de α Her déduite des raies métalliques

et mettant en évidence une différence de 1.7 km/s avec la valeur déduite de CO.

- La température d'excitation de CO est discutée, faisant apparaître un important gradient.

- Un isotope de CO, intéressant au point de vue de la nucléosynthèse de l'étoile a été détecté, qui n'avait jamais été identifié : $C^{12}O^{17}$.

L'autre isotope $C^{12}O^{18}$ a été recherché et quatre raies ont été identifiées comme très probables.

- Par une méthode empirique a été estimé le rapport C^{12}/C^{13} , le rapport O^{16}/O^{17} et le rapport O^{18}/O^{16} .

- Enfin, située dans la région de CO, la bande 1-0 de HF a été recherchée et identifiée dans le spectre.

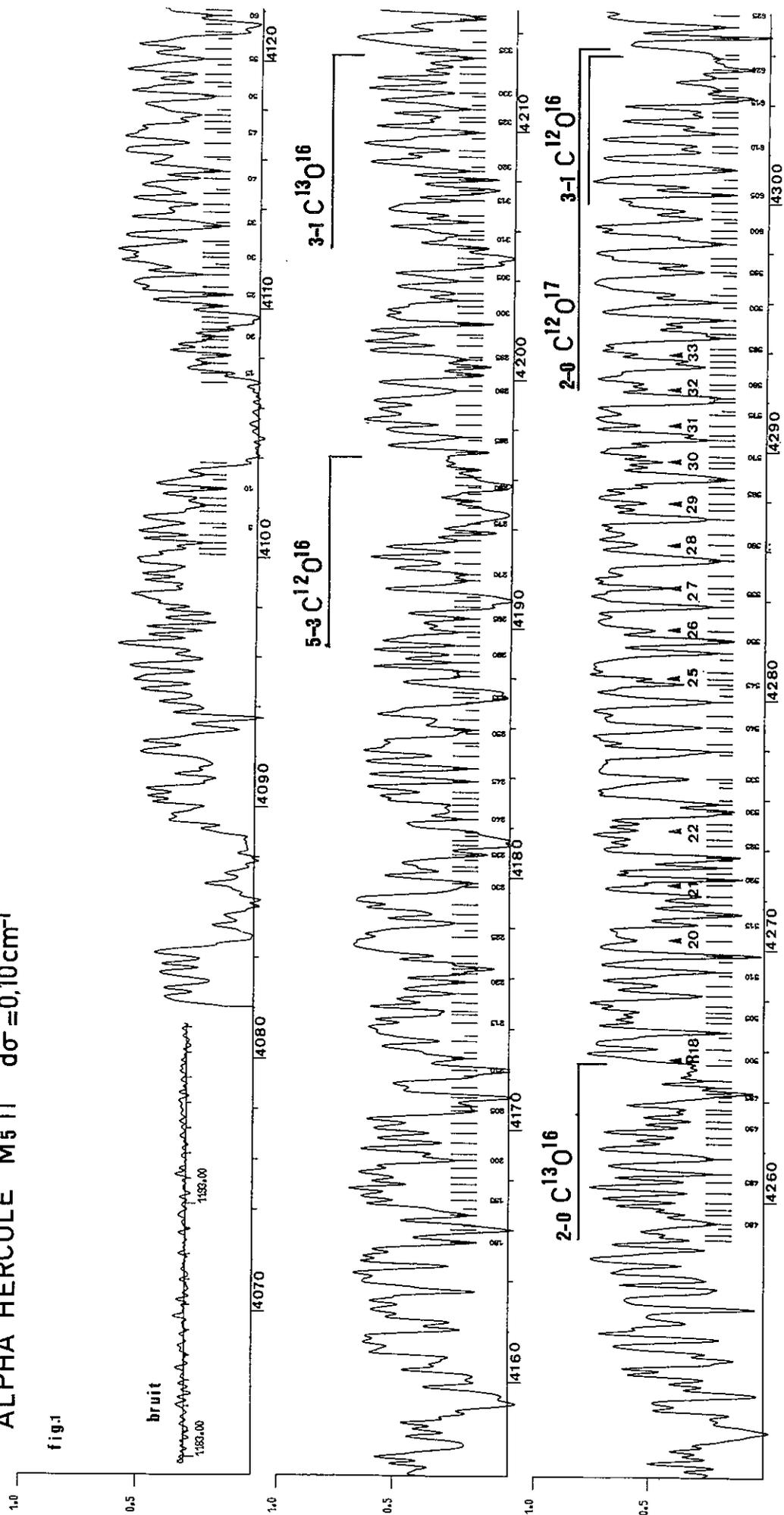
Tous ces résultats doivent être intégrés dans une étude plus vaste de ce spectre, devant paraître prochainement.

METHODE D'IDENTIFICATION

Le spectre ayant été calculé, toutes les raies de profondeur supérieure au bruit ont été pointées automatiquement (cf. chapitre E, Partie I), soit 10 000 raies entre 4 000 et 9500 cm^{-1} , qui incluent bien sûr les raies telluriques. Un tracé du spectre indiquant les raies détectées a été ainsi obtenu. La figure 1 donne un exemple de la présentation du spectre.

CO est une molécule abondante, considérée comme un absorbant important dans les atmosphères d'étoiles froides. Dans le domaine spectral recouvert par le spectre, le premier et le second harmonique ($\Delta V = 2$, $\Delta V = 3$) sont détectables respectivement entre 4000-4360 cm^{-1} et 6000-6430 cm^{-1} . Le

ALPHA HERCULE M5 II $d\sigma = 0,10 \text{ cm}^{-1}$



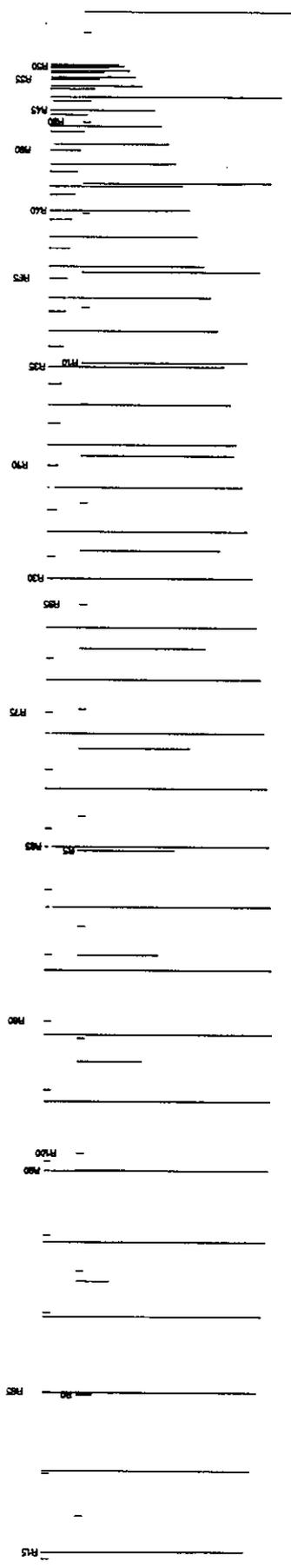
premier harmonique est bien sûr le plus intense. C'est donc par là que j'ai commencé l'étude de CO. Entre 4000 et 4360 cm^{-1} , presque toutes les absorptions stellaires peuvent être attribuées à $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ et $\text{C}^{13}\text{O}^{16}$. Chaque variété isotopique donne les bandes 2-0, 3-1, 4-2, 5-3, 6-4 qui se recouvrent. L'attribution de chaque raie devient très vite complexe, même inutile en dessous de 4150 cm^{-1} environ, car plus aucune raie n'est pure et par ailleurs, l'absorption tellurique devient plus importante. C'est donc en pratique 200 cm^{-1} seulement qui sont véritablement utilisables.

Vu le nombre de raies présentes et leur extrême mélange, il était nécessaire de mettre au point une méthode permettant une identification rapide et sûre. Les coefficients moyens d'absorption et les positions des raies pour tout le spectre de vibration-rotation de CO jusqu'au troisième harmonique et aux bandes élevées, ont été calculés par KUNDE [6]. J'ai pu utilisé un tel programme modifié par TSUJI et F. QUERCI. Les constantes moléculaires introduites sont celles de MANTZ et al. [7] déterminées à partir d'un laser à CO. De ces constantes ont été déduites les constantes de $\text{C}^{13}\text{O}^{16}$ en appliquant la correction de DUNHAM [8] qui relie les constantes moléculaires des molécules isotopiques. A partir de ce programme, j'ai tracé un spectre synthétique de $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ et de $\text{C}^{13}\text{O}^{16}$, à même échelle que le tracé du spectre de α Her, avec des intensités des raies calculées pour une température de 2520°K. Les bandes 2-0 à 6-4 pour chaque isotope ont été tracées avec leur identification, permettant d'avoir une vision globale du spectre de CO. Les positions des raies ont de plus été tracées en tenant compte du décalage Doppler dû à la vitesse radiale apparente de l'étoile. La figure 2 représente un morceau de ce tracé. La méthode consiste

BANDES

6 - 4
5 - 3
4 - 2
3 - 1
2 - 0

C13016 ALPHA HER
TEMPERATURE=2520



C12016 ALPHA HER
TEMPERATURE=2520

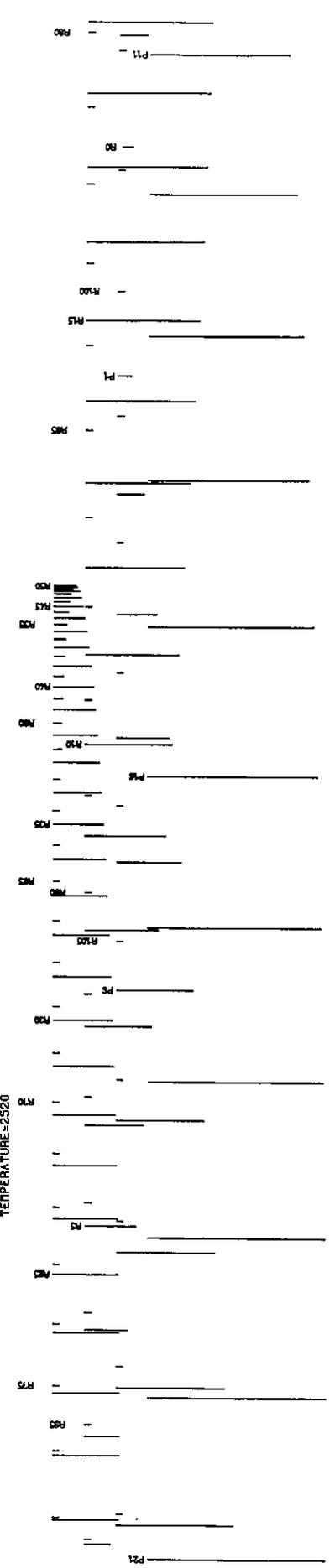


fig.2

4170 4180 4190 4200 4210 cm⁻¹

donc à mettre en coïncidence le spectre synthétique avec le spectre à étudier, plus un spectre solaire enregistré avec le même instrument, pour l'identification des raies telluriques.

En appliquant cette méthode, avec la précision du spectre stellaire, a pu être mis en évidence l'insuffisance de la détermination des constantes moléculaires utilisées. Un écart croissant entre les positions calculées et les raies correspondantes sur le spectre apparaît pour les raies de J élevé.

MESURE DE LA VITESSE RADIALE DE α HER A PARTIR DE CO.

L'identification de la branche R de la bande 2-0 de $C^{12}O^{16}$ a conduit à retenir 48 raies comme à peu près pures. Les mesures sont consignées dans le tableau I. Dans la colonne "Remarques" (1) sont indiqués les éléments pouvant perturber chaque raie.

Les valeurs directement relevées sur le spectre ont été comparées à de nouvelles valeurs calculées de la bande 2-0. Celles-ci ont été obtenues à partir des mesures interférométriques des 25 premières raies des branches P et R de cette bande, par GUELACHVILI [5]. Le déplacement Doppler a été calculé pour chaque raie et une vitesse radiale apparente déduite de chaque mesure. A partir des 31 raies, les moins perturbées par de fortes raies voisines, la vitesse radiale apparente moyenne a été calculée. Les positions des raies ont été corrigées à partir de cette valeur. Le tableau I donne l'écart entre les positions des raies de CO déduite des mesures interférométriques et les positions corrigées de la vitesse radiale apparente appliquée au spectre de α Her. L'écart quadratique moyen de cette

différence sur les 31 raies les moins perturbées est de 0.010 cm^{-1} auquel correspond une incertitude sur la vitesse radiale de :

$$\pm 0.65 \text{ km/s}$$

L'erreur moyenne est de 0.002 cm^{-1} correspondant à $\pm 0.13 \text{ km/s}$.

En calculant la vitesse radiale résultant du mouvement de la terre au moment de l'enregistrement, on peut déduire la vitesse radiale héliocentrique pour CO dans αHer .

ALPHA HERCULIS $\alpha = 17 \text{ h } 13 \text{ }^{\circ} 8$ OBS. HAUTE-PROVENCE

4 MAI 1972 $\delta = 14^{\circ} 25 \text{ } 36$

HEURE TU	COMPOSANTE ORBITALE km/s	COMPOSANTE DIURNE km/s	VITESSE RADIALE APPARENTE km/s
Début Enregistrement 25	- 12.1118	- 0.0916	- 12.2034
Passage au Méridien 26	- 12.0975	- 0.0080	- 12.1055
27	- 12.0833	0.0762	- 12.0071
Fin Enregistrement 28	- 12.0690	0.1552	- 11.9138

- Vitesse radiale apparente calculée pour CO : - 46.4931 km/s.

- Vitesse radiale due à la Terre

4 mai 1972 (26 h. 30) : - 12.0492 km/s

D'où la vitesse radiale de αHer déduite de CO : - 34.4 \pm 0.65 km/s.

MESURE DE LA VITESSE RADIALE DE α Her DEDUITE DES RAIES METALLIQUES

INFRAROUGES.

La vitesse radiale donnée pour α Her est de $-33,1$ km/s dans le catalogue de Wilson [9]. C'est une moyenne de six mesures faites dans des observatoires différents. Nous avons essayé de déterminer la vitesse radiale de α Her à partir des raies métalliques infrarouges. Sans mener une détection complète de toutes les raies métalliques, j'ai retenu 16 raies de Si I , 12 raies de Fe I , 5 raies de Mg I , 4 raies de Ca I assez intenses et pures. Vu les précisions existantes sur les mesures des positions des raies infrarouges de ces différents éléments il a paru plus homogène de prendre les positions de ces mêmes raies dans un spectre solaire enregistré avec le même instrument. Les tableaux III, IV, V donnent les positions de ces raies, comparées à la position des raies correspondantes dans le spectre de α Her en appliquant la correction de vitesse radiale déduite de CO . Une différence apparaît entre les deux valeurs pour toutes les raies. Dans le Tableau III sont données également les valeurs des raies de Si I déterminées par Litzen [10], qui donnent un décalage moyen dans le même sens. A partir de chaque élément nous déduisons une différence de vitesse radiale moyenne par rapport à CO .

Elément	$V_{R_{CO}} - V_{R_{\text{métal}}}$ km/s	Erreur quadratique moyenne km/s	Nombre de raies
Si I	1.69	1.04	16
Fe I	1.56	0.95	12
Mg I	1.76	0.38	5
Ca I	1.75	0.80	4
	Valeur moyenne km/s	Erreur moyenne km/s	
	1.69	± 0.42	

Ce résultat exprime l'existence d'une expansion différentielle dans l'atmosphère de l'étoile.

En tout cas, cette différence de 1.7 km/s n'a rien à voir avec les 20 km/s que H. JOHNSON et al. [2] croient voir entre CO et les éléments métalliques à partir d'un spectre à $0,5 \text{ cm}^{-1}$ de résolution.

Mais la valeur de la vitesse radiale héliocentrique que nous déduisons des raies métalliques infrarouges (entre 4400 et 6500 cm^{-1} - sauf 4 raies de Si I vers 8000 cm^{-1}) diffère de la valeur donnée dans le catalogue de WILSON, correspondant à des mesures dans le visible, sans que nous puissions expliquer la cause de cette différence. Nous obtenons :

$$- 36.1 \pm 0.6 \text{ km/s}$$

contre $- 33.1$ dans la catalogue de WILSON.

DETECTION DE C¹² O¹⁷

Après l'identification des raies de la bande 2-0 de C¹² O¹⁶ a été menée l'identification de la même bande pour C¹³ O¹⁶. Les positions relevées avec la correction de vitesse radiale précédente sont données dans le Tableau II. 25 raies de la branche R ont été retenues sans être nécessairement absolument pures comme il est indiqué dans la colonne "Remarque" (1).

Malgré le grand nombre de raies dues à ces deux variétés de CO, d'autres raies stellaires non identifiées ont pu être mises en évidence. Ceci n'est possible que grâce à la haute résolution du spectre. Parmi celles-ci, j'ai identifié avec certitude les raies de la bande 2-0 de C¹² O¹⁷, isotope qui n'a jamais été identifié dans α Her et même dans des atmosphères stellaires. Celui-ci avait été recherché par GEBALLE et al. [4] mais sans résultat positif. 13 raies sont identifiables. Sur la centaine de positions prédites toutes les autres sont "blend" avec des raies telluriques et surtout avec des raies des autres variétés de CO. La tête de la bande 2-0 de C¹² O¹⁷ coïncide avec la tête de la bande 3-1 de C¹² O¹⁶. Pour faire l'identification de cet isotope, j'ai calculé les constantes de C¹² O¹⁷ en appliquant la correction de DUNHAM [8] aux constantes moléculaires de C¹² O¹⁶. Pour ce calcul, j'ai utilisé pour les masses atomiques de O¹⁶ et de O¹⁷

$$O^{16} = 15.99491502 \pm 20$$

$$O^{17} = 16.9991333 \pm 10$$

A partir de ce calcul comme pour C¹² O¹⁶ et C¹³ O¹⁶, j'ai tracé un spectre synthétique de C¹² O¹⁷ superposable au spectre stellaire.

L'ensemble des raies passées en revue est consigné dans le Tableau VI.

La valeur moyenne de l'écart entre les positions calculées et les positions mesurées sur le spectre, après correction de la mesure de la vitesse radiale déduite de $C^{12} O^{16}$ est de :

$$\pm 0.002 \text{ cm}^{-1}$$

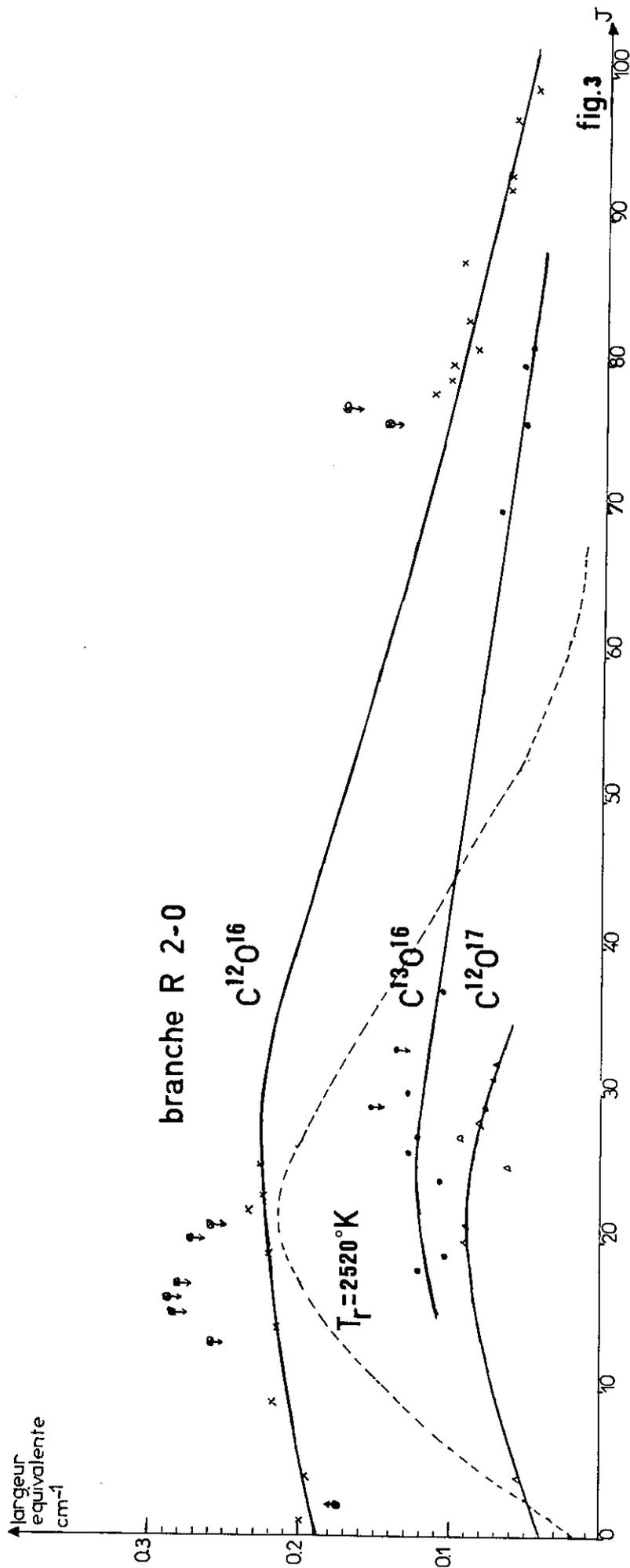
avec un écart quadratique moyen de $0,015 \text{ cm}^{-1}$ et les écarts les plus importants s'expliquent aisément par les remarques (1) données dans le tableau.

DETECTION DE $C^{12} O^{18}$

Ayant détecté $C^{12} O^{17}$, j'ai recherché, en appliquant la même méthode de $C^{12} O^{18}$. L'identification en est mal aisée. La séquence due à cet isotope est déplacée par rapport à $C^{12} O^{16}$ vers les nombres d'onde décroissants où le mélange des bandes devient inextricable comme le montre le spectre synthétique figure 2. C'est pourquoi quatre raies seulement peuvent sans doute être attribuées à cet isotope. Les positions mesurées ne sont pas en aussi bon accord que les positions de $C^{12} O^{17}$ car ces quatre raies, assez faibles apparaissent au pied de raies très intenses des autres variétés de CO. Les largeurs équivalentes ne peuvent être mesurées sauf pour une raie. Les mesures sont rapportées dans le Tableau VII.

DISCUSSION DE LA TEMPERATURE D'EXCITATION DE CO.

Afin de pouvoir donner une estimation grossière du rapport d'abondance isotopique, il est nécessaire de déterminer la température de rotation de CO. J'ai d'abord porté sur un graphique les largeurs équivalentes



Largeurs équivalentes de la branche R 2-0 des différents isotopes de CO en fonction de J.

de chaque raie identifiée en fonction de son nombre quantique de rotation J , et cela pour chaque isotope (fig. 3). En sélectionnant véritablement les raies les plus pures, j'ai tracé une courbe empirique entre les points expérimentaux. L'aspect des courbes obtenues exprime instantanément que l'atmosphère ne peut être décrite par le modèle de l'absorption d'une simple couche à une température uniforme. J'ai d'ailleurs tracé sur la même figure l'enveloppe des intensités des raies selon ce modèle, calculées pour une température de 2520°K. La courbe expérimentale et la courbe théorique se distinguent très notablement pour les J faibles et les J élevés. Deux phénomènes peuvent expliquer ce désaccord. D'une part la forte saturation des raies tend à niveler les largeurs équivalentes. On peut chercher à déterminer une température à partir des raies de J élevé (de 80 à 100) de la bande 2-0 de $C^{12}O^{16}$ par la construction d'une petite portion de courbe de croissance. Les quantités $\text{Log } \frac{W_{\sigma}}{\sigma}$ sont portées en ordonnées et en abscisse les quantités correspondantes :

$$\log X_f = \log g_i f_{ik} - \frac{5040}{T_{ex}} E_i \quad [11]$$

calculées pour une certaine température d'excitation T_{ex} . f_{ik} est la force d'oscillateur de la raie considérée ; E_i l'énergie du niveau le plus bas exprimée en électron-volt. La température qui permet le meilleur groupement des points sur une courbe continue est la température d'excitation. On peut avoir une première idée de cette température en déterminant la pente de la courbe de croissance pour les raies assez faibles. La courbe précédente à une pente égale à 1. Mais pour obtenir une pente de la courbe de croissance avec les raies comprises entre $J = 80$ et $J = 100$ égale à 1, on est conduit à des températures très élevées de

l'ordre de 6500°K. Ceci ne peut s'expliquer que par l'existence d'un gradient de température dans l'atmosphère stellaire. Les raies de J élevé se forment dans les couches les plus chaudes de l'atmosphère. A l'opposé les raies de J faible qui sont très intenses se forment dans les couches froides de l'atmosphère. Un même aspect avait été mis en évidence par SPINRAD et al. [12] pour la même bande de CO dans le spectre de α Ori . *

Les raies les plus fortes des bandes 2-0 doivent donc donner un ordre de grandeur de la température moyenne de rotation de CO. On peut obtenir une estimation grossière de cette température en déterminant le nombre quantique J du maximum de la courbe des profondeurs centrales des raies de CO en fonction de J. La profondeur centrale est un indicateur de l'intensité d'une raie. A cause du grand mélange des raies, peu de largeurs équivalentes sont pures. Les profondeurs centrales sont moins affectées par les raies voisines que les largeurs équivalentes. Sur la figure 4 sont portées les profondeurs centrales observées des raies les plus pures, ramenées à un fond continu de hauteur 1 pour la branche R de la bande 2-0 de $C^{12}O^{16}$, $C^{13}O^{16}$, $C^{12}O^{17}$ en fonction de J.

* Si la répartition de l'intensité des bandes de CO révèle un écart à une distribution purement de BOLTZMANN, il n'existe absolument pas de minimum aux environs de R 30 dans la bande 2-0 de $C^{12}O^{16}$ comme le prétendent JOHNSON et al. [2]. Ceci est simplement une illusion due à un manque de résolution du spectre étudié.

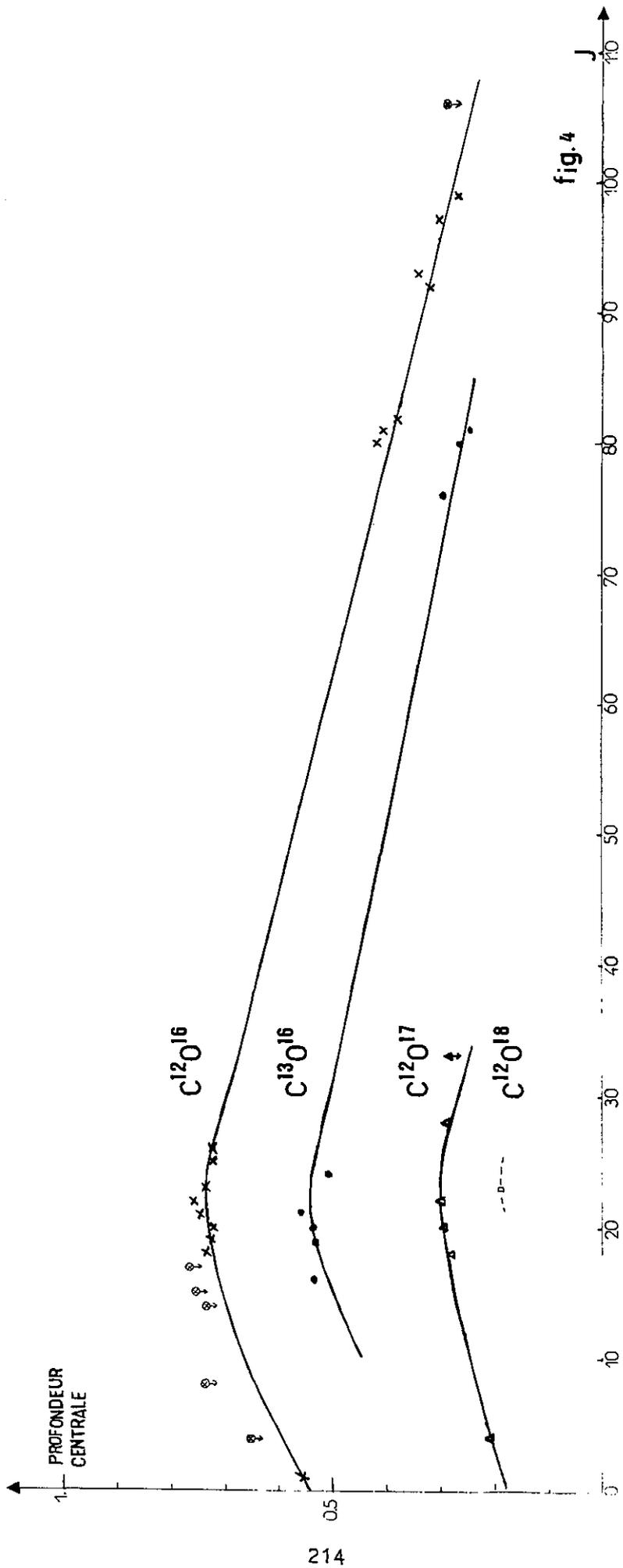


fig.4

Profondeur centrale de la branche R 2-0 des différents isotopes de CO en fonction de J.

Les trois courbes que l'on peut tracer entre les points existants donnent un maximum pour J compris autour de 24 sans que la détermination en soit très précise.

Pour différentes températures, on peut calculer pour la branche R de la bande 2-0 des différents isotopes pour une couche isotherme absorbante l'enveloppe des intensités des raies en fonction de J. On obtient des courbes du type de celle qui est tracée sur la figure 3. Celle qui a un maximum pour $J = 24$ correspond à $T_{\text{ex}} = 2950^{\circ}\text{K}$. C'est la température utilisée par GEBALLE et al. [4] pour l'étude du fondamental de CO dans α Her. Mais c'est en même temps la température effective de l'étoile alors que CO a théoriquement une température d'excitation plus basse (modèle solaire). Il est évident que cette température est très discutable car seul un modèle d'atmosphère peut rendre compte du gradient de température qui semble exister dans cette atmosphère.

ESTIMATION DU RAPPORT C^{12}/C^{13} , O^{16}/O^{17} , O^{16}/O^{18}

Pour ces calculs, j'ai utilisé une méthode empirique suggérée par TSUJI et détaillée par FUJITA [13].

Sur la figure 4, en traçant des droites parallèles à l'axe des abscisses on détermine des raies de même profondeur centrale apparente entre chaque isotope, mais de J différent.

En supposant que toutes les raies d'un même isotope se placent sur une même courbe de croissance, ce qui n'est pas le cas comme on l'a vu, deux isotopes auront même courbe de croissance à une constante près. La loi de BOLTZMANN étant supposée vérifiée pour les populations N des

niveaux rotationnels, pour deux raies 1 et 2 de deux isotopes ayant même profondeur centrale, on peut écrire :

$$N_1 (gf_1)_1 e^{-E_1/kT} = N_2 (gf_2)_2 e^{-E_2/kT}$$

d'où
$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{(gf_2)_2}{(gf_1)_1} e^{-(E_2 - E_1)/kT}$$

$$\log \frac{N_1}{N_2} = \log (gf_2)_2 - \log (gf_1)_1 - \frac{5040}{T} (E_2 - E_1)$$

$\frac{N_1}{N_2}$ est égal au rapport d'abondance des deux isotopes considérés.

Nous avons pris pour T la valeur de la température d'excitation déterminée précédemment, soit 2950°K. D'après la figure 4, la raie R 28 de $C^{12} O^{17}$ a même intensité que la raie R 98 de $C^{12} O^{16}$. En appliquant l'expression ci-dessus à l'aide du programme de TSUJI et QUERCI pour ce couple de raies nous avons obtenu :

$$\log \frac{N_1}{N_2} = 2.761$$

Nous l'avons appliqué à un autre couple de raies, R 23 de $C^{12} O^{17}$ et R 95 de $C^{12} O^{16}$, ce qui a donné :

$$\log \frac{N_1}{N_2} = 2.572$$

Vu les hypothèses simplificatrices faites et les incertitudes sur les mesures, la valeur déterminée varie avec chaque couple de raies. D'où :

$$\frac{O^{16}}{O^{17}} \simeq 450 \pm 50$$

De même pour la mesure du rapport C^{12}/C^{13} d'après la figure 4, nous avons relevé deux couples de raies de même profondeur centrale apparente : R 31 de $C^{13} O^{16}$ et R 63 de $C^{12} O^{16}$; par ailleurs, R 23 de $C^{13} O^{16}$ et

R 57 de $C^{12} O^{16}$. D'où :

$$\log \frac{N_1}{N_2} = 0.774 \text{ pour la première détermination}$$

$$\text{et } \log \frac{N_1}{N_2} = 0.631 \text{ pour la seconde.}$$

$$\text{D'où } C^{12}/C^{13} \simeq 5.3 \pm 1$$

Cette dernière valeur est assez conforme à l'estimation de ce rapport donnée par GEBALLE et al. [4] qui donne 7 et obtient des valeurs de C^{12}/C^{13} inférieures à 10 pour 6 étoiles de type avancé allant du type K2 (α Boo) au type M8 (W Hya), confirmant pour certaines d'entre elles les estimations d'autres observateurs (LAMBERT et al. [14], SPINRAD et al. [12], JOHNSON et MENDEZ [15]). Par contre, il nous est possible de préciser l'abondance de O^{17} qui n'avait jamais été détecté dans une atmosphère stellaire. Cet isotope est important du point de vue de la nucléosynthèse de l'étoile. On sait que dans le cycle du carbone, ou cycle CNO, faisant intervenir successivement C^{12} , N^{13} , C^{13} , N^{14} , O^{15} , N^{15} un deuxième cycle est possible selon certaine condition de température produisant O^{16} , F^{17} , O^{17} . Le rapport O^{16}/O^{17} dépend de la température de combustion de l'hydrogène et de la durée de l'évolution stellaire.

Nous pouvons tenter de donner une estimation du rapport O^{16}/O^{18} par la même méthode que précédemment. Vu le peu de raies disponibles (cf. Tableau VII) et qui de plus sont au voisinage de raies très intenses l'estimation est très incertaine. Une seule raie est à peu près bien définie (R 23 (2-0)). Nous obtenons ainsi :

$$O^{16}/O^{18} \simeq 700$$

Ceci entraîne : $1.5 < O^{17}/O^{18} < 2$ *. Cette détermination est différente de la prévision de GEBALLE et al. [4] qui donne pour α Her :

$$O^{16} > O^{18} > O^{17}$$

ce qui correspond aux conditions du système solaire.

Sans avoir détecté O^{17} , il donne $O^{16}/O^{17} < 100$ ce que nous confirmons en précisant la valeur, mais il donne $O^{16}/O^{18} \simeq 50$, ce qui semble excessif. Cette détermination est sujette à caution puisqu'une seule raie est indiquée comme aisément résolue.

Pour confirmer cette prééminence de O^{17} , j'ai demandé à J. CHAUVILLE de rechercher cet isotope dans OH et $O^{17}H$ a effectivement été détecté.

En résumé, nous obtenons pour α Her :

Pour	$C^{12}/C^{13} \simeq 5.3$
$T_{\text{ex}} = 2950^{\circ}\text{K}$	$O^{16}/O^{17} \simeq 450$
	$O^{16}/O^{18} \simeq 700$
	$1.5 < O^{17}/O^{18} < 2$

* Le rapport des largeurs équivalentes de R 23 de $C^{12} O^{17}$ et de $C^{12} O^{18}$ (bande 2-0) que l'on peut supposer non saturées donne ~ 1.8

ABSENCE DE RAIES DE CO CIRCUMSTELLAIRES.

En complément à cette analyse grossière de CO dans α Her, nous pouvons encore dire que nous n'avons pas pu mettre en évidence de raies circumstellaires dues à cette molécule. SPINRAD et al. [12] croient voir de telles raies dans le spectre de α Ori à haute résolution dans cette région à partir de 2 raies stellaires non identifiées à côté respectivement de R 1 et R 2 de C¹²O¹⁶. Nous retrouvons ces deux mêmes raies dans le spectre de α Her mais dans l'hypothèse que ces deux raies sont dues à CO circumstellaire, les raies suivantes manquent dans des régions claires du spectre. L'hypothèse est donc fautive selon toute vraisemblance. Les deux raies en question, assez intenses (4267.914 et 4271.483 cm⁻¹) sont plus vraisemblablement des raies métalliques non identifiées. Par ailleurs à partir d'autres raies stellaires non identifiées, nous n'avons pu mettre en évidence de série régulière.

IDENTIFICATION DE HF.

Située dans la région du premier harmonique de CO, nous avons recherché la bande 1-0 de HF en nous aidant des mesures faites en laboratoire par spectroscopie de flamme par MANN et al. [16]. L'acide fluorhydrique a été jusqu'ici seulement détecté avec certitude dans α Ori à partir du spectre évoqué plus haut [12]. Nous avons analysé les positions de 20 raies de la bande 1-0 de HF. Jusqu'à J = 13 les raies sont mélangées aux raies de CO et donc peu sont isolées. Ensuite, nous avons détecté des raies possible jusqu'à J = 25. L'accord entre les positions

observées et les positions mesurées n'est pas aussi bon que dans le cas de CO car les positions de laboratoire sont moins sûres. Toutefois, 13 raies au total sont identifiées, donnant une incertitude moyenne entre les positions de laboratoire et les positions observées dans le spectre, en appliquant la correction de vitesse radiale déduite de CO, de $+0.002 \text{ cm}^{-1}$. Mais l'erreur quadratique moyenne est assez large $\pm 0.07 \text{ cm}^{-1}$. L'ensemble des identifications et des mesures est donné dans le Tableau VIII.

Les largeurs équivalentes de 9 raies sont données. Les raies les plus intenses, entre R 9 et R 14 ont une largeur équivalente de l'ordre de 0.1 cm^{-1} . Une valeur du même ordre de grandeur avait été détectée dans α Ori [12].

CONCLUSION

A partir de l'analyse d'une petite région ($\sim 200 \text{ cm}^{-1}$) de ce spectre de α Her qui s'étend sur environ 6000 cm^{-1} , nous avons mesuré la vitesse radiale héliocentrique de la couche de CO, que nous avons comparée à la valeur donnée par les raies métalliques mettant ainsi en évidence une expansion différentielle de l'atmosphère. Nous avons identifié un grand nombre de raies de $\text{C}^{13} \text{O}^{16}$.

Le résultat le plus neuf est sans doute la détection d'un isotope de l'oxygène, O^{17} par $\text{C}^{12} \text{O}^{17}$ dans l'atmosphère de cette étoile, résultat qui n'a pu être obtenu que grâce à la haute résolution du spectre. Nous avons donné comme très probable la présence de $\text{C}^{12} \text{O}^{18}$. Par une analyse simplifiée, nous avons estimé les trois rapports d'abondance particuliè-

rement important pour la nucléosynthèse de l'étoile C^{12}/C^{13} , O^{16}/O^{17} , O^{16}/O^{18} . Nous avons trouvé une valeur assez basse pour le premier rapport conforme à plusieurs autres estimations dans des étoiles M. Pour O^{16}/O^{17} , nous avons obtenu une valeur élevée, mais plus élevée encore pour O^{16}/O^{18} . Toutes ces estimations doivent être reprises par des méthodes d'analyse plus élaborées. Par ailleurs, d'autres estimations de ces rapports doivent être tentées à partir d'autres molécules, par exemple pour O^{16}/O^{17} et O^{16}/O^{18} à partir de OH. Des études de profil pour quelques raies bien choisies peuvent être menées. Enfin, en dehors de HF que nous avons détecté, d'autres molécules doivent être recherchées. A ce sujet, sur les 150 cm^{-1} de spectre analysé, après avoir identifié tout ce qui était dû à CO et ses isotopes, à des raies métalliques connues, à HF, il reste une soixantaine de raies non identifiées. Ceci donne une idée de la quantité d'information contenue dans un tel spectre et laisse entrevoir le temps et le travail nécessaire pour en faire l'exploitation complète.

(1) Remarques : Pour les Tableaux I, II, III, VI, VII, VIII, la raie détectée est perturbée par une raie voisine

raie † = raie tellurique	Intensité	}	s = forte
raie * = raie stellaire			m = moyenne
			f = faible

Position {
 à gauche = côté σ décroissant
 à droite = côté σ croissant

REFERENCES

- [1] CHAUVILLE J., QUERCI F., CONNES J., CONNES P.,
"Les spectres d'étoiles rouges M et C entre 4000 et 9000 cm^{-1}
II Transitions atomiques identifiées dans quatre étoiles M"
A.A.A. Suppl. 2, 181, 199, 1970.
- [2] JOHNSON H., THOMPSON R.I., FORBES F.F., STEINMETZ D.L.
"The Infrared Spectrum of alpha Herculis from 4000 to 4800 cm^{-1} "
P.A.S.P. - Vol. 84, 775, 1972.
- [3] JOHNSON H., THOMPSON R.I., FORBES F.F., STEINMETZ D.L.
"The infrared spectrum of alpha Herculis from 5700 to 6700 cm^{-1} "
P.A.S.P. - Vol. 84, 779, 1972.
- [4] GEBALLE T.R., WOLLMAN E.R., RANK D.M.
"Observations of carbon monoxide in cool stars at 4.7μ "
Ap. J. 177, L 27 - L 32, 1972.
- [5] GUELACHVILI G.
"Interferometric measurements of 2-0 CO band".
Opt. Com. (à paraître)
- [6] KUNDE V.G.
"Tables of theoretical line positions and intensities of
the $\Delta V = 1$, $\Delta V = 2$, $\Delta V = 3$ vibration-rotation bands of CO"
NASA, X-622 - 67 - 248, 1967.

- [7] MANTZ A.W., NICHOLS F.R., ALPERT B.D., RAO V.N.
"CO laser spectra studied with a 10- meter vacuum
Infrared grating spectrograph"
J. Mol. Spec. 35, 325, 1970.
- [8] DUNHAM Phys. Rev. 41, 721, 1932.
- [9] WILSON R.E.
"General catalogue of Stellar radial velocities"
(Wash. D.C. -Carnegie Institution of Washington)
Pub. n° 601 - 1953.
- [10] LITZEN U.
Arkiv för Fysik - 28, 239, 1964.
- [11] AMBARTSOUMIAN V.A.
"Theoretical Astrophysics "
Pergamon Press - 1958.
- [12] SPINRAD H., KAPLAN L.D., CONNES P., CONNES J., KUNDE V.G.,
MAILLARD J.P.
Conference on Late Type Stars, Oct. 1970, Kilt Peak
National Observatory.
- [13] FUJITA Y.
"Interpretation of Spectra and Atmospheric Structure in
cool Stars" University Park Press - 1970.
- [14] LAMBERT D.L., DEABORN D.S.
Mem. Soc. Roy. Sc. Liège, p. 147, Tome III (1972)
- [15] JOHNSON H.L., MENDEZ M.E., Astron. J., 75, 785, 1970.
- [16] MANN D.E., THRUSH B.A., LIDE D.R., BALL J.S., ACQUISTA N.
J. Chem. Phys. 34, 420, 1961.

TABLEAU I

BRANCHE R de la bande 2-0 de $C^{12}O^{16}$

J	σ observé cm ⁻¹	σ corrigé VR cm ⁻¹	σ calculé cm ⁻¹	$\Delta\sigma$ cal.-cor. cm ⁻¹	Remarques (1)	Largeur équiv. cm ⁻¹
0	4264.545	4263.883	4263.836	- 0.047	raie δ s. à gauche	
1	4268.180	4267.518	4267.539	+ 0.021	+ R 19 (2-0) $C^{12}O^{17}$	0.200
2	4271.820	4271.158	4271.176	+ 0.018	R 20 (3-1) à gauche, raie * à droite + raie δ s.	0.175
3	4275.441	4274.778	4274.738	- 0.040	+ raie δ s.	
4	4278.907	4278.243	4278.234	- 0.009	+ R 96 + R 24 (2-0) $C^{12}O^{17}$	0.196
5						
6						
7						
8	4292.168	4291.502	4291.496	- 0.006	+ R 69 (3-1)	
9	4295.303	4294.636	4294.637	+ 0.001	raie * à gauche	0.219
10	4298.378	4297.711	4297.703	- 0.008	+ R 36 (3-1)	
11						
12						
13	4307.156	4306.488	4306.473	- 0.016	raie δ s. à gauche	0.258
14	4309.914	4309.246	4309.250	+ 0.004		0.214
15	4312.622	4311.953	4311.957	+ 0.004	+ raie δ m à droite	0.286
16	4315.295	4314.625	4314.594	- 0.031	+ raie δ s.	0.290
17	4317.825	4317.156	4317.156	\pm 0.000	+ raies δ f.	0.282
18	4320.344	4319.674	4319.644	- 0.030	+ raie *	
19	4322.736	4322.066	4322.063	- 0.003		0.222
20	4325.050	4324.379	4324.406	+ 0.027	+ raie δ m	0.275
21	4327.352	4326.681	4326.676	- 0.005	+ raie * f	0.260

TABLEAU I (suite)

J	σ obs.	σ cor. VR	σ calc.	cal-cor.	Remarques (1)	W
22	4329.561	4328.890	4328.875	- 0.015	+ raie δ m	0.236
23	4331.671	4330.999	4331.000	+ 0.001		0.226
24	4333.699	4333.026	4333.051	+ 0.025	+ raie δ s	
25	4335.684	4335.011	4335.027	+ 0.016	R 76 (2-0) côté gauche	0.228
26	4337.596	4336.923	4336.930	+ 0.007	+ R 75 + raie δ m	
27	4339.425	4338.751	4338.758	+ 0.009	+ R 74 + raie δ s	
28	4341.130	4340.457	4340.516	+ 0.059	+ R 73 + raie δ m	
29	4342.866	4342.192	4342.195	+ 0.003	+ R 72 + raie δ f	
30	4344.463	4343.789	4343.801	+ 0.012	+ R 71	
31	4345.984	4345.309	4345.332	+ 0.023	+ R 70 + raie δ f	
32	4347.475	4346.801	4346.793	- 0.008	+ R 69 + raie δ m	
33	4348.912	4348.238	4348.172	- 0.066	+ R 68 + raie δ s	
34	4350.088	4349.413	4349.480	+ 0.067	+ R 67 + raie δ m	
48			4369.832			
49			4359.996			
50			4360.086	+ 0.008		
51	4360.755	4360.078	4360.098	+ 0.020	Tête de bande	
52			4360.027			
53			4359.883			
75	4337.515	4336.843	4336.746		+ raie δ m + raie * à gauche + R 26 à droite	

TABLEAU I (suite)

J	σ obs.	σ cor. VR	σ calc.	cal-cor.	Remarques (1)	W
76	4335.445	4334.773	4334.773	± 0.000	+ raie δ m	0.146
77	4333.414	4332.741	4332.719	- 0.022	+ raie δ m	0.175
78	4331.259	4330.587	4330.586	- 0.001		0.116
79	4329.030	4328.358	4328.371	+ 0.013	+ raie δ f	0.104
80	4326.746	4326.075	4326.074	- 0.001		0.104
81	4324.695	4323.704	4323.691	- 0.013	raie * côté droit	0.086
82	4321.954	4321.283	4321.230	- 0.053	+ raie * = R 11 (1-0) HF	
83	4319.361	4318.691	4318.687	- 0.004	+ raie δ f	0.094
84						
85						
86	4311.165	4310.496	4310.566	+ 0.070	+ raie δ m	
87	4308.340	4307.671	4307.691	+ 0.020	+ raie δ f	0.098
88						
89						
90	4299.238	4298.571	4298.574	+ 0.003	+ R 37 (3-1)	
91						
92	4292.716	4292.050	4292.082	+ 0.032	raie δ f	0.066
93	4289.360	4288.694	4288.711	+ 0.017	R 7 (2-0) + R 29 (3-1) + R 71 (3-1) à gauche, R 30 (2-0) C ¹² O ¹⁷ à dr.	0.064
94	4285.862	4285.198	4285.258			
95						
96	4278.776	4278.113	4278.094	- 0.019	+ R 4 (2-0) à droite	
97	4275.032	4274.369	4274.387	+ 0.018	R 3 (2-0) à droite	0.062

TABIEAU I (suite)

J	σ obs.	σ cor.VR	σ calc.	cal-cor.	Remarques (1)	W
98						
99	4267.336	4266.674	4266.723	+ 0.049	raie δ m à droite et à gauche	0.047
100						

TABLEAU II

BRANCHE R de la bande 2 - 0 de C¹³ O¹⁶

J	σ calculé cm ⁻¹	σ observé cm ⁻¹	$\Delta\sigma$ σ cal. - σ obs. cm ⁻¹	Remarques (1)	Largeur équiv. W cm ⁻¹
		4212.334		Tête de la bande 3-1 de C ¹³ O ¹⁶	
14	4214.039	4214.037	+ 0.002	+ P 11 (2-0) C ¹² O ¹⁶	
15	4216.652	4216.614	+ 0.038	raie δ s à gauche	0.234
16	4219.197	4219.190	+ 0.007	R 87 (2-0) C ¹³ O ¹⁶ à g. R 21 (4-2) + R 78 (4-2) C ¹² O ¹⁶ à droite	0.180
17	4221.674	4221.678	- 0.004		
18	4224.084	4224.074	+ 0.010	raie δ s à gauche + R 85 (2-0) C ¹³ O ¹⁶	0.121
19	4226.426	4226.420	+ 0.006	+ R 84 (2-0) C ¹³ O ¹⁶	0.103
20	4228.699	4228.715	- 0.016		
21	4230.904	4230.888	+ 0.016	+ R 82 (2-0) C ¹³ O ¹⁶	
22	4233.041	4233.096	-0.055	R 28 (4-2) à gauche + R 71 (4-2) C ¹² O ¹⁶	0.167
23	4235.110	4235.110	\pm 0.000	+ R 7 (3-1)	0.189
24	4237.110	4237.096	+ 0.014	+ R 106 (2-0) C ¹² O ¹⁶	0.107
25	4.239.041				
26	4240.903	4240.898	+ 0.005		0.128
27	4242.696	4242.643	+ 0.053	R 35 (4-2) C ¹² O ¹⁶ à g. R 64 (4-2) C ¹² O ¹⁶ à d.	0.122
28	4244.420				

TABLEAU II (suite)

J	σ calc.	σ obs.	σ calc. - σ obs.	Remarques (1)	W
29	4246.074	4246.054	+ 0.020	R 61 (4-2) C ¹² O ¹⁶ à g.	0.155
30	4247.659	4247.625	+ 0.034	R 11 (4-2) C ¹² O ¹⁶ + R 59 (4-2) à gauche	0.129
31	4249.175				
32	4250.621				
33	4251.997	4251.998	- 0.001	raie δ^+ s à gauche	0.138
34	4253.303	4253.308	- 0.005	R 13 (3-1) C ¹² O ¹⁶ + raie δ m à gauche	0.183
35	4254.539	4254.534	+ 0.005	+ R 86 (3-1) C ¹² O ¹⁶ + R 102 (2-0)	0.177
36	4255.705				
37	4256.800	4256.805	- 0.005	+ raie δ f	0.105
50	4264.579				
51	4264.676				
52	4264.700	4264.771		Tête de bande	
53	4264.652				
70	4252.623	4252.612	+ 0.011	P 2 (2-0) C ¹² O ¹⁶ à g. raie δ s à droite	0.070
71	4251.248	4251.210	+ 0.038	Tête de bande (4-2)C ¹² O ¹⁶ à gauche raie δ s à droite.	0.126

TABLEAU II (suite)

J	σ calc.	σ obs.	σ calc. - σ obs.	Remarques (1)	W
72	4249.798				
73	4248.274				
74	4246.674	4246.654	+ 0.020	+ R 60 (4-2) C ¹² O ¹⁶	
75	4244.999				
76	4243.249	4243.229	+ 0.020	R 64 (4-2) C ¹² O ¹⁶ à g. raie δ s à droite	0.052
77	4241.423				
78	4239.521				
79	4237.543				
80	4235.490	4835.471	+ 0.019	R 23 (2-0) C ¹³ O ¹⁶ à g. P 6 (2-0) + R 30 (4-2) C ¹² O ¹⁶ à droite	0.055
81	4233.360	4233.410	- 0.050	R 22 (2-0) C ¹³ O ¹⁶ à g. raie δ s à droite.	0.048

TABLEAU III

Si I

σ mesuré par Litzen [10] cm^{-1}	σ mesuré sur spectre solaire cm^{-1}	$\sigma_{\alpha\text{Her}}$ en appliquant la correction de vit. radiale déduite de CO cm^{-1}	$\sigma_{\alpha\text{Her}} - \sigma_{\odot}$ cm^{-1}	Diff. de vit. radiale V.R. CO - V.R. Si I km/s
4531.30	4531.294	4531.318	0.024	1.59
4581.77	4531.753	4581.774	0.021	1.37
4590.16	4590.189	4590.192	0.013	0.85
4681.63	4681.621	4681.649	0.028	1.79
4779.47	4779.447	4779.466	0.019	1.19
4805.43		4805.445	0.015	0.94
4852.37	4852.340	4852.388 (+ CO ₂)		
4905.82	4905.838	4905.849	0.011	0.67
4914.14	4914.141	4914.172	0.031	1.89
5016.47	5016.444	5016.488	0.044	2.64
5993.29	5993.258	5993.295	0.037	1.85
6155.26	6155.226	6155.289 (+ raie*)		
6211.49	6211.475	6211.539	0.064	3.09
6263.94	6263.901	6263.951	0.050	2.39
8068.72	8068.680	8068.726	0.046	1.71
8259.80	8259.744	8259.815	0.071	2.57
8274.50	8274.497	8274.576	0.069	2.50
8336.91	9336.869	8336.903	0.034	1.22
			Valeur moyenne	1.69 km/s
			Ecart quadratique moyen	1.04 km/s

TABLEAU IV

Fe I

σ mesuré sur spectre solaire cm^{-1}	σ_{α} Her en appliquant la correction de vit. radiale déduite de CO cm^{-1}	σ_{α} Her - σ_{\odot} cm^{-1}	V.R. CO - V.R. Fe I km/s
4466.879	4466.915	0.036	2.42
4491.084	4491.102	0.018	1.20
4491.701	4491.738	0.037	2.46
6208.535	6208.568	0.033	1.59
6283.095	6283.253	0.058	2.77
6.285.830	6285.863	0.033	1.57
6.483.100	6383.154	0.054	2.49
6.399.593	6399.630	0.037	1.73
6.459.267	6449.273	0.006	0.28
6.449.483	6449.497	0.014	0.65
6493.952	6494.032	0.080	3.69
6536.446	6536.489	0.043	1.97
		Valeur moyenne	1.56 km/s
		Ecart quadratique moyen	0.95 km/s

TABLEAU V

Mg I

σ mesuré sur spectre solaire cm^{-1}	σ_{α} Her en appliquant la correction de vit. radiale déduite de CO cm^{-1}	$\sigma_{\alpha\text{Her}} - \sigma_{\odot}$ cm^{-1}	V.R. CO - V.R. Mg I Km/s.
4383.203	4383.232	0.029	1.98
5843.381	5843.405	0.024	1.23
6341.063	6341.103	0.040	1.89
6347.858	6347.907	0.049	2.31
6647.021	6647.052	0.031	1.40
Valeur moyenne			1.76 km/s.
Ecart quadratique moyen			0.38 km/s.

Ca I

V.R. CO - V.R. Ca I

4413.066	4413.108	+ 0.042	2.86
4413.540	4413.564	+ 0.028	1.91
4418.673	4418.701	+ 0.024	1.63
4422.007	4422.016	+ 0.009	0.61
Valeur moyenne			1.75 km/s.
Ecart quadratique moyen			0.80 km/s.

TABLEAU VI

BRANCHE R de la bande 2 - 0 de $C^{12}O^{17}$

J	σ calculé cm ⁻¹	σ observé (après corr.VR) cm ⁻¹	$\sigma_{obs.} - \sigma_{cal.}$ cm ⁻¹	Remarques (1)	Larg. équiv. W cm ⁻¹
3	4221.095	4221.120	+ 0.025	Blend sans doute avec au- tre raie *	0.091
4	4224.504	4224.498	- 0.006		0.055
5	4227.846				
6	4231.119				
7	4234.324				
8	4237.461				
9	4240.529				
10	4243.528				
11	4246.458				
12	4249.319				
13	4252.111	4250.886		Tête de la bande 4-2 de $C^{12}O^{16}$	
14	4254.833				
15	4257.487				
16	4260.070				
17	4262.584				
18	4265.028	4264.993	- 0.035	tête de la bande 2-0 de $C^{13}O^{16}$ à gauche	
19	4267.402	4267.518		+ R 1 (2-0) $C^{12}O^{16}$	
20	4269.706	4269.701	- 0.005		0.090
21	4271.939	4271.944	+ 0.005	raie δ s à droite	0.090
22	4274.102	4274.109	+ 0.007		0.060
23	4276.195	4276.170		+ doublet de Na I	

TABLEAU VI (suite)

J	σ calc.	σ obs.	σ obs. - σ cal.	Remarques (1)	W
24	4278.217	4278.243		+ R 4 (2-0) $C^{12} O^{16}$	
25	4280.168	4280.183	+ 0.015	raie * m à gauche	0.061
26	4282.048	4282.115		+ raie † m, R 5 (2-0) $C^{12} O^{16}$ à gauche	
27	4283.857	4283.846	- 0.011	+ raie † f	0.095
28	4285.595	4285.586	- 0.009		0.082
29	4287.261	4287.246	- 0.015		0.078
30	4288.856	4288.915		+ raie † m	
31	4290.379	4290.386	+ 0.007		0.072
32	4291.830	4291.841	+ 0.011	R 8 (2-0) $C^{12} O^{16}$ à g. R 92 (2-0) $C^{12} O^{16}$ à d.	0.070
33	4293.209	4293.235	+ 0.026	R 68 (3-1) $C^{12} O^{16}$ à g.	
34					
50	4305.521			Tête de la bande 3-1 de	
51	4305.582	4305.367		$C^{12} O^{16}$ + tête de la bande	
52	4305.569			de 2-0 de $C^{12} O^{17}$	
53	4305.481				

TABLEAU VII

Raies probables de la bande 2 - 0 de $C^{12}O^{18}$

J	σ observé cm^{-1}	σ calculé cm^{-1}	$\Delta\sigma$ σ obs- σ cal. cm^{-1}	Remarques (1)	Val. Equiv. W cm^{-1}
23	4227.120	4227.086	+ 0.034	P 8 (2-0) $C^{12}O^{16}$ à droite	0.050
24					
25					
26					
27					
28					
29	4238.138	4238.031	+ 0.107	R 8 (3-1) $C^{12}O^{16}$ à droite	
30					
31	4241.182	4241.129	+ 0.053	R 9 (3-1) + R 34 (4-2) $C^{12}O^{16}$ à droite	
32					
33					
34	4245.163	4245.255	- 0.092	R 62 (4-2) $C^{12}O^{16}$ à gauche	

TABLEAU VIII

BRANCHE R de la bande 1 - 0 de H F

J	σ mesuré en labor. cm^{-1}	σ observé cm^{-1}	$\Delta\sigma$ σ obs- σ mes. cm^{-1}	Remarques (1)	Larg. équiv. W cm^{-1}
7	4230.85	4230.672	- 0.18	raie δ m à droite R 21 (2-0) $\text{C}^{13}\text{O}^{16}$ à g.	
8	4256.32	4256.313	- 0.01	P 1 (2-0) $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ + R 63 (2-0) $\text{C}^{13}\text{O}^{16}$ à gauche	
9	4279.91	4279.966	+ 0.06	+ raie δ m	0.110
10	4301.55			+ R 60 (3-1) + R 89 (2-0) $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$	
11	4321.28			+ R 82 (2-0) $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$	
12	4339.15	4338.981	- 0.07	R 27 (2-0) $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$ à gauche	
13	4354.66	4354.596	- 0.06	+ raie δ f	0.119
14	4368.12	4368.174	+ 0.05		0.100
15	4379.67	4379.627	- 0.04	+ raie δ m	0.124
16	4389.01	4388.990	- 0.02		0.069
17	4396.12	4396.222	+ 0.10	+ peut-être raie * f (raie ⊙ non identifiée au même endroit)	0.096
18	4401.21	4401.280	+ 0.07	raie *f à gauche	0.074
19					
20	4404.87			+ raie * s	
21	4403.45	4403.498	+ 0.05	raie δ m à droite	0.050
22	4399.89			+ raie δ s	
23	4394.20	4394.305	+ 0.10	possible	0.028

TABLEAU VIII (suite)

J	σ mesuré	σ observé	σ obs. - σ mes.	Remarques (1)	W
24	4386.37			+ raie * m	
25	4376.28	4376.263	- 0.02	possible + raie * à dr.	
26	4363.78			+ raie *	
27	4349.57			+ R 67 (2-0) C ¹² O ¹⁶	

Observation de l'étoile Be γ Cas de 1 à 2,5 μ

J. P. MAILLARD

Laboratoire Aimé Cotton, C.N.R.S. II, 91405 Orsay, France.

Résumé :

Le spectre de l'étoile Be , γ Cas a été pris pour la première fois dans l'infrarouge de 1 à 2.5 μ par spectrométrie de Fourier, permettant d'observer avec leur profil les raies de l'hydrogène des séries de Paschen, Brackett, Pfund, et de l'hélium I .

Note aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences présentée par
M. Ch. Fehrenbach.

I INTRODUCTION

A l'aide d'un interféromètre de Michelson pour Spectroscopie par transformation de Fourier, construit au Laboratoire Aimé Cotton et installé à l'Observatoire de Haute-Provence au foyer coudé du télescope de 193 cm, γ Cas a pu être observé pour la première fois de 1 à 2.5 μ . De type spectral B0 IVpe et de magnitude visuelle $m_v = 2.41$, cette étoile a été auparavant abondamment observée par spectrographie dans le visible (1,2) et l'infrarouge photographique (3,4), par observation photo-électrique dans le bleu (5) et récemment, dans l'ultraviolet lors d'une expérience en fusée (6). Les différents auteurs ont signalé des changements très importants au cours du temps dans le spectre de cette étoile, ce qui en fait un objet particulièrement intéressant. Par ailleurs, dans la région du proche infrarouge, le rayonnement de cette étoile a été constaté particulièrement fort, compte tenu de son type spectral et de sa luminosité (4). Ce fait nous a incité à observer γ Cas dans l'intervalle spectral 1 μ - 2.5 μ pour lequel l'interféromètre était adapté.

II OBSERVATION ET DEPOUILLEMENT

Toutefois, cette étoile constitue un objet de magnitude K, de +2,6 [d'après H. Johnson (7)]. Une résolution modeste seulement pouvait être espérée. Une limite de résolution de 2 cm^{-1} a été atteinte avec un rapport signal/bruit qui n'est pas excellent compris entre 5 et 15 selon les spectres (Cf Fig. 1).

Trois spectres ont été pris aux dates et heures suivantes :

spectre	date	début T.U.	fin T.U.
I	18/12/72	18 h 25	19 h 03
II	24/12/72	18 h 29	19 h 02
III	24/12/72	19 h 20	20 h 33

Le spectre III a le meilleur rapport signal/bruit, le temps d'intégration ayant été le plus long. De nombreuses raies d'émissions apparaissent nettement superposées à un continuum très perturbé par les absorptions atmosphériques. On identifie aisément les émissions dues à l'hydrogène et à l'hélium I.

Le tableau I résume les identifications et les mesures. Le pointé des raies a été effectué à l'aide d'un programme de pointé automatique. Les positions des raies ont été seulement corrigées du décalage dû à la vitesse radiale terrestre. Vu la limite de résolution et le rapport signal/bruit de chaque spectre la précision sur les nombres d'onde est au mieux de $\pm 0.3 \text{ cm}^{-1}$.

III RESULTATS

1°) He I : Deux émissions, dont une très intense. S'identifient à He I : $\sigma = 4\ 857.5 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma = 9\ 231 \text{ cm}^{-1}$. La première émerge au milieu de la forte bande de CO_2 centrée à $4\ 854 \text{ cm}^{-1}$. La raie $\sigma = 9\ 231 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_{\text{air}} = 10\ 830 \text{ \AA}$) par contre n'est pas perturbée et apparaît nettement dédoublée comme le montre la figure 2. La composante rouge (désignée par R dans le tableau I) est la plus forte. Le décalage entre les deux composantes est de

$$\Delta\sigma = 5.8 \text{ cm}^{-1} \pm 0.6$$

auquel correspond une différence de vitesse radiale de

$$188 \pm 20 \text{ Km/s}$$

Cette émission double apparaît au milieu d'une raie d'absorption photosphérique très large, de l'ordre de 80 cm^{-1} au niveau du continuum.

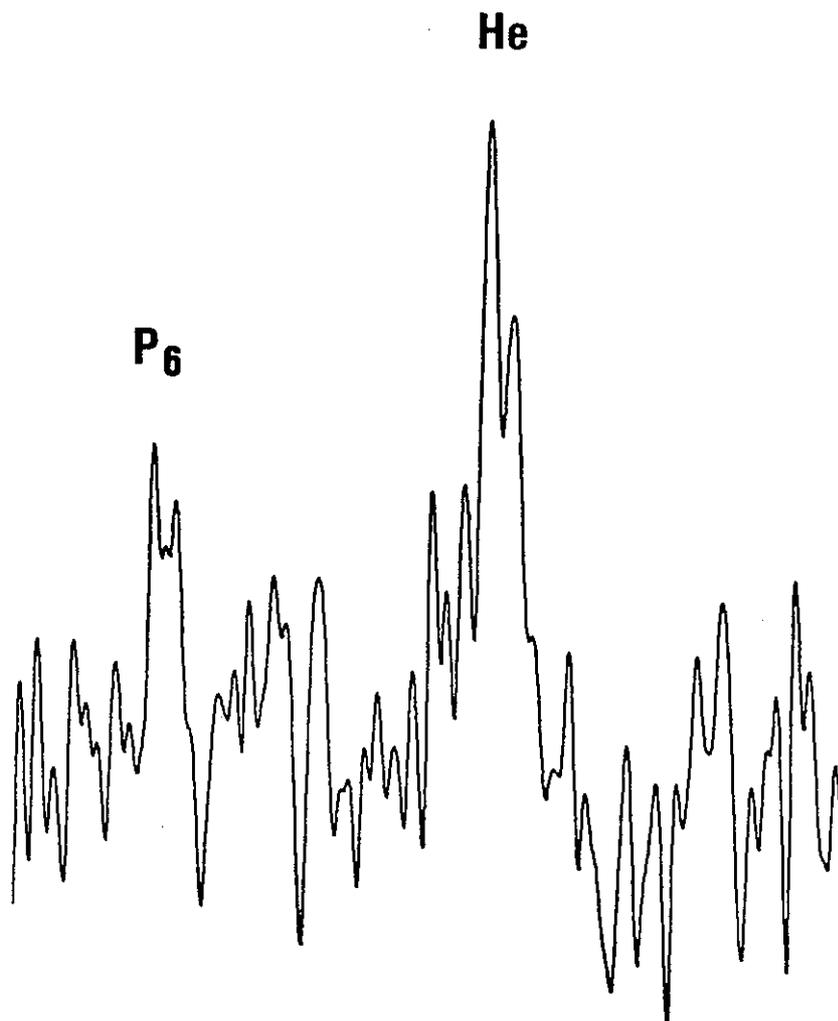


Fig. 2 : Profil de la raie de He I $10\ 830 \text{ \AA}$ et de la raie de Paschen P6 .

- 2°) Hydrogène : On identifie les raies appartenant à 3 séries consécutives : celles de Paschen, de Brackett et de Pfund.
- P_{β} et P_{γ} apparaissent clairement. P_{δ} est difficilement détec-

table et les raies d'ordre plus élevé ne se distinguent pas du bruit à cause de la forte baisse de sensibilité des détecteurs.

- Quant à la série de Brackett, elle est observable nettement à partir de $B\gamma$ jusqu'à $B(18)$ sur les trois spectres, peut-être jusqu'à $B(20)$ mais ces deux dernières raies sont plus incertaines suivant les spectres (Cf Fig. 1 et Tableau I).

- De la série de Pfund, seule $Pf20$ apparaît. Toutes les raies ont le même aspect que celle de He I à $10\ 830\ \text{\AA}$: émission double, bcr-dée d'absorption. Mais pour les raies de Paschen la composante R est la plus intense, tandis que pour les raies de Brackett elles sont à peu près de même intensité. Il est à remarquer par ailleurs que ces raies sont intenses jusqu'à $B(18)$ pour ensuite pratiquement disparaître (bien visible sur le spectre III - cf Fig. 1).

3°) Autres éléments : D'après les observations faites de l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge photographique, d'autres éléments ont pu être identifiés dans le spectre de γ Cas : O I , O II , N II , N III , C II , C III , etc ... (5).

Nous avons recherché notamment les raies de O I correspondant aux transitions $3p^5P_1 - 4s^5S_0$, $3p^3P_1 - 4s^3S_0$, $3p^3P_1 - 3d^3D_0$, respectivement à $8\ 845.2$, $7\ 593.7$, $8\ 857.7\ \text{cm}^{-1}$, sans pouvoir aboutir à une conclusion positive.

IV CONCLUSION

Ces spectres constituent un premier essai d'utilisation de la spectroscopie par transformation de Fourier pour l'étude d'objets très chauds. Ils permettent d'étendre l'étude du spectre de l'hydrogène, de donner quelques indications sur les profils photométriques, notamment celui de la raie $10\ 830\ \text{\AA}$ de He I. Il serait maintenant indispensable de faire de nouvelles observations en améliorant le rapport signal/bruit afin de permettre une étude plus précise des profils de ces raies et déceler d'éventuelles raies plus faibles.

REFERENCES

- (1) A. P. COWLEY, J. M. MALBOROUGH, 1968, Pub. A.S.P., 8°, 42.
- (2) E. M. BURBIDGE, G. R. BURBIDGE, S. KWANG,
1952, Ap. J., 115, 66.
- (3) Y. ANDRILLAT, L. HOUZIAUX, 1967, J. Observ., 50, 107.
- (4) Y. ANDRILLAT, L. HOUZIAUX, 1972, Ast. Sp. Sc., 15, 247.
- (5) J. B. HUTCHINGS, 1970, Mon. Not. R. Ast. Soc., 150, 55.
- (6) R. C. BOHLIN, 1970, Ap. J., 162, 571.
- (7) M. L. JOHNSON, 1964, Bol. Obs. Ton. Tac., III p. 305.

Figure 1

Comparaison des spectres II et III de γ Cas enregistrés à 1h d'intervalle, à $5\ \text{cm}^{-1}$ de résolution, de $1\ \mu$ à $2.5\ \mu$. Aucune correction instrumentale n'a été appliquée.

Tableau I

Toutes les valeurs sont données en cm^{-1} dans le vide, corrigées de la vitesse radiale terrestre. Les valeurs entre parenthèses indiquent des identifications pour lesquelles la position n'est pas précise. R : composante rouge (σ décroissant), V : composante violette (σ croissant).

HELIUM

Spectres

$\sigma(\text{cm}^{-1})$ -laboratoire	I $\sigma(\text{cm}^{-1})$		II $\sigma(\text{cm}^{-1})$		III $\sigma(\text{cm}^{-1})$	
	R	V	R	V	R	V
9 230.9	9 230.2	9 236.0	9 229.1	(9 233.2)	9 229.0	9 234.9
4 857.4+(CO ₂)	(4 856.9)		(4 856.0)		(4 856.8)	

HYDROGENE

Série de Paschen

$\sigma(\text{cm}^{-1})$ -calculée	I	II	III
P(5) 7 799.307	7 798.1	7 797.7 7 801.9	7 798.3 7 802.3
P(6) 9 139.813	(9 138.0)	9 138.6 9 144.3	9 138.4 9 144.3
P(7) 9 948.096	(9 949.3)	(9 946.4)	(9 946.9) (9 954.3)

Série de Brackett

B(7) 4 616.538	4 615.4	4 615.6 4 618.2	4 616.0 4 618.7
B(10) 5 758.082 + (H ₂ O)	(5 757.5)		(5 756.1)
B(11) 5 948.432	5 946.6 5 952.4	5 944.9 5 951.3	5 947.3 5 952.2
B(12) 6 093.209	6 092.0 6 096.9	6 091.4 6 096.4	6 096.6
B(13) 6 205.879 + (CO ₂)	(6 208.4)	(6 204.5) (6 210.4)	6 209.0
B(14) 6 295.279	6 293.3 6 298.1	6 293.7 6 298.2	6 293.7
B(15) 6 367.403 + (CO ₂)	(6 368.8)	(6 367.3)	(6 368.6)
B(16) 6 426.431 ²	6 429.6	6 424.8 (6 428.8)	(6 426.7)
B(17) 6 475.352	6 473.5 6 480.1	6 473.1 6 479.7	6 473.5 (6 477.5)
B(18) 6 516.348	(6 514.5)	6 514.7 6 518.5	(6 515.3) 6 519.2
B(19) 6 551.043	(6 550.0)	6 550.4	
B(20) 6 580.665		6 578.7 (6 584.4)	

Série de Pfund

Pf(20) 4 112.916		4 112.5	4 113.2
------------------	--	---------	---------

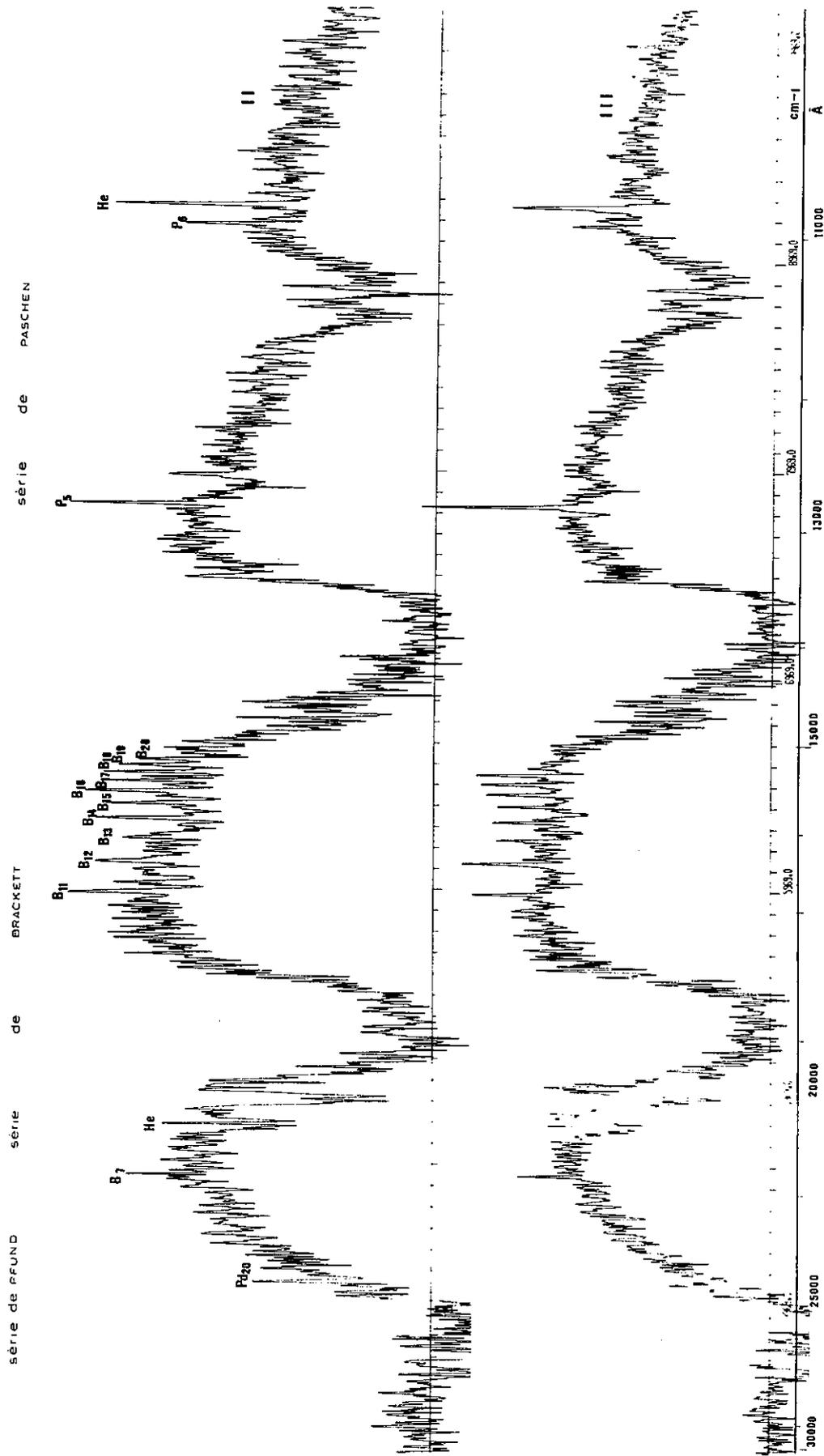


Fig. 1 : COMPARISON DES SPECTRES II ET III DE Y CAS ENREGISTRES A 1H D'INTERVALLE, A 5 CM⁻¹ DE RESOLUTION.

BIBLIOGRAPHIE

星洲新報 1936年11月1日

第...號

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MAILLARD J.P., thèse d'Ingénieur - Docteur "Spectroscopie par Transformation de Fourier dans le proche infrarouge appliquée à l'Astronomie" - Université de Paris, 1967.
- [2] CONNES J., CONNES P., MAILLARD J.P.
Colloque "Méthodes Nouvelles de Spectroscopie Instrumentale"
1967 - J. Phys. 28, C2
Traduction anglaise in "New Methods in Instrumental Spectroscopy" Gordon and Breach (1972).
- [3] CONNES J., CONNES P.
"Near IR planetary spectra by Fourier Spectroscopy,
I-Instruments and Results".
J.O.S.A. 56, 896, 1966.
- [4] CONNES J., CONNES P., MAILLARD J.P.
"Atlas dans le proche infrarouge de Vénus, Mars, Jupiter
et Saturne" - Edition du C.N.R.S. - 1969.
- [5] CONNES P., CONNES J., KAPLAN L., BENEDICT W.
"Carbon monoxide in the Venus atmosphere"
Ap. J. 152, 731, 1968.
- [6] KAPLAN L., CONNES J., CONNES P.
"Carbon monoxide in the martian atmosphere"
Ap. J. 157, L 187, 1969.

- [7] MONTGOMERY E., CONNES P., CONNES J., EDMONDS F.
 Ap. J. Suppl. 19, 167, 1, 1969.
- [8] SPINRAD H., KAPLAN L., CONNES P., CONNES J., KUNDE V., MAILLARD J.P.
 "CO, HF and C^{13}/C^{12} ratio from the 2μ spectra of α Ori"
 Proceeding Conf. on Late Type Stars - KNPO
 Contribution N° 54 (1971)
- [9] CONNES J., DELOUIS H., CONNES P., GUELACHVILI G., MAILLARD J.P.,
 MICHEL G.
 "Spectroscopie de Fourier avec transformation d'un million
 de points" - Nouv. Rev. d'Opt. Appl. 1, 13.
- [10] GUELACHVILI G., MAILLARD J.P.
 "Fourier Spectroscopy from 10^6 samples"
 Aspen International Conference on Fourier Spectroscopy -
 1970 - AFCRL - Special Report n° 114 - p. 151.
- [11] CONNES P. "Astronomical Fourier Spectroscopy"
 Annual Rev. of Ast. and Ast. - Vol.8, 209, 1970.
- [12] THOMPSON R.J., SCHNOPPER H., MITCHELL R.I., JOHNSON L.
 Ap. J. 158, L 117, 1969.
- [13] Aspen International Conference on Fourier Spectroscopy
 A. F. C. R. L.-G. Vanasse, A. Stair, O. Baker Editors -
 Special report N° 114 - 1970.
- [14] SMYTH M.J. "Recent observations of stellar Infrared Spectra"
 Mem. Soc. Roy. Sc. Liège III - 1972, p. 97.
- [15] MERTZ L. "Observations of infrared stellar absorption lines"
 Mem. Soc. Roy. Sc. Liège III - 1972, p. 101.

- [16] BEER R., NORTON R.H., SEAMAN C.H.
 "Astronomical Infrared Spectroscopy a with Connes - type
 Interferometer - I - Instrumental
 Rev. Sc. Inst. 42, 10, 393, 1971.
- [17] LARSON H., FINK U.
 Ap. J. 171, L 91 (1972)
- [18] MERTZ L. "Improved polarization Interferometer for Fourier
 Spectroscopy"
 Opt. Com. Vol. 6, N° 4, 354 - 1972.
- [19] MERTZ L. Ap. J. 70, 548, 1966.
- [20] HANEL R.A., SCHACHMAN B., CLARK F., PROKESH C., TAYLOR J.,
 WILSON W., CHANEY L.
 "The Nimbus III Michelson interferometer" cf. (12) p. 231
- [21] LAURENT J., PORTAT M.
 "Spectrométrie Stellaire par Transformation de Fourier
 de 2 à 5 μ "
 Mem. Soc. Roy. Sc. Liège III, p. 497 - 1972.
- [22] CUDABACK D., GAUSTAD J., KNACKE R.
 Ap. J. Letters 166, L 49.
- [23] MAILLARD J.P., "Direct measurement of the birefringence of quartz
 at 3.39 and 3.50 μ " .
 Opt. Com. 4, 2, 175 - 1971.
- [24] GUELACHVILI G. "Spectroscopie de Fourier sous vide à 10⁶ points.
 Application à la mesure absolue de nombre d'onde et à une
 nouvelle détermination de C" -Thèse d'Etat - Université
 de Paris (1973).

- [25] MAILLARD J.P., COMBES M., ENCRENAZ TH., LECACHEUX J.
 "New Infrared Spectra of the Jovian Planets from
 12 000 to 4 000 cm^{-1} by F.T.S."
 I Study of Jupiter in the $3 \nu_3$ CH_4 band"
 A.A.A. 11, 1014 - 1973.
- [26] PINARD J. "Réalisation d'un spectromètre par T.F. à très haut
 pouvoir de résolution"
 Thèse d'Etat (1969) - Ann. Phys. 4, 147 - 196
- [27] BARGER R.L., HALL J.L.
 Phys. Rev. Let. 22, 4 - 1969.
- [28] GAMO H., CHUANG SHIH-SHUNG
 "Study of superradiant sources for path-monitoring
 references in Fourier Spectroscopy" - Final report -
 Contract n° F 19628 - 70 - C - 0101
 AFCRL - 71 - 0612 - 1971.
- [29] DICKE R.H. "Coherence in Spontaneous Radiation Processes"
 Phys. Rev. 93, 1, 99 - 1954.
- [30] ANDRADE, GALLARDO "High-gain laser lines in noble gases"
 App. Phys. Lett. Vol. 11, 3, 99 - 1967.
- [31] SILFVAST W.T., DEECH J.S.
 "6 db/cm single pass gain at $7229 \overset{\circ}{\text{Å}}$ in lead vapor"
 App. Phys. Lett. 11, 3, 97 - 1967.
- [32] LEONARD D., ZINKY W.
 "Coherence properties of the superradiant $5401 \overset{\circ}{\text{Å}}$
 pulsed neon laser"
 App. Phys. Lett. 12, 4, 113 - 1968.

- [33] FAUST W.L., Mc FARLANE R.A., PATEL C.K.N., GARRETT C.G.B.
 "Gas maser Spectroscopy in the Infrared"
 Appl. Phys. Lett. 1, 85 - 1962.
- [34] PAANANEN R.A., BOBROFF D.L.
 "Very high gain gaseous (Xe -He) Optical maser at 3.5 μ "
 Appl. Phys. Lett. 2, 99 - 1963.
- [35] BRIDGES W.B. "High optical gain at 3.5 μ in pure Xenon"
 Appl. Phys. Lett. 3, 45 - 1963.
- [36] HONIG R.E., HOOK K.O.
 RCA Rev. 21, 360 - 1960.
- [37] ARMSTRONG D.R. "A method for the control of gas pressure in
 the Xenon laser" I.E.E.E. - J. QE, 968-969 - 1968.
- [38] PATEL C.V.N. "Determination of atomic temperature and Doppler
 broadening in a gaseous discharge with population inversion"
 Phys. Rev. 131, 1582 - 1963.
- [39] VETTER R. "Utilisation d'un laser monomode comme appareil d'ana-
 lyse à haute résolution. Etude du déplacement isotopique
 du Xénon" - Thèse d'Etat Orsay - Université de Paris - 1970.
- [40] NUDELMAN "The detectivity of Infrared Photodetectors"
 App. Opt. 1, 5, 627 - 1962.
- [41] KRUSE W., Mc. GLAUCHLIN, Mc. CUISTAN
 "Elements of Infrared Technology" John Wiley and sons
 Publischer - 1962.
- [42] COOLEY J.W., TUKEY J.W. - Math. of comput. 19, 296, 1965.

- [43] CONNES J. "Computing problems in Fourier Spectroscopy"
 Aspen International Conference on Fourier Spectroscopy -
 1970 - A.F.C.R.L. - Vanasse G.A., Stair J.R., Baker D. Editors.
- [44] DELOUIS H. "Fourier Transformation of a 10^6 samples Interferogram"
 Aspen International Conference on Fourier Spectroscopy -
 1970 - A.F.C.R.L. - Vanasse G.A., Stair J.R., Baker D. Editors.
- [45] DELOUIS H. "Mise au point d'une chaîne de programmes permettant
 le calcul et l'exploitation automatique des spectres
 obtenus par T.F."
 Thèse d'Etat - Université de Paris VI - 1973.
- [46] FAHRBACH U., HOFMAN W., LEMKE D.
 "Variations of the photoresponse in small PbS - Detectors"
 A.A.A. 23, 461 - 1973.
- [47] MIKESELL A.M., HOAG A.A., HALL J.S.
 "The scintillation of starlight"
 J.O.S.A. 41, 10, 689, 1951.
- [48] DELOUIS H. -Thèse de 3ème cycle - Université de Paris, déc. 1968.
- [49] GEBALLE T.R., WOLIMAN E.R., RANK D.M.
 "Observations of carbon monoxide in cool stars at 4.7μ "
 Ap. J. 177, L 27 - 1972.
- [50] CONNES J.- Thèse d'Etat -Rev. d'Opt. 40, 45, 116, 171, 231 - 1961.
- [51] EDLEN B. -J.O.S.A. 43, 339 - 1953.
- [52] WILSON R.E. "General Catalogue of Stellar Radial Velocities"
 (Washington D.C. - Carnegie Institution of Washington)
 Pub. N° 601 - 1953.

- [53] ABT H., BIGGS E.
 "Bibliography of stellar Radial Velocities"
 Kitt Peak National Observatory - Printed by Latham
 Process Corp. 1972.
- [54] FEHRENBACH Ch. "Mesure automatisée des vitesses radiales"
 Cours d'Eté d'Astronomie de Strasbourg - Juillet 1967.
- [55] PETRIE R.M. "Accuracy of radial velocity observations with the
 Victoria coude spectrograph"
 Proceedings of the 12th General Assembly -
 I.A.U. Symposium n° 30 - J.C. Pecker, editeur
 Academic Press, p. 298 (1964)
- [56] PREVOT - I.A.U. Symposium n° 30 - p. 37 - A.H. Batten et
 J.F. Heard editors - Academic Press - 1967.
- [57] PETRIE R.M., FLETCHER J.M.
 "The accuracy of radial velocities determined from
 coude high-dispersion spectrograms" -I.A.U. Symposium
 n° 30 - A.H. Batten et J.F. Heard, editors
 p. 43 - Academic Press - Londres - 1967.
- [58] W.S. ADAMS - Ap. J. 93, 11, 1941.
- [59] BOPP B.W., EDMONDS F.N.
 "The radial velocity of Arcturus determined from inter-
 ferometric Spectra" - P.A.S.P. 82, 299 -1970.
- [60] MAILLARD J.P., COMBES M., ENCRENAZ TH., LECACHEUX J.
 "New Infrared Spectra of the jovian planets from
 12000 to 4000 cm⁻¹ by Fourier Transform Spectroscopy -
 II - Study of Saturn in the $3 \nu_3$ CH₄ Band -.A.A.A.(à paraître)

- [61] SHARPLESS S. - Ap. J., 124, 342, 1956.
- [62] NEUGEBAUER G., LEIGTON R.
 "Two-micron Sky Survey - Preliminary catalog"
 Caltech (Pasadena) Cal. N.A.S.A. (Wash. D.C.) 1969.
- [63] LOW F.J., JOHNSON H.L., KLEINMANN D.E., LATHAM A.S., GEISEL S.L.
 Ap. J. 160, 532, 1970.
- [64] JOHNSON H.L., COLEMAN J., MITCHELL R.I., STEINMETZ D.L.
 Com. Lunar and Planetary Lab. 7, 83, 1968.
- [65] CONNES J., CONNES P., BOUIGUE R., QUERCI F., CHAUVILLE J., QUERCI M.
 Ann. d'Ap. 31, 485, 1968.
- [66] FUJITA Y., MAEHARA H., TSUJI Y.
 Proc. Japan Acad. 42, 765, 1966.
- [67] QUERCI F. - Ann d'Ap. 30, 557, 1967.
- [68] FROGEL J., HYLAND A.
 Mem. Soc. Roy. Sc. Liège - 1972 -Tomme III p. 111.
- [69] QUERCI F. -Thèse d'Etat, Université Paris-Décembre 1972.
- [70] MAILLARD J.P. - Compte rendu Acac. Sciences (à paraître)
- [71] KUIPER G.P., CRUIKSHANK D.P., FINK U.
 Sky and Tel. 14, Janv. 1970.
- [72] JOHNSON H.L., Bul.obs. Tonantzintla Tacubaya III, 305, 1964.
- [73] KEENAN P.C. -Ap. J. Sup. 13, 333 (N° 118), 1966.
- [74] KUKARKIN, KHOLOPOV, EPREMOV, KUKARKINA, KUROCHKIN, MEDVEDA, PEROVA,
 FEDEROVICH, FROLOV - 1969
 "General catalogue of Variable Stars" (3ème éd. Moscou,
 U.R.S.S, Académie des Sciences).

[75] LOCKWOOD G.W., WING R.F.

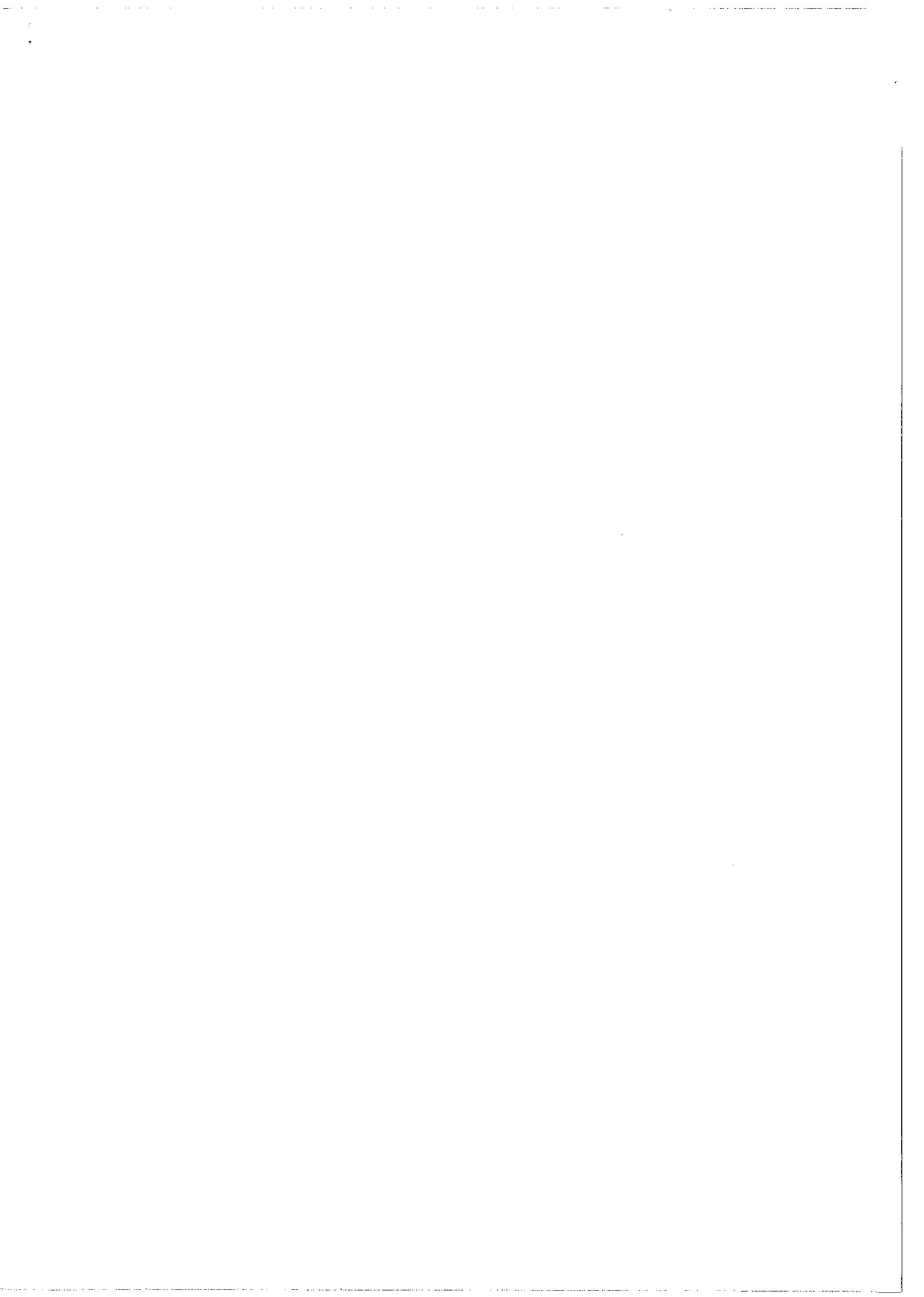
Ap. J., 169, 63, 1971.

[76] CONNES P.

"Proceedings of the 3^d Harvard-Smithsonian Conference
on stellar atmospheres."

Theory and observation of normal stellar atmospheres.

O. Gingerich -Editor M.I.T. 1969.



Service de Reprographie
C.N.R.S.
Gif

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

1950