50.376 Nº d'ordre 221 1970



UNIVERSITE DE LILLE - FACULTE DES SCIENCES

THESE

présentée à la

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LILLE

pour obtenir

le titre de Docteur de Spécialité en Physique

(Option Spectroscopie)

par



CONTRIBUTION L'ETUDE DE LA

SOURCE ETALON AU THORIUM

MESURES A HAUTE PRECISION A L'AIDE D'UN S.I.S.A.M.,

DES NOMBRES D'ONDES DES RAIES DANS LA REGION 5400 - 6400 CM⁻¹

Membres du Jury : M. BECART, Président M. SCHILTZ, Rapporteur Mme LENOBLE, Examinateur

UNIVERSITE DE L'UNE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEFEBVEE, M. PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. ARNOULT, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GURMAIN, KAMPE DE PERLEF, KOURGANOFF, LAMOFTE, LELONG, MM. MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY, CORDONNIER.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. BACCHUS Pierze M. BEAUFILS Jean-Pierre M. BECART Maurice M. BLOCH Vipcent M. BONJEMAN Pierre M. BOMTE Antoine M. BOUGHON Fierre M. BOURIQUET Robert M. CORSIN Pierre M, DECUYPER Marcel M. DEDECKER Paul M. le Doyen DEFRETIN René M. DEHORS M. DELATTRE Charles M. DURCHON Maurice M. FOURET René M. GABILLARD Robert M. GLACET Charles M. GONTIER Gérard M. REUBEL Joseph M. LIEBAERT M. MONTREUIL Jean M. MORIAMEZ Michel M. MARTINOT LAGARDE M. PEREZ Jean-Pierze M, PHAM MAU QUAN M. POUZET Plasme More SCHWARTZ Marie-Hélène M, TILLIEU Jecques M. TRIDOT Gabriel M. VIDAL Pictre M. VIVIER Emile

Astronomie et Calcul Numérique Chimie Générale. I.U.T. LILLE Psychophysiologie Chimie Industrielle Géologie Appliquée Machématiques Biologie Végétale Paléobotanique Mathématiques Mathématiques Directeux du Laboratoire de Biologia Maritime de Wimereux Automatique Géologie Générale Biologie Animale Physique Electronique Chimie Organique ·Mécanique des Fluides Chimie Minéraie A.U.f. Lille Chimie Biologique I.U.T. Valenciennes Mécanique des Fluides Physique. Mathémariques 1.U.T. Lilie Mathématiques Physique Chimie Minérale Appliquée E.N.S.C.L. Automatique Biologie Animale

e e u l'opo

M. WATERLOT Gérard M. WERTHEIMER Raymond

.../...

Géologie et Minéralogie Physique

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

-- 1 --

M. BENABOU Jean M. LUCQUIN Michel M. LEBRUN André M. PARREAU Michel M. SAVARD Jean M. SCHALLER François M. SCHILTZ René

Mathématiques Chimie Physique C.U.E.E.P. Mathématiques Chimie Générale Biologie Animale Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET. Jean
M. BODART Marcel
M. BOUISSET Simon
M. CELET Paul
M. CONSTANT Eugène
M. DEHAYE Michel
M. DERCOURT Jean-Michel
M. DEVRAINNE Pierre
M. GUILLAUME Jean
Mme LENOBLE Jacqueline
M. LINDER Robert
Mle MARQUET Simone
M. MONTARIOL Frédéric
M. PROUVOST Jean
M. VAILLANT Jean

Physique Biologie Végétale Physiologie Animale Géologie Générale Electronique Chimie Physique et Minérale Ter Cycle Géologie et Minéralogie Chimie Minérale Biologie Végétale Physique Biologie Végétale Mathématiques Chimie Minérale Appliquée Géologie et Minéralogie Mathématiques

.../...

MAITRES DE CONFERENCE (et chargés des fonctions) -

M. ABBAR
M. AUBIN Thierry
M. BEGUIN Paul
M. BILLARD Jean
M. BKOUCHE Rudolphe
M. BOILLET Pierre
M. BOILLY Bénoni
M. BOILLY Bénoni
M. BOILLY Bénoni
M. BRIDOUX Michel
M. CAPURON Alfred
M. CAPREZ Christian
M. CARREZ Christian
M. CORTOIS Jean
M. COULON Jean Paul

I.U.T. Amiens Mathématiques Pures Mácanique des Fluides Physique Mathématiques Physique Biologie Animale Biologie Végétale I.U.T. Báthune Biologie Anímale Calcul Numérique I.U.T. Lille Physique Electrotechnique · · · / · · ·

-2-

Mme DRAN Raymonde M. GOUDMAND Pierre M. CRUSON Laurent M. GUILBAULT Pierre M. HERMAN Maurice M. HUARD de la MARRE Pierre M. JOLY . Mle KOSMANN Yvette M. LABLACHE COMBIER Alain M. LACOSTE Louis M. LANDAIS Jean M. LAURENT François M. LEHMANN Daniel Mme LEHMANN Josiane M. LEROY Jean-Marie M. LEROY YVES M. LOUAGE Francis M. LOUCHEUX Claude M. MAES Serge M. MAIZIERES Christian M. MESSELYN Jean M. MIGEON Michel M. MONSIGNY Michel M. MONTEL Marc M. MONTUELLE Bernard Mme MORIAMEZ BOULLET Claude M. NICOLE Jacques M. PANET Marius M. PAQUET Jacques M. PARSY Fernand M. PONSOLLE M, POVY Jean-Claude M. RACZY M. ROOS Philippe M. ROY Jean-Claude M. SAADA Georges M. SALMER Georges M. SMET Pierre M. SEGUIER Guy M. THOMAS Daniel M. WATERLOT Michel

Mme ZINN Justin Nicole

Chimie Organique Chipie Physique Mathématiques Physiologie Animale Physique Calcul Numérique Biologie Animale Mathématiques Chimie Générale Biologie Végétale Chimie Organique Automatique Mathématiques Mathématiques E.N.S.C.L. I.U.T. Lille Sciences Applíquées Chinie Physique Physique Automatique Physique Sciences Appliquées Chimie Biologique Physique I.U.T. Lille I.U.T. Valenciences E.N.S.C.L. Electrotechnique Sciences Appliquées Mácanique des Fluides C.S.U. Valenciennes Sciences Appliquées Radioélectrique I.U.T. Lille Psychophysiologie Physique Electronique Physique I.U.T. Béthune C.S.U. Valenciennes Géologie Générale Mathématiques

INTRODUCTION

- 1 -

Afin de poursuivre l'étude des spectres d'émission dans le domaine de l'infra-rouge proche, Monsieur le Professeur J. Schiltz avait confié à J.C. Beaufils et à P. Bernage la construction et la mise au point d'un interféromètre S.I.S.A.M.. Ce travail réalisé, il restait à contrôler, pour les améliorer au maximum, certaines qualités effectives de l'appareil, par exemple luminosité et résolution pratique. Seul l'enregistrement des spectres part donner ces informations. Notre équipe s'est alors trouvée devant l'alternative suivante : ou bien enregistrer le spectre infra-rouge d'une molécule distomique telle que Au Sn ou Au Pb, obtenue à l'aide d'un four de King, ou bien faire l'étude d'un spectre atomique. Si la première solution avait le mérite de s'inscrire immédiatement dans la direction de recherche de l'ensemble du laboratoire, elle présentait plusieurs inconvénients qui nous ont mis dans l'obligation d'adopter la seconde. En effet, l'étude de spectres diatomiques à l'aide d'un S.I.S.A.M. présentait un caractère inédit qui rendait difficiles les comparaisons. De plus, la durée d'émission relativement brève des spectres diatomiques émis dans un four de King était très peu compatible avec une première étude des qualités de l'interféromètre construit au laboratoire.

Aussi, avons-nous entrepris la mesure des nombres d'ondes des raies du thorium entre 5400 et 6400 cm⁻¹.

Le choix du thorium était particulièrement intéressant.

D'une obtention aisée et d'une grande stabilité, son spectre très riche er très intense a fait l'objet de nombreuses études dont le but est d'une par: la détermination d'un spectre d'étalonnage d'uns l'infra-rouge proche et d'autre part l'identification des niveaux. Il nous a donc été possible de comparer les résultats obtenus à ceux d'autres expérimentateurs |1| |2| et par là-même d'en déduire les qualités et défauts de l'appareil. Nous avons trouvé plus de deux cents raies nouvelles, dont les nombres d'ondes sont confirmés par les mesures que P. Connes a effectuées récemment à l'aide d'un spectromètre par transformée de Fourier |2| |3|.

Parallèlement à ce travail, nous avons voulu évaluer les possibilités d'enregistrement de spectres de molécules diatomiques, par un spectromètre S.I.S.A.M.. Pour cette raison, nous avons procédé à quelques études préliminaires, à l'aide d'un spectromètre classique à fentes.

Le premier chapitre présente, après quelques rappels sur le principe de l'appareil, une description du montage utilisé, puis l'enregistrement de la fonction d'appareil du spectromètre. Le deuxième chapitre traite de la mesure des nombres d'ondes des raies atomiques. Les résultats obtenus sont présentés dans le troisième chapitre, avec des effets Zeeman effectués sur les raies les plus intenses. Les résultats sont discutés dans le quatrième chapitre. Enfin pour terminer, nous tirons quelques conclusions sur les possibilités d'adaptation du S.I.S.A.M. à l'étude de spectres diatomiques émis par un four de King.

- 2 -

CHAPITRE I

Etude expérimentale des qualités du S.I.S.A.M.

L'étude détaillée du principe du S.I.S.A.M. a été effectuée par P. Connes |4| . De même l'analyse des propriétés théoriques de l'appareil a fait l'objet de très nombreux travaux |5| |6| |7| .

Nous nous contenterons d'en rappeler les principaux résultats.

I - A - 1 Principe du S.I.S.A.M.

L'appareil est un interféromètre de Michelson dans lequel les deux miroirs sont remplacés par deux réseaux identiques R_1 et R_2 (Fig. 1). Leurs traits sont perpendiculaires au plan de section principale, leur inclinaison sur le rayon incident moyen est telle que leurs dispersions soient de directions opposées pour un observateur recevant le faisceau sortant.

Supposons l'interféromètre éclairé par un faisceau de lumière paralèlle et monochromatique de direction DA_l et de nombre d'onde σ_0 . L'angle d'incidence i est le même sur chaque réseau, choisissons-le tel que σ_0 soit égal à $\frac{kn}{2sin i}$ (Radiation de Littrow, pour un angle d'incidence i et un ordre donné k des réseaux).

Dans ces conditions, les deux ondes planes P_1 et P_2 diffractées respectivement par R_1 et R_2 sont parallèles et donnent lieu à une figure interférentielle localisée à l'infini. Si la longueur optique d'un des faisceaux interférents varie linéairement en fonction du temps, le flux lumineux reçu par le récepteur sera modulé à 100 %. Pour une radiation de nombre d'ondes o différent de σ_0 l'appareil n'est plus réglé (<u>Fig. 2</u>). En effet, le plan d'onde diffracté par chacun des réseaux fait un petit angle α avec le plan d'onde incident ;



Fig: 1 SCHEMA DE PRINCIPE DU SISAM





DE NOMBRE D'ONDES J J'EST DIFFÉRENT DE J. RADIATION DE RÉGLAGE

١

les deux plans d'onde émergents font entre eux l'angle 2 α . Physiquement, on obtient des franges rectilignes, parallèles à l'arête du dièdre formé par les deux surfaces d'onde, localisées au voisinage de R₁ et R'₂. Le flux lumineux reçu par le récepteur voit son taux de modulation diminuer.

Les réseaux R₁ et R₂ sont mobiles autour d'un axe parallèle à la direction de leurs traits, pour permettre de "balayer" l'ensemble du spectre étudié : Ils tournent dans le même sens, avec des vitesses de rotation rigoureusement identiques.

I - A - 2 Fonction d'appareil.

Elle traduit la réponse du spectromètre à une radiation parfaitement monochromatique. Son graphe s'identifie à la courbe enregistrée, au cours de l'exploration du spectre, par l'interféromètre éclairé par une lumière monochromatique. Son expression mathématique est le produit de convolution de la fonction diaphragme D par le profil de diffraction P.

I - A - 2 - a) Fonction Diaphragme

On peut la définir comme la fonction d'appareil que l'on observerait si le profil de diffraction était infiniment fin (réseaux de dimensions infinies).

L'expression de cette fonction donnée par P. Connes |4|, peut être retrouvée simplement |8|, en faisant la remarque géométrique suivante : <u>si on néglige l'influence de la compensatrice</u>, le schéma optique équivalent de l'appareil possède la symétrie de révolution autour de l'axe optique.

L'interféromètre est réglé sur la radiation de nombre d'ondes σ_0 . Le point source A_1 , situé à l'intérieur du diaphragme circulaire D_1 , émet une lumière de nombre d'ondes σ_1 . L'image de A_1 à travers le système optique est un point A'_1 symétrique de A_1 par rapport à 0 à condition que $\sigma_1 = \frac{\sigma_0}{\cos \beta}$ avec $\beta = A_1 \circ 0$. (Fig. 3).

- 4 -

Fig3 SCHEMA DE PRINCIPE DU SISAM POUR UN RAYON SECONDAIRE REMPLISSANT LES CONDITIONS DE STIGMATISME



R₁,R² RÉSEAUX

 $\sigma_{0} = \frac{k \cdot n}{2 \sin i}$ $\sigma_{1} = \frac{\sigma_{0}}{\cos \beta}$

988 98 Le rayon incident A_1^{0} donne naissance à deux rayons émergents paralèlles diffractés par R_1 et R_2^{0} . Ces deux rayons (Fig. 4) présentent entre eux une différence de marche $\Delta(\beta) = 2$ e cos β soit un ordre d'interférences

$$p = 2 e \cos \beta x \sigma_{l}$$

$$p = 2 e \sigma_{o}$$
(1)

p est indépendant de β .

Donc incliner le rayon incident d'un angle β , revient à changer la radiation de réglage σ_0 en une radiation de nombre d'ondes $\frac{2\sigma_0}{c\delta_2\beta}$.

Le diaphragme D_1' circulaire est vu de o' sous l'angle solide Ω .

$$\Omega = 2 \pi (1 - \cos \varepsilon)$$
 (2)

où ε est la valeur maximale que puisse prendre l'angle β .

$$d\Omega = \frac{2\pi}{\sigma_0} d\sigma \qquad (2')$$

Si Ω prend la valeur Ω + d Ω , le flux qui atteint le récepteur prend la valeur Φ + d Φ .

$$d \Phi \sim S d\Omega$$
 (3)

où S représente la surface des réseaux.

$$\frac{d\Phi}{d\sigma}$$
 = constante.

La fonction diaphragme D qui n'est autre que le taux d'accroissement du flux transmis en fonction de σ est une fonction rectangulaire représentée Fig. 5.

I - A - 2 - b) Fonction Profil de diffraction.

C'est par définition la fonction d'appareil que l'on observerait si les diaphragmes d'entrée et de sortie du S.I.S.A.M. étaient infiniment petits.



FIGA INFLUENCE DE L'OUVERTURE DU DIAPHRAGME







BUS

Dans le cas où le spectromètre est équipé de réseaux rectangulaires et est réglé sur une radiation de nombre d'ondes σ_0 , on démontre que le profil de diffraction est la transformée de Fourier de la fonction pupillaire.

Dans le cas simple d'une pupille rectangulaire uniformément transparente, la fonction profil a pour expression :

$$P(\delta - \sigma_{o}) = \frac{2\pi(\sigma - \sigma_{o})}{\frac{\delta\sigma_{o}}{2\pi(\sigma - \sigma_{o})}}$$
(4)

où δσ représente l'intervalle spectral théoriquement résolu de l'un des disperseurs. Son graphe est donné par <u>la Figure 6</u>.

En imprimant un léger mouvement en dents de scie à la compensatrice, on réalise entre les deux bras de l'interféromètre une différence de marche fonction linéaire du temps.

Le flux émergent
$$\Phi$$
 prend la forme :
 $\Phi \sim \Phi_{0}$ + (cos $2\pi \sigma_{0} v t x = \frac{\frac{2\pi(\sigma - \sigma_{0})}{\delta\sigma_{0}}}{\frac{2\pi (\sigma - \sigma_{0})}{\delta\sigma_{0}}} = 0$, Φ_{1} .

 $\frac{1}{2} \Phi_{0} + | P(\sigma - \sigma_{0}) \times \cos 2\pi\sigma_{0} vt | \Phi_{1}. (5)$

La cellule photoconductrice reçoit le flux total Φ . Seule la partie alternative Φ_1 du flux Φ est amplifiée. La fonction P ($\sigma - \sigma_0$) représente l'amplitude de modulation de la partie modulée du flux émergent à la fréquence fo

$$\mathbf{f} \mathbf{o} = \sigma_{\mathbf{v}} \mathbf{v} \tag{6}$$

- 6 -



I - A - 2 - c) Fonction d'appareil

Si A (σ ') désigne cette fonction, on peut écrire :

$$\dot{A}(\sigma') = \int_{-\infty}^{+\infty} D(x) P(\sigma' - x) dx. \quad (7)$$

Le graphe de A (q') permet d'atteindre la valeur de la résolution théorique R de l'appareil ainsi que sa luminosité L.

La fonction A (σ') prendra des formes différentes suivant l'ouverture du diaphragme, c'est-à-dire suivant l'intervalle décrit par la variable d'intégration x. Appelons u = $\frac{\Omega}{2\Pi}$ Ro, la valeur de l'ouverture réduite du <u>diaphragme de champ</u> (R_o est le pouvoir de résolution théorique de l'un des disperseurs et Ω l'angle solide sous tendu par le diaphragme d'entrée).

Si u augmente, la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil augmente et la résolution diminue, alors que contrairement à un spectromètre à fentes, la luminosité tend vers une limite finie. (La luminosité peut se définir, dans le cas du S.I.S.A.M. comme étant le rapport du flux maximal modulé transmis, à la luminance monochromatique de la source).

J. Vergès |7| a tracé les courbes donnant R et L en fonction de u. Le produit L x R est maximum pour u = $\frac{3}{4}$ (L x R = 1,34), mais il est avantageux de choisir u = 1 qui correspond à une meilleure apodisation de la fonction d'appareil (L x R = 1,24) (Fig. 6').

$$\Omega = \frac{2\Pi}{Ro}$$
 (8)

La surface du diaphragme qui résulte du choix de cette valeur de Ω estbeaucoup plus importante que la surface de la fente du spectromètre donnant le même pouvoir de résolution. Il s'en suit un gain d'étendue dont l'ordre de grandeur est $\frac{2\Pi}{\beta}$ (β est l'angle sous lequel est vue la hauteur de la fente à partir du centre optique du miroir collimateur |8|). La théorie dont nous venons de rappeler les points essentiels, est une théorie élémentaire qui suppose la symétrie de révolution <u>du schéma équivalent de</u> l'appareil autour de l'axe optique.

Comme l'a montré J.C. Beaufils 6 cette hypothèse ne constitue qu'une approximation d'ordre zéro. Approximation illégitime si l'on tient compte des trajets des rayons inclinés sur le rayon moyen, différents dans la séparatrice et la compensatrice. En particulier, il a signalé que plus le faisceau est ouvert, plus le taux de modulation du flux lumineux s'écarte de l'unité. . En outre, il a étudié la différence de marche qu'introduit le spectromètre entre les deux rayons auquels donne naissance un rayon incident quelconque. Il en a conclu que tous les points du diaphragme de sortie recevaient des flux lumineux à des fréquences de modulation légèrement différentes de 115 HZ et présentant des phases qui variaient d'un point à un autre de ce diaphragme.

La fonction d'appareil théorique est donc certainement un peu différente de celle que représente la Figure 6'.

Il est indispensable d'apodiser le profil de diffraction qui présente des "pieds" négatifs et positifs en détection synchrone et des pieds positifs en détection simple. L'existence de ces "pieds" a pour conséquence une baisse du pouvoir de résolution effectif de l'appareil : cette remarque est valable surtout pour des raies d'intensité inégale, une raie de faible intensité risque d'être masquée par le "pied" de la raie de plus grande intensité.

Deux méthodes ont été proposées pour réduire leur importance : il s'agit d'apodisation du profil de diffraction soit par un diaphragme pupillaire en losange, soit par convolution avec le diaphragme de champ. L'étude des résultats obtenus impose le choix de la deuxième solution qui conduit à une apodisation convenable avec gain important de luminosité et de résolution.



Madame Roizen Dossier |9| a montré notamment que la méthode par convolution apporte un gain de luminosité égal à 1,53 et un gain de résolution égal à 1,3 par rapport à la méthode des losanges.

I - A - 3 Conclusion.

Le S.I.S.A.M. a des propriétés très particulières dans la gamme des spectromètres. Il est un modulateur de lumière. Il est nécessaire de réaliser un compromis entre clarté et résolution en choisissant l'ouverture réduite Ω du diaphragme de champ égale à l. Tout comme un Fabry-Perot, il admet un faisceau dont l'ouverture angulaire est importante, mais il présente sur ce dernier l'avantage de posséder l'intervalle spectral libre de ses dispers soit $\Delta\sigma$.

Un tableau I résume ces propriétés.

	Spectro à fentes u = 1	SISAM u = l	F.P u = 1	épaisseur e finesse N
Ω	$\frac{\lambda \beta}{a}$	<u>2 п</u> ^R о	<u>2 П</u> к N	
Δσ	$\frac{n}{2\sin}$ i	$\frac{n}{2 \sin i}$	$\frac{1}{2e} = \frac{4}{k}.$	
R	0,8 Ro	1,02 Ro	0,8 kN	
Premier pied	0,04 (u = 0)	0,05		

Tableau I

Dans ce tableau $\underline{\lambda}$ est la largeur angulaire de la figure de diffraction correspondant à une fente infiniment fine, β est la hauteur angulaire de la fente, n le nombre des traits par mm du réseau, R la résolution de l'appareil.

I - B Montage utilisé

La description complète du système optique et électronique du spectromètre a déjà été effectuée par J.C. Beaufils et P. Bernage [6] Cependant, l'étude du spectre du thorium, a rendu nécessaire certaines modifications, tant sur le plan de l'optique que sur celui de l'électronique. Nous verrons dans le prochain chapitre les raisons qui nous ont fait renoncer à l'emploi de la détection synchrone, ce qui a eu entre autres conséquences, l'abandon de la voie optique "référence". En revanche, une nouvelle voie optique "cannelures" a été mise en place, pour permettre l'étalonnage des spectres.

Le montage électronique a été profondément modifié, puisque l'amplificateur à détection synchrone a été remplacé par un montage à détection simple.

I - B - 1 Montage optique : Description

Le montage optique est schématisé sur la Figure 7. Il diffère de par son principe de ceux qui ont été jusqu'à présent réalisés sur les autres S.I.S.A.M. La source ponctuelle Sc placée au foyer de la première lentille donne un faisceau de lumière blanche parallèle qui tombe sur le Fabry-Perot normalement à ses lames. Les rayons lumineux se focalisent ensuite sur le petit miroir situé au-dessus de D_1 sur une même verticale. Grâce à une orientation correcte de ce dernier, on réalise le mélange des deux faisceaux qui présentent entre eux un léger décalage en hauteur. Il ne semble donc pas absolument nécessaire d'utilier un système de diaphragmes annulaires, comme l'indique G. Graner |5|.

Si ce montage possède l'avantage sur celui des diaphragmes annulaires d'être d'une réalisation moins délicate, il en résulte toutefois deux inconvénients :

- Le premier souligné par J.C. Beaufils |6|, consiste en une légère perte de lumière en provenance de S, par occultation partielle du Diaphragme D₁.



- Le deuxième, plus important, résulte du fait que le rayon moyen du faisceau "cannelures", fait un angle β faible avec le rayon moyen du faisceau signal. Nous montrerons dans le chapitre II que tout se passe dans l'échelle des nombres d'ondes, comme s'il y avait pour le S.I.S.A.M. un Fabry-Perot d'épaisseur $\frac{e}{\cos \beta}$ placé dans la voie signal(où e est la distance des deux lames.)

Il sera tenu compte de cette remarque dans le choix de la méthode d'analyse du spectre.

Pour cette raison, nous avons renoncé à utiliser la voie "étalonnage" du montage précédent, préférant remplacer, au moment voulu, la source à étudier par une source étalon.

Aucune modification importante n'a été apportée au montage optique du S.I.S.A.M. proprement dit, ni à celui de sa sortie. Il n'est donc pas utile de revenir sur leur description.

I - B - 2 Montage électronique : Description

Le schéma de principe de l'ensemble électronique utilisé est indiqué sur la figure 8.

Avant de définir les principales fonctions des appareils, il est nécessaire de rappeler que le signal électrique à la sortie des cellules se compose de quelques centaines de pseudopériodes cohérentes, puis est interrompu à l'inversion du sens de rotation de la compensatrice. Le train d'ondes suivant possède par rapport au précédent une phase aléatoire. Le problème à résoudre est donc l'"absorption électronique" de cette rupture de phase. Il faut également essayer de diminuer l'influence du bruit qui prend naissance dans les récepteurs et dans la chaîne d'amplification. Une diminution de la bande passante de l'ensemble par augmentation des facteurs de qualité des filtres, conduit à une réduction de ce type de bruit.







Filtres passe bande préamplificateurs Amplificateurs Récepteurs Détecteurs

Filtres passe-bas F2, F2. ш

Enregistreur

Oscillographes ပဲ

Générateur basse fréquence

0 с О

BUS

Mais une augmentation trop forte de la sélectivité, se traduit par l'apparition d'un pseudo-bruit de modulation qui résulte d'instabilités de fréquence occasionnées par le mouvement de la compensatrice : Le mouvement idéal de la compensatrice décrit par P. Bernage |6| est d'une réalisation pratique difficile. Ceci a pour conséquences de petites variations de fréquence autour de la fréquence d'accord. Si le filtre est trop sélectif, les signaux à des fréquences légèrement différentes sont atténués très différemment et l'amplitude du signal fluctue.

L'ensemble électronique se compose de deux voies, l'une utilisée pour le signal à étudier, l'autre pour le spectre cannelé de référence. Ces deux voies sont équivalentes, aussi n'en décrirons-nous qu'une.

En premier lieu, le récepteur R, est constitué par une cellule photo-conductrice au sulfure de plomb. Le temps de réponse élevé (plus de 100µs) justifie le choix d'une fréquence de modulation relativement basse : 115 HZ. Très près de la cellule, on place ensuite le préamplificateur PA1, à faible bruit et à haute impédance d'entrée (transistor à effet de champ). Ce préamplificateur est alimenté par des accumulateurs au Cadmium-Nickel. Son gain important permet le transport d'un niveau de signal déjà élevé jusqu'à l'amplificateur alternatif A₁. Le filtre passe-bande F₁, centré sur la fréquence 115 HZ, suit l'amplificateur A₁. Son facteur de qualité est égal à 6 et sa constante de temps vaut T. Sa courbe de réponse en fonction de la fréquence, présente un maximum plat, pour la fréquence 115 HZ. Nous espérons le remplacer bientôt par un filtre à courbe de réponse rectangulaire, ce qui permettrait de réduire l'influence du bruit sans augmentation du pseudo-bruit de modulation. Ensuite vient un détecteur à diodes D, suivi d'un filtre passe-bas F₂ qui laisse passer le courant continu. Les constantes de temps réglables T de ce filtre sont adaptées à la vitesse de défilement du spectre. Le signal continu est envoyé sur l'enregistreur à deux voies E, déjà décrit par P. Bernage 6.

- 12 -

Le contrôle de la fréquence f s'effectue au moyen d'un oscilloscope C qui reçoit en X le signal sortant de A_1 et en Y un signal de fréquence fixe égale à 115 HZ. L'ellipse ainsi obtenue permet le réglage de la fréquence, au cours du balayage en longueur d'ondes, par modification de la vitesse de la course de la compensatrice. Rappelons que le mouvement de la compensatrice est obtenu à l'aide d'un dispositif à aimant construit par G. Gérard |10|.

La rupture de phase instantanée entre trains d'ondes produit une perturbation de durée τ sur le circuit sélectif. Si \cdot est très petit devant la durée du signal cohérent, le détecteur reçoit une information pratiquement ininterrompue et le fonctionnement de l'ensemble est satisfaisant. Ces perturbations ne seront pas enregistrées si la constante de temps \cdot de F_2 est très grande devant τ . Cette condition ($\tau' >> \cdot$) fait que parfois l'enregistrement des spectres ne peut se faire aussi rapidement que le laisse supposer la grande luminosité de l'appareil.

I - C - 1 Enregistrement de la fonction d'appareil

Après la description des qualités théoriques de l'interféromètre S.I.S.A.M., il reste à les vérifier au moyen de l'enregistrement de la fonction d'appareil réelle. Il faut se placer dans les conditions normales d'utilisation de l'appareil et choisir une source donnant des raies qui présentent les qualités de finesse et de symétrie requises. L'étude du graphe donnera, entre autres indications, la résolution effective du spectromètre.

I - C - 2 Choix de la Source

Nous avons voulu enregistrer la fonction d'appareil, au moyen d'une raie située dans la région 5400 - 6400 cm⁻¹. De nombreuses études ont été effectuées sur les raies du Néon, de l'Argon, du Krypton et du Mercure |11|, et nous avions à priori le choix entre ces différents corps.

- 13 -

Les raies du Néon et du Xénon ont une intensité très faible dans cette région et ont été éliminées d'office.

L'Argon, dont l'émission est très riche, possède l'avantage de contenir dans sa composition naturelle 99,6 % de l'isotope de nombre de masse 40, ce qui donne aux raies émises un profil symétrique. Nous possédons dans le laboratoire des lampes Philips à Argon que nous avons alimentées à l'aide d'un courant continu. L'excitation du gaz par ce procédé s'est révélée insuffisante pour obtenir des raies dans cette région. Il est donc nécessaire de produire la décharge dans le gaz à l'aide d'une onde électromagnétique.

Une fabrication d'ampoules sans électrode est nécessaire pour permettre l'excitation de l'Argon par une onde électromagnétique. Les difficultés techniques de réalisation nous ont contraints à abandonner l'utilisation de ce gaz.

De même le mercure présente le désavantage de n'être pas sous forme monoisotopique dans la lampe que nous utilisons, et de donner des raies de largeur mal connue (structure hyperfine et déplacement isotopique non résolus).

Le krypton de numéro atomique 36 est un gaz lourd possédant dans sa forme naturelle six isotopes. Les plus importants par leur pourcentage sont ceux de masse 82 (11,5 %), 83 (11,5 %), 84 (56,9 %) et 86 (17,4 %). La forme de ses raies ne sera donc pas rigoureusement symétrique, et leur largeur sera plus importante que leur largeur naturelle à cause d'un léger déplacement isotopique non résolu. Cependant, les mesures effectuées |11| montrent que cette largeur est de l'ordre de 10^{-3} cm⁻¹, ce qui la rend négligeable par rapport à celle de la fonction d'appareil. Il en est de même pour la structure hyperfine provenant de l'isotope 83.

- 14 -

La figure 9 montre la fonction d'appareil réelle. Les conditions expérimentales étaient les suivantes : les réseaux ne sont pas diaphragmés, le diaphragme D₁ est ouvert à l'ouverture réduite U = 1, le temps d'enregistrement est de 30 minutes.

La courbe semble symétrique et ne présente pas de pieds. L'intervalle spectral résolu théorique est de 33 x 10^{-3} cm⁻¹ à 5900 cm⁻¹. Le pouvoir de résolution escompté n'est pas atteint, puisque la largeur à mi-hauteur de la courbe mesure 0.06 cm⁻¹.

Le fait que des réseaux imparfaits déforment les surfaces d'ondes interférentes constitue une explication plausible de ce résultat. J. Vergès 7 a fait l'étude théorique des effets de telles imperfections quand la déformation est symétrique par rapport à la direction d'un trait d'un réseau, et quand elle est symétrique par rapport au plan perpendiculaire à un des réseaux. Dans les deux cas, la fonction d'appareil est modifiée et le pouvoir de résolution baisse. Si la déformation est symétrique par rapport à une direction horizontale perpendiculaire à un trait du réseau, tout se passe comme si les disperseurs avaient fait une rotation autour d'un axe horizontal. L'effet est analogue à celui que cause "un déréglage" de l'interféromètre par rotation de la séparatrice autour d'un axe horizontal. J. Vergès 7 a montré qu'un tel "déréglage" n'affectait pas le pouvoir de résolution, mais se traduisait par une baisse de luminosité. Il est possible de se rendre compte de tels défauts en examinant les franges de coin d'air données par l'interféromètre éclairé au moyen d'une source ponctuelle et monochromatique. Si l'interfrange n'est pas constant sur toute la surface des disperseurs, cela veut dire que les ondes qui interfèrent ne sont pas rigoureusement planes.

- 15 -



L'examen des franges nous laisse supposer que c'est le cas de l'interféromètre du laboratoire. Cependant, pour être certains que la déformation des plans d'ondes provient bien des réseaux, nous envisageons de les remplacer, par deux miroirs optiquement très bons, et de refaire l'observation avec cet interféromètre de Michelson ainsi reconstitué. Si la teinte plate est parfaite dans tout le champ, cela veut dire que la séparatrice et la compensatrice ne sont pas en cause. Il serait utile de pouvoir remédier à de tels défauts, car la perte de résolution s'accompagne dans ce cas d'une perte de luminosité.

- 16 -

CHAPITRE II

Mesure des nombres d'ondes

II -Al Principe de la Mesure.

P. Bernage |6| a montré que la dispersion du S.I.S.A.M. n'est linéaire ni en longueur d'onde, ni en nombre d'ondes. Il est donc indispensable de disposer d'une échelle de nombres d'ondes. L'enregistreur Méci E (Fig. 8) permet l'enregistrement simultané de deux spectres : un spectre cannelé de référence et celui que l'on étudie. Le spectre cannelé et le spectre inconnu proviennent du, même ordre des réseaux. La <u>figure 10</u> donne le schéma de principe d'un tel enregistrement : $\Delta\sigma$ est l'intervalle entre cannelures exprimé en cm⁻¹, σ est le nombre d'ondes inconnu et σE_1 est le nombre d'ondes connu avec une grande précision d'une raie étalon E_1 . $\delta\sigma_1$ est la distance exprimée en cm⁻¹ entre E_1 et la cannelure suivante, correspondant à l'ordre k pour le Fabry-Perot. $\delta\sigma$ est l'écart en cm⁻¹ entre la raie inconnue et la cannelure suivante d'ordre k - N.

Une première méthode de mesure pourrait consister en une <u>détermination</u> <u>très précise de $\Delta\sigma$ </u>, ce qui permettrait de dire que le nombre d'ondes de la cannelure d'ordre k - N est

$$\sigma_{(k-N)} = (k - N) \Delta \sigma$$

σ (k-N) serait connu avec une précision dépendant de celle de Δσ . On en déduit σ par la simple formule

$$\sigma = \sigma_{(k-N)} + \delta\sigma = (k-N) \Delta\sigma + \delta\sigma_{\alpha}$$
(9)

Une telle méthode, théoriquement très bonne, est d'une application difficile dans le cas qui nous occupe, car nous montrerons par la suite (Chapitre II - C - 3) que nous pouvons atteindre la précision voulue sur Δσ.



Nous avons donc employé une méthode moins "absolue" : nous repérons le système de franges par rapport à une raie étalon E₁. Nous pouvons écrire :

 $\sigma = \sigma_{E_1} - \delta\sigma_1 - N \Delta\sigma + \delta\sigma \qquad (10)$

Cependant pour minimiser les causes possibles d'erreur, nous avons enregistré chaque fois que cela a été réalisable d'autres raies étalons E_2 . La région analysée couvre plus de mille cannelures mais grâce à l'emploi de ces raies E_2 , le nombre N est toujours resté inférieur à 450.

Le fabry Perot est placé dans une enceinte maintenue sous vide et les nombres d'ondes des raies étalons sont exprimés en cm⁻¹ dans le vide. Il en résulte que les nombres d'ondes des raies sont trouvés directement sans que soient effectuées des corrections d'indice de l'air qui sont toujours délicates dans l'infra-rouge. La précision se trouve améliorée. Notons qu'il en serait de même dans le cas de la mesure absolue |formule (9)|.

II - B - 1 Technique expérimentale.

La technique expérimentale nécessite une série de précautions qui doivent être prises pour mener la mesure avec la plus grande précision possible. Rappelons que pour analyser 1000 cm⁻¹ vers 1,7 μ , il faut environ cent cinquante heures de manipulation continue, à la vitesse usuelle de défilement. Les problèmes de stabilité à long terme doivent être résolus. De plus, au cours de l'enregistrement, l'appareil se dérègle lentement et maintenir le réglage doit pouvoir se faire sans arrêter le défilement. En effet, le spectromètre se dérègle toujours plus ou moins lors de la mise en route du mouvement de rotation des réseaux. Lorsque l'inertie mécanique de l'ensemble est vaincue, le réglage se fait par retouches minimes et peu fréquentes.

II - B - 2 Régulation de température

L'interféromètre est très sensible à des variations de température même lentes et faibles.

Par exemple, un écart de 3°C au cours d'une journée peut se traduire par une perte de signal de 50 pour cent. Cet inconvénient peut s'expliquer en partie par le fait que les bancs d'optique qui supportent les lentilles d'entrée et les sources ne sont pas solidaires de la platine constituant le S.I.S.A.M. proprement dit. Il en résulte un décalage par dilatation relative lors d'une variation de température : l'appareil n'est alors plus réglé. En outre, il peut se produire une déformation du chassis du spectromètre qui provoque des flexions sur les parties optiques essentielles (séparatrice et réseaux).

Il était donc nécessaire de maintenir constante la température de la pièce dans laquelle se trouve le S.I.S.A.M.. Cette climatisation a été effectuée au moyen de deux thermomètres à contact dont l'un commande le chauffage et l'autre le refroidissement. La température a été maintenue constante, à 0,25°C près, dans l'interféromètre. Il n'a plus été observé de perturbations d'ordre thermique au cours des enregistrements.

II - B - 3 Abandon de la méthode de détection synchrone

La précision sur le pointé d'une raie dépend en grande partie de son rapport signal sur bruit. La détection synchrone offre l'avantage de détecter des raies avec un rapport signal sur bruit bien supérieur à celui que peut donner la détection simple. Cependant, pour faire la mesure des raies d'émission atomique, il est préférable de ne pas utiliser la méthode de détection synchrone. En effet, G. Graner |5| a montré qu'une dissymétrie et un déplacement du maximum de la fonction d'appareil pouvai**un**se produire si l'appareil se dérègle en cours d'enregistrement : les faisceaux signal et référence de phase ne suivent pas rigoureusement le même trajet. Une petite rotation accidentelle d'un des réseaux autour d'un axe horizontal se traduit par un déphasage entre les deux signaux. Dans le cas d'un enregistrement de raies atomiques, le réglage de la phase n'est possible qu'au cours de l'enregistrement de la raie, c'est-à-dire lorsqu'il y a un signal. La raie sera déformée par le réglage lui-même ou à cause du manque de réglage.

- 19 -

II - B - 4 Choix du pouvoir réflecteur du Fabry-Perot

L'étalon interférentiel utilisé est constitué par deux lames transparentes en quartz, maintenues à une distance e l'une de l'autre au moyen de trois cales en silice. Les deux lames sont revêtues d'une couche d'or de facteur de réflexion R et de facteur de transmission T. Elles sont supposées être parfaites, c'est-à-dire planes et non absorbantes. Cet étalon éclairé par une radiation monochromatique de nombre d'ondes σ transmet à l'infini une intensité qui se répartit suivant la loi.

$$I = I_{o} \frac{1}{1 + \frac{4 R}{(1-R)^{2}} \sin^{2} \pi \sigma \delta}$$
(11)

où δ est la différence de marche entre deux rayons transmis successifs. Dans le cas qui nous occupe $\delta = 2\hat{\epsilon}$ puisque l'interféromètre éclairé sous incidence normale est placé dans une enceinte maintenue sous vide.

L'intervalle spectral libre $\land \sigma_{o}$ sera la distance exprimée en cm⁻¹ entre deux maximums successifs de la fonction d'Airy et l'intervalle spectral résolu do sa largeur à mi-hauteur. La finesse F est le rapport entre $\Delta \sigma$ et $\delta \sigma$. F ne dépend que du pouvoir réflecteur R des lames suivant la relation $F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R}$ (12).

Le contraste C des cannelures est le rapport du maximum IM de la fonction d'Airy au minimum I m de cette fonction. La relation (13) donne l'expression du contraste en fonction de R.

(13)
$$C = \frac{IM}{Im} = (\frac{1+R}{1-R})^2$$
.

Le choix du pouvoir réflecteur des lames a été fait de façon que le faisceau lumineux en provenance du Fabry Perot puisse servir à effectuer le réglage du S.I.S.A.M. En effet, au cours du défilement, le parallélisme des traits des réseaux à leurs axes respectifs se détériore.

Cet inconvénient peut être compensé par une rotation d'un petit angle de la séparatrice autour d'un axe horizontal. L'observation du maximum d'un signal donné par un spectre continu permet de trouver le réglage optimal. Le signal référence de phase ayant été supprimé, il fallait trouver un spectre continu qui permît de régler l'interféromètre. La voie "cannelures" offre cette possibilité si nous choisissons un facteur de réflexion qui conduise à un contraste faible. Dans ce cas, le minimum de la fonction d'Airy a une valeur supérieure au bruit. Il nous est alors possible d'effectuer le réglage pendant le temps séparant l'enregistrement de deux cannelures.

Supposons, par exemple, qu'un contraste c inférieur à 5 réponde à la question. <u>La figure 11</u> montre que le pouvoir réflecteur R est inférieur à 37 % et que la finesse réflectrice est inférieure à 3.

Nous avons déposé sur chacune des lames une fine couche d'or. Ce métal présente, dans l'infra-rouge proche, un pouvoir réflecteur analogue à celui de l'aluminium |12| mais ne s'altère pas. Le dépôt de ce film d'or a été effectué dans l'évaporateur sous vide du laboratoire | 13 L Grâce à un contrôle optique au cours de la vaporisation métallique, le pouvoir de réflexion des lames est voisin de 30 %. Le contrôle consiste à mesurer le flux de lumière blanche transmis par l'ensemble "couche métallique - lame de quartz" et ne donne qu'une indication de ce que sera le pouvoir réflecteur à 1,7 u.

Finalement, la finesse enregistrée des cannelures est inférieure à 3. Le contraste se situe vers 2.

- 21 -


R DES LAMES



III - B - 5 Emploi de filtres optiques.

Le S.I.S.A.M. a pour intervalle spectral libre celui de ses disperseurs soit Δ '. Les nombres d'ondes σ_k qui donnent lieu à une modulation proviennent des différents ordres k de diffraction des réseaux éclairée sous l'incidence i

$$\sigma_k = k \Delta' = \frac{k n}{2 \sin i}$$
(14)

La fréquence de la partie modulée du flux émergent est proportionnelle à σ . La modulation s'effectue sélectivement sur les différents ordres k, à des fréquences f_{L}

$$f_{(k)} = \sigma_k x v = k (v \Delta^t).$$
 (15)

Il est donc possible en théorie d'effectuer la séparation des ordres des réseaux, au moyen de filtres électriques. Pratiquement, nous avons utilisé le 3ème ordre des réseaux avec une fréquence de modulation de 115 HZ.

Le tableau 2 ci-dessous représente les nombres d'ondes diffractés σ et les fréquences de modulation en fonction de l'ordre k.

k	C .		2	3	4	5	
σ (cn	a ⁻¹)	2000	4000	6000	8000	10 000	etc
f (HZ	2)	38,4	76,7	115	153	191,7	etc

Tableau II

L'ordre l est hachuré dans le tableau II, puisque le nombre d'ondes 2000 cm⁻¹ correspond à une radiation absorbée par les lames compensatrice et séparatrice.

Le filtre électrique doit séparer les ordres, il doit donc supprimer totalement les courants de fréquence supérieure ou égale à 153 HZ et ceux de fréquence inférieure ou égale à 77 HZ. Cette dernière condition est plus impérative encore que la première puisque le nombre d'ondes auquel correspond la fréquence 77 HZ se situe dans une zone de plus grande sensibilité de la cellule au sulfure de plomb. Pour éviter l'introduction de pseudo-bruit de modulation, le filtre passe-bande doit présenter un facteur de qualité faible. Cette condition rend la réalisation pratique d'un tel filtre impossible. L'atténuation à 153 HZ ou à 77 HZ, ne serait pas suffisante pour sélectionner sans erreur possible l'ordre 3 des réseaux : Certaines raies particulièrement intenses du 2ème ou du 4ème ordre pourraient être détectées malgré l'affaiblissement. Il existe, par contre, des filtres optiques qui répondent à la question. De plus, l'utilisation d'un filtre optique présente, outre sa facilité d'emploi, l'avantage d'effectuer la séparation des ordres avant que le flux lumineux global ne tombe sur la cellule. Le flux parasite qui atteint le récepteur est donc réduit.

Un seul filtre interférentiel nous a été nécessaire pour l'étude de la région 5400 - 6400 cm⁻¹. Remarquons que nous effectuons en fait une double sélection optique et électronique : le filtre passe-bande F_1 réduit le niveau de bruit avant la détection et atténue éventuellement les signaux imparfaitement filtrés par le filtre optique.

II - C - 1 Précision de la mesure.

Reprenons la formule (10) donnant le nombre d'ondes de la raie inconnue.

 $\sigma = \sigma_{E_{1}} - \delta\sigma_{1} - N \Delta\sigma + \delta\sigma \quad (10)$ $\Delta(\sigma) = \Delta(\sigma_{E_{1}}) + \Delta(\delta\sigma_{1}) + N \Delta (\Delta\sigma) + \Delta(\delta\sigma) \quad (16)$

De la formule (16), nous pouvons déduire les causes principales d'erreurs limitant la précision de la mesure.

a) L'erreur constante résultant de l'évaluation du nombre d'ondes σE_{\parallel} d'une raie étalon

 $\Delta (\sigma E_1) = \pm 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

- 23 -

b) L'erreur constante provenant de la mesure de la distance séparant
 les franges de référence et la raie étalon

$$\Delta (\delta \sigma_1) = \pm 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

c) La détermination de l'intervalle entre ordres du Fabry-Perot a pour conséquence une erreur croissante en fonction du nombre de cannelures N

$$N \Delta (\Delta \sigma) \leqslant \pm 5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

d) Le rapport signal sur bruit de la raie mesurée. Nous reprendrons l'estimation faite par J. Vergès |7| : l'incertitude sur le pointé d'une raie peut s'écrire :

$$\Delta$$
 ($\delta\sigma$) = $\pm \frac{\text{limite de résolution}}{S / B}$

La limite de résolution effective est de 0,06 cm⁻¹.

$$\Delta (\delta \sigma) = \pm \frac{0.06}{S/B} cm^{-1}.$$

 Δ ($\delta\sigma$) varie donc suivant les raies de 0 à ± 0,06 cm⁻¹.

Cette étude implique un certain nombre d'hypothèses :

- Elle suppose la légitimité de l'interpolation linéaire entre deux franges. Si la rotation des réseaux n'est pas régulière ou si le déroulement du papier se fait inégalement, le calcul des nombres d'ondes par interpolation linéaire introduit des erreurs qui traduisent ces irrégularités. Nous avons mesuré la distance exprimée en mm séparant toutes les cannelures (non déformées par la vapeur d'eau). Nous n'avons pas noté d'écarts supérieurs à 3 pour cent entre un "interfrange"donné et le suivant. Cet effet se traduit par une divergence entre les mesures qui dépasse rarement 0,01 cm⁻¹.

- Elle suppose également "très grand" le rapport signal sur bruit des cannelures, ce qui est presque toujours le cas sauf lors d'un réglage de l'appareil ou lorsque la cannelure de référence est absorbée par de la vapeur d'eau atmosphérique. Cette absorption est particulièrement néfaste, puisqu'elle se traduit soit par l'élimination pure et simple de la cannelure soit par un déplacement de son maximum. Si le rapport signal sur bruit des cannelures baisse, l'incertitude $\Delta(\delta\sigma)$ augmente.

III - C - 2 Evaluation de
$$\Delta$$
 (σ E₁) et de Δ ($\delta\sigma_1$).

Tout comme dans le cas de l'enregistrement de la fonction d'appareil, les raies étalon E, choisies, sont des raies du krypton naturel. σE_1 correspond au nombre d'ondes d'une raie du krypton 84. Les auteurs 11 n'ont pas noté de différences sensibles entre les nombres d'ondes des raies du krypton naturel et ceux du krypton 84.

$$(\sigma E_1) \leq 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

Chaque enregistrement comportant une raie étalon a été effectué plus de six fois. Le rapport signal sur bruit de ces raies étant grand, l'erreur qui provient de la détermination de leur position par rapport à celle des franges est inférieure à 5 x 10^{-3} cm⁻¹.

III - C - 3 Evaluation de l'intervalle entre ordres

Nous avons noté, dans le chapitre I, qu'il résultait du montage optique un léger décalage entre les faisceaux "signal à étudier" et "signal de référence". Le rayon moyen du faisceau "cannelures" fait un angle β faible avec celui du faisceau signal. Le S.I.S.A.M. n'est donc pas réglé sur le même nombre d'ondes pour les deux faisceaux : le Fabry-Perot d'épaisseur e est toujours éclairé sous l'incidence normale, et a un intervalle entre ordres de $\frac{1}{2e}$, il laisse donc passer avec une transparence maximale les nombres d'ondes σ_{α} tels que σ

$$e = \frac{k}{2e} = k \Delta \sigma_0 \text{ avec } \Delta \sigma_0 = \frac{1}{2e}$$

Le S.I.S.A.M. est éclairé sous incidence Littrow pour la voie de mesure (nombres d'onde σ_m) et sous une incidence faisant l'angle β avec celle de Littrow pour la voie étalon (nombres d'ondes σ_{μ}).

Le théorème de Fastie donne la relation entre σ_{m} et σ_{p}

$$\sigma_{\rm m} = \sigma_{\rm e} \, \mathbf{x} \cos \beta = \frac{\mathbf{k}}{2 \, \mathbf{e}} \, \cos \beta = \mathbf{k} \Delta \sigma$$
$$\Delta \sigma = \Delta \sigma_{\rm o} \, \cos \beta \, . \qquad (17)$$

Tout se passe dans l'échelle des nombres d'ondes comme si le rayon moyen traversait un Fabry-Perot d'épaisseur $\frac{e}{\cos \beta}$ et rentrait dans le S.I.S.A.M. suivant l'axe optique.

L'évaluation de β s'est faite géométriquement et a conduit à une valeur de cos β

$$\cos \beta - 1 - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\alpha}{2} = 1 - \frac{1}{2} \times 10^{-5}.$$

Nous avons préféré ne pas tenir compte dans nos calculs de la valeur de cos β . En effet, la source S qui éclaire le Perot Fabry est une lampe à arc au Zirconium. L'arc se déplace quelque peu d'une journée à l'autre et la valeur de β est incertaine.

Nous avons posé

 $\Delta \sigma = \Delta \sigma_{a} \ge 10^{-5} \text{ près.}$

La mesure de $\Delta \sigma_0$ est accessible avec une bonne précision, par la méthode des excédents fractionnaires [14]. Les raies 6438,4696 Å, 5085,944 Å et 4678,156 Å du cadmium ont été utilisées. Le diamètre des anneaux à l'infini a été déterminé au moyen d'une lunette de 10 cm de distance focale. Cette mesure permet de trouver l'excédent fractionnaire ε correspondant à chaque raie à 5 % près. La méthode des coïncidences permet de connaître avec certitude la partie entière p de l'ordre au centre p + ε .

(18)
$$2 e = (p_1 + \varepsilon_1) \quad \lambda_1 = (p_2 + \varepsilon_2) \quad \lambda_2 = (p_3 + \varepsilon_3) \quad \lambda_3$$

L'épaisseur de l'étalon se calcule ensuite à l'aide de la relation 2 e = (p₁ + ε_1) λ_1 La précision relative est donnée par (19)

(19)
$$\frac{de}{e} = \frac{d \varepsilon_1}{p \cdot 1} + \frac{d\lambda}{\lambda_1}$$

 $\frac{d \cdot \lambda_1}{\lambda_1} = 10^{-7}$ C'est la précision relative correspondant à
la raie rouge du Cadmium.
 $\frac{de}{e} = \frac{0.05}{15.500} \le 4 \times 10^{-6}$

2 e = 1,000 998 cm ± 0,000 004 cm. $\Delta \sigma_{o} = 0,999 002 \pm 0,000 004 \text{ cm}^{-1}$ $\Delta \sigma = 0,999 00 \ge 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \text{ pres.}$

L'incertitude sur $\Delta \sigma$ se traduit par une erreur maximale de 5 x 10^{-3} cm⁻¹ pour un total de 500 cannelures.

Une méthode graphique permet de contrôler ce résultat. Le principe en est le suivant : le nombre d'ondes $\sigma(p)$ du maximum de la cannelure d'ordre p est mesuré au moyen d'une raie du thorium de nombre d'ondes $\sigma'E$ située entre l'ordre p + 1 et p (fig. 12)

$$\sigma(\mathbf{p}) = \sigma' \mathbf{E} - \delta \sigma \mathbf{p}, \qquad (20)$$

 σ^{*} E correspond à une raie connue du thorium et a été mesuré par E.B.M. Steers |1| avec une précision de ± 0,02 cm⁻¹. Nous pouvions donc, avant tout"dépouillement" du spectre, attacher à chaque frange d'ordre p un nombre d'ondes $\sigma(p)$ connu avec une précision de ± 0,03 cm⁻¹, dans le cas où σ^{*} E provient d'une raie du thorium et avec une précision de ± 0,01 cm⁻¹ dans le cas d'une raie étalon du krypton.

 $\sigma(p) = p \Delta \sigma = p (1 - \alpha)$ en posant $\Delta \sigma = 1 - \alpha$ [(1 - α) est mesuré en cm⁻¹]. ENTRE ORDRES E. B, M. STEERS DETERMINATION GRAPHIQUE DE L'INTERVALLE PRINCIPE Ш О SCHEMA <u>م</u> δσp , ш С Ч Ч Fig 12 ้อยร เหนะ Retranchons p - 6, au nombre $\sigma(p)$ mesuré, nous obtenons un nombre $\gamma(p)$.

$$\gamma$$
 (p) = σ (p) - (p - 6) = σ (p) - p + 6
 γ (p) = 6 - α p. (21)

 $\gamma(p)$ est le résultat d'une mesure. L'incertitude sur $\gamma(p)$ est la même que sur $\sigma(p)$, soit ± 0,03 cm⁻¹, soit ± 0,01 cm⁻¹. Nous avons tracé la courbe γ fonction de p, pour p variant de 5400 à 6400. La figure 13 donne le schéma de principe d'un tel graphe. C'est, naturellement, une droite dont la pente mesure le nombre α .

```
Par cette méthode, nous avons trouvé \Delta \sigma = 1 - \alpha
\Delta \sigma = 0,999 \ \text{Ol cm}^{-1}.
```

La précision sur $\Delta \sigma$ est la même que sur α $\Delta (\Delta \sigma) = 1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$

 $\Delta \sigma = 0,999 \ 01 \ \mathrm{cm}^{-1} \pm 0,00001 \ \mathrm{cm}^{-1}$

Nous avons tracé cette courbe pour chaque enregistrement, avant de faire les mesures sur les spectres afin de vérifier qu'aucune erreur systématique n'était commise. En effet, une modification, en cours de manipulation de l'intervalle en ordres du Fabry-Perot, se traduit par une variation de pente de γ , et l'enregistrement considéré doit être écarté. Remarquons que certains points sont en dehors de la courbe. Ces écarts traduisent une erreur de mesure chez E. Steers |1|, s'ils se conservent d'un enregistrement à l'autre.

, Afin d'éviter les fluctuations de la valeur de $\Delta \sigma_0$, le vide dans l'enceinte contenant le Fabry-Perot était vérifié avant chaque manipulation. Une variation d P de la pression P se traduit par une variation dn de l'indice du milieu. L'erreur qui en résulte est proportionnelle à d P et à N. Elle est négligeable dans la plupart des cas (Une variation de pression de 2,5 mm provoque une variation de $\Delta \sigma$ égale à 10⁻⁶ cm⁻¹).



Une variation de température de l'enceinte du Fabry-Perot produit une variation de l'épaisseur de l'étalon par dilatation des trois cales en silice. Le coefficient de dilatation linéaire de la silice est de 0,6 x 10^{-6} par degré. La température de l'enceinte est maintenue constante par un courant d'eau au $\frac{1}{10}$ ° C près. La variation de l'intervalle en ordres sera au plus 0,6 x 10^{-7} cm⁻¹.

. En résumé, nous pouvons dire que l'incertitude sur la valeur de la distance des cannelures $\Delta\sigma$ est liée à deux causes : la première est la connaissance approchée de l'angle β et la seconde l'incertitude sur la mesure de $\Delta\sigma_{\alpha}$.

Cette incertitude entraîne une erreur progressive qui ne dépasse pas 5×10^{-3} cm⁻¹.

CHAPITRE III

Après avoir décrit les qualités théoriques du S.I.S.A.M., ainsi que la méthode de mesure, nous présentons dans ce troisième chapitre les résultats que nous avons obtenus. Nous montrons également des effets Zeeman effectués sur les raies les plus intenses de la région spectrale 5400 - 6400 cm⁻¹. Nous décrivons auparavant la source utilisée.

III - A Lampes sans électrodes

Nous nous sommes servi de lampes sans électrodes en quartz. Chaque ampoule contient i mg d'iodure de thorium. Elle est excitée à l'aide d'une onde électromagnétique de fréquence 2450 MHZ, fournie par un magnétron 7090 Philips délivrant une puissance maximale de 200 Watts. Elle se trouve dans une cavité (Fig. 14) reliée au générateur par un câble à pertes présentant une atténuation totale de 6 dB. La puissance disponible dans la cavité est donc de 50 Watts. Le rôle de ce câble à pertes est de protéger le magnétron. En effet, lors de l'introduction de l'ampoule dans la cavité, celui-ci n'est plus fermé sur son impédance caractéristique (50 Ω). Il y a production d'un taux d'ondes stationnaires supérieur à l qui dépend de l'état d'excitation du plasma et le magnétron risque de se dégrader. Au repos, la pression à l'intérieur de l'ampoule est inférieure à 10^{-6} mm de mercure. En fonctionnement, elle est la tension de vapeur saturante du composé à la température de l'ampoule.

La cavité a été réalisée à Lille selon un schéma que M. J. Blaise nous a aimablement communiqué.

J. Vergès 7 a signalé qu'une diminution de l'excitation se traduisait par une augmentation de l'intensité relative des raies de l'atome ionisé : la température diminue donc la pression baisse, le libre parcours moyen augmente, les chocs deviennent plus énergiques et le spectre d'étincelles apparaît plus nettement. D'autre part, E.B.M. Steers 11 indique que, au-dessus d'une certaine puissance d'excitation l'intensité relative des raies paraissait être indépendante de l'énergie délivrée par le magnétron. Nous avons voulu augmenter l'intensité relative des raies de l'atome ionisé par rapport à celles de l'atome neutre, tout en conservant l'intensité relative des raies du spectre d'are. Il fallait donc conserver une excitation importante et abaisser la température de fonctionnement de l'ampoule. Nous avons installé, à cet effet, un dispositif de refroidissement à eau. (Fig. 14). Une mesure approximative de la température moyenne de la décharge, à l'aide d'un pyromètre optique à disparituen de filament, donne environ 1500 K. Nous avons fait la mesure dans les conditions d'enregistrement c'est-à-dire avec un refroidissement maximum et une puissance d'excitation maximale.

L'ampoule ainsi utilisée fournit une source intense et stable dont la durée de vie est de 300 heures environ. Plusieurs ampoules ont été nécessaires pour effectuer les différents enregistrements.

III - B Résultats

Les figures 15, 16 et 17 montrent des enregistrements du speatre du thorium réalisés à l'aide de l'enregistreur à deux voies Méci. Le bruit qui existe sur le signal, provient essentiellement du récepteur au sulfure de plomb, mais également de légères instabilités du fond continu émis par la lampe. Le rapport signal sur bruit varie d'une raie à l'autre. Il est petit pour les raies faibles et grand pour les raies intenses. Le but de ce travail étant le recherche de raies faibles nouvelles, les gains sont importants et certaines raies sortent des limites du papier d'enregistrement.









ł



BUS

Il est alors difficile d'en déterminer l'intensité exacte. C'est pourquoi nous avons procédé à un deuxième enregistrement à faible sensibilité qui s'est effectué en même temps que le premier sur un enregistreur Graphispot S.E.F.R.A.M.. Les Figures 18, 19 et 20 présentent quelques uns de ces enregistrements auxiliaires. La vitesse de défilement du papier est plus faible que dans le cas des figures 15, 16 et 17.

Les mesures sont résumées par le tableau n° III.

<u>Colonne 1 : σ cm⁻¹</u> Les raies de ce tableau ont été enregistrées au moins deux fois, mais plus souvent trois et même quatre fois. Les nombres d'ondes sont une moyenne de toutes les déterminations ainsi obtenues. Parfois, nous n'avons pu faire qu'une seule mesure correcte, les autres enregistrements étant inutilisables par suite d'une déformation accidentelle des cannelures (par exemple : "déréglage" de l'interféromètre), mais l'existence de ces raies était cependant confirmée par les autres enregistrements de moins bonne qualité. Les raies qui ne sont apparues qu'une fois n'ont pas été retenues.

<u>Colonne 2 : Divergence</u> Cette colonne indique l'écart entre le nombre d'ondes moyen publié et c_elle de nos mesures qui s'en écarte le plus. Ce nombre qui traduit la dispersion des mesures est le plus souvent de l'ordre de 0,01 cm⁻¹.

<u>Colonne 3 : Précision estimée</u> La précision dépend du rapport signal sur bruit de la raie analysée. Nous estimons qu'elle varie suivant les raies de 0,02 cm⁻¹ à 0,1 cm⁻¹. (Il s'agit d'une interprétation de l'allure de l'enregistrement distincte, malgré une évidence corrélation, de la divergence indiquée colonne 2).

A la lettre A correspond une précision de $\pm 0,02 \text{ cm}^{-1}$ " " B " " de $\pm 0,05 \text{ cm}^{-1}$ " " C " " de $\pm 0,01 \text{ cm}^{-1}$ - 32 -

<u>Colonne 4 : Intensité</u> On peut déterminer les intensités en ramenant à une même échelle par le calcul les deux enregistrements simultanés à sensibilités différentes. Les résultats obtenus sont très variables d'une expérience à l'autre mais en général une raie intense reste intense. Ce n'est pas le cas pourtant de certaines raies, par exemple la raie 5567,69 cm⁻¹, où les intensités relatives mesurées ont été 3, 7, 10 et 18. De plus, on n'a fait aucune correction pour tenir compte de la courbe de réponse de la cellule, de celle du réseau et de celle du filtre en fonction du nombre d'ondes. Les valeurs indiquées ne donnent donc qu'une idée assez grossière de l'intensité de ces raies.

<u>Colonne 5 A</u> Cette colonne indique l'écart en cm^{-1} avec les mesures effectuées par E.B.M. Steers |1|.

<u>Colonne 6, 7, 8</u> Les colonnes 6, 7, 8 reproduisent la publication de E.B.M. Steers |1| : (6) donne le nombre d'ondes, (7) la précision et (8) l'intensité. E.B.M. Steers classe certaines raies (d'après une communication privée avec K.L. Smith) dans le spectre d'arc ou dans celui d'étincelles et indique, chaque fois que possible, le classement des raies d'après les études de niveaux effectuées par R. Zalubas |15| et J.R. Mc Nally |16| . D'après ses indications, nous ferons suivre le nombre d'ondes des raies classées du chiffre I si elles proviennent de l'atome neutre et du chiffre II si elles proviennent de l'atome ionisé une fois.

<u>Colonne 9</u> Les remarques diverses concernant l'enregistrement des spectres ou les mesures des nombres d'ondes y ont été consignées.

<u>Note</u> : Nous ne mentionnons pas dans ce tableau les mesures effectuées, à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier, par P. Connes et ses collaborateurs |2| : Leurs résultats en cours de publication nous ont été communiqués par M. J. Blaise |3| . Cependant, nous pouvons dire que nos mesures se trouvent confirmées par les leurs. (Leur précision de pointé est de l'ordre de 10⁻³ cm⁻¹).

- 33 -



OMBRE D'ONDES EN CM1

5879,12 5878,91

5854,64

5853,61

5850,3

TEMPS D'ENREGISTREMENT 370 mm

5877,64

.

5874,22

FIG19 ENREGISTREMENT A FAIBLE SENSIBILITÉ



The second secon

TABLEAU III

[1							
$\sigma - 1$	di- verge	Précis	I	Δ	σSteers		Précis	I	Remarques	
5406,69	0,01	A	50	0,05	5406,64		. A	.20		
5413,17	0,02	В	40	0,02	5413,15	Ι	В	8		
5417,91	0,01	A	4							
5421,37	0,00	A	60	0,00	5421,37	I	A	25		
5425,09	0,01	A	2							
5434,18		В	. 2						une mesure	
5438,82	0,04	В	5	-0,03	5438,85	I	D	4		
5439,03	0,04	В	2							
5447,18	0,02	В	2							
5448,00	0,04	В	2						douteuse	
5448,74	0,04	В	4							
5451,35		В	2						une mesure	
5452,52	0,01	A	8	0,00	5452,52		с	6		
5453,65	0,02	В	4							
5453,76	0,01	A	3	-0,01	5453,77		В	8		
5462,42		В	4						une mesure	
5464,89		В	5						11 11	
5466,88		В	3						и, и	
5468,54		В	3						u u	
5468,86		В	3						и п	
5469,29		В	2							
5471,57		В	20	0,05	5471,52		в	30	11 11	
5472,06		В	4						une mesure	
Non observ	l vée				5477,79		D	4	Non observée	
5478,74	0,02	В	2							Come Co
5481,13	0,01	A	20	. 0,01	5481,12		с	8		19 LE
1		\$	ł	•	1		1	ŀ	1 Vou	waejaky

 					1				
5481,67	0,01	A	2						
5484,42	0,02	В	6						× -
5485,20	0,02	В	2						
5486,39	0,01	A	4						
5500,86	0,01	A	4	-0,09	5500,95		В	8	
5501,94	0,02	В	1						
5502,13		В	.5	-0,03	5502,16		В	6	une mesure
5504,62	0,02	В	15	-0,04	5504,66	I	D	6	
5512,43		В	5						une mesure
5515,47	0,04	В	100	0,03	5515,44	I	A	50	
5517,53	0,01	A	3						
5519,79	0,02	В	3			::			
5522,44	0,03	В	50	0,05	5522,39		В	15	
5527,32	0,01	A	30	0,01	5527,31		D	6	
5528,63	0,06	с	5	0,08	5528,55		В	10	
5531,78	0,05	С	80	-0,05	5531,83		A	30	
5532,28		В	4						une mesure
5535,38	0,01	В	2.						cannelures déformées
Non observé	e				5543,46		C	6	Non observée
5544,94	0,01	A	8	0,01	5544,93		В	6	
5546,36	0,01	A	30	-0,03	5546,39		в	15	
5546,81	0,01	В	4						
5551,71	0,01	В	30	0,00	5551,71	I	A	10	
5555,99	0,03	В	40	0,01	5555 , 98		A	10	
5556,61	0,02	В	4						
5558,05	0,02	A	8	0,01	5558 , 04		с	4	
5561,17	0,01	A	50	-0,01	5561,18	I	A	30	
5564,89	0,02	В	80	-0,01	5564 , 90	I	A	70	
			•						

- 35 -

an an the agence of a second	a parameter and the test state of the second s							
5565,70	0,02	В	2					
5566 , 40	0,02	В	2					
5567,69	0,02	В	7	-0,01	5567,70	В	6	
5570 , 86	0,03	В	10	0,03	5570,83	A	10	
5573,74	0,02	В	30	0,00	5573,74 II	В	20	
5584,96	0,04	с	5					
Non observ	ée				5585 ,69	A	8	Non observée
5588,84	0,01	A	15	-0,01	5588,85	С	10	
5589,23	0,07	С	15	0,11	5589,12 I	A	2.5	
5589,42		В	1					une mesure
5590 , 37	0,02	В	8	0,03	5590,34	В	4	
5593,27	0,01	A	14	-0,11	5593,38	С	6	
5593,71	0,01	А	3					
5599 , 25	0,01	В	8	-0,02	5599 , 27	В	4	Double ?
5600,75	0,01	А	5	-0,01	5600,76	В	4	
5604,16	0,03	В	3	0,03	5604,13	В	4	
5605,43	0,01	А	6					
5606,94	0,01	А	10	0,00	5606,94 II	A	8	
5607,82	0,01	В	1		ver internet and the second			
5608,11	0,01	А	6				and the second se	
5608,30	0,01	A	40	-0,03	5608,33 I	В	45	
5608,87	0,02	В	1					
5616,24	0,02	В	1					
5617,83	0,02	В	2					
5620,16	0,02	В	25	-0,07	5620,23	с	6	
5621,73	0,03	В	40					
5623 , 27	0,02	В	5					
5630,01	0,02	В	8	0,02	5629,99	с	8	BUS
						ł		Luite

									- 37 -
5631,27	r	В	2						une mesure
5631,40	0,03	В	-2	0,07	5631,33		В	8	
5633,89	0,02	Α	40	0,01	5633,88	I	A	60	
5634,63	0,01	A	2						
5641,47	0,01	A	4						
5641,70	0,01	A	15	0,05	5641,65		С	6	
5647,00	0,01	A	25						
5649,30	0,01	A	25	0,00	5649,30		A	10	
5651,76	0,02	В	7	0,05	5651,71		D	4	
5653,35	0,02	A	25	0,01	5653,34		A	15	
5655,38	0,02	A	20	0,01	5655,37	I	В	8	
5657,70	0,01	A	10						
5657,88	0,02	A	10	0,01	5657,87		D	10	
5664,35	0,01	A	15	0,00	5664,35		А	10	
5669,24	0,02	A	30	0,03	5669,21	I	A	20	
5671,92	0,01	A	40	0,07	5671,85	I	В	15	
5672,88	0,02	A	100	0,05	5672,83	I	А	160	
5675,78	0,01	A	10						
5680,94		В	8						une mesure

5681,70

5685,26

5687,17

5688,97

5695,61

5695,99

5701,50

5705,63

Non observée

А

В

А

A

В

А

А

А

0,03

0,01

0,02

0,03

0,01

0,01

0,01

15

250

8

25

50

4

30

10

-0,01

0,00

0,03

0,03

5685,27

5688,97

5695,58

5698,72

5701,47

A

A

А

A

В

20

300	
16	
45	
4	Non observée

une mesure

10	0,02	5710 , 00	I	В	10	une	mesure
·		5713,56		A	6	Non	observé
10							
20	0,05	5718 , 90		А	200		
7	0,00	5721,32	I	в	8		
5	0.00	5722 96		C	6		

	Non observ	ée				5713,56		A	6	Non observée
	5715,20	0,02	A	10						
	5718,95	0,01	A	120	0,05	5718 , 90		A	200	
	5721,32	0,01	A	7	0,00	5721,32	I	в	8	
	5722,96	0,02	A.	5	0,00	5722 , 96		С	6	
	5725,09	0,02	A	5		•				
	5729,89	0,01	А	15						
	5741,05	0,01	A	3						
	5743,76	0,01	A	10						
	5744,12	0,01	A	60	0,00	5744,12	I	А	25	
	5745,13	0,01	A	3						
	5747,29	0,03	В	5	-0,02	5747,31		в	10	
	5750,37	0,02	В	120	-0,01	5750 , 38		A	45	
	5751,47	0,02	В	300	-0,07	5751,54		A	360	
	5751,93	0,01	A	160						
	5753,45	0,01	A	6						
	5753,58	0,01	A	4						
	5754,51	0,01	В	1						
	5760,37		В	2	0,03	5760,34		D	4	une mesure
	5767,19	0,03	В	1				;		
	5767,29	0,02	В	4						
	5767,72	0,01	В	3						double ?
	5770,90	0,02	В	1						
	5776,19	0,02	В	400	0,00	5776,19		A	480	
	5781,89	0,03	В	15						
	5789,47	0,01	A	50	0,00	5789 , 47		В	15	
	5790,74	0,01	A	60	0,00	5790 , 74		A	30	7305
1			1							Litte

5710,02

В

												nesure								nesure		nesure					mesure
												une 1								une 1		une 1					une 1
			9		10	120				4								9						20	35		
			A		ß	Ą				A								Q						A	Ą		
						ŢŢ																		н			
			5803,70		5806,34	5809,58				5816,93			-				•*	5828,53						5834,29	5834 , 69		
		- P 1 11	0,00		0,01	0,00				-0,13								-0,01						0,01	0,00		
9	9	4	75	15	30	100	,,	4	8	45	6	4	4	25	8	30	10	30	35	4	15	15	35	120	110	10	œ
В	A	р	A	A	A	A	В	В	A	A	A	а	Ą	а	р	A	A	A	A	8	A	¥	В	A	A	A	A
0,02	0,01	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01		0,01	0,02	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01		0,01		0,03	0,01	0,01	0,01	
5800,33	5802,48	5803,22	5803,70	5805,05	5806,35	5809,58	5812,78	5813,91	5814,87	5816,80	5818,37	5821,29	5823,17	5823,97	5824,90	5828,08	5828,32	5828,52	5828,78	5830,40	5830,90	5831,00	5831,65	5834,30	5834,69	5835,02	5838,07

- 39 -

				·,·					- 40 -
5839,07	0,01	A	75	0,00	5839 , 07		A	20	
5839,50	0,01	A	10						
5841,72	0,02	В	45	-0,09	5841,81		В	20	
5844,54	0,02	В	20	-0,09	5844 , 63		В	10	
5844,67	0,03	В	20						
5845,16	0,02	A	8						
5850,35	0,01	A	30						
5851,42	0,01	A	8						
5851,94	0,02	В	6		×				
5852,36	0,02	A	10	-0,02	5852,38		В	2	
5852,46	0,02	A	8						
5853,34	0,03	В	10						
5853,61	0,02	В	120	0,01	5853,60		A	25	
5854,64	0,01	A	75	0,00	5854 , 64	I	A	20	
5856,81	0,02	В	8						
5862,03	0,02	В	4	-0,23	5862,26		A	6	
5870 , 34	0,02	В	3						
5870,91	0,03	В	4						
5872,71	0,01	A	3						
5873,78	0,01	A	6						
5873 , 93	0,01	A	3	0,03	5873 , 90		С	4	
5874 , 22	0,01	A	30	0,00	5874 , 22		С	4	
5875,84	0,02	A	10					-	
5876,05	0,01	В	1						
5876,41	0,01	A	3						
5877 , 64		В	15						une mesure, plus
5877,77	0,02	A	30	0,03	5877,74		в	15	de une raie
5878,91	0,00	A	45						
									BUS

-										ire									re					<u>, , , , , , , , , , , , , , , , , , , </u>				SUS
- 4										une mesu									une mesu									
	∞					10					10			œ			4			9					10			
	A					ß					A			m			В			A					A			
	П													II						н								
	5879,12					5888,80					5902 , 03			5919,01			5922 , 82			5932,20					5943,33			
	0,00					0,06					-0,01			0,04			-0,02								0,03			
	06	Ś	9	<u>`0</u>	15	25	9	9	8	4	60	9	10	50	-7 .	9	25	4	m	30	ŝ		4	10	75	4	n	12
-	Ą	A	A	Ą	ы	В	A	A	A	В	¥	A	A	Å	В	Å	Ą	ра	В	Ä	р	9	A	A	A	A	A	¥
	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,03	0,01	0,01	0,01		0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,02	0,03		0,01	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01
	5879,12	5881,45	5883,28	5884,27	5888, 68	5888,86	5894,31	5898,91	5899,02	5899,78	5902,02	5910,27	5915,42	5919,05	5920,05	5921,35	5922,80	5923,96	5925,40	5932,20	5933,33	5936,35	5941,06	5942,47	5943,36	5844,20	5946,60	5948,52

				•				•=
 5949,17	0,01	A	6					
5950 , 20	0,01	A	4					
5950,58	0,02	В	8					
5951,70	0,01	В	25	0,00	5951,70	В	4	raie multiple ?
5952 , 40	0,01	A	8					
5956,03		A	45	-0,03	5956 , 06	A	10	une seule mesure
5957,04	0,01	A	6					
5960,82	0,02	В	10					
5961,87	0,02	B	100	-0,02	5961,89 I	A	120	
5964 , 39		В	4					douteuse
5968,25	0,02	В	4					
5969,12	0,01	A	120	0,04	59.69,08	A	25	
5969,44	0,01	A	45					
5969,73	0,01	A	15					
5971,38	0,01	A	4					
5975,64	0,01	A	60					
5977,67		А	8					une mesure
5979,92	0,01	A	8					
5981,94	0,01	A	70	0 , 03	5981,91	A	10	
5984,73	0,01	A	45	0,02	5984,71	A	10	
5990,38	0,01	A	15					
5991,17	0,01	A	6					
6013,55	0,02	A	20					
6020,88	0,02	A	10					
6022 , 68	0,01	A	30	0,00	6022,68	A	10	
6024,25		В	3					une mesure
6025,31	0,01	А	40	0,01	6025,30	A	10	
6026 , 24	0,01	A	10					
				-				

- 42 -

6026 , 89	0,01	A	60	0,01	6026,88	A	∞	
6027, 15		g	4					une mesure
6030, 25	0,02	â	9					
6043,96	0,01	В	r"					douteuse
6044,15	0,02	Ą	150	0,01	6044,14 I	¥	50	
6044,89	0,02	A	45	00,00	6044,89 0	A	10	
6046,38	0,02	A	25	0,01	6046,37 I	A	10	
6047,43	0,01	A	4					
6050,82	0,03	В	Э					
6051,04	0,01	A	4					
6051,31	0,01	A	9					
6052,05	0,01	A	Ŋ					
6057,54	0,01	A	60	-0,02	6057,56	A	25	
6059,96	0,01	В	-					douteuse
6073,24	0,01	Ą	ŝ					
6078,40	0,01	£	, ;					
6082,34	0,01	A	25	-0,01	6082,35 I	A	15	
6085,23		В						une mesure
6088,35	0,03	ф	ŝ					
6090,55	0,01	Ą	4					
6091,13	0,02	Ą	40					
6093, 10	0,01	A	5					
6094,45	0,01	A	m					
6095,92	0,01	A	2			/		
6098,02	0,01	A	5					
6102,99	0,01	A	06	0,01	6102,98 II	A	30	
6105,12	0,01	A	ñ		·			
6108,01	0,01	A	5					(
		-						aus
		_				_	-)

43 -

I.

6109,43	0,02	A	10	0,00	6109,43	I	A	4	
6114,83	0,02	В	7	0,06	6114,77	I	A	4	
6117,09	0,01	A	3						
6117,99	0,03	В	10	0,00	6117,99	I	A	4	
6122,09	0,01	A	7	-0,03	6122,12	Ι	С	6	
6123,48	0,01	A	6	-0,02	6123,50	Ι	A	6	
6129,27	0,01	A	10						
6130,00	0,03	В	20						raie large
6131,05	0,02	В	1						
6131,40	0,02	В	1						
6131,70	0,02	A	20	0,01	6131,69	I	A	30	
6134,18	0,02	В	1						
6139,31	0,01	A	3						
6140,72	0,02	A	15	-0,02	6140,74	I	A	15	
6143,29	0,02	В	1						
6144,36	0,01	A	2						
6144,92	0,01	A	4			l			
6147,22	0,01	A	4						
6148,47	0,02	В	1						
6152,06	0,01	A	2						
6155,79	0,01	A	6	0,02	6155,77	I	A	4	
6156,67	0,02	A	10	0,01	6156,66	I	A	6	
6161,82	0,01	В	1						
6163,24	0,01	А	50	~ 0,04	6163,28	I	A	25	
6166,24	0,05	С	3						
6166,69	0,01	В	1						
6169,38	0,01	В	5	-0,02	6169,40		В	4	raie large
									BUS

LILLE

																											V
	8		4	9		10				30						4	2					9		10			
	щ		A	A		A				A						В	В					A		P. A			
			ίII	н		н				н						ы								Н			
	,40		, 21	, 18		01				, 69						,08	,28					,38		31			
	6179		6185	6191		6193				6205						6220	6220					6229		6233			
	-0,07		-0,06	-0,02		0,01				0,00						-0,03	0,00					0,02		-0,03	-		
_	Ŋ	œ	Ĺ	40	5	2	m	5	7	1 00	ო	5	2	7	7	30	20	œ	m	° ≪	5	9	(40	9	9	
U	A	A	В	A	В	A	В	Å	В	Ą	A	В	A	В	В	A	A	A	A	В	A	р	р	A	A	A	
0,05	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,01	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,02	0,02	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	
6172,98	6179,33	6181,64	6185, 15	6191,16	6192,03	6193,02	6194,01	6199,53	6201,55	6205 , 69	6207,38	6209,08	6209,30	6215,29	6216,76	6220,05	6220,28	6220,70	6221,52	6223, 65	6226,42	6229,40	6231,88	6233,28	6235,36	6242,64	

- 45 -

GUE

	46	
-------------	----	--

	P	1	f	+	+	T	7	5
	6245,04	0,03	В	10	-0,01	6245,05 I	A	8
	6245,65	0,01	A	7				
	6246,03	0,02	A	60	-0,02	6246,05 I	A	20
	6249,14	0,01	А	5	0,03	6249,11	A	6
	6256 , 72	0,01	А	3				
	6263 , 93	0,01	A	15				
	6266,11	0,01	A	40	-0,03	6266,14 I	A	10
	6273 , 24	0,03	В	15				
	6273,36	0,03	В	15		6273,32 I	A	10
	6274,81	0,01	A	60	0,01	6274 , 80 II	A	10
	6277,73	0,01	A	5				
	6278 , 85	0,02	А	60	0,03	6278,82 I	А	20
	6287,77	0,01	A	40	-0,02	6287 , 79 I	A	15
	6289 , 50	0,01	A	2				
A COLUMN AND A COLUMN	6290,31	0,01	A	2				
	6290,81	0,02	В	20	-0,07	6290,88 I	A	15
	6290 , 91	0,02	В	50	0,03			
	6292,75	0,01	В	1				
ALC: NOT THE REAL PROPERTY OF	6299,89	0,01	А	4	0,04	6299,85	В	4
And in the owner of the owner own	6305,45	0,01	А	4				
	6308,32	0,02	В	20	•**			
	6313,31	0,01	В	1				
A LOT AND A LOT AND A ROUTING AND A	6314,69	0,01	A	150	0,00	6314,69 I	A	120
	6317,32	0,01	A	6	0,01	6317,31 I	A	4
	6321,17	0,01	A	50	-0,02	6321,19 II	A	8
and the second se	6323,30	0,01	A	5				
	6325,65	0,02	В	4				
	6330,06	0,01	А	2				

une mesure, raie douteuse Non observée Non observée une mesure une mesure 10 10 4 9 10 ∞ 15 Å \triangleleft A \mathbf{A} A A Ω Н н Н н 6362,33 6377,36 6345,53 6349,93 6366,90 6367,12 6369,52 -0,02 0,05 -0,02 0,01 0,05 10 25 30 20 15 \sim 4 4 2 2 8 2 4 A р ¥ A A \triangleleft р 4 A \triangleleft ф ъ р 0,01 0,03 0,02 0,02 0,02 0,01 0,01 0,01 0,01 0,01 Non observée Non observée 6334,66 6349,94 6364,06 6368,95 6371,66 6340,42 6367,17 6345,51 6361,20 6362,38 6330,49 6330,82 6377,34

- 47 -

.

ULLE SUB
σ1	Div erge nie	Précis	I	Δ	^o Steers		Précis	i I	Remarques
6391,54		A	1.5	-0,01	6391,55		В	10	une mesure
6391,94	· ·	A	25	0,05	6391,89	II?	В	8	11
6393,26		В	4						11
Non observé	e				6393,95		В	6	. 15
6394,35		А	8	-0,01	6394,36	I	В	6	11
6396,91		А	10	0,09	6396,82	I	D	4	11
6400,23		В	6	0,00	6400,23	I	A	6	S #
6404,82		В	2	-0,01	6404,83	I	A	4	11
6409,03		А	40	0,01	6409,02	I	A	25	11
6414,60		В	5	0,03	6414,57	I	A	6	11
6418,15		A	60	0,03	6418,12	I	A	70	11
6418,45		В	4						11
6419,96		А	40	0,00	6419,96	I	A	20	11
6421,06		A	12	0,00	6421,06	I	В	10	
6425,14		A	8	0,00	6425,14	I	D	6	
6428,41		A	8	0,11	6428 , 30	I	D	6	
6432,16		В	2	0,01	6432,15	I	Α	6.g.	

50

0,01

6443,02 I

A

6443,03

Un seul enregistrement a été effectué dans cette région

50

А

La classification d'un spectre consiste à déterminer les niveaux d'énergie entre lesquels peuvent se produire des transitions qui donnent naissance aux raies spectrales. Les mesures de nombres d'ondes dans l'infrarouge, le visible et l'ultra-violet permettent la découverte des niveaux par application du principe de combinaison de Ritz. Cependant, il s'avère souvent nécessaire d'y ajouter des études d'effets Zeeman qui permettent la détermination des valeurs de J et des facteurs de Landé g des différents niveaux, lorsque la structure de Zeeman est complètement résolue 17.

Nous avons enregistré une douzaine de structure§Zeeman sur les raies les plus intenses de la région 5400 - 6400 cm⁻¹. Le tableau ci-dessous en fournit la liste.

TABLEAU IV

5564,89	4961,660 J = 4		10526,547 J = 3
5573,74	4146,58 J = 7/2	enesi	9720,300 J = 7/2
5606,94	4113,360 J = 5/2	1999	9720,300 J = 7/2
5608,30	11802,930 J = 2		17411,233 J = 3
5633,89	22988,510 J = 2	-	17354,638 J = 1
5672,88	7502,290 J = 3	-	13175,121 J = 4
5685,26	9804,808 J = 5	-	15490,070 J = 5
5718,95	13962,520 J = 1		8243,604 J = 2
5750,37	30930,44 J = 6	écas	25180,07 J = 7
5776,19	23277,388 J = 5	-	17501,170 J = 5
5809,58	1521,900 J = 5/2	~	7331,490 J = 5/2
5961,87	12847,971 J = 3	-	18809,880 J = 4

BUS

Ces raies correspondent à des transitions connues et l'étude de leur structure de Zeeman n'a pu apporter aux classificateurs que des confirmations. Malgré cela, nous les avons choisies en raison de leur grande intensité afin de pouvoir étudier les conditions expérimentales les plus favorables à la réalisation d'expériences utiles sur des raies non classées. En effet, différentes questions se posaient à priori.

- Stabilité de la source dans le champ magnétique

- Stabilité et homogénéité de ce champ

- Possibilité d'obtenir un champ assez intense et assez uniforme pour séparer les composantes Zeeman.

- Coefficient de transmission du spectromètre pour les différents états de polarisation de la lumière.

III - C - 2 Dispositif expérimental

L'électroaimant utilisé est d'assez faible puissance, il est du type : L MM 75. Deux modèles de pièces polaires peuvent s'y adapter : les pièces polaires cylindriques qui procurent un champ plus homogène mais plus faible que les pièces polaires coniques. Nous avons dépassé l'intensité maximale admise par le constructeur ; pourtant, étant donnée la valeur importante de l'entrefer, la saturation n'était pas atteinte. Dans ces conditions, une variation de l'intensité du courant qui alimente l'électro-aimant entraîne une modification du champ plus importante. Deux valeurs de $\begin{vmatrix} B \\ B \end{vmatrix}$ ont été mesurées;7200 Gauss avec les pièces cylindriques et 9300 Gauss avec les pièces polaires coniques. Dans l'un et l'autre cas, l'introduction du champ magnétique ne nuit pas à la stabilité de la décharge, mais se traduit par une élévation de la température de la lampe.

III - C - 3 Résultats

Tous les résultats obtenus sont relatifs à une observation transversale de la lampe.

Les figures 21 et 22 correspondent à des enregistrements réalisés avec des conditions expérimentales identiques et nous ont permis la détermination spectroscopique des valeurs du champ. La transition de ThII à 5809,58 cm⁻¹ (1521 - 7331) est un pseudo-triplet et les g mesurés au M.I.T. pour ces deux 5/2 5/2niveaux sont respectivement 1,076 et 1,061. La distance entre les deux composantes σ est donc de 2,137 unités Lorentz, comme le montre la figure 23. Cette remarque permet de trouver la valeur du champ, sachant que l'écart 0' du triplet normal dans l'échelle des nombres d'onde est :

$$0' = 4,67 \times 10^{-5} |B|$$

Dans le cas de la figure 22, nous avons trouvé $|\overset{\circ}{B}| = 7400$ Gauss. Nous avons procédé d'une manière analogue pour la transition de Th I à 5776,19 cm⁻¹ (fig. 21) : La distance entre les deux composantes σ est de 2,010 unités Lorentz (fig. 24). Nous avons constaté que le champ utilisé n'était pas très constant puisque la mesure indique dans ce cas une valeur de 7100 Gauss.

Un tel écart ne peut s'expliquer par l'incertitude qui résulte de la mesure, mais peut avoir son origine dans un manque d'homogénéité du champ et surtout dans de faibles variations de l'intensité du courant. Un ampèremètre nous a permis de constater l'existence de ces variations d'intensité : les bobines de l'électroaimant chauffent par effet Joule et à mesure que leur résistance augmente le courant diminue. Notons que ces défauts ont également pour effet un élargissement des composantes I et σ ou si $\begin{vmatrix} \vartheta \\ B \end{vmatrix}$ varie au cours de l'enregistrement, une déformation du profil enregistré. Pour palier cet inconvénient, il serait nécessaire de disposer d'une alimentation de l'électroaimant à courant constant.

- 51 -





Fig 21





Fig: 24

STRUCTURE ZEEMAN DU PSEUDO-TRIPLET 5009,58 cm-1



D'autre part, les différentes composantes n'ont pas toujours été séparées, c'est le cas de la figure 25 où seule l'enveloppe des composantes a été obtenue. Il semble à priori, qu'une augmentation de l'intensité du champ nous permettrait d'atteindre une meilleure résolution des structures Zeeman. Cependant, cette intensification aurait pour effet une augmentation de la température de l'ampoule et pourrait se traduire par un élargissement des différentes composantes par effet de pression. De plus, la structure Zeeman peut alors devenir dissymétrique par effet Paschen-Bach. Il semble nécessaire de chercher un compromis.

La transition à 5776,19 cm⁻¹ s'effectue entre deux niveaux de facteurs de Landé très voisins. Comme dans le cas de l'effet Zeeman normal, la composante centrale π de ce pseudo-triplet devrait avoir une intensité double de celle de chacune des deux composantes σ . Nous constatons sur la figure 21 que bien au contraire, la composante π est plus faible que chacune des composantes σ . Les composantes π transportent des vibrations parallèles à la direction du champ magnétique et les composantes σ des vibrations perpendiculaires à cette direction. Il semble donc que la clarté du S.I.S.A.M. pour une lumière polarisée rectilignement dépend de la direction de polarisation : la vibration horizontale est moins bien transmise que la vibration verticale. L'interprétation de ce phénomène est simple : d'une part les différents faisceaux traversent séparatrice et compensatrice sous une incidence voisine de celle de Brewster et d'autre part, comme l'ont montré A. Maréchal et G. Stroke [18], les réseaux diffractent une énergie très différente pour les deux états de polarisation.

Il résulte de cette remarque que nous ferons par la suite l'étude des effets Zeeman des raies correspondant à des niveaux non classés en procédant de la manière suivante :

- 52 -



Fig 25

Dans un premier temps, nous enregistrerons les composantes σ en plaçant devant la source, s'il y a lieu, un polariseur rectiligne laissant passer la vibration verticale. Le rôle de ce polariseur consiste à éviter un éventuel recouvrement des composantes σ par les composantes π . Ensuite, nous enregistrerons les composantes π , en faisant tourner leur direction de polarisation de 90 degrés au moyen d'une lame demi-onde dont les lignes neutres sont placées à 45 degrés de l'axe du champ. Les conditions de transmission sont alors les plus favorables.

Un autre procédé utilisé par J. Vergès |7| consiste à faire tourner à la fois la direction des composantes σ et celle des composantes π de 45 degrés. Les deux types de composantes sont enregistrés avec le même coefficient de transmission.

Ne disposant pas, pour l'instant, de lames demi-onde, nous avons fait tourner notre électroaimant de 45 degrés, dans un plan vertical.

CHAPITRE IV

IV - A - 1 Méthode expérimentale utilisée par E.B.M. Steers 1

E.B.M. Steers a décrit, d'une manière détaillée, la méthode expérimentale dont il s'est servi pour son étude du spectre du thorium |1| Afin de pouvoir comparer nos résultats aux siens, rappelons-en brièvement les points importants.

Il a utilisé un spectromètre classique à fentes circulaires, employé selon le montage de Czerny-Turner.La distance focale était de 1 m et l'ouverture f/10. L'appareil était équipé d'un réseau Bausch et Lomb dont les caractéristiques sont : nombre de traits par mm 300, angle de "Blaze" 63 degrés. Les détecteurs étaient des cellules au sulfure de plomb refroidies par de la carbo-glace. Un spectre cannelé de référence, étalonné au moyen de <u>raies vi-</u> <u>sibles du néon</u>, lui a permis de disposer d'une échelle relative en nombres d'ondes. Il a effectué la correction d'indice de l'air à l'aide des formules d'Edlen pour exprimer les nombres d'ondes des raies en nombres d'ondes dans le vide.

E.B.M. Steers a donc utilisé une méthode de mesure assez analogue à la nôtre dans son principe. Toutefois, il disposait d'un spectromètre de luminosité très inférieure à celle du S.I.S.A.M. et d'un pouvoir de résolution théorique deux fois plus faible que le pouvoir de résolution théorique de notre appareil. La résolution effective qu'il atteint dans la région de 6200 cm⁻¹ ne dépasse pas 0,20 cm⁻¹ puisqu'il effectue la séparation des deux raies de nombres d'ondes $\sigma_1 = 6220,08$ cm⁻¹ et $\sigma_2 = 6220,28$ cm⁻¹, et puisqu'il ne sépare pas les deux raies de nombres d'ondes

 $\sigma'_1 = 5888,68 \text{ cm}^{-1} \text{ et } \sigma'_2 = 5888,86 \text{ cm}^{-1}.$

D'autre part, il évalue l'erreur qui résulte des corrections d'indice de l'air, à une valeur inférieure à 0,01 cm⁻¹.

IV - A - 2 Comparaison des résultats

La comparaison des résultats est résumée dans le tableau III, qui concerne le nombre de raies nouvelles, la résolution, l'intensité des raies, la précision du pointé et pour terminer l'écart entre les mesures. Nombre de raies nouvelles

Plus de deux cent**s**raies nouvelles ont été pointées. Elles sont généralement peu intenses. Ce n'est toutefois pas le cas des raies de nombres d'ondes

σ	=	5621,73	cm ⁻¹	d'intensité	40		
σ	ļ	5828,78	cm ⁻¹	11	35	(fig.	18)
σ	H	5878,91	cm^{-1}	11	40	(fig.	19).

D'autres exemples pourraient illustrer ce fait d'autant plus curieux que E.B.M. Steers a mesuré de très nombreuses raies dont les intensités, dans l'échelle empirique que nous avons utilisée, sont caractérisées par un nombre très inférieur à 35. Une remarque, concernant l'intensité des raies de l'atome ionisé, nous permettra dans la suite de proposer une interprétation de cette anomalie.

Certaines raies de E. Steers n'ont pas été retrouvées, par exemple la raie 5585,69 cm⁻¹. Elles proviennent peut-être d'impuretés contenues dans son ampoule. Nous ne pouvons, nous non plus, prouver l'appartenance des raies que nous annonçons au thorium. La possibilité de les classer comme telles fournit toutefois une sérieuse présomption.

Intensité

Les intensités relatives des raies que nous citons sont du même ordre de grandeur que celles publiées par E. Steers.

Si les comparaisons d'intensité ont une signification, il semble que, dans notre cas, les raies du spectre d'étincelles soient en moyenne relativement plus intenses. Prenons pour exemple les raies 6278,82 cm⁻¹ et 6274,80 cm⁻¹ auxquelles il attribue respectivement les intensités 20 et 10. Seule la première provient du spectre d'arc. Selon nos mesures, elle a pour nombre d'ondes 6278,85 cm⁻¹ et pour intensité 60, tandis que la seconde a pour nombre d'ondes 6274,81 cm⁻¹ et pour intensité également 60. Les raies nouvelles intenses sont donc peut-être des raies de l'atome ionisé, émises trop faiblement dans la source de E. Steers, et qui se trouvent "amplifiées" relativement par les conditions expérimentales de notre mesure : refroidissement énergique et excitation forte.

Résolution

Il est important dans ce genre de travail de bénéficier d'un pouvoir de résolution élevé. A la limite, le spectromètre "idéal" devrait pouvoir résoudre un élément spectral au plus égal à la largeur vraie des raies mesurées. Pour fixer l'ordre de grandeur de cette largeur vraie dans le cas du thorium, citons les enregistrements de raies du thorium (émises par une source analogue à la nôtre) effectués par P. Connes et ses collaborateurs au moyen d'un spectromètre de Fourrier |18| . La limite de résolution de l'appareil est de 0,020 cm⁻¹, les raies enregistrées montrent un profil de Lorentz dont la largeur mesurée sur le spectre varie entre 0,040 cm⁻¹ à 10 000 cm⁻¹ et 0,025 cm⁻¹ à 4000 cm⁻¹. Dans notre cas, nous disposons d'un pouvoir de résolution double de celui de E.B.M. Steers. Ainsi nous avons distingué dans la raie de nombre d'ondes $\sigma = 6273, 32 \text{ cm}^{-1}$ les deux raies $\sigma_1 = 6273, 24 \text{ cm}^{-1}$ et $\sigma_2 = 6273, 36 \text{ cm}^{-1}$. Cet exemple n'est pas unique. Notons également qu'une amélioration du pouvoir de résolution d'un spectromètre se traduit par un gain sur la précision du pointé des raies, à condition que cette augmentation de résolution ne se fasse pas au prix d'une baisse de clarté de l'appareil.

- 56 -

Cette amélioration devra être obtenue par modification des caractéristiques des réseaux et non par fermeture du diaphragme à partir de son ouverture optimale (U = 1).

Nous avons, en effet, repris l'estimation faite par J. Vergès [7] concernant l'erreur sur le pointé d'une raie (Chapitre II).

$$\Delta (\delta \sigma) = \frac{\sigma \sigma_{r}}{S/B}$$

où $\Delta(\delta\sigma)$ est l'erreur provenant de la mesure de la distance séparant la raie et la frange de référence, $\delta\sigma_r$ est l'intervalle spectral résolu et S/B le rapport signal sur bruit de la raie. Une augmentation du pouvoir de résolution se traduit par une diminution de $\delta\sigma_r$, tandis qu'une baisse de clarté a pour conséquence un affaiblissement du rapport signal sur bruit.

Précision

Comme le laissent supposer la grande étendue de faisceau et la résolution importantedu S.I.S.A.M., la précison obtenue est meilleure dans la plupart des cas que celle atteinte par E.B.M. Steers. |1| . Sur 40 raies de Steers classées B, 26 sont passées en classe A dans notre tableau, une seule a rétrogradé en classe C. Sur 12 raies classées C, 10 sont passées en classe A et 2 en classe B. Par contre, une vingtaine de raies ontrétrogradé d'une classe. Il semble en comparant nos résultats à ceux obtenus par P. Connes et ses collaborateurs |2|, que nous avons été un peu pessimistes sur la précision de pointé à annoncer : ces derniers ont mesuré, à l'aide d'un spectromètre par transformée de Fourier, les nombres d'ondes des raies avec une précision de l'ordre de 10⁻³ cm⁻¹. Nos mesures, en général, s'écartent des leurs de moins de 0,01 cm⁻¹.

Ecart avec les mesures effectuées par E.B.M. Steers.

Nos résultats ne sont que très rarement en désaccord avec les siens compte-tenu de nos précisions respectives. De plus la colonne 5 du tableau III n'indique pas d'écarts systématiquement positifs ou négatifs entre les différentes mesures. Cette remarque traduit le fait que, très probablement, ni E.B.M. Steers, ni nous même, n'avons commis d'erreurs systématiques supérieures à la précision du pointé. La troisième série de mesures de P. Connes |2| est venue apporter la confirmation de ce résultat.

IV - A - 3 Conclusions

Nos conclusions porteront sur deux points :

Domaine d'utilisation du S.I.S.A.M. et caractéristiques du spectre du Thorium.

- Domaine d'utilisation du S.I.S.A.M.

L'emploi du S.I.S.A.M. permet un gain de résolution et de luminosité par rapport à un spectromètre classique. Il en résulte la découverte de raies nouvelles où la séparation de raies très voisines considérées jusque-là comme raie unique. Cependant, la condition de Felgett n'est pas remplie : le S.I.S.A.M. n'étudie qu'un élément spectral à la fois et son utilisation pour une analyse détaillée d'une vaste région spectrale demande une très grande patience. Il faut pour ce genre de mesures lui préférer le spectromètre par transformée de Fourier qui reçoit simultanément un signal de tous les éléments spectraux formant le spectre à étudier. Dans ses réalisations les plus récentes, cet appareil allie à un pouvoir de résolution très élevé (5 x 10^{-3} cm⁻¹) une grande luminosité [18].

Il est préférable de réserver le S.I.S.A.M. à l'étude de régions spectrales peu étendues.

Ce serait le cas des enregistrements de structures Zeeman, où la bande passante des polariseurs limite le domaine spectral qu'il est possible d'enregistrer en une seule fois |3|. De plus, l'introduction du champ magnétique perturbe bien souvent le fonctionnement de la lampe. Malgré l'asservissement du stationnement, les fluctuations de la source ont des répercussions sur l'ensemble du spectre |18|, tandis que dans le cas du S.I.S.A.M., l'instabilité ne perturbe que l'enregistrement de l'élément spectral. Le Domaine spectral priviligié de notre appareil devra se situer entre 1 μ et 2,5 μ . En-dessous de 1 μ le fonctionnement du S.I.S.A.M. est défectueux : le parallélisme des plans d'onde doit être maintenu au cours de la rotation des réseaux avec une exactitude de $\frac{\lambda}{10}$ au minimum ; et la courbe de réponse du détecteur au sulfure de plomb montre une baisse de sensibilité très importante de la cellule vers les basses longueurs d'onde. Au-dessus de 2,5 μ l'optique devient absorbante.

Un défaut important du spectromètre n'a pas encore été éliminé. La présence dans l'atmosphère du laboratoire d'une grande quantité de vapeur d'eau est d'autant plus gênante que le parcours optique est très important (10 m). L'étude des régions $(1,3 \mu - 1,5 \mu)$ et $(1,78 \mu - 1,95 \mu)$ est difficile et incertaine. La figure 26 montre la superposition du spectre d'absorption de la vapeur d'eau à l'enregistrement d'une structure Zeeman. Pour pallier cet inconvénient, nous envisageons de placer l'ensemble source, spectromètre et détecteurs dans une enceinte étanche remplie d'air très sec en légère sugpression.

- Caractéristiques du spectre du thorium

La richesse et la stabilité d'émission du spectre du thorium ont été confirmées par le présent travail. La bonne uniformité de l'espacement et de l'intensité des raies le rend d'autant plus apte à servir de spectre d'étalonnage que le thorium, de numéro atomique 90 et de nombre masse 232, est un atome lourd monoisotope et ne présente pas de structure hyperfine. Plusieurs équipes s'emploient à la détermination des niveaux par le principe de combinaison de Ritz |19||20|. Cependant, de nombreuses raies entre 1 μ et 2,5 μ ne sont toujours pas classées et certains niveaux ne sont connus qu'avec une indétermination sur le nombre quantique J. Seules des études d'effets Zeeman sur des raies faisant intervenir ces niveaux pourront permettre un choix entre les diverses valeurs autorisées par les règles de sélection.

- 59 -



BUS

IV - A - 4 Améliorations possibles de l'appareil

Si le S.I.S.A.M. du laboratoire donne des résultats satisfaisants, des améliorations n'en demeurent pas moins possibles. Nous essaierons dans de prochaines expériences de réaliser ces perfectionnements.

Nous ferons tout d'abord des corrections de planéité des plans d'onde diffractés par les réseaux, en imposant de légères contraintes à ces derniers. L'examen des franges de coin d'air localisées au voisinage de R₂ et de l'image R'₁ de R₁ dans la séparatrice (Fig. 1 et Chapitre I) nous permettra de réaliser ce réglage : L'interfrange et le contraste des franges devront avoir une valeur constante dans tout le champ d'interférences.

Nous envisageons également d'utiliser la détection synchrone en apportant quelques modifications au montage optique précédent |6|. Malgré les avantages considérables que cette méthode de détection apporte, nous avions été obligés de l'abandonner pour effectuer le pointé des raies sans introduire d'erreurs systématiques. G. Graner |5| a montré, en effet, qu'un "déréglage" de l'appareil n'avait pas le même effet sur la voie signal et sur celle de référence de phase puisqu'elles ne suivent pas rigoureusement le même trajet optique. Il en résulte une différence de phase qu'il n'est possible de modifier que lorsqu'il y a un signal, c'est-à-dire en déformant l'élément spectral étudié. Pour éviter ce défaut, nous envisageons de mélanger au signal étudié, un signal blanc faible qui nous permettra d'effectuer la mise en phase avant le passage de la raie. Ce signal blanc sera éliminé après détection par une méthode d'opposition. DISCUSSION SUR LES POSSIBILITES D'ETUDES DE SPECTRES DIATOMIQUES A L'AIDE DU S.I.S.A.M.

En annexe à ce travail, nous présentons quelques remarques inspirées d'expériences préliminaires que nous avons effectuées sur des spectres de molécules diatomiques.

L'étude du spectre du thorium n'a constitué qu'une étape : le but poursuivi par le laboratoire est d'étendre ses observations sur les spectres diatomiques au plus grand domaine spectral possible. L'acquisition d'un spectromètre sous vide pour l'ultraviolet lointain et la construction du S.I.S.A.M. en sont le témoignage. Il est donc utile de montrer dans quelle mesure ce dernier peut apporter sa contribution à ce programme.

Il n'est pas question de rechercher à l'aide d'un S.I.S.A.M. à haute résolution la région spectrale où se trouve un spectre inconnu : la rotation des réseaux, au cours du balayage, doit être très lente afin de maintenir le réglage du parallélisme des plans d'ondes qui interfèrent. Il était donc nécessaire, pour mener à bien de telles études, de disposer d'un spectromètre d'appoint apte au repérage rapide et à un premier dégrossissage des spectres nouveaux. L'appareil retenu est un spectromètre Jobin et Yvon du type HRS2.

Nous l'avons utilisé pour retrouver et prolonger dans l'I.R. le système A de la molécule de Au Sn émis par un four de King |22|, et nous avons situé trois séquences de ce système |22|. R. Houdart a montré que l'existence d'un système appartenant au spectre de la molécule Au Pb était probable vers $8000 \text{ cm}^{-1} |22|$. Nous avons trouvé, dans cette région un système présentant les caractéristiques annoncées. Cependant, seule l'étude à haute résolution à l'aide du S.I.S.A.M. permettra de l'identifier avec certitude.

- 61 -

Ce travail préliminaire a permis de faire quelques remarques concernant la technique d'enregistrement de spectres obtenus avec un four de King.

a) L'émission du four est stable : l'arrêt du défilement du spectromètre sur la longueur d'onde correspondant à une tête se traduit par une diminution lente et progressive du signal à mesure que le globule s'évapore.

Cependant, cette étude n'est pas suffisante puisque le comportement d'un S.I.S.A.M. vis-à-vis d'une instabilité de source est différent de celui d'un spectromètre classique. Dans ce dernier, tout le flux qui atteint le récepteur est modulé à 100 pour cent à l'aide d'un disque denté qui tourne à une vitesse constante. Dans le cas du S.I.S.A.M. le récepteur reçoit des éléments spectraux autres que celui qu'il analyse. Une instabilité de la source module tous les éléments spectraux qui composent le spectre. Il est donc à prévoir que le critère de stabilité de source sera plus critique pour un S.I.S.A.M. que pour un spectromètre classique.

b) Les spectres sont reproductibles.

c) La température des vapeurs (environ 2000 degrés), dans le four de King, rend les études infra-rouges particulièrement intéressantes : le maximum d'émission du corps noir vers 2000 degrés correspond à une radiation de longueur d'onde 1,4 µ. Si l'on suppose que l'émission des vapeurs a une origine purement thermique, la loi de Kirchoff montre que l'émission des systèmes diatomiques se trouve favorisée par le choix de cette température à condition toutefois que cette émission existe.

d) Le signal utile émis par les vapeurs s'accompagne d'un fond continu qui peut être important. Cet inconvénient peut dans le cas particulier de l'utilisation du S.I.S.A.M. devenir un avantage. Le fond continu constitue un signal blanc qui suit le même trajet optique que le signal à étudier. Il autorise donc l'emploi d'une détection synchrone puisqu'il devient alors possible d'effectuer le réglage de la phase à chaque instant : l'étude des signaux faibles peut être envisagée.

- 62 -

e) Un inconvénient du four de King réside toutefois dans le fait que sa durée d'émission est en général brève : une heure dans le cas de Au - Pb et trois heures dans celui de Au Sn. Cela constitue un handicap important pour procéder à des enregistrements de longue durée. Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Optique de la Faculté des Sciences de Lille sous la direction de Monsieur le Professeur J. SCHILTZ. Je tiens à exprimer ma très vive gratitude à Monsieur le Professeur SCHILTZ pour les conseils et les encouragements qu'il m'a prodigués.

- 64 -

Je remercie Monsieur le Professeur BECART qui m'a fait l'honneur de présider le Jury de cette thèse. Je remercie également Madame LENOBLE, professeur à la Faculté, qui a accepté d'en être membre.

Je tiens à remercier, Monsieur le Professeur J. BLAISE, directeur de recherches au laboratoire Aimé Cotton, ainsi que Monsieur J. VERGES qui ont toujours accepté de nous faire profiter de leur très grande expérience.

Que mes camarades de Laboratoire trouvent ici l'expression de ma reconnaissance, en particulier P. BERNAGE, R. HOUDART, qui ont très étroitement collaboré à cette thèse. Je remercie également J. ROUSSEAU dont les conseils techniques nous ont été très précieux.

Enfin, je remercie les membres du personnel technique et administratif et tous ceux qui ont participé de près ou de loin à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- E.B.M. Steers Spectrochimica Acta 1967 Vol. 23 B, p. 135 à 166.
- 2 P. Connes et ses collaborateurs (à paraître).
- 3 J. Blaise (communication privée).
- 4 P. Connes. Thèse, Paris (1957); Rev. d'Opt. 38 157-201 (1959).
- 5 G. Graner . Thèse Paris (1965).
- 6 J.C. Beaufils et P. Bernage . Thèses 3ème Cycle . Lille (1968)
- 7 J. Vergès . Thèse Orsay (1969).
- 8 J. Schiltz Cours d'Optique Instrumentale D.E.A. Lille.
- 9 B. Roizen Dossier Progress in Optics, Vol. 3, 1964, Appendice C, p. 171 à 177.
- 10 G. Gérard . D.E.S. Lille 1967
- 11 K. Narahari Rao. C.J. Humphrays, D.H. Rank Wavelength standards in the infrared (Academic Press) New-York (1966)
- 12 A. Dauguet La détection des radiations infra-rouges et ses applications.
- [13] R. Houdart D.E.S. Lille 1963.
- 14 G. Bruhat Optique 6ème éd. revue et corrigée par A. Kastler. (Masson et Cie . Paris 1965).
- 15 R. Zalubas, J. Res. N.B.S. 63 A 275 (1959).
- 16 J.R. Mc Nally J. O.S.A. 35, 390 (1945).
- [17] H.G. Kuhn Atomic Spectra (1962) (Longmans, Green and Co LTD) London.
- [18] J. Connes, H. Delouis, P. Connes, G. Guelachvili, J.P. Maillard et G. Michel Nouv. Rev. d'optique appliquée, 1970, 1, n° 1, pp. 3 - 22.
- 19 A. Giaccheti, R. W. Stanley, R. Zalubas J.O.S.A. - Vol. 60, p. 474 à 489 (1970).
- 20 A. Giaccheti et J. Blaise (Colloque de Hanovre 1970).
- 21 C. Coquant D.E.A. Lille (1970).
- 22 M. Collette et J. Schiltz C.R. Acad. Sci. 1963 257 2092.
- 23 R. Houdart Thèse Lille (1970).

TABLE DES MATIERES

Page 1 Introduction 3 Etude expérimentale des qualités du S.I.S.A.M. Chapitre I 3 I - A - 1Principe du S.L.S.A.M. I - A - 2 Fonction d'appareil 4 I - A - 39 Conclusion I - B Montage utilisé 10 I - B - 1 Montage optique 10 I - B - 2 Montage électronique 11 I - C - 1 Enregistrement de la fonction d'appareil 13 I - C - 2Choix de la source 13 I - C - 3Fonction d'appareil 15 Chapitre II Mesure des nombres d'ondes 17 II - A - IPrincipe de la mesure 17 II - B - 1 Technique expérimentale 18 II - B - 2 Régulation de température 18 II - B - 3 Abandon de la méthode de détection synchrone 19 II - B - 4 Choix du pouvoir réflecteur du Fabry-Perot 20 22 II - B - 5. Emploi de filtres optiques II - C - 1 Précision de la mesure 23 II - C - 2 Evaluation de $\Delta(\sigma E_1)$ et de $\Delta(\delta \sigma_1)$ 25 II - C - 3 Evaluation de l'intervalle entre ordres 25 Chapitre III Résultats 30 Lampes sans électrodes III - A 30 III - B 31 Résultats III - C - 1 Effet Zeeman 49 III - C - 2 Dispositif expérimental 50 III - C - 3 Résultats 51 Chapitre IV Discussion 54 IV - A - 1 Méthode expérimentale utilisée par E.B.M. Steers 54 IV - A - 2 Comparaison des résultats 55 IV - A - 3 Conclusions 58 IV - A - 4 Améliorations possibles de l'appareil 60 Discussion sur les possibilités d'études de spectres Annexe diatomiques à l'aide du S.I.S.A.M. 61

Bibliographie

65.