

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSE

présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

CENTRE DE 3^{ME} CYCLE D'OPTIQUE

en vue d'obtenir le titre de Docteur de Spécialité en Physique
(Option Spectroscopie)

par

PASCAL BERNAGE



Contribution à la réalisation et à la mise au point
d'un Spectromètre Interférentiel
à Sélection par l'Amplitude de Modulation
(Étude électronique de l'appareil - Considérations pratiques)

Membres du Jury : M. R. WERTHEIMER, Président
M. J. SCHILTZ, Rapporteur
M. M. BECART, Examineur

Soutenue le 20 Juillet 1968.

UNIVERSITE DE LILLE
FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. H. LEFEBVRE - M. PARREAU.

Professeurs Honoraires

MM. ARNOULT - BEGHIN - BROCHARD - CAU - CHAPPELON - CHAUDRON -
CORDONNIER - DEHEUVELS - DEHORNE - DOLLE - FLEURY - P. GERMAIN -
KAMPE DE FERIET - KOURGANOFF - LAMOTTE - LELONG - Mme LELONG -
MM. MAZET - MICHEL - NORMANT - PARISELLE - PASCAL - PAUTHENIER - ROIG
ROSEAU - ROUBINE - ROUELLE - WIEMAN - ZAMANSKY.

Doyen

M. DEFRETIN , Professeur de Biologie et Physiologie animales.

Assesseurs

MM. HEUBEL - Professeur de Chimie Minérale.
LEBRUN - Professeur d'Electronique, Electrotechnique et Auto-
matique.

Professeurs

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées.
BEAUFILS	Chimie.
BONNEMAN	Chimie.
BECART	Physique.
BLOCH	Biologie et Physiologie animales.
BONTE	Sciences de la Terre.
BOUGHON	Mathématiques pures.
BOUISSET	Biologie et Physiologie animales.
BOURIQUET	Biologie Végétale.
CELET	Sciences de la Terre.
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.

MM. CORSIN	Sciences de la Terre.
DECUYPER	Mathématiques Pures.
DEDECKER	Mathématiques Pures.
DEFRETIN	Biologie et Physiologie animales.
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
DELATTRE	Sciences de la Terre.
DELEAU	Sciences de la Terre.
DELHAYE	Chimie.
DERCOURT	Sciences de la Terre.
DESCOMBES	Mathématiques Pures.
DURCHON	Biologie et Physiologie animales.
FOURET	Physique.
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
GLACET	Chimie.
GONTIER	Mathématiques Appliquées.
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie animales.
HEUBEL	Chimie.
HOCQUETTE	Biologie Végétale.
LEBEGUE	Botanique.
Mme LEBEGUE	Physique.
MM. LEBRUN	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
Mle LENOBLE	Physique.
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique.
LINDER	Biologie Végétale.
LUCQUIN	Chimie.
MARION	Chimie.
MARTINOT-LAGARDE	Mathématiques Appliquées.
Mle MARQUET	Mathématiques Pures.
MM. MENNESSIER	Géologie.
MONTARIOL	Chimie.
MONTREUIL	Chimie.

MM. MORIAMEZ	Physique.
MOUVIER	Chimie.
PARREAU	Mathématiques Pures.
PEREZ	Physique.
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures.
POUZET	Mathématiques Appliquées.
PROUVOST	Sciences de la Terre.
SAVARD	Chimie.
SCHILTZ	Physique.
SCHALLER	Biologie et Physiologie animales.
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures.
MM. TILLIEU	Physique.
TRIDOT	Chimie.
VAILLANT	Mathématiques Pures.
VAZART	Botanique.
VIVIER	Biologie et Physiologie animales.
WATERLOT	Sciences de la Terre.
WERTHEIMER	Physique.

Maîtres de Conférences

Mme BADIER	Physique.
Mle BASTIANI	Mathématiques Pures.
MM. BELLET	Physique.
BENABOU	Mathématiques Pures.
BILLARD	Physique.
BOILLET	Physique.
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures.
CHERRUAULT	Mathématiques Pures.
CHEVALIER	Mathématiques.
DEVRAINNE	Chimie.
Mme DIXMIER	Mathématiques.
M. DOUCET	Chimie.
Mme DRAN	Chimie.

MM. DUQUESNOY	Chimie.
GOUDMAND	Chimie.
GUILBAULT	Biologie et Physiologie animales.
GUILLAUME	Biologie Végétale.
HANGAN	Mathématiques.
HENRY	Physique.
HERZ	Mathématiques Appliquées.
HEYMAN	Physique.
HUARD DE LA MARRE	Mathématiques Appliquées.
JOLY	Biologie et Physiologie animales.
LABLACHE-COMBIER	Chimie.
LACOSTE	Biologie Végétale.
LAMBERT	Physique.
LANDAIS	Chimie.
LEHMANN	Mathématiques Pures.
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures.
MM. LOUCHEUX	Chimie.
MAES	Physique.
METTETAL	Zoologie.
MONTEL	Physique.
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques.
PANET	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.
PARSY	Mathématiques Pures.
RACZY	Physique.
ROBERT	Mathématiques Appliquées.
SAADA	Physique.
SEGARD	Chimie.
TUDO	Chimie Minérale Appliquée.
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Auto- matique.
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Chapitre I - ELECTRONIQUE DU S.I.S.A.M.	3
I - Les cellules	6
II - La voie "signal"	7
III - La voie "référence"	8
IV - La détection synchrone	8
V - L'enregistreur	15
VI - La voie "étalon"	16
VII - Les accessoires électroniques	16
VIII - Entraînement électronique du mouvement de la compensatrice	19
Chapitre II - ENTRAINEMENT DES RESEAUX	26
I - Parallélisme des traits du réseau à l'axe de rotation	27
II - Egalité des angles de rotation	27
III - Régularité du mouvement et sa linéarité	32
IV - Vitesse de défilement des spectres	37
Chapitre III - REGLAGE ET DEREGPAGE DU S.I.S.A.M.	46
I - Réglage du S.I.S.A.M. proprement dit	47
II - Réglage des cellules	53
III - Déréglage du S.I.S.A.M.	55
CONCLUSION	
APPENDICE	
BIBLIOGRAPHIE	

Ce travail a été effectué dans le Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de l'Institut de Physique sous la direction de Monsieur le Professeur J. SCHILTZ. Je tiens à lui exprimer ici mes sentiments de vive gratitude pour les conseils nombreux qu'il m'a donnés.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Monsieur P. ROSSEELS, Ingénieur du C.N.R.S., qui a bien voulu se charger de vérifier chacun des éléments électroniques du S.I.S.A.M. de façon à nous permettre de réaliser, en collaboration avec G. GERARD, Technicien du C.N.R.S., les montages les mieux adaptés pour un bon fonctionnement du spectromètre.

Mes remerciements vont également à tous les autres membres de notre équipe de travail, en particulier à G. GERARD et J.C. BEAUFILS qui ont participé très étroitement à la construction et à la mise au point du S.I.S.A.M.

Je remercie d'autre part tous les membres du personnel de l'Institut pour leur précieuse collaboration,

Enfin Messieurs les Professeurs R. WERTHEIMER et M. BECART voudront bien accepter mes remerciements pour leur participation au Jury de cette thèse.

I N T R O D U C T I O N

INTRODUCTION

Il existait déjà en France deux exemplaires du Sisam monté à Lille, l'un construit et utilisé par J. Vergès, l'autre construit et adapté à un Pérot Fabry par G. Graner.

En vue de poursuivre dans l'Infrarouge proche ses recherches dans le visible sur les spectres moléculaires des composés de l'or, J. Schiltz a pensé utiliser un Sisam et nous a chargé J.C. Beaufils et moi-même, de sa construction et de sa mise au point à Lille.

En ce qui concerne sa conception en général, nous n'avons pas cherché à innover. Les modèles de fonderie existaient déjà, sa théorie complète se trouvait dans les thèses de Monsieur Connes et de Monsieur Graner.

Après lecture de ces ouvrages, nous avons recensés tout ce qui fonctionnait bien, et ce qui fonctionnait à peu près. Nous avons reproduit ce qui était bon, en particulier la partie mécanique du Sisam, et nous nous sommes attachés à améliorer ce qui pouvait l'être.

J.C. Beaufils montre, dans l'annexe de cette thèse (8) l'amélioration que l'on peut apporter aux diaphragmes d'entrée et à leur forme de manière à obtenir le maximum de signal enregistré. Il a établi avec rigueur le mouvement que doit avoir la compensatrice pour obtenir une fréquence de modulation constante. Ces éléments contribuent beaucoup à améliorer la qualité de l'appareil.

Pour ma part, je me suis surtout préoccupé d'améliorer l'entraînement de la compensatrice grâce à un nouveau procédé et de définir la liaison existant entre l'électronique du Sisam, et son fonctionnement mécanique.

Je me suis attaché à l'étude de ce qui pouvait gêner le fonctionnement du Sisam, et à trouver les remèdes, en cherchant toujours à améliorer la stabilité ; il fallait rendre le Sisam utilisable en émission pour des enregistrements qui peuvent imposer de grandes rotations des réseaux, l'adapter en un mot aux spectres moléculaires. En effet les Sisam n'ont servi en général jusqu'ici qu'à étudier les structures fines des raies.

Nous étudierons donc d'abord l'électronique du Sisam, comprenant les amplificateurs et l'entraînement de la compensatrice.

Puis ce sera une étude de l'entraînement des réseaux en fonction de l'électronique et des dérèglements possibles.

Enfin, nous décrirons les réglages nécessaires et l'influence des dérèglages sur les enregistrements.

C H A P I T R E I

ELECTRONIQUE DU S. I. S. A. M.

CHAPITRE I

ELECTRONIQUE DU SISAM

Introduction.

Le signal théorique que l'on peut recevoir à la sortie du Sisam pour une position définie des réseaux est une suite de trains d'ondes incohérents, d'amplitude constante, et de fréquence déterminée.

La qualité d'un spectromètre est proportionnelle à la résolution, à la luminosité, et inversement proportionnelle au temps consacré à l'enregistrement de chaque élément spectral.

Pour le Sisam, la résolution est déterminée par les réseaux, la luminosité est grande par rapport à celle d'un spectromètre classique, et pour que cet appareil soit très supérieur aux autres, il faut que le temps consacré à chaque élément spectral soit petit.

Or le signal dans le proche infrarouge est nécessairement reçu par des cellules qui créent du bruit. Pour éliminer ce bruit, il sera nécessaire d'amplifier sélectivement le signal, et nous montrerons que les constantes de temps sont d'autant plus élevées que le coefficient de surtension est grand.

Pour que ce coefficient ne soit pas trop grand, il faut donc employer une détection synchrone qui, en moyenne, annule le bruit. Mais le bruit est nul seulement en moyenne, donc au prix d'une grande constante de temps. Nous rechercherons le compromis optimal.

L'ensemble de l'électronique devra donc avoir deux qualités essentielles.

- D'abord limiter le bruit au minimum inévitable.
- De suivre le signal envoyé avec la plus petite constante de temps compatible avec un rapport signal/bruit suffisant.

L'ensemble comprendra donc :

- 1) Une cellule pour le signal de spectre, suivie d'un préamplificateur à grand gain, puis d'un amplificateur sélectif.

2) Une cellule pour le signal de référence, qui sera lui aussi préamplifié, et mis en phase avec le signal de spectre.

Ces deux ensembles aboutiront au détecteur synchrone qui sera suivi d'un enregistreur.

Ce sont là les éléments principaux. Mais il a fallu aussi construire l'électronique d'entraînement de la compensatrice, dont les qualités de stabilité sont très importantes.

Afin de repérer les nombres d'ondes dans les spectres obtenus, on utilise un enregistreur à deux voies, qui reçoit en même temps que le signal, les cannelures d'un Pérot-Fabry auxquelles sont mélangées des raies intenses. L'amplification de ce troisième signal est un peu identique aux précédentes, mais la détection est une détection simple par diode.

Enfin un repérage grossier de la position des réseaux se fait par un compteur à 5 dékatrons.

Cet ensemble ayant déjà fait l'objet du diplôme de Guy Gérard (5) nous le rappellerons dans son ensemble en soulignant les idées générales, sans toutefois entrer dans les détails du montage électronique proprement dit.

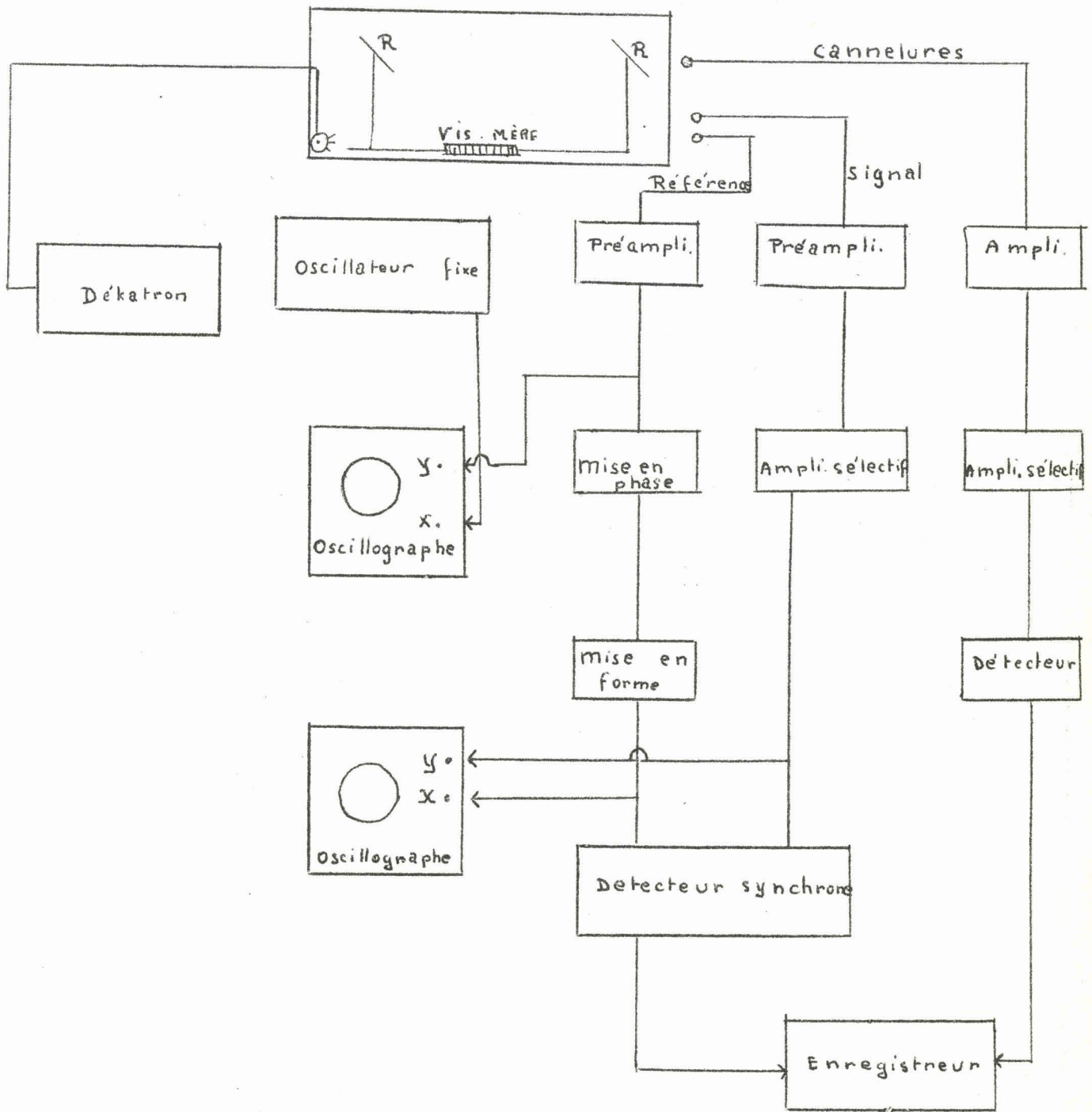


Fig. 1
Schéma de l'ensemble électronique du SISAM.

BUS
VILLE

I - LES CELLULES

Les cellules employées sont des cellules photorésistantes au sulfure de plomb, sensibles dans le domaine spectral que le Sisam est actuellement capable d'explorer (Optique en Infrasil (8) c'est-à-dire de 0,8 à 3 μ (Fig. 2). Elles sont du type Kodak Ektron Detector type Q2.

Les variations de résistance spontanées qui causent le bruit d'obscurité sont d'autant plus petites que la surface sensible est plus réduite et la température plus basse.

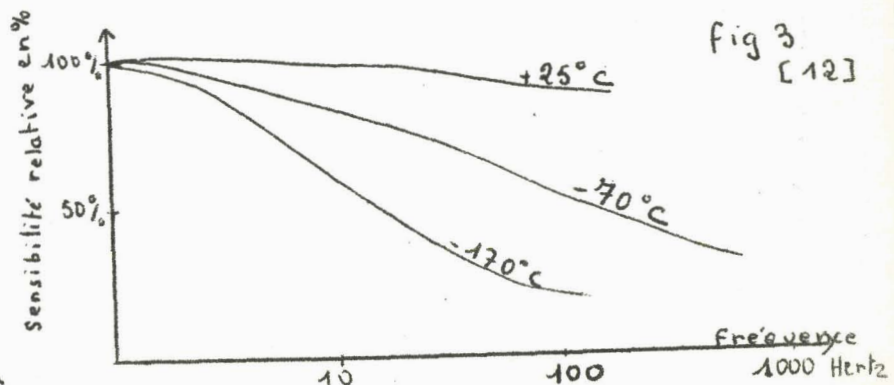
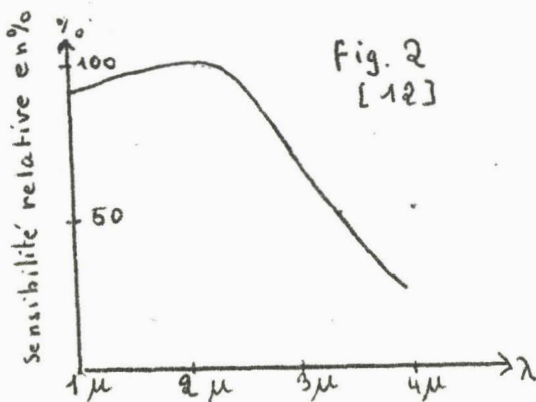
Mais lorsque la température décroît, la sensibilité à la lumière diminue également tandis que la constante de temps augmente (Fig. 3). Le rapport signal/bruit est optimal à une température voisine de -60°C , donc à la température de la carboglace.

Ce rapport varie aussi comme l'inverse de la racine carrée de la surface. Nous avons donc choisi des cellules aussi petites que possible (surface de 0,25 mm^2).

La réponse des cellules diminue lorsque la fréquence du signal augmente puisque la constante de temps propre des cellules est invariable à une température donnée (Fig. 3).

Cependant le bruit du transistor d'entrée de l'amplificateur est proportionnel à l'inverse de la fréquence, ce qui dissuade de choisir une fréquence trop basse. Nous avons jugé que 115 Hertz était un bon compromis; cette fréquence est d'autre part bien distincte de tous les harmoniques du secteur, qui pourraient être la source d'un bruit supplémentaire provenant de l'alimentation..

La cellule est alimentée par une tension stabilisée de 5 volts au maximum à travers une résistance de charge égale à la résistance de la cellule dans l'obscurité ; c'est dans ces conditions qu'une variation de résistance de la cellule entraîne la plus grande variation de tension()



II - LA VOIE "SIGNAL"

A) Le préamplificateur

Malgré la petite surface et le refroidissement des cellules, le bruit qu'elles produisent est souvent aussi important que les signaux à amplifier. Aussi le préamplificateur doit-il amplifier le signal le plus possible pour être seul à introduire le bruit dû à l'effet de souffle dans les transistors (5).

Ce résultat est obtenu par deux transistors à effet de champ montés en cascade, immédiatement suivis d'un atténuateur variable, qui permet de ne pas saturer les étages suivants quand les signaux deviennent trop importants.

En prenant pour unité le signal le plus atténué, les dix positions de réglage correspondent aux sensibilités suivantes :

1 ; 2,5 ; 5 ; 10 ; 25 ; 50 ; 100 ; 250 ; 500 ; 1000

Position	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
----------	---	---	---	---	---	---	---	---	---	----

B) L'Amplificateur sélectif

Il a pour premier rôle d'amplifier le signal en atténuant le bruit. Il doit aussi, quand il s'en présente, atténuer fortement les raies des autres ordres des réseaux, qui sont également modulées. Comme nous l'avons montré antérieurement un coefficient de surtension égal à 5 est suffisant (7)

Prendre un coefficient de surtension élevé ne supprimerait d'ailleurs pas le bruit, ou tout au moins lui en substituerait un autre il en résulterait en effet deux inconvénients :

1- Une petite variation de fréquence au cours du mouvement de la compensatrice entraînerait une variation de phase catastrophique en détection synchrone.

2- Au moment du choc, la fréquence varie beaucoup et l'enveloppe du signal deviendrait pratiquement nulle.

Finalement nous avons choisi de disposer des quatre coefficients de surtension 5, 10, 15, 20. Le contacteur commande un atténuateur auxiliaire permettant de garder constant le gain maximal de l'ensemble préamplificateur et amplificateur sélectif.

III - LA VOIE REFERENCEE

La lumière blanche émise par une lampe à arc au Zirconium de 100 watts est modulée dans le SISAM, puis reçue par une cellule au sulfure de plomb distincte ; le signal est transmis à un amplificateur à gain constant. Cet amplificateur ne peut en effet être sélectif, puisque l'amplitude et la phase de la référence doivent être constantes ; il ne peut séparer les différents ordres des réseaux, et on doit dans ce but utiliser des filtres optiques. L'amplitude du signal peut être ajustée en faisant varier la tension appliquée à la cellule.

L'étage amplificateur est plus simple que le précédent, car on peut se contenter d'un signal de sortie médiocre.

En effet celui-ci, après avoir été mis en phase avec le signal de spectre par un déphaseur classique à résistance et capacité, est mis en forme de créneau par écrêtement.

Ceci est obtenu simplement en utilisant comme résistance de charge d'un transistor deux diodes montées en sens opposé, qui deviennent conductrices à partir d'une certaine tension.

Il en résulte la forme de tension représentée figure 4.

IV - LA DETECTION SYNCHRONE

A) Examinons immédiatement le principe du montage électronique (Fig. 5)

Le signal de spectre est envoyé sur les collecteurs de deux transistors T_1 et T_2 dont l'un, T_1 , est un transistor PNP, tandis que l'autre T_2 , est un transistor NPN. Les émetteurs sont reliés à la masse. La tension de référence, en forme de créneau, est envoyée sur les bases de chacun des transistors.

Quand la tension du créneau est positive, le transistor T_2 est conducteur et T_1 est bloqué. Une demi alternance du signal de spectre charge le condensateur qui le reste si la constante de temps du circuit est assez grande. Quand le créneau est négatif, T_1 conduit et T_2 est bloqué, et le condensateur est à nouveau chargé. Le potentiel moyen aux bornes du condensateur atteint donc une valeur proportionnelle à l'amplitude du signal de spectre, et indépendante de celle de la référence.

Le condensateur est variable, et permet de disposer des constantes de temps : 0,1 , 0,2 , 0,5, 1, 2 et 5 secondes.

Fig. 4

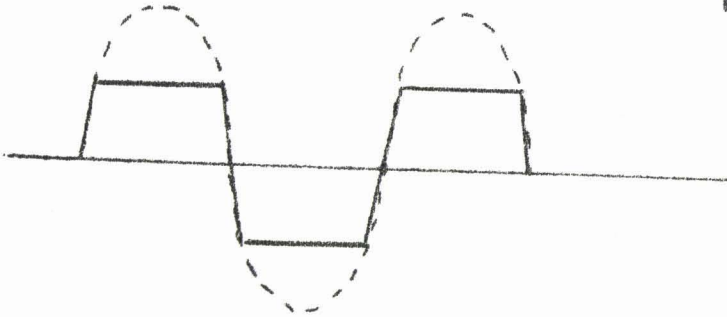
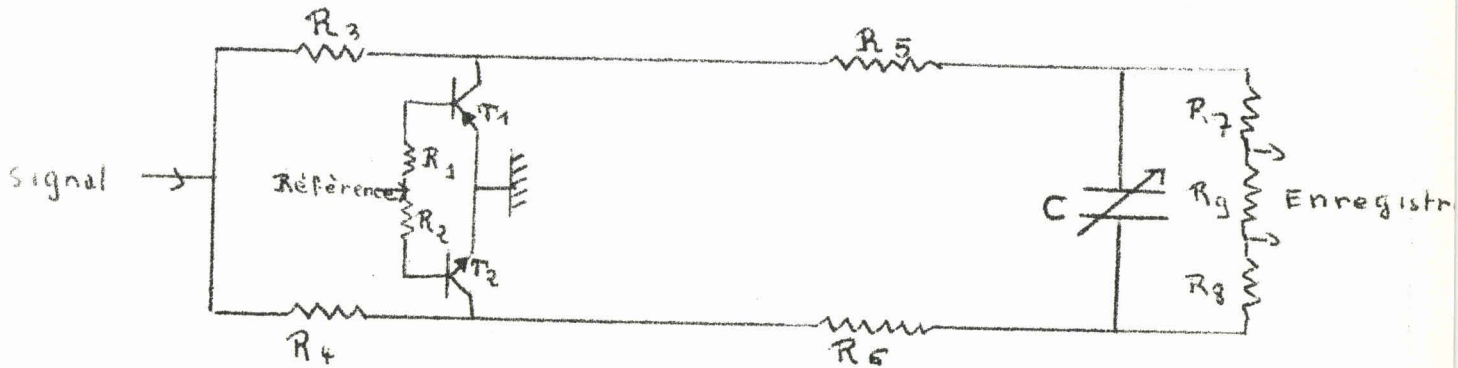


Fig. 5



- R_1, R_2 : 2,2 k Ω
- R_3, R_4 : 10 k Ω
- R_5, R_6 : 100 k Ω
- R_7, R_8 : 100 k Ω
- R_9 : 4,7 k Ω

T_1 : ASY 25

T_2 : OC 14G

C : 1, 2, 5, 10, 20, 50 μ F



Tous les signaux qui ne sont pas à la fréquence de la référence s'annulent en moyenne, et les ordres indésirables des réseaux sont éliminés, ainsi que le bruit et tout autre signal parasite à l'exception des signaux ayant pour fréquence les multiples impairs de la fréquence du signal de référence, éliminés d'ailleurs par l'amplificateur sélectif. G. Gérard, dans son diplôme (5), a montré que la tension moyenne peut se mettre sous la forme

$$\bar{x} = a \cos \phi$$

où ϕ est la phase entre les signaux de spectre et de référence, et "a" l'amplitude du signal de spectre.

Nous voyons l'importance que prend la phase. Si celle-ci varie lentement, par exemple au cours d'un dérèglement optique progressif, la tension s'en trouve diminuée. Mais si la phase varie avec la même fréquence que celle du mouvement de la compensatrice (voir chapitre III), alors une constante de temps de cinq secondes devient insuffisante pour éliminer les variations de tension résultantes, puisque la période du mouvement est de l'ordre de une à deux secondes. Nous approfondirons au (I,VIII).

B) Introduction de pieds négatifs par détection synchrone.

Nous allons examiner une propriété du Sisam fonctionnant avec un détecteur synchrone.

Nous venons de voir que le signal détecté et enregistré pouvait se mettre sous la forme $S = a \cos \phi$.

D'autre part, pour un diaphragme d'entrée infiniment petit, comme l'a montré P Connes (1), l'éclairement du récepteur étendu, à chaque instant, peut se mettre sous la forme

$$F = 2 BXY \left[1 + \frac{\sin 2\pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\partial \sigma_0}}{2\pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\partial \sigma_0}} \right] \cos \frac{2\pi}{\lambda} vt$$

où σ_0 est le nombre d'onde de réglage, σ un nombre d'onde voisin, $\partial \sigma_0$, l'élément spectral pour un réseau (voir chapitre II)

B la luminance du faisceau lumineux, X et Y les dimensions du réseau projeté sur le plan d'onde de réglage.

Retrouvons rapidement ce résultat développé d'une manière plus générale par Pierre Connes.

Les deux plans d'onde renvoyés par les réseaux font un angle α infiniment petit (figure 6).

Un observateur placé derrière le diaphragme étendu de sortie, verra donc dans le champ défini par les réseaux des franges verticales, qui ne sont rien d'autre que les franges du coin d'air formé par les deux plans d'onde.

Dans chaque plan, les amplitudes lumineuses sont en phase. Si on appelle x la distance entre le centre du champ et un bord, la différence de chemin optique entre les deux plans est $\partial = \alpha x$ donc la différence de phase en chaque point du champ est :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \partial = \frac{2\pi \alpha x}{\lambda}$$

Si on déplace perpendiculairement à x , un des plans d'onde, par rotation de la compensatrice, (I, VIII) on ajoute un chemin optique supplémentaire $\partial' = vt$.

La différence de phase en chaque point varie de la même façon au cours du temps, donc

$$\phi_T = \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha x + vt)$$

Or l'éclairement en chaque point d'un coin d'air est :

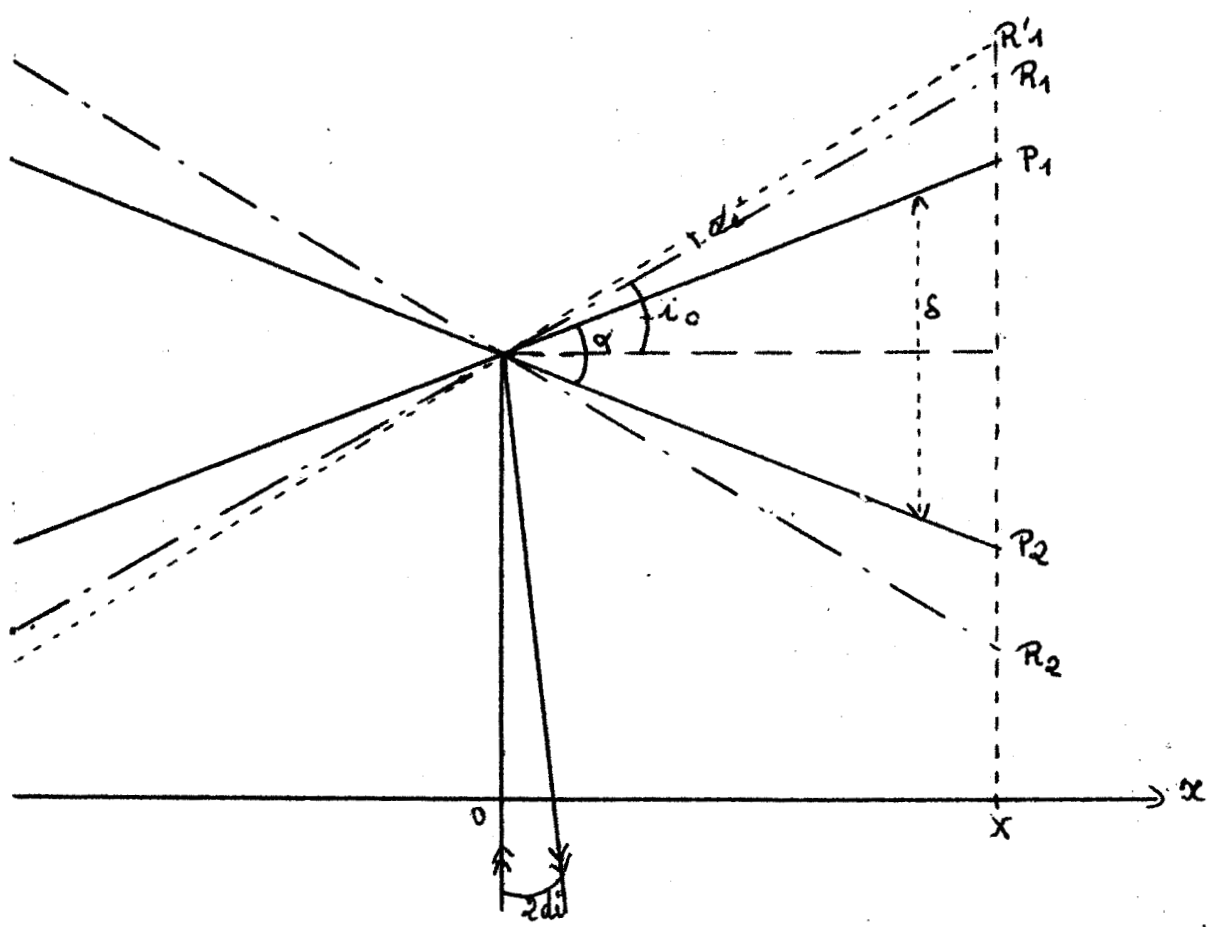
$$d^2 E = B (1 + \cos \phi) dx dy.$$

Substituons à ϕ sa valeur

$$d^2 E = B \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha x + vt)\right) dx dy.$$

Puisque, la cellule reçoit la totalité de la lumière, intégrons cette fonction ; nous trouvons, puisqu'elle est constante suivant la direction des traits du réseau :

fig. 6 = Relation entre les angles de rotation des réseaux, des rayons lumineux et des plans d'onde.



$$E = 2 B X Y \left[1 + \frac{\sin \frac{2\pi \alpha X}{\lambda}}{\frac{2\pi}{\lambda} \alpha X} \right] \cos \frac{2\pi}{\lambda} vt$$

Compte tenu du fait que pour un réseau, on a la relation

$$2 \sin i = n k \lambda$$

une petite rotation di de l'angle entraîne une variation de λ liées à di par la relation $2 di = \frac{n k d \lambda}{\cos i}$

Si le réseau tourne de di , le plan d'onde correspondant tourne de $\frac{\alpha}{2} = 2di$

Puisque $X = \frac{L \cos i}{2}$ où L est la longueur d'onde totale du réseau et que

$$R = L n K = \frac{\sigma_0}{d\sigma_0} = \frac{\lambda_0}{d\lambda_0} \quad \text{où } R \text{ est le pouvoir de résolution et } d\sigma_0$$

l'élément spectral, on peut transformer le résultat précédant en :

$$E = 2 B X Y \left[1 + \frac{\sin 2\pi \frac{\sigma - \sigma_0}{d\sigma_0}}{2v \frac{\sigma - \sigma_0}{d\sigma_0}} \right] \cos \frac{2\pi}{\lambda} vt$$

La largeur de la fonction d'appareil théorique est donc d'environ $\sigma - \sigma_0 = \frac{1}{2} d\sigma_0$ à mi-hauteur, et le premier minimum nul est à $\sigma - \sigma_0 = \frac{1}{2} d\sigma_0$

La cellule reçoit donc les signaux représentés figure 7

On voit d'après cette figure que si le Sisam reçoit une onde parfaitement monochromatique, le signal reçu par la cellule sera en fonction de α représenté par les courbes ci-dessus.

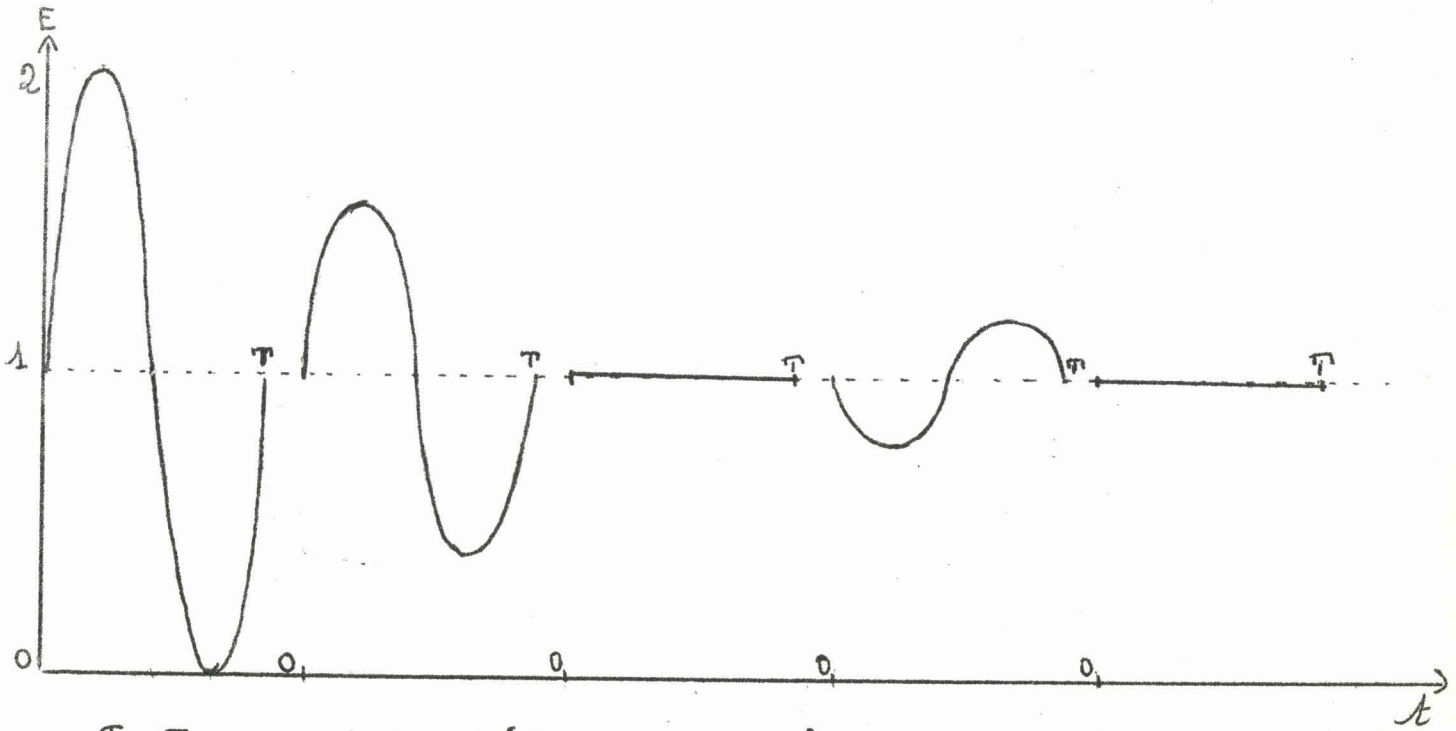
La référence reçoit au contraire, éclairé en lumière blanche, la somme de tous ces signaux correspondant à des σ voisins, et le signal total reçu sera représenté par la courbe de la figure 8.

Par conséquent quand les réseaux tournent le signal monochromatique est d'abord en phase avec la référence.

Puis pour $\alpha = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{X}$, le signal détecté devient nul.

Puis entre $\frac{1}{2} \frac{\lambda}{X} < \alpha < \frac{3}{4} \frac{\lambda}{X}$, le signal détecté est de signe contraire, puisque

le signal est en opposition de phase avec la référence ; c'est pour cette raison que le pied de la raie est négatif.



$$\sigma = \sigma_0$$
$$\alpha = 0$$

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{1}{4} \delta \sigma_0$$

$$\alpha = \frac{1}{4} \frac{\Delta}{x}$$

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{1}{2} \delta \sigma_0$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\Delta}{x}$$

$$\sigma - \sigma_0 = \frac{3}{4} \delta \sigma_0$$

$$\alpha = \frac{3}{4} \frac{\Delta}{x}$$

$$\sigma - \sigma_0 = \delta \sigma_0$$

$$\alpha = \frac{\Delta}{x}$$

fig. 7.

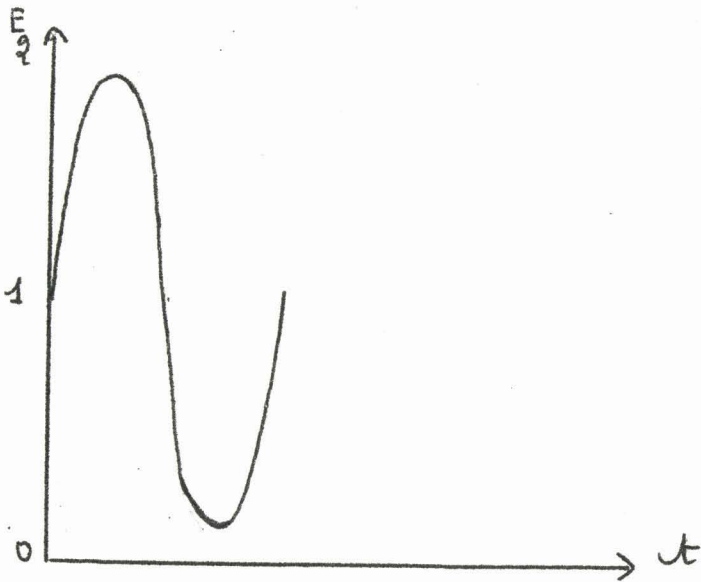


fig. 8



Remarque I : Avec un détecteur simple, ce phénomène, qui fait intervenir la phase, n'existerait pas : le signal détecté deviendrait nul pour $\alpha = \frac{1}{2} - \frac{\lambda}{X}$, puis redeviendrait positif, avec la même valeur absolue que précédemment, c'est-à-dire 0,2 fois le signal maximal.

Remarque II : En tournant non pas les réseaux, mais la séparatrice, autour d'un axe horizontal, même en lumière blanche, nous obtiendrons le même résultat, mais pour des raisons différentes, comme le montre le raisonnement du chapitre suivant.

Remarque III : Si le Sisam travaille en absorption, donc en lumière blanche d'amplitude variable, une raie d'absorption fine peut être accentuée par la présence des radiations voisines.

En effet, si la radiation σ_0 manque, les radiations $\sigma = \sigma_0 \pm \frac{3}{4} \sigma_0$ si elles existent donneront un signal négatif. Une fine raie d'absorption peut être marquée par un signal négatif sur l'enregistrement.

En détection simple, par contre, l'amplitude de cette raie d'absorption, dans les conditions normales, serait négative. Heureusement, comme l'ont montré P. Connes (1) et G Graner (2), il existe deux moyens de supprimer en partie ces pieds de raies, comme le montre JC Beauvils dans l'annexe (8). D'abord en utilisant des caches de réseau en forme de losanges, qui ont pour effet de faire passer l'amplitude des pieds de 0,2 à 0,04 et de les rendre positifs même avec détection synchrone.

Ensuite, en ouvrant le diaphragme suffisamment pour admettre des rayons inclinés par rapport au rayon moyen, dont les phases varient de telle sorte qu'ils viennent détruire les pieds négatifs. Le signal d'une raie monochromatique est élargi alors de : $\frac{R_0}{R} = \frac{1}{0,8} = 1,2$

V - L'ENREGISTREUR.

Il s'agit d'un enregistreur MEGI à deux voies.

Sa sensibilité pleine échelle varie de 1 à 25 mV, et par un déplacement du zéro permet de mesurer des tensions de 100 mV.

Il est muni d'un réglage de sa propre constante de temps. Nous pouvons donc augmenter encore la constante de temps de l'ensemble qui déjà peut atteindre cinq secondes.

Bien que la vitesse de balayage s'en trouve réduite, de grandes constantes de temps sont quelquefois nécessaires pour séparer, avec un balayage évidemment très lent, deux raies voisines comme le montrent les enregistrements des figures 9 et 9 bis.

VI - LA VOIE ETALON

Il est nécessaire pour mesurer les spectres de disposer de cannelures données par un Pérot Fabry et de raies étalon. Un amplificateur identique à l'amplificateur de la voie signal, sans atténuation réglable toutefois, permet d'enregistrer les signaux reçus sur une troisième cellule. Les cannelures recueillies ont même longueur d'onde que celle du signal de spectre.

Le signal électrique est détecté par simple diode et intégré avec la même constante de temps que celle du signal de spectre. Si les constantes de temps n'étaient pas identiques, il se produirait nécessairement un décalage entre les positions de raies enregistrées sur les deux voies et la mesure n'aurait plus de sens.

Il existe toutefois un décalage optique permanent et mesurable.

VII - LES ACCESSOIRES ELECTRONIQUES

A) Pour éviter de mesurer géométriquement l'angle d'incidence sur les réseaux, nous mesurons cet angle par la mesure du déplacement du chariot d'entraînement (voir annexe ('8)).

Un disque denté sur l'axe d'entraînement coupe un faisceau lumineux tombant sur une cellule. Celle-ci envoie des impulsions en forme de créneau qui sont comptées par le compteur à dékatron décrit par G. Gérard (5). Il peut compter 100.000 impulsions, et ceci correspond à un demi-balayage total des réseaux. Nous avons en gros $0,04 \text{ cm}^{-1}$ par numéro. La reproductibilité entre plusieurs balayages est bonne, mais on ne peut toutefois s'y fier entièrement. Par conséquent, ce dispositif est surtout utile pour situer une région spectrale.

B) Un oscillateur à fréquence fixe mais ajustable est accordé sur la fréquence de l'amplificateur sélectif, et permet de régler le mouvement de

Raies du Thorium

d = 4 mm
Aimantateur 6
Cis de temps 6

Moteur : 10 t/mn.

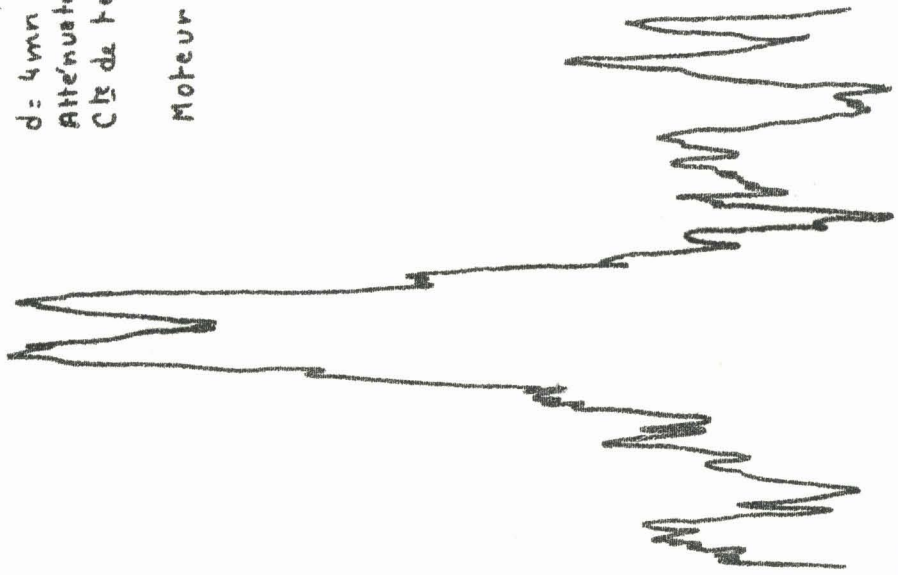


Fig. 9.

d = 17 mm
cis de temps : 4.

Moteur : 130 t/mn.

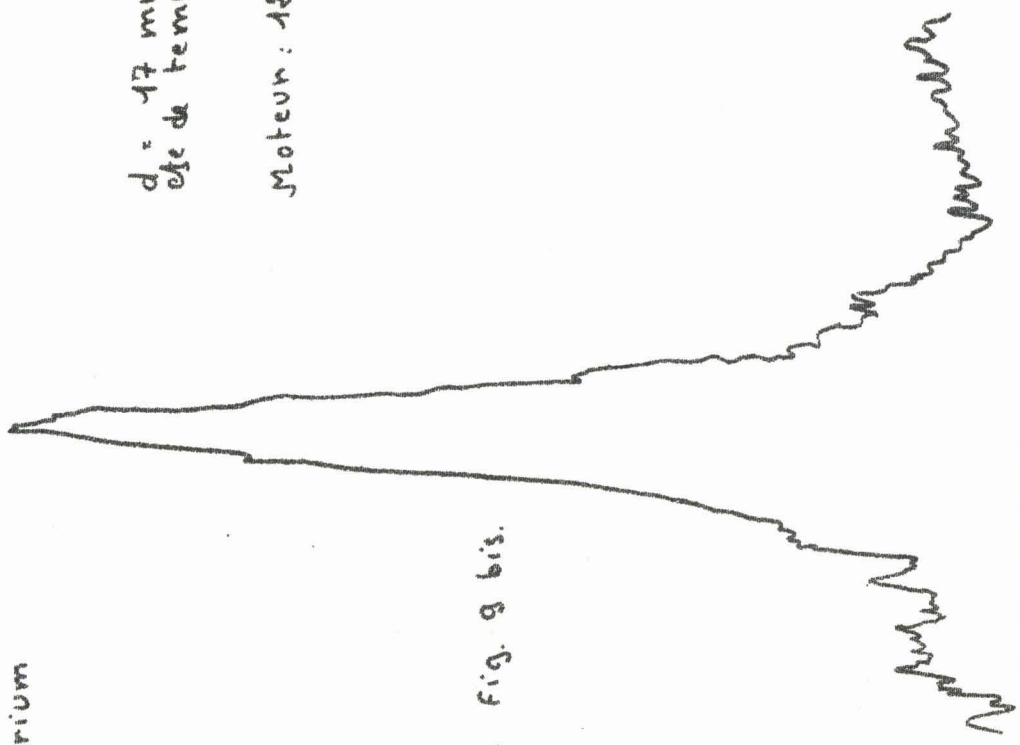


Fig. 9 bis.

la compensatrice en comparant le signal de référence au signal délivré par l'oscillateur. Nous formons pour cela une courbe de lissajous sur un oscillographe. Le réglage du mouvement sera décrit au I.VIII.

C) Un deuxième oscillographe nous permet, pour des signaux relativement importants, donc extraits du bruit à la sortie de l'amplificateur sélectif, de comparer la phase du signal de spectre avec celle de la référence. Nous envoyons le créneau en X, le signal en Y. Si les signaux sont en phase, nous observons :

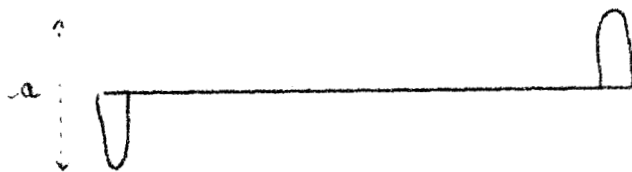


fig 10 a

S'ils ne le sont pas, nous observons qu'une partie de la sinusoïde n'est pas détectée.

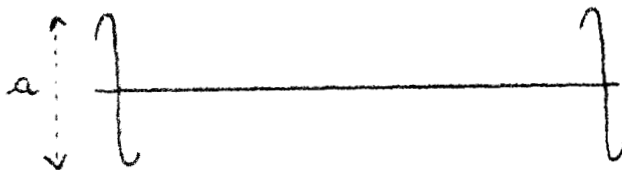


fig 10 b

Le signal de spectre et signal de référence sont en quadrature, et remarquons que leur résultante est donc nulle :

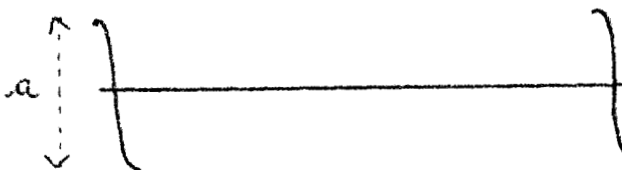


fig 10 c

Nous disposons là d'un moyen indispensable pour vérifier à tout moment que le Sisam fonctionne convenablement.

VIII - ENTRAÎNEMENT ELECTRONIQUE DU MOUVEMENT DE LA COMPENSATRICE

Nous avons vu (I,IV) à quel point il est important que la fréquence du signal délivré par le Sisam soit bien constante. En effet, cela nous permet de diminuer considérablement les constantes de temps (III,III) donc d'enregistrer plus rapidement les spectres. Des variations de fréquence entraînent des variations de phase entre signal de spectre et référence à ceux de l'amplificateur sélectif. Des variations d'amplitude également.

Comme à chaque inversion du mouvement de la compensatrice, la fréquence du signal sera déjà nécessairement variable, nous avons aussi intérêt à ne pas prendre des amplitudes du mouvement de la compensatrice trop faibles pour que la durée du choc élastique soit très inférieure à la période du mouvement ; les trains d'onde comportent un nombre assez important de sinusoides, l'importance de la perturbation diminue donc.

Il faudra donc prévoir un entraînement très stable dans le temps.

A) Considérations théoriques

L'étude du mouvement théorique de la compensatrice ayant été faite dans l'annexe (8) rappelons en simplement les résultats essentiels.

Le chemin optique à la double traversée d'une lame est :

$$\partial = 2 e (n^2 - \sin^2 i)^{1/2} - \cos i$$

L'ordre d'interférence entre les deux bras du Sisam est donc :

$$p = \frac{\partial - \partial_0}{\lambda} = (\partial - \partial_0) \sigma$$

∂_0 étant le chemin optique à la traversée de la compensatrice à l'équilibre, la fréquence de modulation sera donc

$$N = \frac{dp}{dt} = \sigma \frac{d\partial}{dt} = \sigma \frac{d\partial}{di} \frac{di}{dt}$$

comme $\partial = \partial_0 + \partial'_0 u + \partial''_0 \frac{u^2}{2} + \partial'''_0 \frac{u^3}{6}$

en appelant ∂_0 le chemin optique à l'équilibre et u l'accroissement de i .

Le mouvement, pour N constant, devra donc être

$$\frac{di}{dt} = \frac{N}{\sigma} \frac{1}{\partial'_{i_0} + \partial''_{i_0} u + \partial'''_{i_0} \frac{u^2}{2}}$$

Pour u petit, nous pouvons écrire $\frac{di}{dt} = \frac{N}{\sigma \partial'_{i_0}} (1 - \frac{\partial''_{i_0}}{\partial'_{i_0}} u)$

Le mouvement est donc en première approximation un mouvement décéléré puisque $\frac{\partial''_{i_0}}{\partial'_{i_0}}$ est positif.

Rappelons que pour $\lambda = 2\mu$ $n = \frac{1}{5}$ $i_0 = 30^\circ$

l'équation devient $\frac{di}{dt} = 1,7(1 - 2,5 u) 10^{-2}$ rad/s.

Pour un mouvement d'amplitude 0,5°, la variation de vitesse est de 1 % autour de la valeur moyenne. Cette amplitude correspond à une période du mouvement T = 1s pour cette longueur d'onde de 2 μ.

Nous n'avons pas intérêt à augmenter cette période, ou l'angle de rotation, pour des considérations de profondeur de modulation et de diaphragme. (8)

La vitesse variant peu, nous avons d'abord cherché à obtenir un mouvement linéaire, remettant à plus tard l'obtention du mouvement théorique.

Pour un mouvement linéaire, nous observons une variation de la fréquence aux extrémités que nous pouvons calculer :

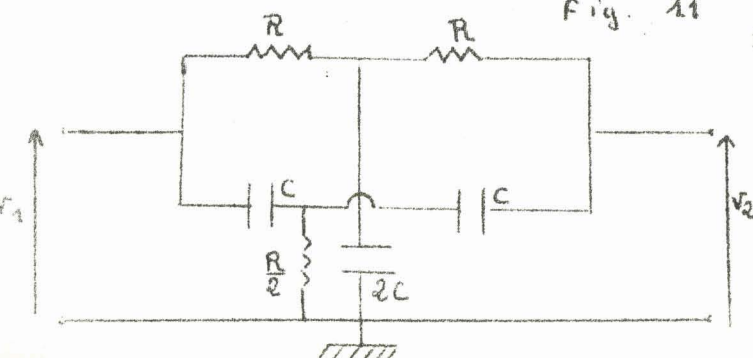
en effet : $N = \frac{di}{dt} \cdot \sigma (1 + \frac{\partial''_{i_0}}{\partial'_{i_0}} u) \partial'_{i_0}$

Soit $\frac{\Delta N}{N} = 1\%$ aux extrémités pour la valeur de u et de λ fixées plus haut.

Calculons la variation d'amplitude correspondante du signal de sortie.

L'amplificateur sélectif est un amplificateur à contre réaction sélective par un filtre en double T.

Fig. 11



La réponse théorique du filtre fermé sur une impédance infinie est :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0})}{4j + (\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0})}$$

Pour des pulsations très voisines de ω_0 , $\frac{V_2}{V_1} = \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}$

en valeur absolue, en appelant $\Delta\omega = |\omega - \omega_0|$

Le signal d'entrée est V_1 ; ce signal est amplifié Q fois, et renvoyé à l'entrée du filtre. Il en sort donc :

$$Q V_2 = Q \frac{V_1}{2} \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$$

On a donc amplifié non pas V_1 , mais $V_1 - Q V_2$ en première approximation

$$\begin{aligned} \text{Donc le signal de sortie vaut : } \frac{V_S}{V_1} &= Q(V_1 - QV_2) \\ &= Q \left(1 - \frac{Q}{2} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right) \end{aligned}$$

si $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 1\%$ avec $Q = 20$ la variation d'amplitude est de 10 %,

valeur non négligeable.

Notons que cette valeur est un maximum, car elle est calculée pour un accroissement u relativement important.

Nous avons toutefois commencé par **créer** un mouvement linéaire.

Pour la compensatrice équilibrée, l'équation différentielle du mouvement s'écrit : $I \frac{d^2u}{dt^2} + f \frac{du}{dt} = F_0 d$, $F_0 d$ désignant le couple d'entraînement et f le coefficient d'amortissement fluide.

La solution de cette équation $\frac{du}{dt} = \frac{F_0 d}{f} \left(1 - e^{-\frac{ft}{I}} \right)$

Nous voyons que la compensatrice atteint rapidement une vitesse limite $\frac{F_0 d}{f}$ à condition que la constante de temps mécanique $\tau = \frac{I}{f}$ soit très petite (7) A chaque alternance du mouvement, une lame métallique fait ressort sur les butées, et renvoie la compensatrice avec la même vitesse changée de signe. Aussi la vitesse limite est-elle toujours pratiquement atteinte.

Des essais ont été faits et ont montré que les mouvements pouvaient être obtenus parfaitement linéaires, à part le tout premier correspondant à la mise en route.

B) Réalisation pratique

Pour réaliser une constante de temps faible, il faut que le moment d'inertie I soit petit et que le coefficient d'amortissement fluide f soit grand; pour que I soit petit le support de la compensatrice est en aluminium léger et la lame est de petite dimension dans la direction perpendiculaire à l'axe de rotation horizontal.

Pour obtenir un coefficient f élevé, une palette fixée à la compensatrice oscille dans un bac d'huile de forte viscosité maintenue immobile par le couvercle du bac complètement rempli. (5)

Le couple d'entraînement est obtenu par deux aimants fixés à la compensatrice et plongeant dans deux paires de bobines alimentées par un courant réglable ; quand la lame de ressort arrive en butée elle établit un contact qui déclenche l'inversion du courant par l'intermédiaire d'un multivibrateur bistable. (5)

La vitesse de l'aller et celle du retour doivent pouvoir se régler indépendamment. Le courant ne passant pas dans les mêmes bobines à l'aller et au retour, ce réglage se fait à l'aide de deux doubles potentiomètres (réglage grossier, réglage fin).

On arrive ainsi à régler la fréquence de modulation pour de petites amplitudes, à 1 Hz près et même mieux. Le montage actuel présente donc sur les montages électroniques utilisés à Paris sur deux autres Sisam un avantage considérable. En effet, Connes, Graner et Vergès utilisent⁽¹⁾,⁽²⁾,⁽⁴⁾ la décharge de condensateurs dans les bobines, le mouvement ne peut être linéaire, puisque le courant n'est pas constant. G. Graner a été obligé de monter un régulateur de vitesse⁽²⁾ pour stabiliser à peu près la fréquence. L'idée de la solution plus simple que nous avons utilisée est due à P. Rossels et Guy Gérard.

Il faut noter toutefois qu'une vitesse parfaitement constante ne mènerait pas à une fréquence de modulation constante. Le mouvement doit être ralenti quand i croît, accéléré quand i décroît. On peut obtenir ce résultat en ajoutant au couple constant créé par les aimants et les bobines, un couple variable avec l'angle i . Connes préconise le montage d'un ressort de rappel sur l'axe de la compensatrice. (1)

Nous avons imaginé et essayé une solution plus simple, que voici : Le support de la compensatrice est muni de masselottes d'équilibre permettant d'amener le centre de gravité de l'ensemble sur l'axe de rotation matérialisé par l'arête des couteaux, reposant sur des supports fixes en forme de selles de cheval. Si la compensatrice n'est pas équilibrée, nous n'obtiendrons pas de mouvement linéaire, à moins que le centre de gravité ne se trouve dans le plan horizontal de l'axe, le couple créé étant alors compensé exactement par une augmentation de l'un des courants. Si le centre de gravité est sur la verticale de l'axe de rotation mais au-dessus, la vitesse sera plus grande à chaque maximum d'élongation.

Si enfin le centre de gravité se trouve au-dessus de l'axe et à gauche dans les conditions de la figure¹², le mouvement sera ralenti quand i croît, accéléré quand i décroît. C'est justement ce que nous cherchons.

En effet la vitesse limite en équilibre indifférent est :

$$\frac{di}{dt} = \frac{F_0 d}{f}$$

Le couple supplémentaire dû au déplacement de G vaut :

$$F'_0 h \cos(u_0 + u)$$

La vitesse supplémentaire créée est donc :

$$\frac{F'_0 h}{f} \cos(u_0 + u)$$

La vitesse limite sera à chaque instant

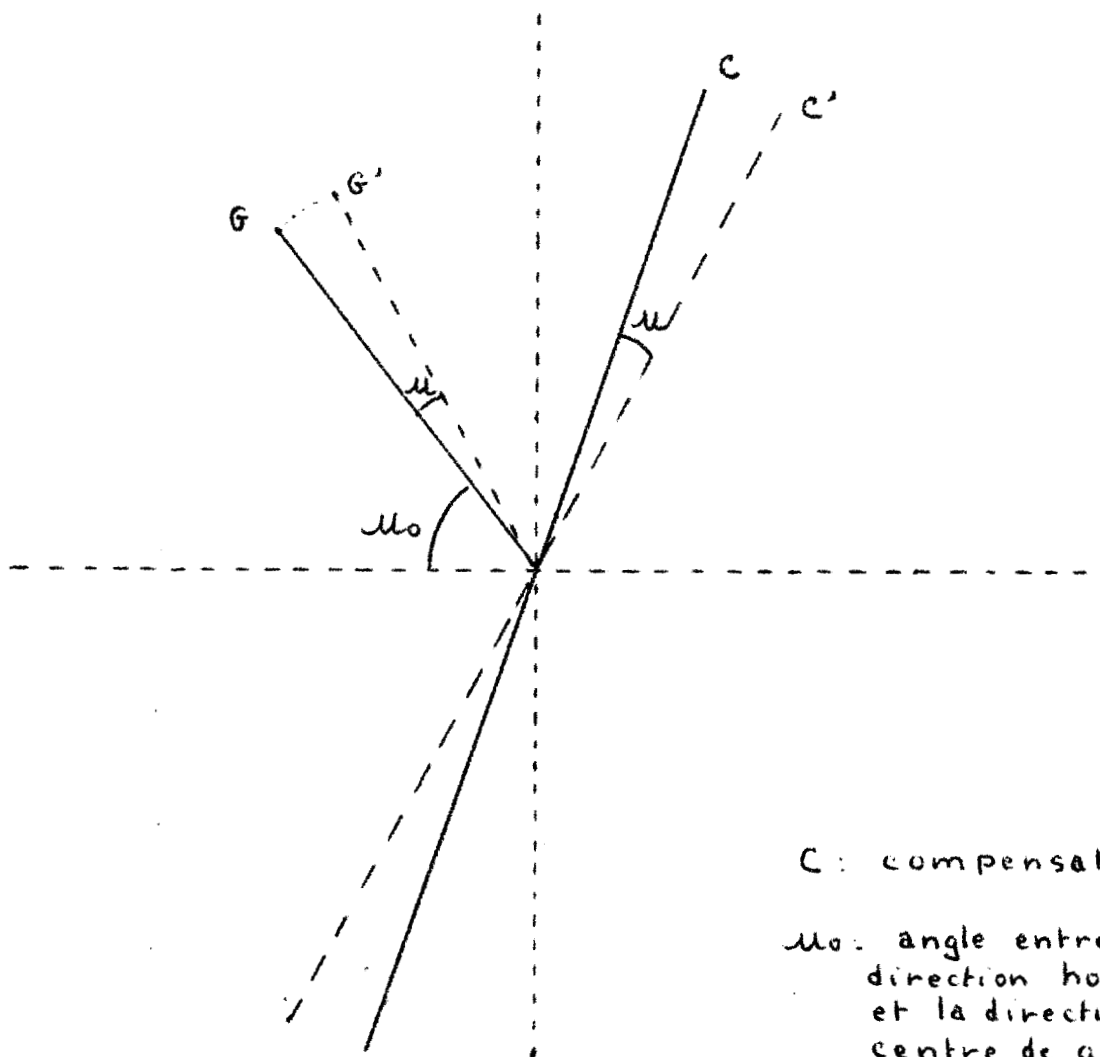
$$\begin{aligned} \frac{di}{dt} &= \frac{F_0 d}{f} + \frac{F'_0 h}{f} \cos(u_0 + u) \\ &= \frac{F_0 d}{f} + \frac{F'_0 h}{f} \cos u_0 (1 - \operatorname{tg} u_0 u) \end{aligned}$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{di_0}{dt} - \frac{F'_0 h}{f} \cos u_0 \operatorname{tg} u_0 u$$

$$\text{avec } \frac{di_0}{dt} = \frac{F_0 d}{f} + \frac{F'_0 h}{f} \cos u_0$$

Pour que la valeur moyenne $\frac{di_0}{dt}$ soit la même qu'auparavant, il faut donc que F_0 soit plus grand quand i croît et plus petit quand i décroît pour compenser la valeur moyenne du couple introduit. Les courants dans les bobines sont inégaux de quelques p. cent. de leur valeur moyenne.

Fig. 12 Déplacement du centre de gravité



C : compensatrice

μ_0 : angle entre la direction horizontale et la direction du centre de gravité de la compensatrice au repos -



- Nous avons vu (I, VIII A) que pour obtenir une fréquence de modulation constante au deuxième ordre près, il faut que la vitesse de rotation de la compensatrice varie de 1 p. cent, donc que :

$$\frac{F'_{oh}}{f} \cos u_0 \operatorname{tg} u_0 U_M = \frac{1}{100} \frac{di_0}{dt}$$

avec $U_M = 0,0043$ rad comme auparavant, et $\frac{di_0}{dt} = 1,710^{-2}$ rad/sec.

le terme $\frac{F'_{oh}}{f} \cos u_0 \operatorname{tg} u_0$ devra donc valoir $4.10^{-2} \operatorname{sec}^{-1}$

Pour ramener un couple permanent faible, il suffit de choisir u_0 suffisamment grand pour que $\cos u_0$ soit petit et $\operatorname{tg} u_0$ grand.

En pratique, u_0 est voisin de 90° .

Nous commençons donc par équilibrer parfaitement la compensatrice, puis nous déplaçons les masselottes de quelques dixièmes de millimètres de façon à obtenir sous courant un mouvement lent mais accéléré de la compensatrice quand elle vient vers la butée inférieure.

Nous précisons ce réglage en observant à l'oscillographe, les courbes de lissajous fermées entre le signal de référence et un oscillateur fixe réglé à la fréquence désirée. Le réglage est terminé quand la courbe de lissajous est une ellipse de phase assez peu variable au cours d'une demi période de mouvement de compensatrice.

Ce réglage peut être assez long si on cherche une perfection assez grande, mais est simple dans son principe. L'inconvénient de cette méthode est l'obligation où l'on se trouve de le ~~retrouver~~ un peu quand on change de domaine spectral puisque la vitesse angulaire moyenne varie alors.

Cette correction permet d'augmenter l'angle U_M .

Conclusion :

L'ensemble électronique complexe du Sisam représente une part très importante de l'appareil et sa perfection a une incidence considérable sur le pouvoir de résolution et la linéarité de la réponse à l'information spectrale.

C H A P I T R E I I

E N T R A I N E M E N T D E S R E S E A U X

CHAPITRE II

ENTRAINEMENT DES RESEAUX

Le Sisam est conçu de telle manière qu'un rayon correspondant à une longueur d'onde donnée fait un même angle i avec la normale des réseaux (8).

Le signal sera maximal quand les plans d'onde provenant des deux réseaux seront confondus à la sortie du système interférentiel.

Il faut donc pour effectuer un balayage en longueur d'onde :

- 1) Que les traits du réseau restent parallèles à l'axe de rotation.
- 2) Que les réseaux tournent d'un même angle i
- 3) Que le mouvement soit régulier pour que les spectres soient mesurables, et si possible linéaires.
- 4) Que le mouvement se fasse à une vitesse assez faible pour que les constantes de temps de l'ensemble électronique ne perturbent pas le pouvoir de résolution ni la position des raies.

Nous examinerons successivement chacun de ces points, et essaierons d'en déduire la meilleure utilisation du Sisam.

I - PARALLELISME DES TRAITES DU RESEAU A L'AXE DE ROTATION

Il n'est pas très difficile de rendre les traits d'un réseau parallèles à un axe de rotation. Le réglage peut être long, nous le verrons par la suite, mais précis à quelques secondes d'angle près.

Mais il faut pour cela que l'axe de rotation soit mécaniquement bien défini. Dans ce but, sont aménagés dans le cadre supportant les réseaux, deux troncs de cône venant s'appliquer sur des billes fixes par rapport au bâti de l'ensemble. La lubrification est assurée par de la graisse épaisse. Les réseaux sont entraînés par deux bras équilibrés sur l'axe de rotation à l'aide d'un contrepoids. Nous verrons au chapitre suivant comment est réalisé l'entraînement de ces bras.

le serrage des billes sur les cônes est important : trop serrées des flexions de bras d'entraînement et des supports des réseaux se produisent, et entraînent un dérèglement des réseaux; trop lâches, elles flottent dans leur logement et l'axe est mal défini.

Ce mode de fixation s'est révélé bon à l'usage, mais il n'est pas exclu qu'un autre système soit meilleur, comme le serait peut être le système construit à l'atelier sur les plans de Ganette pour son nouveau spectrographe. (13).

II - EGALITE DES ANGLES DE ROTATION

a) Pour que les ondes susceptibles d'interférer à l'infini convergent toujours sur le diaphragme de sortie, il faut que les réseaux tournent aussi rigoureusement que possible d'un même angle i dans le même sens, puisque ces réseaux sont croisés et qu'ils dispersent à la sortie en sens inverse l'un de l'autre.

Fig. 1

ENTRAÎNEMENT des RÉSEAUX

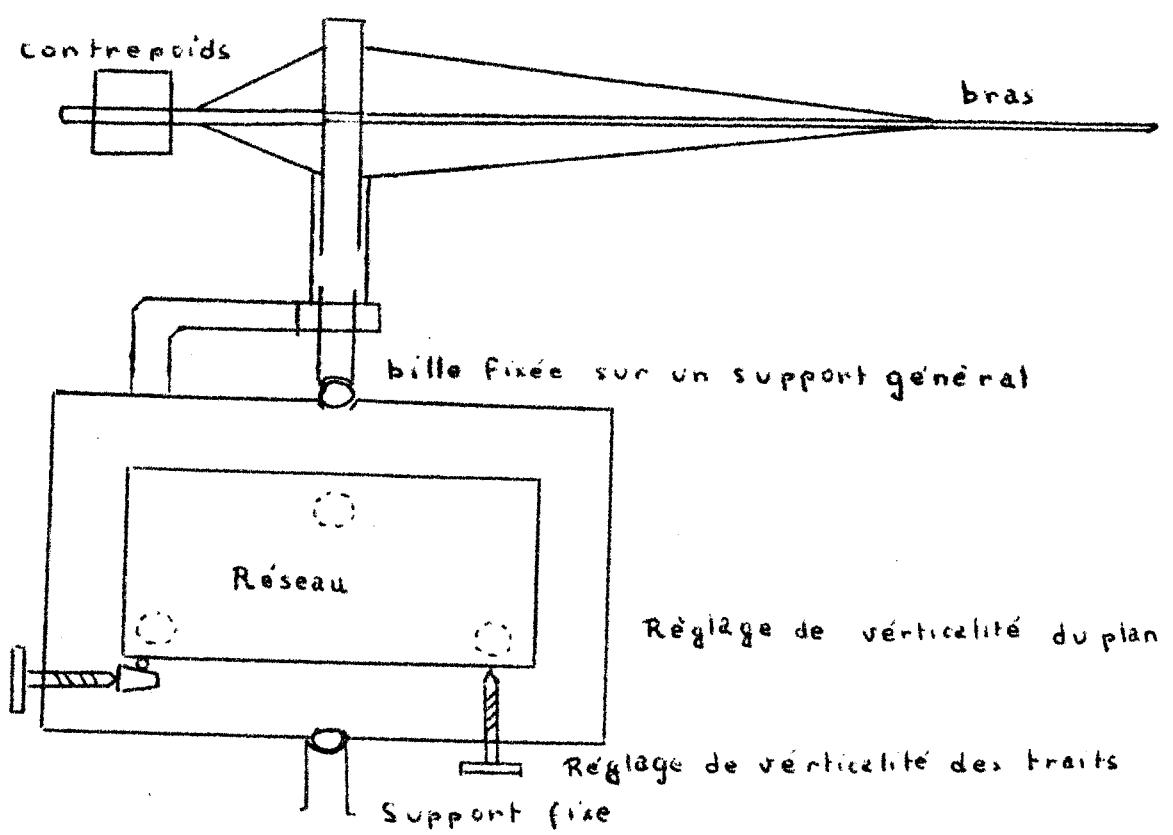
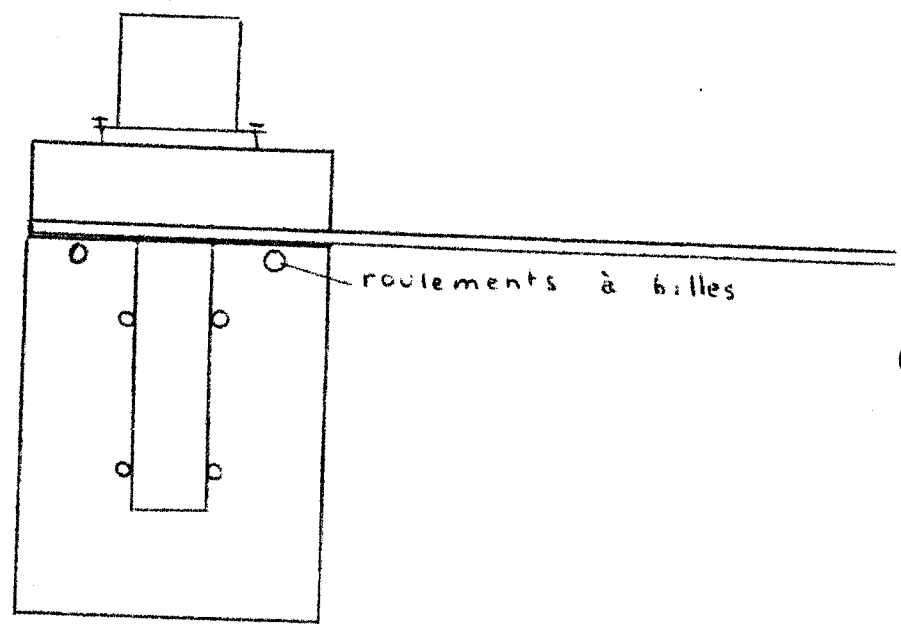


Fig. 2



BUS
VILLE

Une solution simple consiste à commander par une vis mère la translation d'un chariot unique, qui entraîne à son tour deux chariots secondaires sur lesquels viennent s'appuyer les bras des réseaux. Les trois chariots se déplacent sur des rails cylindriques de très haute qualité mécanique et sont reliés par des axes maintenus en butée par des ressorts, l'égalité de leurs déplacements est donc garantie.

Pour que l'angle soit le même, il faut de plus que la longueur des bras soit la même. A l'extrémité de chaque bras est prévu un petit logement pour une bille, qui s'appuie d'autre part sur un plan vertical solidaire du chariot correspondant.

La longueur de l'un des bras est réglable et on peut obtenir l'égalité rigoureuse des rotations.

Calculons pour fixer les idées la différence des rotations pour une inégalité des bras de un millimètre, (les bras ont une longueur de 400 mm) et pour un déplacement des chariots de 10 cm.

Appelons x le déplacement du chariot par rapport au centre du parcours, θ l'angle dont ont tourné les réseaux, et l la longueur des bras. Nous avons d'une manière approchée

$$\sin \theta = \frac{x}{l} \quad (\text{Nous précisons plus loin cette relation})$$

$$\cos \theta \, d\theta = \frac{x}{l^2} \, dl.$$

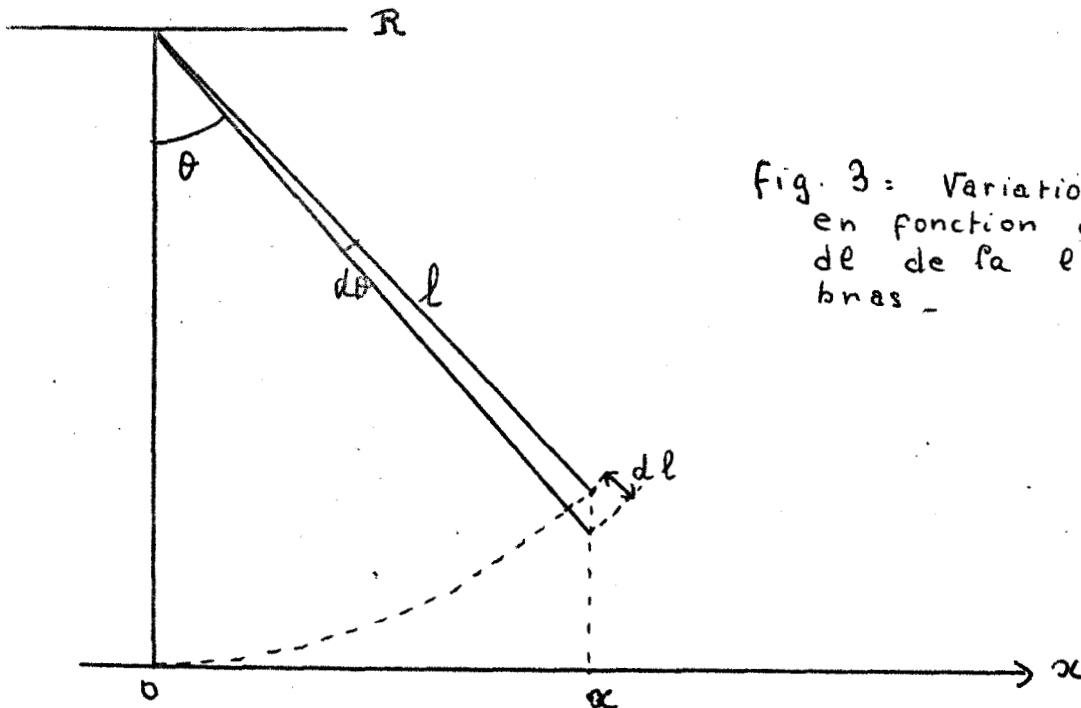


Fig. 3: Variation de l'angle θ en fonction de l'accroissement dl de la longueur de bras.

$$di = d\theta = \frac{x dl}{l^2 \cos \theta}$$

pour $x = 10$ cm, nous avons

$$di = 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ rad.}$$

Du fait de cette variation d'angle de rotation entre les deux réseaux, il faudra, pour amener en coïncidence les deux rayons correspondant à la même radiation, parcourir encore en première approximation un angle de $\frac{di}{2}$. Il s'ensuit que le point de convergence à la sortie du Sisam de ces² rayons est déplacé, avec une focale f de 1200 mm.

$$dp = f \frac{di}{2} = 0,38 \text{ mm.}$$

Pour que ce calcul soit rigoureux, il faudrait tenir compte du fait que les réseaux ne sont plus alors en montage Littrow. Ceci nous indique toutefois avec quelle précision nous devons réaliser l'égalité des bras et que le dérèglement a même valeur absolue pour des déplacements x symétriques par rapport au point d'origine. Ce déplacement reste assez petit par rapport à la dimension du diaphragme de sortie qui est de l'ordre de 10 à 16 mm.

b) Il existe une autre cause de variation de la position du point des convergences des rayons de même longueur d'onde. En effet puisque $\sin \theta = \frac{x}{l}$, si le bras du réseau 1 est perpendiculaire au déplacement du chariot quand $x = 0$, nous pouvons écrire que $\theta = 0$ et le réseau est réglé sur λ_0 , donc à l'angle i_0 .

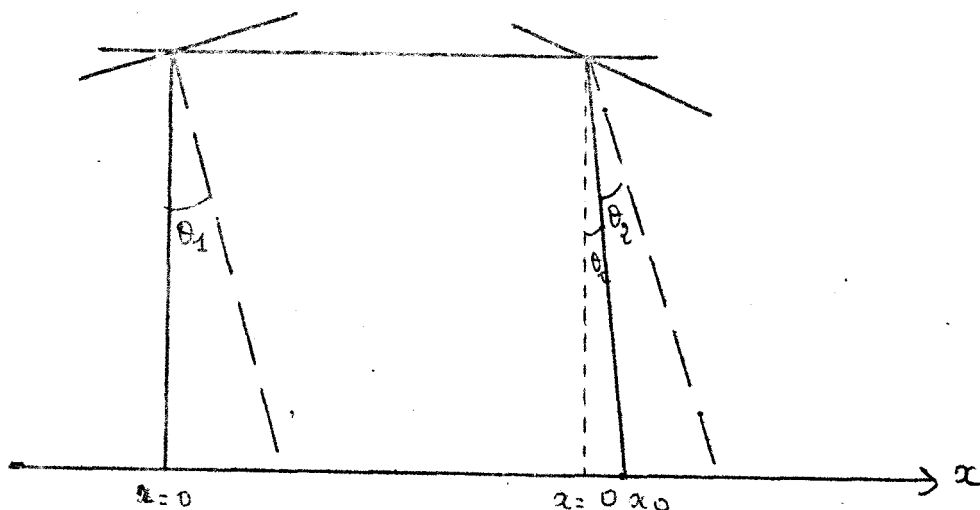


Fig. 4.

Si le bras du second réseau, réglé également à i_0 , n'est pas parallèle au premier, mais fait un petit angle θ_0 avec lui, nous pouvons définir un $\sin \theta_0 = \frac{x_0}{1} \neq 0$.

Pour un déplacement x de l'ensemble.

$$\text{Nous avons } \sin \theta_1 = \frac{x}{1}$$

$$\text{et } \sin(\theta_2 + \theta_0) - \sin \theta_0 = \frac{x}{1}$$

ce qui entraîne $\sin(\theta_2 + \theta_0) - \sin \theta_0 = \sin \theta_1$

Nous voyons immédiatement que θ_1 et θ_2 sont différents.

Calculons cette différence.

$$\begin{aligned} \sin(\theta_2 + \theta_0) &= \sin \theta_0 + \sin \theta_1 \\ &= \sin \theta_0 + \sin \theta_2 - \cos \theta_2 \Delta\theta \end{aligned}$$

en posant $\theta_1 = \theta_2 - \Delta\theta$

par conséquent

$$\Delta\theta = \frac{\sin(\theta_2 + \theta_0) - (\sin \theta_0 + \sin \theta_2)}{\cos \theta_2}$$

$$= \text{ou } \approx + \sin \theta_0 \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) + \text{tg } \theta (1 - \cos \theta_0)$$

Relation analogue à celle déjà établie par G Graner (2)

Supposons que l'écart $x_0 = 1$ cm, et calculons ces termes pour $x = \pm 10$ cm

$$\Delta\theta = (7,5 \pm 0,75) 10^{-4} \text{ rad.}$$

Comme tout à l'heure, le déplacement du point de convergence est :

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{\Delta\theta}{2} f \\ &= (3,2 \pm 0,32) 10^{-4} 1.200 \text{ mm} \\ &= 0,4 \pm 0,04 \text{ mm} \end{aligned}$$

Nous voyons donc que là aussi le réglage doit être fait assez soigneusement et que la variation de la position du point de convergence n'a pas la même valeur absolue quand les déplacements x se font de part et d'autre du point milieu.

Nous constatons toutefois que de tels dérèglages ne sont pas trop critiques puisque nos diaphragmes ont en général plusieurs millimètres de diamètre.

III - REGULARITE DU MOUVEMENT ET SA LINEARITE

a) Le troisième point important est la régularité du mouvement.

Il existait plusieurs possibilités. Par exemple l'entraînement par un piston couissant dans un cylindre et commandé par de l'huile sous pression aurait été envisageable. L'entraînement par vis mère existant déjà, nous avons adopté cette solution pour plus de rapidité.

Sur le chariot central est fixé un écrou non fileté à l'intérieur duquel sont introduites des tiges de teflon. Ces tiges viennent s'appuyer sur la vis-mère de pas 1 mm, ce qui confère au système une certaine souplesse et permet l'intégration des variations du pas de la vis toujours possibles même par une vis mère de bonne qualité.

La vis-mère est entraînée à travers deux réducteurs de rapport 100 et 10 par deux moteurs, l'un rapide pour les changements de région spectrale, l'autre lent pour les enregistrements de spectres. Les moteurs lents sont des moteurs synchrones ; nous préciserons plus loin comment on doit choisir leur vitesse, selon la nature des spectres que l'on désire enregistrer.

b) Une qualité moins indispensable mais souvent recherchée est la linéarité du spectre obtenu : examinons donc, puisque le mouvement du chariot est uniforme, la dispersion obtenue sur l'enregistreur, au cours de ce mouvement, et voyons si chaque angström est bien représenté par une même longueur d'enregistrement.

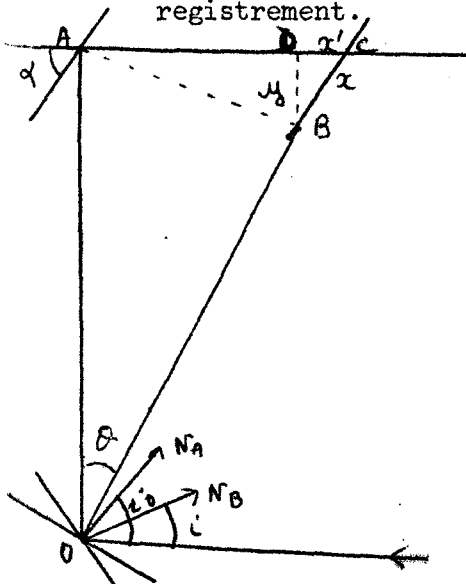


Fig. 5

On appelle l'angle que forme le patin avec la direction du déplacement du chariot.

$$\text{Nous avons } \sin \theta = \frac{x - x'}{l} \quad \begin{aligned} x' &= y \cotg \alpha \\ y &= (1 - l \cos \theta) \end{aligned}$$

$$\text{ce qui entraîne } \frac{x}{l} = \sin \theta + (1 - l \cos \theta) \cotg \alpha.$$

$$\begin{aligned} \text{Développons} &= \frac{\sin \theta \sin \alpha + \cos \alpha - \cos \theta \cos \alpha}{\sin \alpha} \\ &= \frac{\cos \alpha - \cos (\alpha + \theta)}{\sin \alpha} \end{aligned}$$

Remarquons que $\theta = i_0 - i$, i_0 étant l'angle entre le faisceau et la normale au réseau quand $\theta = 0$.

$$\text{donc } \frac{x}{l} = \frac{\cos \alpha - \cos (\alpha + i_0 - i)}{\sin \alpha}$$

$$\text{développons } \frac{x}{l} = \frac{\cos \alpha - \cos (\alpha + i_0) \cos i + \sin (\alpha + i_0) \sin i}{\sin \alpha}$$

$\frac{x}{l}$ sera fonction linéaire de $\sin i$, donc de λ comme le dit G Graner (2)

si nous avons : $\cos (\alpha + i_0) = 0$ c'est-à-dire $\alpha + i_0 = \frac{\pi}{2}$

Nous aurions alors :

$$\frac{x}{l} = \frac{\sin i_0 - \sin i}{\cos i_0} = \frac{Kn(\lambda_0 - \lambda)}{2 \cos i_0}$$

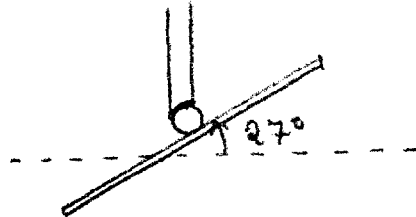
Nous pourrions donc avoir une dispersion rigoureusement linéaire à condition d'incliner le patin d'un angle $\alpha = +\frac{\pi}{2} - i_0$

Or il faut que quand $x = 0$, l'incidence sur les réseaux soit i_0 l'angle de blaze des réseaux, pour que les balayages se fassent de part et d'autre de cet angle voir annexe (3).

Par conséquent il faudrait que notre "patin" soit incliné par rapport à la direction de déplacement de 27° puisque l'angle de blaze est 63° .

Mécaniquement cela est tout à fait impossible car la bille ne tiendrait pas en place et il se produirait des glissements :
 Il faudrait des réseaux de faible angle de Blaze, c'est le cas des réseaux Jobin et Yvon qui vont être montés

Fig. 6



Ne pouvant donc pas obtenir avec l'angle de Blaze de nos réseaux une dispersion linéaire en longueur d'onde, nous avons cherché à l'obtenir en fonction du nombre d'onde.

Nous avons en effet
$$\sigma = \frac{Kn}{2 \sin i} = \frac{Kn}{2 \sin (i_0 - \theta)}$$

développons
$$\sigma = \frac{nK}{2 \sin i_0 - 2\theta \cos i_0 - \theta^2 \sin i_0} = \frac{nK}{2 \sin i_0 (1 - \theta \cotg i_0 - \frac{\theta^2}{2})}$$

 avec θ petit

soit
$$\sigma = \sigma_0 (1 + \theta \cotg i_0 + \frac{\theta^2}{2} + \theta^2 \cotg^2 i_0)$$

Développons de même
$$\frac{x}{l} = \cotg \alpha + \theta - \frac{\theta^3}{6} + \cotg \alpha \frac{\theta^2}{2} - \cotg \alpha$$

Limitons nous au second ordre

$$\frac{\sigma - \sigma_0}{\cotg i_0} = \theta + \frac{\theta^2}{2 \cotg i_0} + \theta^2 \cotg i_0$$

$$\frac{x}{l} = \theta + \cotg \alpha \frac{\theta^2}{2}$$

Pour que la dispersion soit linéaire au troisième ordre près, il faut que

$$\text{tgi}_0 + 2 \cotg i_0 = \cotg \alpha$$

Avec l'angle de blaze de 63° , α devrait donc valoir 18° , valeur plus faible encore que dans le cas de la dispersion linéaire en longueur d'onde.
 Comme il ne nous était pas possible d'obtenir une dispersion linéaire en longueur d'onde, ni en nombre d'onde, nous avons donné à α une valeur assez arbitraire, mais assez grande de façon à avoir θ pratiquement proportionnel au déplacement du chariot.

Nous avons choisi $\cotg \alpha = 0,1$ $\alpha = 84^\circ$

Compte tenu de la construction des bras et des patins, il est possible de réaliser cette condition.

Calculons alors, le déplacement x en fonction de l'angle dont a tourné le réseau : nous obtenons :

Grade x	θ Grade	$\sin \theta$	$(1-\cos\theta)\cotg \alpha$	x/l rad	x/l linrad	$\frac{\Delta X}{l}$ rad
85	+15	0,2334	0,0028	0,2306	0,2355	- 0,0049
80	+10	0,1564	0,0012	0,1552	0,1570	- 0,0018
75	+5	0,0785	0,0003	0,0782	0,0785	- 0,0003
70	0	0		0		
65	-5	-0,0785		-0,0788	-0,0785	+ 0,0003
60	-10	-0,1564		-0,1576	-0,1570	+ 0,0006
55	-15	-0,2334		-0,2362	-0,2355	+ 0,0007

Figure 6' $\frac{x}{l}$ en trait plein
 $\frac{x}{l}$ en pointillé.

Remarquons que si la correction est faible pour un côté du balayage pour $\cotg \alpha = 0,1$, elle serait symétrique pour $\alpha = 90^\circ$, soit $\cotg \alpha = 0$, et elle vaudrait alors 0,0021 soit un total de variation de 0,0042 entre 0,0056 avec $\alpha = 84^\circ$. Comme il n'est pas possible d'augmenter α , du moins dans le montage actuel, nous avons conservé cet angle de $\alpha = 84^\circ$.

De toute façon la dispersion n'est pas linéaire, mais cette disposition permet de tracer une droite d'étalonnage $\sin i = f(x)$ dont on connaît l'inexactitude. Dans la mesure d'une longueur d'onde, on devra tenir compte du fait que la dispersion sur le papier varie comme $\cos i$:

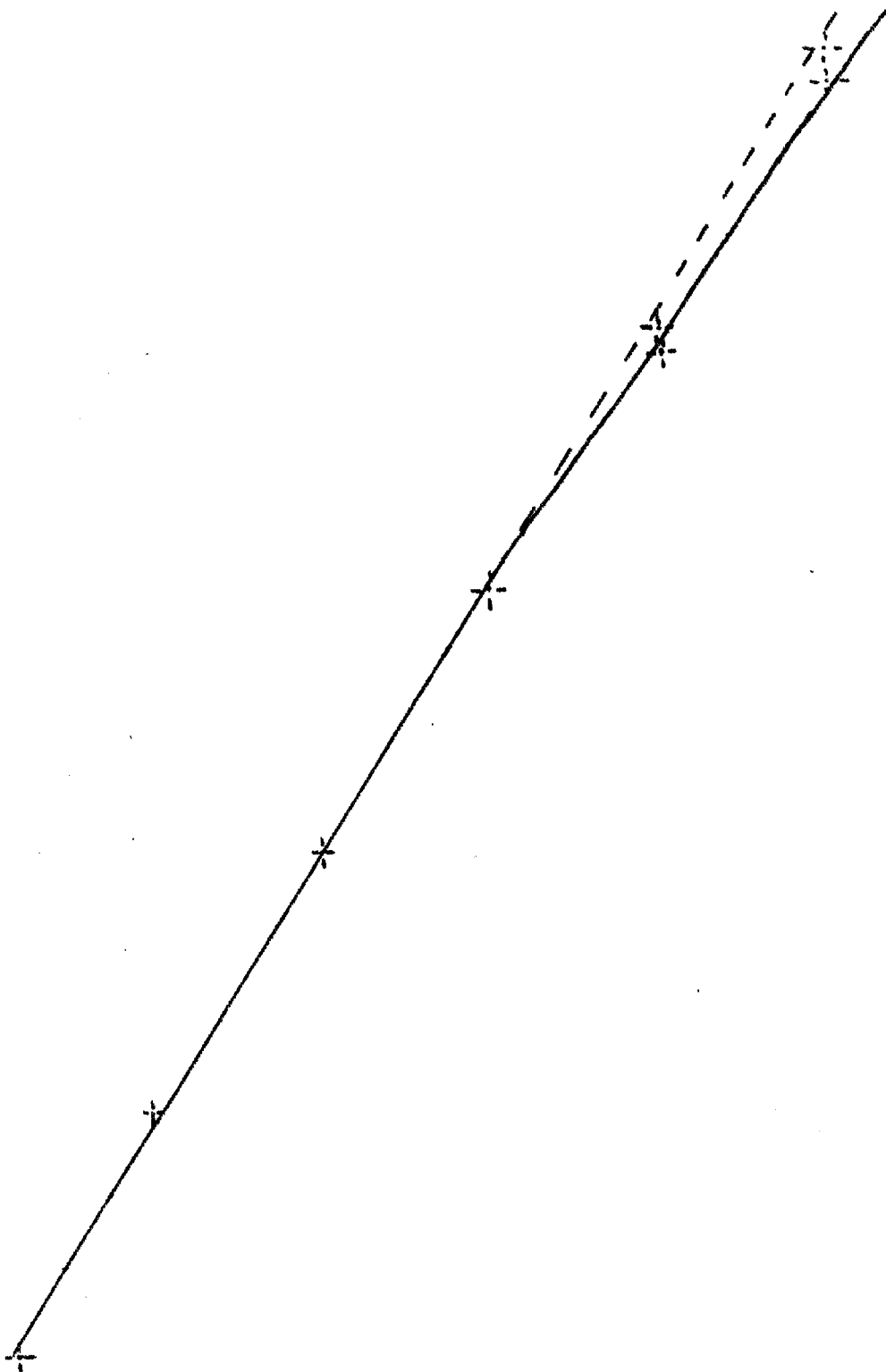
Nous avons en effet établi que : $\theta = \frac{x}{l} + \Delta\theta$ connu

Or le chariot se déplace en synchronisme avec le papier de l'enregistreur par conséquent sur le papier, nous avons enregistré :

$$\sin(i_0 + \frac{x}{l}) = n k \lambda .$$

$$\text{donc } \cos(i_0 + \frac{x}{l}) \frac{dx}{l} = nk d \lambda .$$

218 linéaire ---
211 réel ———



- fig. 6'.



Sur le papier, nous avons un déplacement dX pour une rotation $\frac{dx}{l}$
 par conséquent : $\cos \left(i_0 + \frac{x}{l} \right) dX = knkd\lambda$

$$\text{donc } \frac{d\lambda}{dX} = K \cos i$$

Si nous avons une raie encadrée par deux autres, nous avons :

$$\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{X_2 - X_1} = \cos i_{\text{moyen}}$$

$$\text{et } \lambda_3 - \lambda_4 = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{X_2 - X_1} (X_3 - X_1)$$

$$= \cos i_{\text{moyen}} (X_3 - X_1)$$

$\cos i_{\text{moy}}$ est assez mal défini, il faut donc recourir aux cannelures.

IV - VITESSE DE DEFILEMENT DES SPECTRES

Nous touchons là un problème délicat. Nous avons rappelé au début du chapitre consacré à l'électronique que la qualité d'un spectromètre dépendait de la vitesse avec laquelle nous pourrions obtenir un spectre donné. Il faut évidemment que cette vitesse ne réduise pas les autres qualités du spectromètre, c'est à dire la résolution et le rapport signal sur bruit.

a) Commençons notre étude en définissant l'élément spectral, c'est-à-dire l'écart d que l'on peut séparer avec les réseaux.

Cet écart ne dépend que de la résolution des réseaux, et vaut :
 $d \sigma_0 = \frac{\sigma}{R_0}$ où R_0 est le pouvoir de résolution théorique. C'est une

convention. R_0 est la résolution théorique.

Pour un réseau, $R_0 = K n L$.

$$d \sigma_0 = \frac{\sigma}{K n L} =$$

$$\text{Pour nos réseaux, } d\sigma = \frac{\sigma}{K 66.000}$$

Comme $\frac{\sigma}{K} = \frac{n}{2 \sin i}$ et que i_{moyen} est de 63° , $\sin i$ ne varie pas beaucoup et nous pouvons considérer l'élément spectral constant et égal à

$$d \sigma_0 = \frac{1,700}{66.000} = 0,025 \text{ cm}^{-1}$$

La largeur de la fonction d'appareil est à peu près la moitié de cette valeur, nous ferons néanmoins à mi hauteur nos calculs avec $d\sigma_0$ défini, qui est sa largeur à la base.

b) Le temps consacré à l'étude d'un élément spectral doit être au moins 10 fois la valeur de la constante de temps utilisée. Certains auteurs parlent même de 20 à 50 fois. Appelons μ ce rapport.

Nous obtenons donc

$$\frac{d\sigma_0}{d\tau} = \frac{1}{\mu} \frac{d\phi}{\tau}$$

l'angle dont a tourné le réseau pour parcourir $d\sigma$ est,

$$\text{puisque } \sigma_0 = K \frac{n}{2 \sin i_0}$$

$$\begin{aligned} di_0 &= \frac{d\sigma_0}{K} \frac{2 \sin i_0}{n} \operatorname{tg} i_0 \\ &= \frac{d\sigma_0}{K} 1,16 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Nous devons donc avoir

$$\frac{di_0}{dt} = \frac{1,16 \cdot 10^{-3}}{K} \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma_0}{\tau}$$

Nous avons vu que le rapport entre i et x était simple et valait à peu près :

$$di_0 = \frac{1}{l} dx.$$

$$\text{Donc } \frac{dx}{dt} = l \frac{di_0}{dt} = \frac{l \cdot 10^{-3}}{K} \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma_0}{\tau}$$

Soit N le nombre de tours par seconde du moteur, comme l'ensemble des réducteurs divise par 1000 cette vitesse, nous aurons pour dx , avec la vis mère de pas 1 mm,

$$\frac{dx}{dt} = \frac{N}{1000} \quad \text{en millimètres par seconde.}$$

En combinant ces résultats, nous obtenons la relation approchée à condition d'exprimer l en millimètre et $d\sigma_0$ en cm^{-1}

$$N = \frac{1}{K} \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma_0}{\tau} \quad \text{Relation que nous pouvons écrire encore .}$$

avec $l = 400 \text{ mm}$ et $d_o = 0,025 \text{ cm}^{-1}$

$$N = \frac{10}{K\mu\tau}$$

Nous disposons actuellement de trois moteurs : 120t/min, 30t/min et 10 t/min qui sont interchangeables.

Calculons la constante $K\tau$ en fonction de N et de μ .

Prenons $\mu = 10$ pour fixer les idées.

$$K\tau = \frac{1}{N} = \frac{1}{2} = 0,5 \text{ s. pour le moteur } 120^t/\text{min}$$

$$K\tau = \frac{1}{0,5} = 2\text{s} \quad \text{pour le moteur } 30^t/\text{min}$$

$$K\tau = 6 = 6 \text{ s} \quad \text{pour le moteur } 10^t/\text{min.}$$

Nos réseaux travaillent dans le troisième ordre vers 2μ , et dans le 9e dans le rouge, τ devra donc être, avec le moteur de 10t/min, dans le 3e ordre, de 2 secondes et dans le 9e, de 0,6 secondes. Nous disposons bien de ces constantes de temps. Le moteur adapté à la résolution du Sisam est donc le moteur de 10^t/min.

c) Les calculs qui précèdent s'appliquent à un Sisam ne donnant qu'un signal parfait, sans bruit. En fait, dans l'infrarouge, on peut considérer le bruit de photons comme négligeable. Le seul bruit réel provient des cellules et de l'amplificateur, et ce bruit est pratiquement constant. Le rapport signal/bruit dépend donc essentiellement de l'amplitude du signal.

Pour un signal intense, l'atténuateur pourra être utilisé au maximum, le bruit deviendra donc faible puisque très atténué, et le rapport signal/bruit à la sortie de l'amplificateur pourra être excellent même avec une constante de temps faible.

Nous montrons des enregistrements d'une même raie dont on fait varier l'amplitude en fermant plus ou moins le diaphragme. Pour conserver un tracé intéressant, il est nécessaire de moins atténuer, et d'augmenter la constante de temps. (Figure 7)

Diaphragme d: 17 mm.

Cte de temps 3

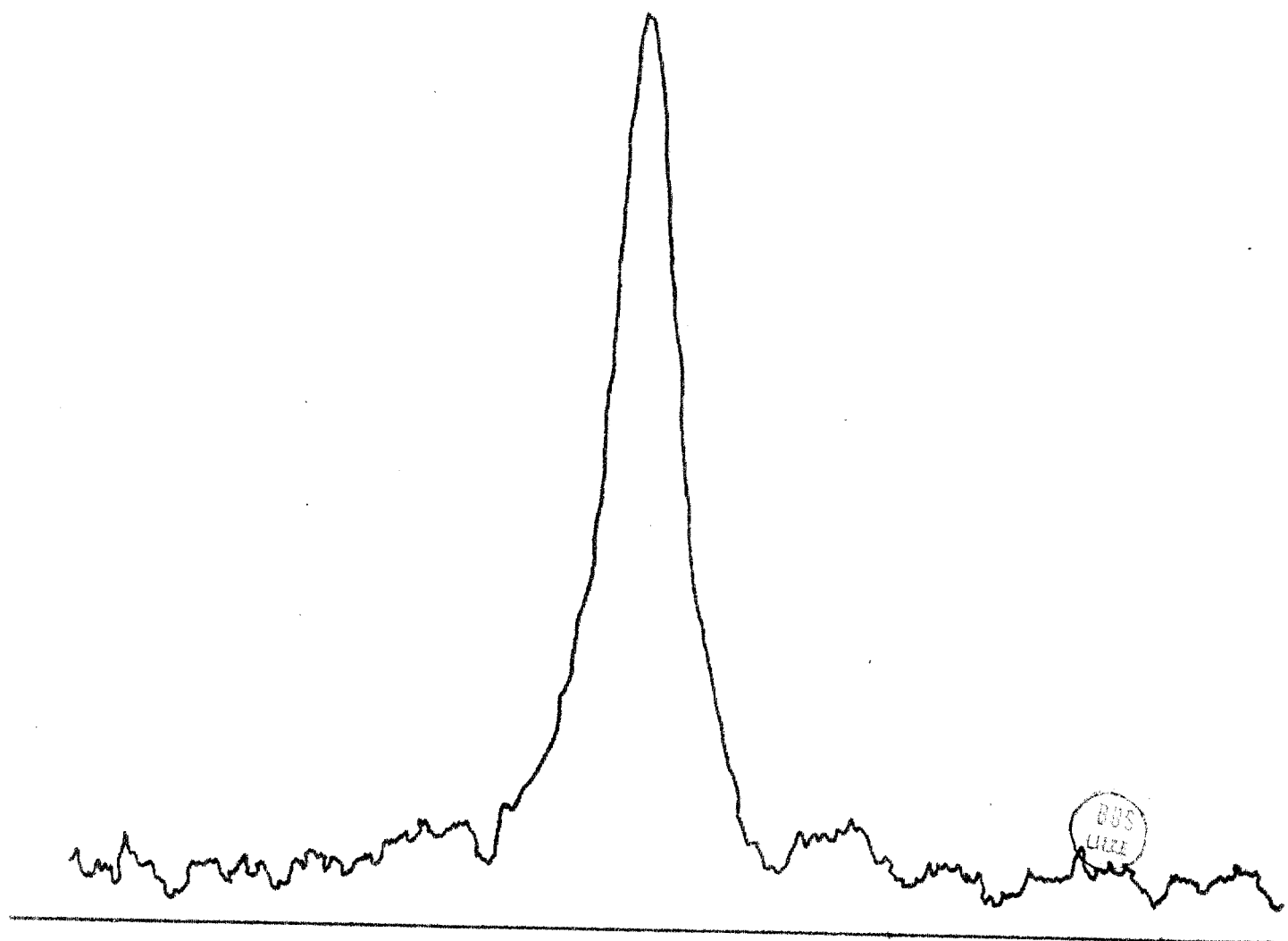
Vitesse de déroulement : 1 mm/s

Moteur 120 t./mn

THORIUM.

Raie vers $1,7 \mu$

- fig. 7 a -



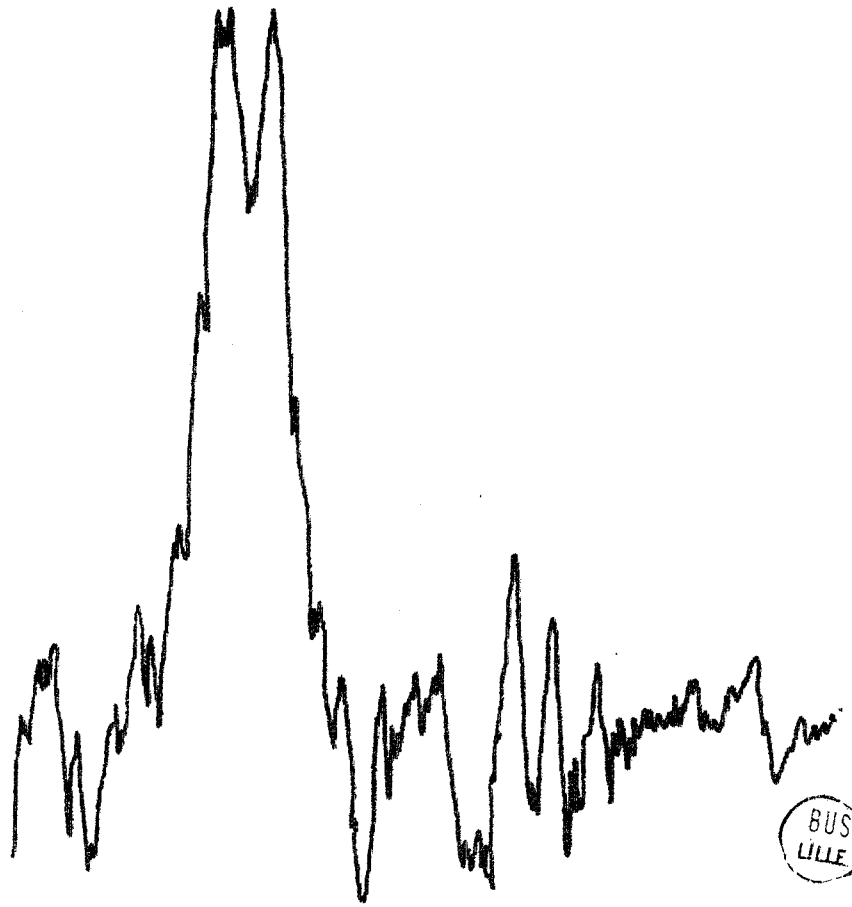
< 9,5 cm⁻¹ >

< 40 secondes >

Diaphragme 4 mm
Attenuateur 6
Cte de temps 6
Vitesse de déroulement 0,1 mm/s.
Moteur 10 t/mn.

THORIUM
Raie vers $1,7\mu$

- fig. 7b -



BUS
LILLE

< 0,5 cm⁻¹ >
< 8 mn. >

Il sera donc intéressant de travailler avec un diaphragme aussi ouvert que possible sans perdre en résolution, et pour que sa surface soit grande, lui donner des formes qu'a étudiées Graner, et qui font l'objet d'une étude nouvelle de J.Cl. Beaufils dans l'annexe de ce travail. (8)

Nous montrons également un enregistrement de la même raie du Thorium fait avec le moteur de $120^t/\text{min}$ et au diaphragme très ouvert. Nous constatons que le bruit est faible même avec une constante de temps petite.

Malheureusement on s'aperçoit qu'à cette vitesse le dédoublement de la raie du Thorium est à peine perceptible (il faut aussi dire que le diaphragme étant très ouvert, la résolution diminue, car la fonction d'appareil est élargie).

d) Le pseudo-bruit de modulation

Nous avons déjà dit que si la compensatrice n'a pas le mouvement désiré, il s'introduit des variations de fréquences entraînant à travers le filtre électrique des variations d'amplitudes qui seront grossièrement à la période du mouvement de la compensatrice.

De plus, si le Sisam est légèrement dérégulé, ce qui se produit nécessairement comme nous le verrons dans la partie suivante, il s'introduit une variation de phase entre le signal et la référence, qui change en signe et en valeur au cours du mouvement. Là aussi, il s'introduit un pseudo bruit de modulation de période égale à la période du mouvement de la compensatrice.

Ces deux causes de bruit peuvent être presque éliminées par un bon réglage.

Nous remarquons de plus qu'il suffit que la période de la compensatrice soit suffisamment inférieure à la constante de temps de l'amplificateur pour que ce pseudo bruit s'élimine de lui-même.

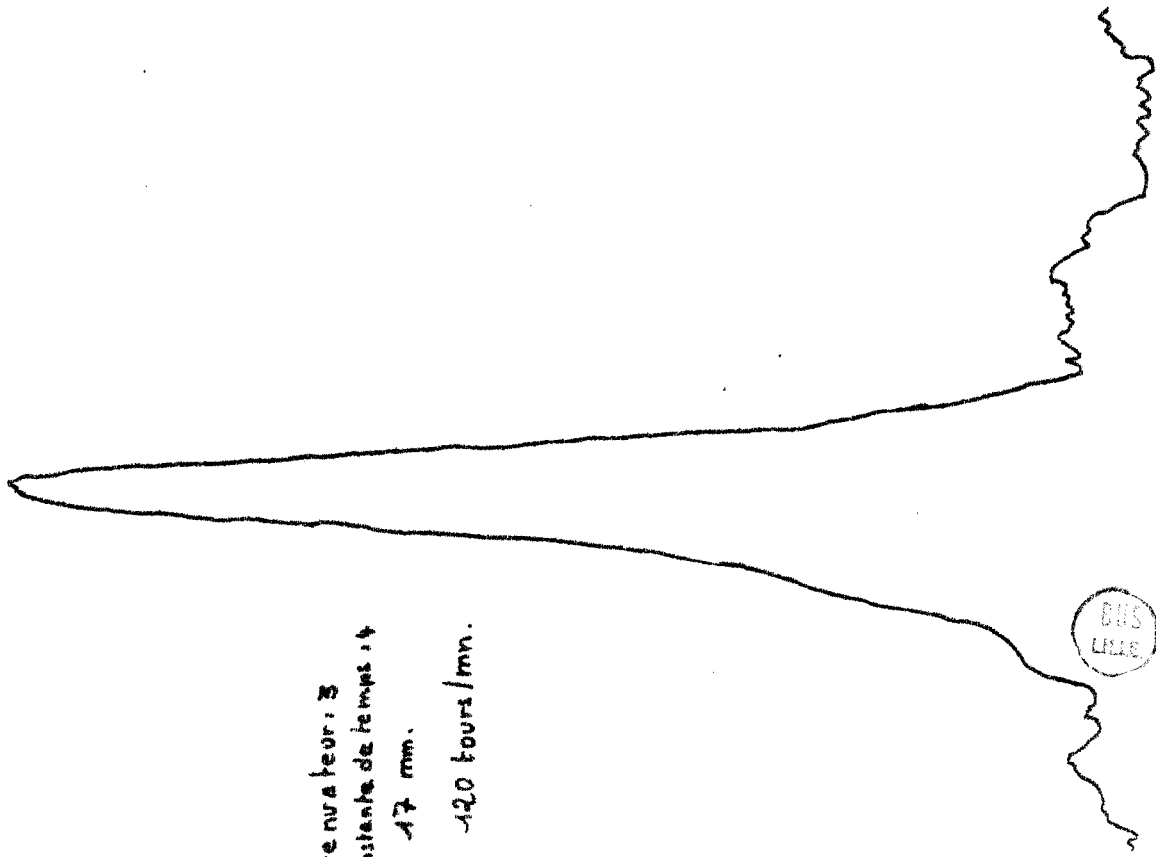
Or pour une amplitude de son mouvement identique, la vitesse de la compensatrice diminue comme $\frac{1}{K}$, par conséquent la période de son mouvement augmente comme K.

Une période d'une seconde pour le 3e ordre, avec un moteur de 10^t/min, est un fonctionnement tout à fait acceptable pour le Sisam, mais le spectre étudié se trouve alors aux environs de 2 microns.

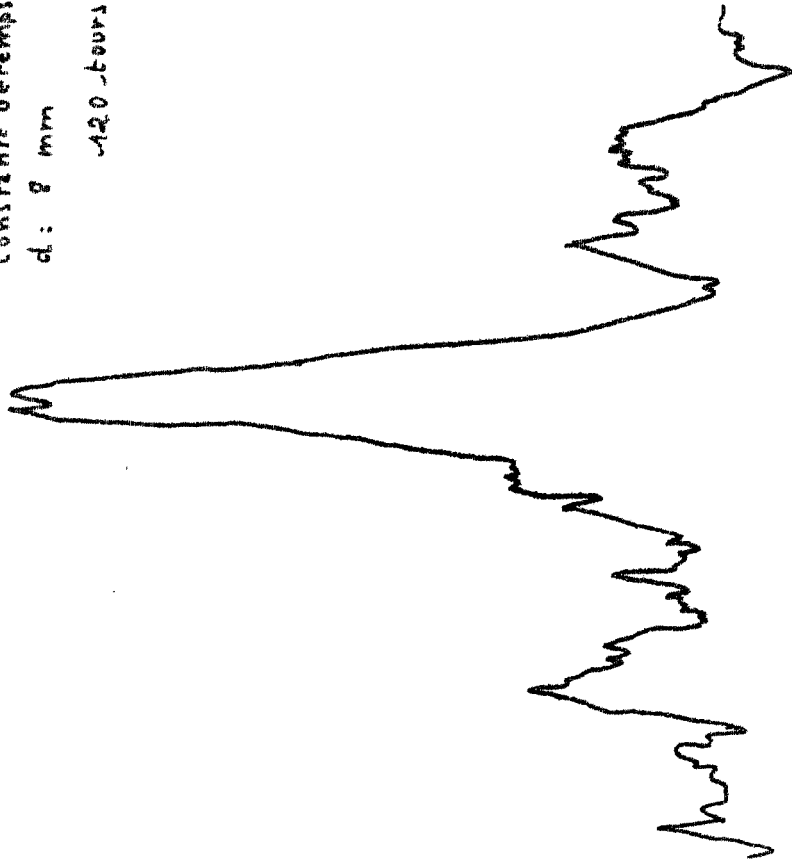
Dans le rouge, la période est trois fois plus grande et K doit être aussi trois fois plus grand (K passant de 3 à 9), il faut donc balayer 9 fois moins vite, ou réduire l'amplitude du mouvement compensatrice, ce qui peut se faire

Le Sisam se révèle pour ces raisons surtout adapté à l'infrarouge, et nous verrons plus loin d'autres raisons encore qui rendent difficiles son emploi dans le visible, et même, pourrions-nous dire, pour toute la région spectrale dont la longueur d'onde est inférieure à un micron.

atténuateur : 3
Constante de temps : 4
d : 17 mm
120 tours/min.



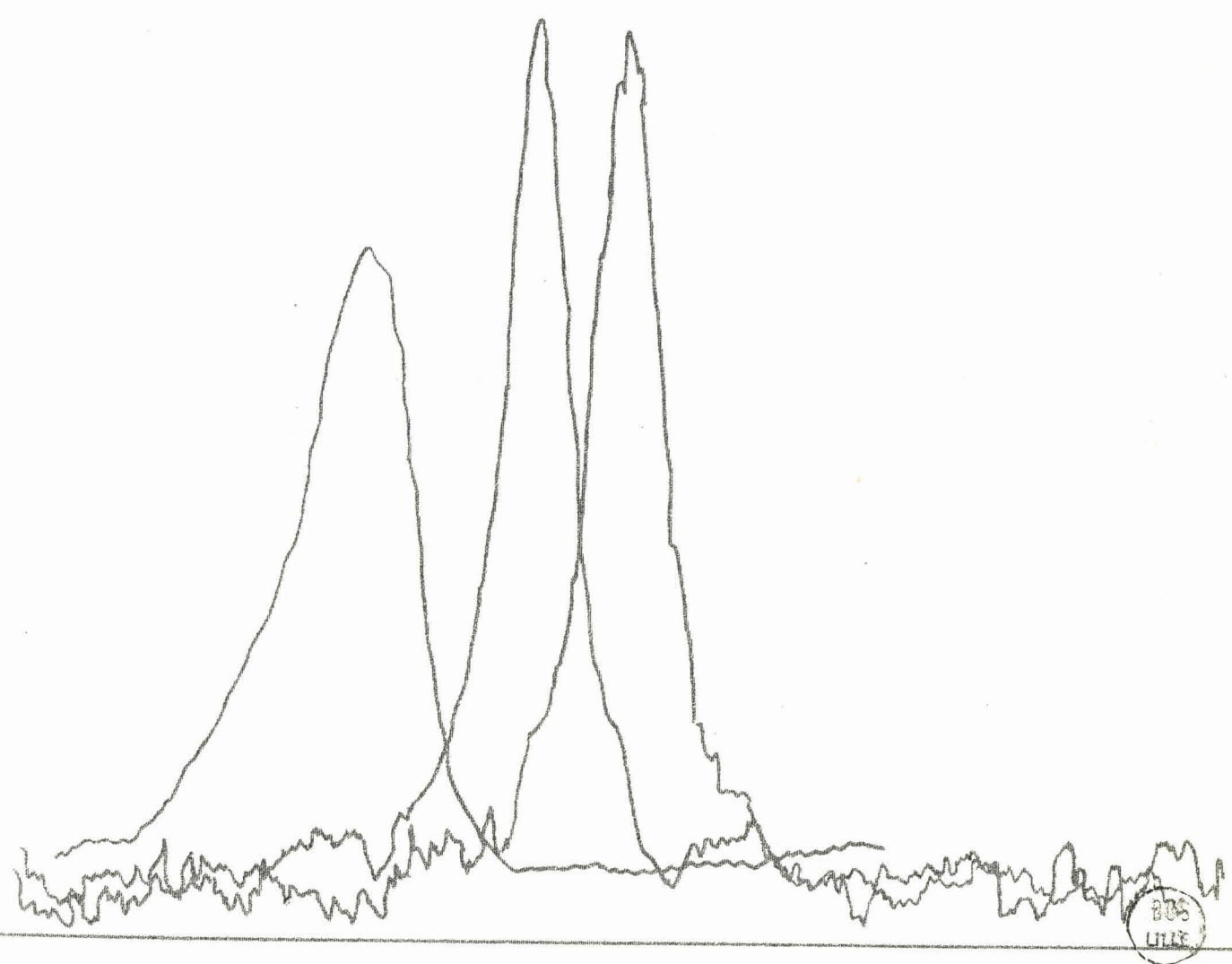
atténuateur : 4
Constante de temps : 3
d : 8 mm
120 tours/min.



Modification de la forme
de la raie en fonction de la
constante de temps

d = 17 mm
C₁ de temps . 1. 3. 6

- fig. 7' -



205
LILLE

C H A P I T R E III

REGLAGE ET DEREGlage

D U S. I. S. A. M.

REGLAGE ET DEREGLAGE
DU SISAM

INTRODUCTION : Nous avons jusqu'ici défini l'électronique et l'entraînement des réseaux, en supposant que le Sisam une fois réglé sur une longueur d'onde le restait pendant tout le balayage du spectre. Nous avons déjà parlé d'un pseudo-bruit provenant des irrégularités possibles du mouvement de la compensatrice, et du mauvais réglage de l'entraînement des réseaux. Nous allons d'abord examiner comment on peut parvenir à un excellent réglage ; ces méthodes sont différentes de celles que l'on pourrait employer pour un spectromètre classique. Puis nous allons examiner à quels résultats nous sommes parvenus, en les comparant à ceux des autres chercheurs travaillant sur le Sisam, après avoir examiné les principales causes de dérèglement et leurs remèdes :

Soulignons que ce chapitre intéressera particulièrement l'utilisateur éventuel du Sisam, puisqu'il s'agit surtout d'une technique d'emploi.

I - REGLAGE DU SISAM PROPREMENT DIT

A) Réglages géométriques au millimètre :

Lors du remontage de l'appareil, après une éventuelle transformation, il faudra d'abord replacer les réseaux dans leur boîtier. La face avant de chaque réseau doit être sur l'axe de rotation, pour qu'au cours de la rotation, si la séparatrice se trouve bien à mi distance des deux axes, l'image d'un des réseaux vienne se superposer au centre de l'autre réseau (Figure 1).

On dispose ensuite la compensatrice, les miroirs et les diaphragmes d'entrée et de sortie à la même hauteur que la séparatrice et les réseaux.

Les miroirs sphériques doivent être à 1,20 m des diaphragmes. Regardant à travers les diaphragmes d'entrée et de sortie, nous devons voir dans le miroir sphérique, le miroir plan, la séparatrice, la compensatrice et les réseaux superposés.

On aligne ensuite le banc d'optique où sont rassemblées les lentilles permettant d'éclairer uniformément le diaphragme, avec l'ouverture de faisceau désirée (8).

Du point de vue mécanique, il faut régler les bras des réseaux à une longueur identique et les équilibrer, les réseaux vus à travers la séparatrice, doivent être croisés aussi symétriquement que possible.

Avant de monter les chariots sur les rails, on pourra incliner les patins des chariots d'un même angle α désiré, et donner aux tiges les reliant des longueurs égales.

B) Réglage optique grossier :

Pour que le Sisam fonctionne correctement, il faut que les réseaux soient particulièrement bien réglés, c'est-à-dire qu'il faut qu'au cours de la rotation, les traits restent rigoureusement parallèles à l'axe de rotation.

Dans une première étape, on utilise comme source la lampe à mercure haute pression ; son image doit se trouver au centre du diaphragme d'entrée, et éclairer uniformément le miroir sphérique d'entrée. Le centre du champ doit coïncider avec le centre géométrique du miroir.

On oriente alors le miroir sphérique pour que le centre du champ se trouve au centre du miroir plan, puis on retouche celui-ci jusqu'à ce que le réseau qui est éclairé directement (sans réflexion sur la séparatrice) soit uniformément éclairé.

Le rayon moyen passe alors par le centre du diaphragme d'entrée, le centre des deux miroirs et le centre du réseau, en restant toutefois dans un même plan que nous appellerons plan horizontal.

Le réseau qui est éclairé directement doit renvoyer pour la radiation verte du mercure, en montage de Littrow, l'image nette du diaphragme d'entrée sur lui-même. (autocollimation).

En général l'image n'est pas nette et est renvoyée au voisinage du diaphragme.

Si l'image n'est pas nette, le diaphragme d'entrée n'est pas dans le plan focal du miroir sphérique ; on l'y amène par déplacement longitudinal du diaphragme.

Si l'image est décalée horizontalement, on la déplace par rotation du réseau autour de son axe.

Le décalage vertical peut provenir à la fois de la non verticalité des traits du réseau et de celle des miroirs.

S'il provient de la mauvaise orientation des miroirs, il sera constant pour les différents ordres du réseau.

S'il provient de la mauvaise orientation des traits du réseau par rapport à l'axe de rotation, ce décalage sera variable pour les différents ordres.

Dans le second cas, on oriente le réseau perpendiculairement au faisceau incident et on mesure le décalage. Sous incidence rasante, le décalage est différent. Pour que le décalage reste constant, il faut donner successivement au réseau les deux positions et dans la première

rendre le plan du réseau parallèle à l'axe de rotation, dans la seconde, faire coïncider les traits avec cet axe.

Ce réglage sera terminé quand toutes les images du diaphragme données par les réseaux dans les différents ordres se trouvent à une distance constante du diaphragme d'entrée.

On fera coïncider ces images avec le diaphragme lui-même en retouchant la verticalité des miroirs en serrant plus ou moins les boulons de fixation sur le marbre.

Quand ce réglage est terminé, on peut affirmer que le rayon incident et le rayon de retour correspondant au réglage sont confondus.

On oriente la séparatrice à la fois verticalement et horizontalement pour que l'image du diaphragme d'entrée coïncide également avec le diaphragme de sortie, mais on ne peut affirmer qu'elle est verticale, puisque les miroirs de sortie ne sont pas évidemment verticaux.

Pour effectuer le réglage de l'autre réseau, que nous appellerons réseau 2, il faut procéder de la même manière, après avoir éclairé le Sisam par le diaphragme de sortie. On pourra alors affirmer que les deux réseaux ont leur traits parallèles aux axes de rotation respectifs.

En éclairant à nouveau par le diaphragme d'entrée, on doit arriver à faire coïncider les deux images, renvoyées par les deux réseaux, du diaphragme d'entrée avec lui-même, ainsi que les deux images du diaphragme d'entrée avec le diaphragme de sortie.

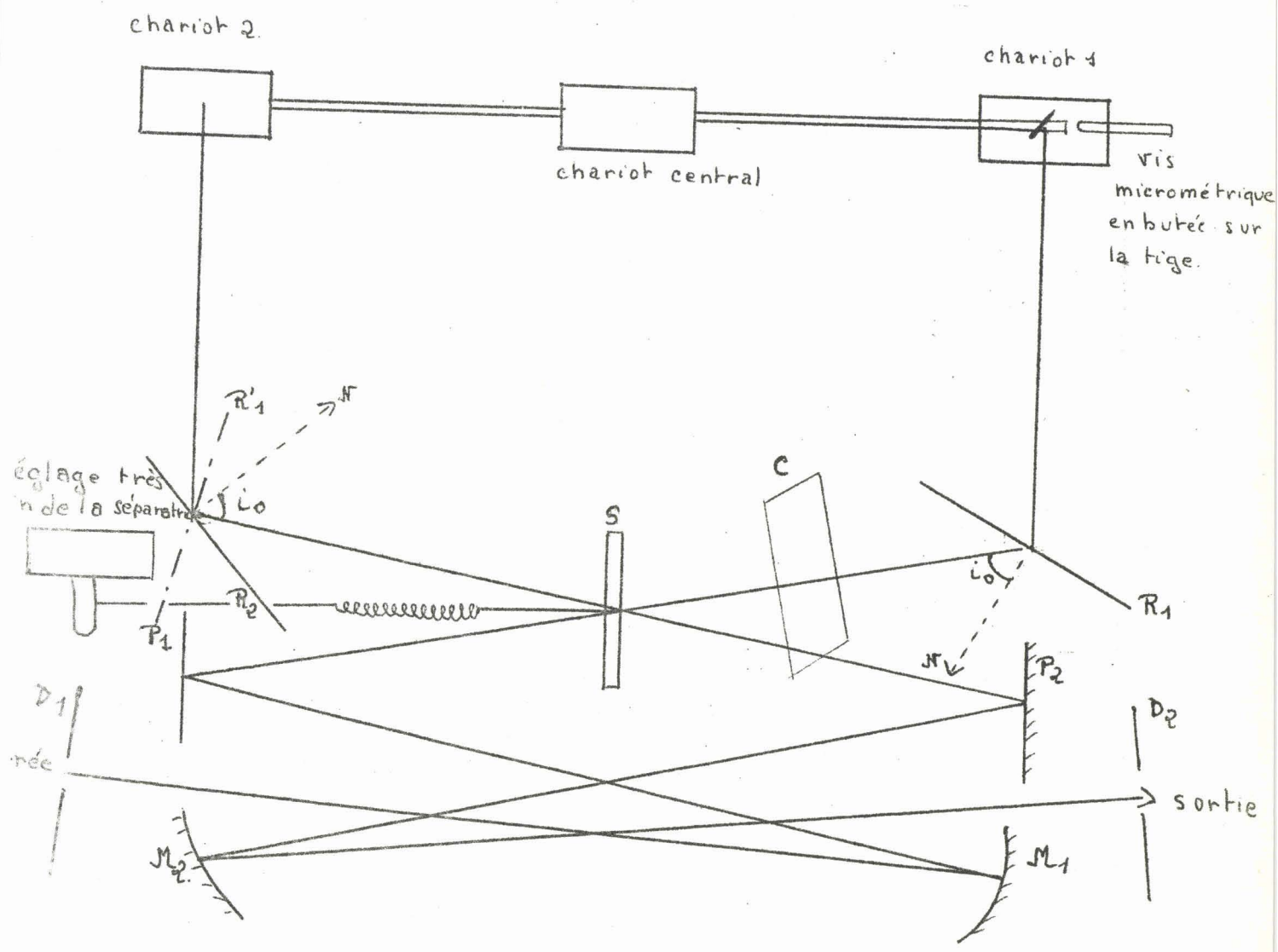
En général, on observe un décalage vertical, à l'entrée, de l'image renvoyée par le réseau éclairé par réflexion sur la séparatrice.

On observe également, quand les deux images renvoyées à l'entrée sont sur la même verticale, un décalage horizontal des images renvoyées à la sortie.

Ces deux effets proviennent d'une mauvaise orientation horizontale et verticale de la séparatrice et d'une mauvaise orientation horizontale du réseau éclairé par réflexion.

Il convient donc d'amener dans le même plan horizontal les rayons réfléchis par le réseau 2 et le réseau 1 en retouchant le réglage de la





Éléments du Sisam =

- P_1, P_2 miroirs plans
- M_1, M_2 miroirs sphériques
- S séparatrice.
- C Compensatrice.
- R_1, R_2 Réseaux.



Fig 1 = Réglage et dérèglage.

verticalité de la séparatrice.

Le décalage horizontal, à la sortie, des images du diaphragme, se détruit par rotation autour d'un axe vertical à la fois de la séparatrice et du réseau 2.

Après ce réglage, nous pouvons affirmer que les plans d'onde renvoyés par les réseaux, montés en Littrow, sont confondus quand toutes les images du diaphragme d'entrée coïncident à la fois à l'entrée et à la sortie.

On achève maintenant le montage des bras d'entraînement et des chariots en utilisant comme source la lampe au Cadmium. Il faut que l'orientation des bras par rapport aux réseaux soit celle indiquée au chapitre précédent. Le bras doit être perpendiculaire à la direction des déplacements des chariots quand les réseaux sont éclairés sous un angle d'incidence égal à l'angle de blaze.

On choisit pour cela la raie rouge du Cadmium, qui dans le 9e ordre correspond à un angle de 66° , voisin de l'angle de blaze de 63° .

Après avoir orienté les réseaux, on amène les chariots à mi course, et on fixe les bras après s'être assuré qu'ils sont en contact avec les patins.

On retouche à la distance des chariots à l'aide d'une vis micrométrique de réglage, pour que les images du diaphragme d'entrée coïncident à nouveau.

C) Réglages fins

Si l'ensemble de ces réglages est bien fait, on doit voir sur les réseaux vus à travers le diaphragme de sortie des franges plus ou moins serrées. Ceci signifie que les plans d'onde ne coïncident pas encore parfaitement et forment entre eux un coin d'air.

Dans une première étape, on rend ces franges verticales en retouchant à l'aide du réglage fin (tension d'un ressort, voir à la fin de ce paragraphe), la verticalité de la séparatrice.

Puis en entraînant à la main le chariot central solidaire des chariots d'entraînement, on fait coïncider les deux plans d'ondes à la sortie et les franges font place à une teinte plate dont la qualité ne dépend plus alors que de la perfection de la surface des réseaux et de la séparatrice.

Avec la raie rouge du Cadmium, pourtant fine, nous n'observons pas de franges dans tout le champ, mais seulement dans la région centrale, car plus loin l'ordre d'interférence est trop élevé.

Quand on est arrivé à la teinte plate, on peut suivre sur un écran placé sur le diaphragme de sortie les variations lentes d'éclairement du diaphragme quand on abandonne à elle-même la compensatrice presque réglée à l'équilibre.

On remplace alors la lampe au Cadmium par une lampe au néon et on déplace lentement à la main les chariots solidaires. Les raies doivent se superposer sur les diaphragmes, ce qui caractérise la bonne égalité des longueurs des bras et la bonne distance des chariots, et on devrait avoir toujours une teinte plate pour les différentes raies.

Ceci est pratiquement impossible à obtenir à cause des flexions (il suffit de poser la main sur le marbre pour faire apparaître deux franges) et des dilatations thermiques.

Actuellement le degré de perfection obtenu est un dérèglement d'une dizaine de franges entre les extrémités du balayage pour une longueur d'onde moyenne de 0,65 micron (raies rouges du néon).

La stabilité du réglage dans le temps est excellente à condition d'enfermer le Sisam dans une enceinte l'isolant thermiquement de l'extérieur.

Depuis le remontage de septembre 1967, nous n'avons jamais dû retoucher au réglage, excepté bien entendu au réglage très fin de la séparatrice (8). Un ressort fixé en haut du support de la séparatrice est tendu par un moteur effectuant un tour en 20 minutes, ce qui correspond à un allongement du ressort de 4 mm ; ce ressort a 30 cm de long. On passe du réglage parfait au dérèglement total en trois minutes environ quand $\lambda = 2\mu$.

II - REGLAGE DES CELLULES

a) Si le diaphragme d'entrée est ponctuel, le Sisam est un interféromètre fonctionnant en lumière parallèle, et les franges sont des franges d'interférence entre les ondes renvoyées par les réseaux.

Il s'ensuit que (flux lumineux) au point de conséquence, les réseaux étant réglés, varie avec la position de la compensatrice. En effet si le flux lumineux renvoyé par un réseau est 2ϕ , on reçoit à la sortie de la séparatrice un flux $\phi + \phi \cos(\phi(t))$

Donc l'amplitude du signal est :

$$A = (1 + \cos \phi(t)) \quad (\text{chapitre I})$$

La cellule doit recevoir tout le faisceau modulé.

Mais nous avons vu que le point de convergence pouvait se déplacer quelque peu. Il serait donc dangereux de faire l'image du diaphragme de sortie sur la cellule. Dans ces conditions, théoriquement bonnes, la cellule "verrait" le diaphragme de sortie et traduirait les variations d'intensité reçues au signal électrique. Il suffirait de faire varier le diamètre du diaphragme pour que la cellule ou ne soit pas complètement éclairée ou ne reçoive qu'une partie du faisceau, conséquence inacceptable.

Par contre le miroir sphérique de sortie a une dimension fixe et reçoit un signal tout autant modulé que celui arrivant au diaphragme.

C'est donc l'image du miroir de sortie que nous allons former sur la cellule. Ce montage est réalisé simplement à l'aide d'une lentille et d'un condenseur. (figure 2)

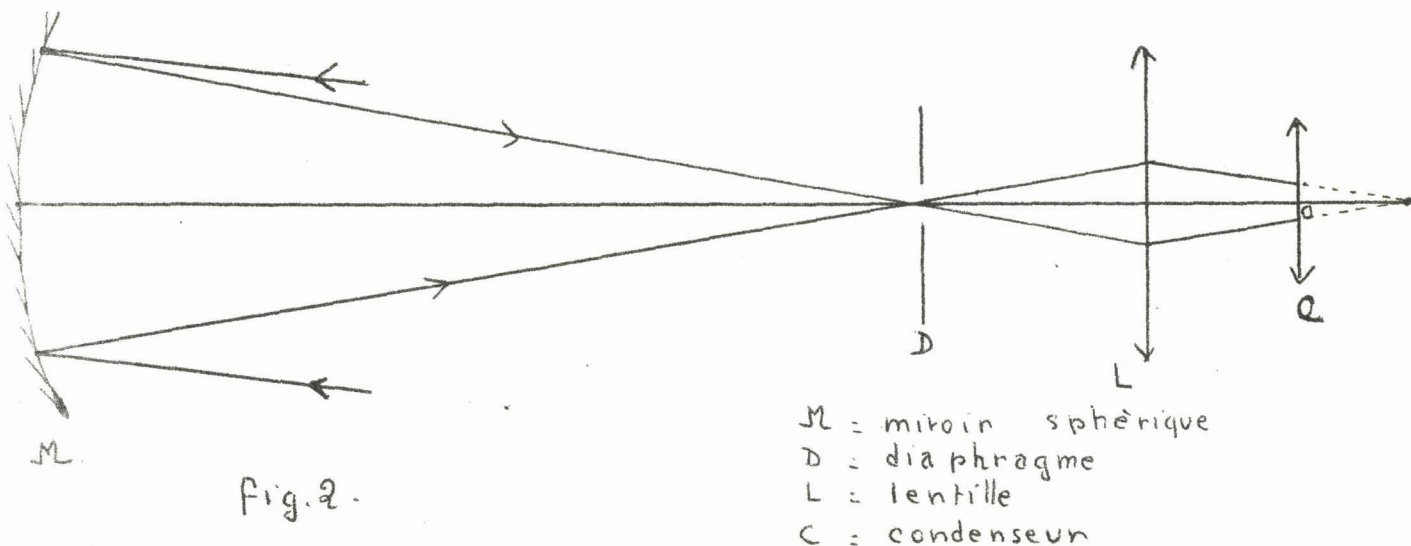


Fig. 2.

La lentille est montée à 20 cm en avant du centre optique du condenseur, et est située pour des raisons de commodité à 30 cm du diaphragme de sortie.

L'image du miroir sphérique va se former à 4 cm en avant du condenseur avec une lentille de 15 cm de focale. L'image définitive du miroir va se former à 9 mm derrière le centre optique du condenseur, puisque le condenseur a 8 mm de focale.

Avec ces données la dimension longitudinale de l'image du miroir est un peu supérieure à 0,6 mm, la dimension verticale un peu inférieure, l'image intermédiaire ayant 22 mm de long environ.

Pour mettre en place la cellule il faut regarder vers le condenseur avec une lentille de 16,5 cm au lieu de celle de 15 cm. et une lunette réglée à l'infini. La cellule sera en place quand elle sera nette et au centre du champ. Le centrage devra être effectué avec grande précision.

b) Les deux autres cellules, référence et cannelures, reçoivent des faisceaux qui ne sont limités par aucun diaphragme d'entrée, puisque c'est toujours l'image des sources ponctuelles utilisées qui sont au foyer des miroirs d'entrée et de sortie. (Arc au Zirconium).

Par conséquent, les cellules sont montées de façon à recevoir tout le faisceau modulé et l'image de sortie se reforme sur les cellules.

On s'assure que le signal reçu est maximum en donnant de petits déplacements au support de la cellule.

C'est l'image de sortie qui est formée sur la cellule pour ces deux voies. Aussi la position de la source à l'entrée est-elle très importante.

Remarquons aussi que les différentes sources ne doivent pas être trop éloignées les unes des autres, car un calcul montre que la longueur d'onde modulée varie légèrement avec la hauteur du diaphragme d'entrée.

Ceci ne serait pas grave pour la référence mais pourrait l'être pour la voie étalon.

III) Déréglage du Sisam

Les réglages dont nous avons parlé peuvent être aussi parfaits que possible, il est toutefois inévitable qu'au cours du fonctionnement, le Sisam se dérègle, du fait même de sa conception.

1) Déréglage fortuit

Il est par exemple certain que la moindre flexion des axes supportant les réseaux au moment de la mise en route des chariots entraînera un dérèglage du Sisam.

Un dérèglage complet du Sisam dans le visible correspond à une variation de distance entre le haut et le bas d'une longueur d'onde, soit 0,6 micron, et cette flexion correspond à un angle entre les traits des réseaux de 1,5 seconde d'angle, quantité extrêmement petite.

Remarquons immédiatement qu'un dérèglage de grandeur X dans le visible devient $\frac{X}{2}$ ou $\frac{X}{3}$ dans la région de deux microns. C'est une propriété générale des appareils interférentiels dont la qualité et le réglage doivent toujours s'apprécier par référence à la longueur d'onde.

2) Déréglage inévitable par construction

Il est également évident qu'au cours d'un balayage, puisque la longueur d'onde de réglage varie, il faut modifier la période du mouvement de la compensatrice. L'opération est nécessaire chaque fois que σ varie de 1 p. cent si on travaille avec un coefficient de surtension $Q = 20$.

$$\text{En effet } \frac{d\sigma}{\sigma} = \cotgi \, di \Rightarrow di = \text{tgi } \frac{d\sigma}{\sigma}$$

si σ varie de 1 %, l'angle a varié de 0,02 rad.

Ce qui correspond à un laps de temps $\Delta t = \frac{8000}{N}$

où N est le nombre de tours par seconde du moteur utilisé.

Avec le moteur de 120 t/min, $\Delta t = 4000$ s soit un peu plus d'une heure.

a) Déréglage des réseaux

Au cours de la rotation, donc d'un enregistrement, comme il est impossible de régler parfaitement le parallélisme des traits des réseaux à leurs axes respectifs, le signal se détériore et le déphasage entre les signaux de spectre et de référence croît.

On doit corriger cet effet en basculant la séparatrice autour d'un axe horizontal à l'aide du réglage très fin.

Pour pouvoir estimer les conséquences du dérèglement sur le signal; on peut donc, en laissant les réseaux fixes, basculer la séparatrice très lentement et enregistrer le résultat. (Courbe de la figure 3).

Nous avons vu, au chapitre I, que le signal enregistré était $a \cos \phi$.

Nous voyons nettement cette fonction enregistrée sur la courbe (3) l'amplitude a décroît lentement, et ϕ varie de -2π à $+2\pi$. En effet le maximum positif correspond à $\phi = 0$ et le signal a une amplitude maximale a . Ceci correspond normalement au Sisam réglé à la teinte plate.

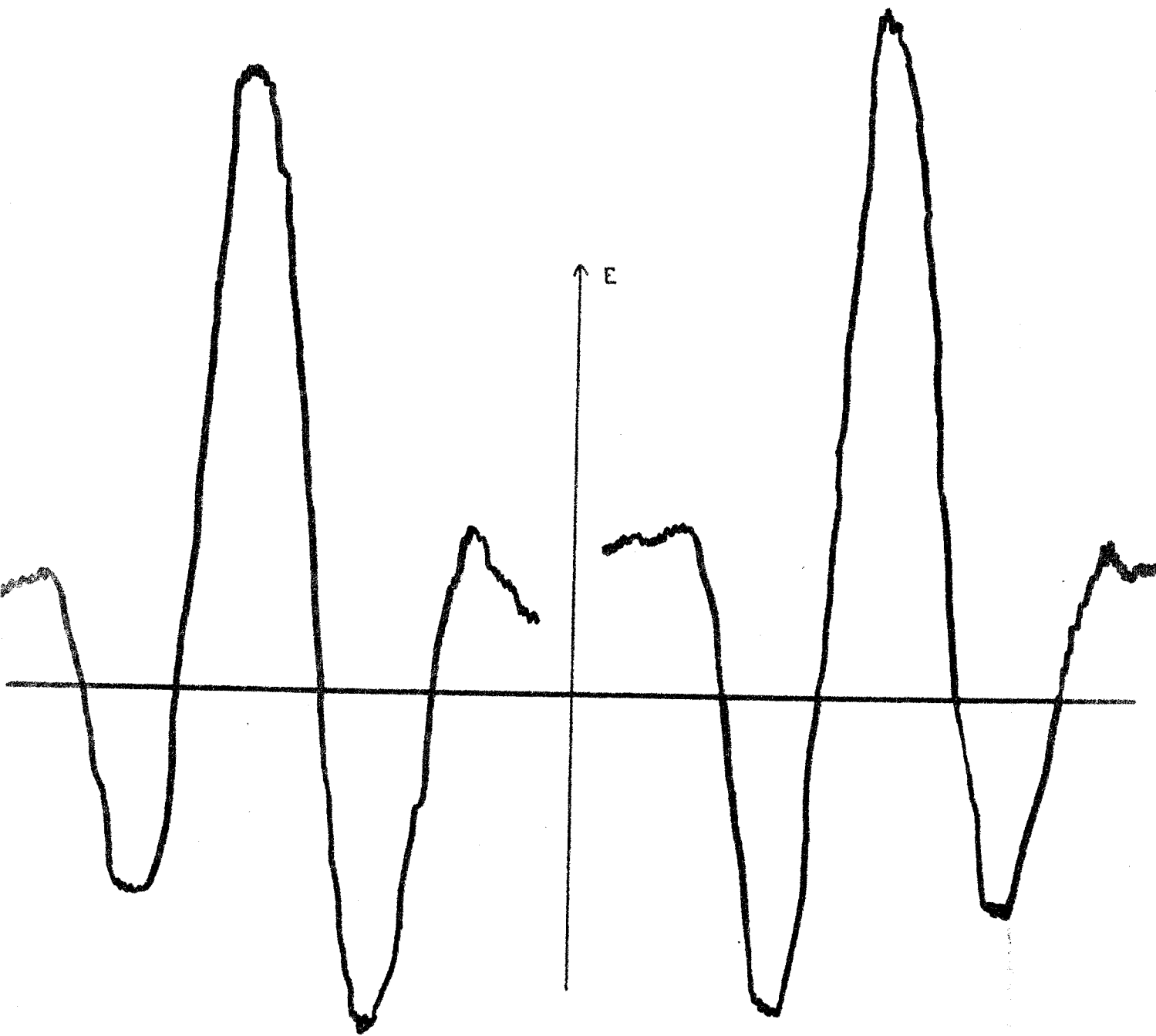
Puis la phase entre les signaux varie ; quand ils sont en quadrature, le signal détecté est nul. Le signal de spectre est en retard sur le signal de référence dans un sens du mouvement de la compensatrice, en avance dans l'autre sens et le bruit de modulation est maximal. Puis ϕ prend la valeur π . Le flux lumineux reçu par une cellule est maximal quand celui reçu par l'autre est minimal. La teinte plate n'existe donc plus, et le signal est plus petit comme le prévoit la théorie (chapitre I)

Puis les signaux reviennent en phase et les signaux sont devenus très faibles.

Les deux pieds négatifs doivent être égaux si le déphasage est nul quand a est maximal. Ce n'est pas le cas pour la courbe de la figure 3 ; on doit en conclure qu'il faut retoucher légèrement la position du déphaseur.

Nous disposons donc d'un moyen sûr pour régler le déphaseur et la position de la séparatrice.

Remarque I : La courbe enregistrée n'est pas la fonction d'appareil décrite au chapitre I, car elle traduit la réponse du détecteur synchrone, tandis que la fonction d'appareil traduit l'état interférentiel entre les rayons voisins du rayon moyen.



Réglage par tension du ressort

Réglage par détente du ressort

Influence de l'inclinaison de la séparatrice sur l'amplitude E du signal enregistré



. fig. 3 .

Remarque II : Cette courbe ne peut être enregistrée que si la source de spectre et la source de référence sont assez décalées verticalement. En effet c'est alors la phase entre les signaux qui est principalement affectée.

Dans le cas contraire, où les deux sources seraient voisines, c'est la détérioration de l'amplitude que l'on enregistrerait, car la phase entre les signaux varierait assez peu.

On peut donc maintenant déduire de ce qui précède le mode opératoire de l'enregistrement d'un spectre.

b) Enregistrement d'un spectre

On commence par mettre une source blanche sur le canal "signal". On règle la séparatrice, la fréquence de la compensatrice, le déphaseur pour obtenir le maximum de signal sur l'enregistreur et sur les oscillographes.

On fait tourner ensuite les réseaux à l'aide du moteur rapide et par petites étapes ; on rattrape au fur et à mesure par action sur la séparatrice le dérèglement décrit au III IV A dans un sens déterminé. Quand les chariots ont parcouru un millimètre dans un sens déterminé, toutes les flexions deviennent permanentes. On met en service le moteur lent et on constate que le réglage se conserve.

On peut alors commencer à enregistrer le spectre. Il est possible de contrôler le détecteur en cours d'enregistrement. S'il s'agit d'absorption, on suit la phase à l'oscillographe et on peut retoucher très légèrement, si cela se révèle nécessaire, le réglage très fin de la séparatrice. S'il s'agit d'un spectre d'émission, on réintroduit de temps à autre la source blanche sur le signal pour vérifier que la phase est correcte. Malgré tout, on peut faire confiance au Sisam et le laisser fonctionner pendant une heure environ sans réglage.

Nous avons fait un enregistrement de cannelures, sans nouveau réglage et en ne perdant pas plus de 10 % du signal sur 500 cm^{-1} . Graner a obtenu 72 cm^{-1} sans dérèglement, et Archipof 10 cm^{-1} (2) sans précision des critères de réglage.

Nous pouvons donc considérer que le Sisam est bien réglé.

Remarque : Pour éviter de longues recherches infructueuses, on peut déceler la présence d'un spectre et en repérer les régions les plus intéressantes ; pour cela, faire fonctionner le Sisam en spectromètre classique en réduisant les diaphragmes et en modulant le faisceau par un disque denté.

Nous l'avons souvent fait et avons par exemple enregistré de cette manière le spectre du néon dans le visible, et aussi le spectre d'absorption de l'eau vers $1,9 \mu$ en mettant le filtre convenable. De cette manière, la résolution devient faible, puisque $di = \frac{a}{F}$ où a est la longueur du diaphragme et f la focale :

$$// \frac{d\sigma}{\sigma} = \cotgi \text{ di pour l'angle blaze } // \frac{d\sigma}{\sigma} = \cotg i_0 \quad \frac{a}{F} = 0,5 \frac{2}{1200} = \frac{1}{1200} = 0,8 \cdot 10^{-3}$$

pour $\sigma = 50\,000 \text{ cm}^{-1}$ $d\sigma = 5 \cdot 000 \cdot 0,8 \cdot 10^{-3} = 4 \text{ cm}^{-1}$.

Un pouvoir de résolution de 1200 quel que soit σ est très peu vis à vis de celui de 50 000 calculés plus haut dans le troisième ordre

c) Les perturbations extérieures

Elles sont de deux sortes : vibrations mécaniques, parasites électriques d'origine mal connue.

Les vibrations extérieures, si elles sont violentes, font vibrer les cellules et le Sisam à des fréquences et à des amplitudes différentes, et entraînent un dérèglement optique périodique très gênant au cours d'un enregistrement. Telles sont les vibrations provoquées par une porte qui claque, un homme qui court ou qui marche lourdement ou d'une façon saccadée, par un meuble que l'on déplace.

D'autres vibrations plus faibles, mais de fréquences voisines de 115 Hz, se superposent au signal en faisant vibrer le Sisam et on enregistre le battement.

Ce sont les vibrations provoquées par une pompe à vide, une perceuse électrique, ou par le moteur de réglage très fin de la séparatrice, ou par les bulldozers de terrassement.

Pour y remédier, nous allons monter le Sisam sur des caisses en bois remplies de sable, montage déjà utilisé par Delaye et Lemaire.

Nous avons eu aussi des vibrations provoquées par les moteurs d'entraînement. Mais ces vibrations sont trop faibles et de fréquence trop basses, avec les moteurs lents, pour perturber le signal.

Nous ne constatons en effet aucune variation d'amplitude quand nous mettons le moteur lent en marche.

Des perturbations électriques se produisent parfois. D'origine inconnue, elles nous ont obligés à relier tous les éléments de l'électronique par des câbles blindés, mais ce n'est nullement un inconvénient majeur.

Conclusion : Ce chapitre traduit les difficultés que l'on rencontre à l'emploi du Sisam ; ces difficultés techniques sont surmontables avec un peu de patience et d'habitude. Moins commode peut-être que les spectromètres classiques, le Sisam les surclasse par son pouvoir de résolution et sa luminosité.

C O N C L U S I O N

.....

CONCLUSION

Les premiers résultats obtenus avec le Sisam datent d'assez peu, mais il est maintenant en état de fonctionner et est utilisable à l'étude proprement dite des spectres moléculaires, à condition que les sources soient stables, bien entendu.

Toutefois, pour être pratiquement utilisable, il faudra améliorer quelques points.

Tout d'abord il faut à tout prix supprimer les spectres d'absorption de l'eau et du gaz carbonique qui sont riches en cette région. Pour cela nous allons entourer le Sisam et les sources, ainsi que les cellules, d'une cloison étanche à la fois à l'air et à la lumière. Une légère surpression d'azote sec créera une atmosphère pure de toute absorption.

Nous allons aussi mettre le marbre du Sisam, le support des cellules et des sources sur des caisses remplies de sable qui empêchent les vibrations extérieures de se propager.

Ceci viendra compléter les améliorations apportées à la fois à la théorie et au fonctionnement mécanique du Sisam.

Ces dernières améliorations une fois réalisées, nous pourrons envisager non plus l'étude de l'appareil, mais son emploi à l'étude des spectres moléculaires.

A N N E X E

- ■ -

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
Chapitre I - PRINCIPE ET QUALITES DU SPECTROMETRE S.I.S.A.M.	4
Chapitre II - VUE D'ENSEMBLE ET DESCRIPTION DU SYSTEME OPTIQUE DU S.I.S.A.M.	7
Chapitre III - ETUDE DE LA LAME SEPARATRICE ET DES MIROIRS D'ENTREE ET DE SORTIE DU S.I.S.A.M.	19
Chapitre IV - ETUDE DE LA LAME COMPENSATRICE	25
Chapitre V - ETUDE DES RESEAUX DE DIFFRACTION EQUIPANT LE S.I.S.A.M.	42
Chapitre VI - CALCUL DE LA DIFFERENCE DE MARCHE D'UN RAYON LUMINEUX TRAVERSANT LE S.I.S.A.M.	54
Chapitre VII - CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR LA FORME DES DIAPHRAGMES DU S.I.S.A.M.	72
Chapitre VIII - ETUDE DES QUALITES DU S.I.S.A.M.	80
CONCLUSION	92
BIBLIOGRAPHIE	94
ANNEXE	95

INTRODUCTION

Les appareils spectrométriques dont disposait jusqu'à présent le Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de L'institut de Physique de Lille, ne permettaient pas de faire d'études spectrales à haute résolution au-delà de 0,9 micron. C'est pourquoi, en vue de poursuivre ses travaux dans le domaine de l'infrarouge proche, Monsieur le Professeur J. SCHILTZ nous a proposé, à P. BERNAGE et à moi-même, la construction et la mise au point d'un interféromètre S.I.S.A.M.

La conception de cet appareil est due à Monsieur le Professeur P. CONNES qui en 1955 réalisa le premier exemplaire de ce type nouveau de spectromètre. Depuis cette date, trois S.I.S.A.M. avaient été construits en France, l'un au Laboratoire Aimé Cotton de Bellevue, les deux autres au Laboratoire d'Infrarouge de la Faculté des Sciences d'Orsay.

C'est pourquoi, notre travail a principalement consisté sur le plan technique, à réaliser une copie des appareils déjà mis au point à Paris ; nous avons malgré tout cherché à améliorer, chaque fois que nous le pouvions, les performances et les qualités de ce type de spectromètre ; en particulier, nous nous sommes attachés à adapter le S.I.S.A.M. à l'étude des spectres moléculaires d'émission. Par ailleurs, dans le domaine théorique, nous avons repris l'examen de certains problèmes qui ne nous semblaient pas totalement explorés jusqu'à présent. Enfin, en réalisant quelques spectres, nous avons cherché à vérifier les performances de notre appareil.

Tous ces résultats ont été obtenus grâce à un travail d'équipe permanent. Toutefois, P. BERNAGE a plus particulièrement étudié l'électronique de l'appareil, et les différents problèmes techniques qui y sont rattachés ; il a également collaboré à la construction de cet ensemble

électronique dont la réalisation est due à G. GERARD, technicien au C.N.R.S. Pour ma part, je me suis intéressé principalement à l'optique du S.I.S.A.M. et aux questions théoriques qui en dépendent. Aussi de façon à rendre plus clairs nos exposés, nous avons convenu de distinguer ces deux parties pour la rédaction de nos résultats. Comme un tel découpage est quelque peu artificiel, on trouvera en annexe à ce mémoire l'ensemble du travail rédigé par P. BERNAGE (3), qui concerne, outre les matériels électroniques du S.I.S.A.M., tous les réglages que nécessitent ces éléments pour un bon fonctionnement de l'appareil ; on pourra également se reporter au Diplôme d'Etudes Supérieures (5) de G. GERARD.

De mon côté, après avoir rappelé (chap. I) le principe et les propriétés principales du S.I.S.A.M., j'ai tenté (chap. II) de donner une description aussi complète que possible du système optique de l'appareil et de son montage. Puis, dans les chapitres III, IV et V, j'ai examiné quelques uns des problèmes relatifs respectivement à la séparatrice, à la compensatrice et aux réseaux. Après avoir ainsi défini les éléments fondamentaux de l'optique du S.I.S.A.M., j'ai cherché (chap. VI), pour un rayon lumineux quelconque entrant dans le spectromètre, l'expression complète de la différence de marche introduite entre les deux rayons auxquels cet incident donne naissance dans le S.I.S.A.M. Ce résultat permet, au chapitre VII, de déterminer la forme des diaphragmes qu'il est nécessaire d'utiliser pour obtenir la valeur optimale du produit "résolution x luminosité" de l'appareil. Enfin j'ai rappelé au chapitre VIII les résultats relatifs à la fonction d'appareil du S.I.S.A.M., et présenté quelques spectres que nous avons enregistrés et sur lesquels il est possible de discuter des défauts et des qualités de notre spectromètre.

Dans tout ce qui précède, il n'est pas fait explicitement mention de l'élément mécanique du S.I.S.A.M. La raison en est que cette partie a déjà fait l'objet de deux publications que constituent nos rapports de stage de D.E.A. (6 et 7).

Toutefois, nous nous devons de rappeler ici que tous les éléments de fonderie, qui représentent en quelque sorte l'ossature du S.I.S.A.M., ont été réalisés grâce aux modèles que nous a très obligeamment prêtés Monsieur le Professeur R. CHABBAL, Directeur du Laboratoire Aimé Cotton de Bellevue, à qui nous devons également l'obtention des crédits nécessaires à la réalisation de notre projet. Nous le prions de trouver ici l'expression de nos respectueux remerciements pour cette aide matérielle dont il nous a fait bénéficier.

Nous tenons à exprimer nos sentiments de très vive gratitude à l'égard de Monsieur le Professeur J. SCHILTZ, notre Directeur de recherche, pour les nombreux conseils et l'aide morale qu'il nous a prodigués. Nous sommes heureux de pouvoir lui apporter ici l'assurance de nos remerciements sincères.

Nous remercions également Monsieur le Professeur R. WERTHEIMER pour l'honneur qu'il nous a fait de présider le jury de nos thèses, et Monsieur le Professeur M. BECART pour sa participation à ce jury.

Monsieur J. VERGES du Laboratoire Aimé Cotton de Bellevue voudra bien de son côté accepter nos remerciements pour tous les renseignements très utiles qu'il n'a jamais cessé de nous fournir, lorsque nous lui avons demandé de nous faire profiter de son expérience.

Enfin que soient remerciés ici tous nos camarades chercheurs et techniciens, en particulier Monsieur G. GERARD, technicien au C.N.R.S. et Monsieur P. ROSSEELS, ingénieur au C.N.R.S., pour l'aide permanente qu'ils nous ont donnée, et le climat sympathique de camaraderie qu'ils ont su entretenir dans le Laboratoire.

CHAPITRE I

PRINCIPE ET QUALITES DU SPECTROMETRE S.I.S.A.M.

Le Spectromètre Interférentiel à sélection par l'Amplitude de Modulation, couramment appelé S.I.S.A.M., est un interféromètre du type Michelson dont la conception et la première réalisation sont dues à Pierre CONNES.

Cet appareil est particulièrement adapté à des études spectro-métriques dans le domaine de l'infra rouge proche, c'est à dire entre 1μ et 5μ environ. Pour notre part, nous avons réalisé un appareil dont le champ d'utilisation s'étend de $0,9 \mu$ à $2,5 \mu$.

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

Le principe de cet interféromètre a déjà été clairement exposé par P. CONNES dans sa thèse (1) ; d'autre part, G. GRANER qui a également mis au point un S.I.S.A.M., a précisé dans la sienne (2) les propriétés fondamentales de l'appareil. Nous nous contenterons donc de rappeler ici que le S.I.S.A.M. "théorique" est un interféromètre de Michelson (Fig. I, 1,a) dans lequel on a remplacé les deux miroirs par deux disperseurs ; ceux-ci sont généralement deux réseaux de diffraction aussi identiques que possible, montés de telle sorte que leurs dispersions soient de même direction, mais de sens opposés.

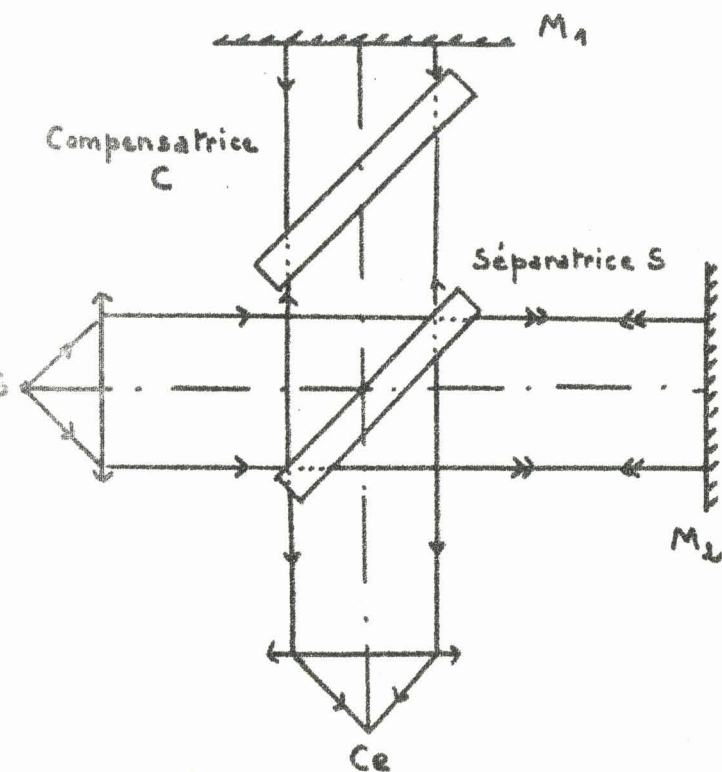
Un tel système permet l'obtention de deux ondes planes cohérentes qui une fois rassemblées sont susceptibles d'interférer ; pour cela, il faut que les deux ondes aient leurs plans parallèles. Comme la direction de ces plans ne dépend, pour chaque ordre K des disperseurs, que de la longueur d'onde, il n'y a phénomène d'interférences que pour la seule radiation, dite radiation de réglage, qui est diffractée dans la direction du trou de sortie du S.I.S.A.M. ; la figure interférentielle correspondante est localisée à l'infini.

D'autre part, les réseaux R_1 et R_2 (Fig. I - 1,b) sont mobiles autour d'un axe parallèle à la direction de leurs traits, ce qui permet de balayer l'ensemble du spectre étudié.

Enfin, comme le S.I.S.A.M. muni de ses réseaux et de ses diaphragmes d'entrée et de sortie, laisse passer dans chaque ordre K une bande spectrale assez large, on isole la radiation de réglage en la modulant sélectivement par oscillation de la compensatrice C .

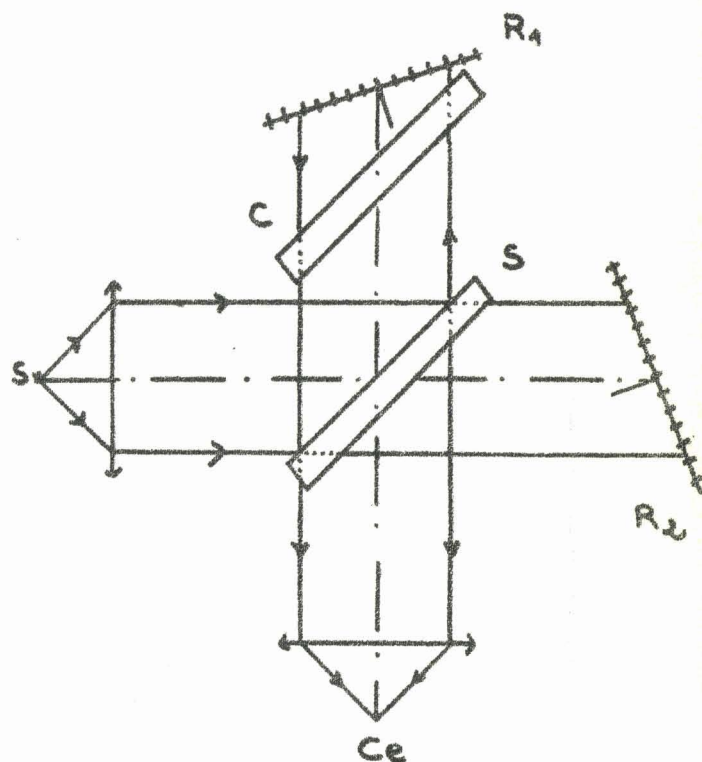
Le signal modulé ainsi obtenu est reçu par une cellule photoconductrice Ce , refroidie à la neige carbonique ; après détection synchrone et amplification, il parvient à un enregistreur dont le déroulement est synchronisé avec la rotation des réseaux.

Fig. I. 4. a.



- Interféromètre de Michelson -

Fig. I. 1. b.



- S. I. S. A. M. -

I. 2 - Qualités du S.I.S.A.M. comparé aux autres spectromètres.

Les avantages du S.I.S.A.M. sur les autres types de spectromètres résultent de son principe. En effet, grâce à la modulation sélective d'un élément spectral, il est possible d'utiliser ici une grande étendue de faisceau, comme dans le cas du Michelson ; dans ces conditions on gagne beaucoup de clarté par rapport aux spectromètres classiques à fentes, sans perdre pratiquement de résolution. D'autre part, grâce à la présence de disperseurs, le S.I.S.A.M. a sur le Michelson l'avantage de fournir directement le spectre réel, et non une transformée de Fourier dont l'exploitation est toujours pénible et coûteuse.

A ces qualités déjà très intéressantes, il s'en ajoute une autre qui concerne les conditions d'utilisation du S.I.S.A.M.. P. CONNES a en effet démontré (1) que ces conditions sont les meilleures lorsqu'elles se situent à la fois très près de la luminosité optimale et très près de la résolution théorique. C'est là un très grand avantage du S.I.S.A.M. par rapport aux spectromètres à fentes, car pour ceux-ci, lorsqu'on cherche à atteindre le voisinage de la résolution théorique, on perd nécessairement en luminosité, et vice et versa. Toutefois, il en résulte pour le S.I.S.A.M. un inconvénient, celui d'être un appareil à résolution imposée.

En conclusion, le S.I.S.A.M. présente la même facilité d'emploi qu'un spectromètre classique, tout en permettant dans l'infra-rouge proche d'obtenir pour une même résolution une clarté au moins cent fois plus grande.

CHAPITRE II

VUE D'ENSEMBLE ET DESCRIPTION DU SYSTEME OPTIQUE DU S.I.S.A.M.

Avant d'entreprendre l'étude optique du S.I.S.A.M. et la résolution des problèmes qui s'y rattachent, il est nécessaire de définir les principales caractéristiques de l'appareil. C'est pourquoi nous allons tout d'abord faire une description générale de l'interféromètre ; nous ne ferons toutefois qu'aborder les questions mécaniques et électroniques, puisque P. BERNAGE en a effectué une étude complète dans sa thèse (3) .

II. 1 - Vue d'ensemble du S.I.S.A.M.

L'appareil que nous avons réalisé, repose sur une platine de fonte, coulée d'une seule pièce et pesant environ 450 kg. Cette lourde masse s'impose car il est nécessaire de réduire au maximum les vibrations, tant celles étrangères au S.I.S.A.M. que celles qui lui sont propres.

Pour des raisons de commodité, nous avons monté cette table, de dimensions 140 x 90 cm, sur un chariot en dexion reposant sur des vérins ; l'avantage qui en résulte est la mobilité de l'interféromètre. Mais devant l'extrême sensibilité du S.I.S.A.M. aux vibrations, nous avons décidé de modifier ce montage très prochainement, et de remplacer ce cadre métallique par des caissons remplis de sable très sec, sur lesquels viendra reposer, par l'intermédiaire de supports anti-vibratoires, la platine. De cette manière, nous pensons éliminer pratiquement en totalité les vibrations extérieures au S.I.S.A.M. Pour celles qui lui sont propres et qui sont dues presque exclusivement aux moteurs entraînant les réseaux, nous les avons supprimées en désolidarisant ces moteurs du reste du S.I.S.A.M. et en utilisant un système de transmission souple ; la figure II - 1 rend compte de ce montage.

Sur cette platine repose le bâti principal du S.I.S.A.M. ; celui-ci comme le montre la figure II - 2 se compose de deux parties : un socle (a) sur lequel est disposée l'optique de l'appareil, dont nous

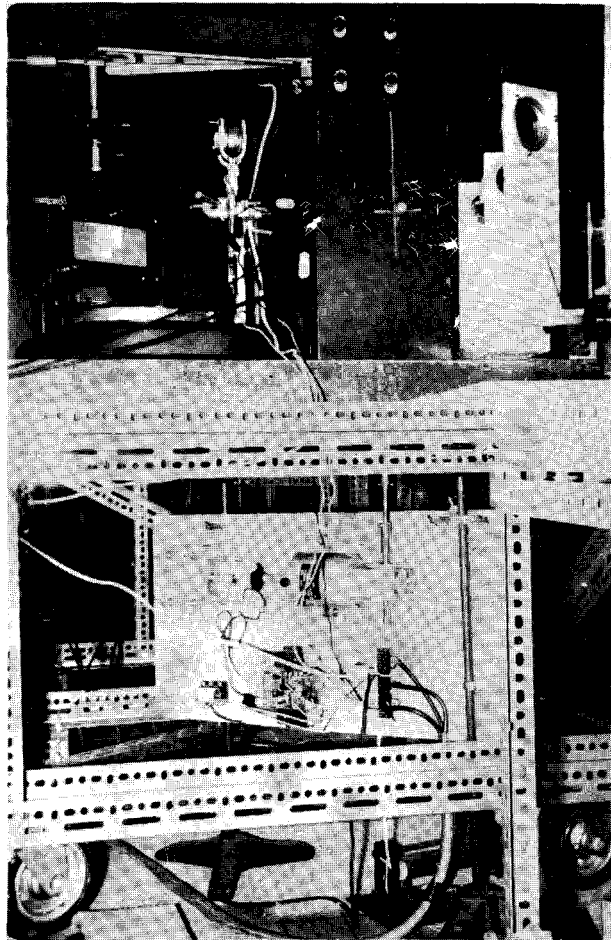


Fig II - 1 -

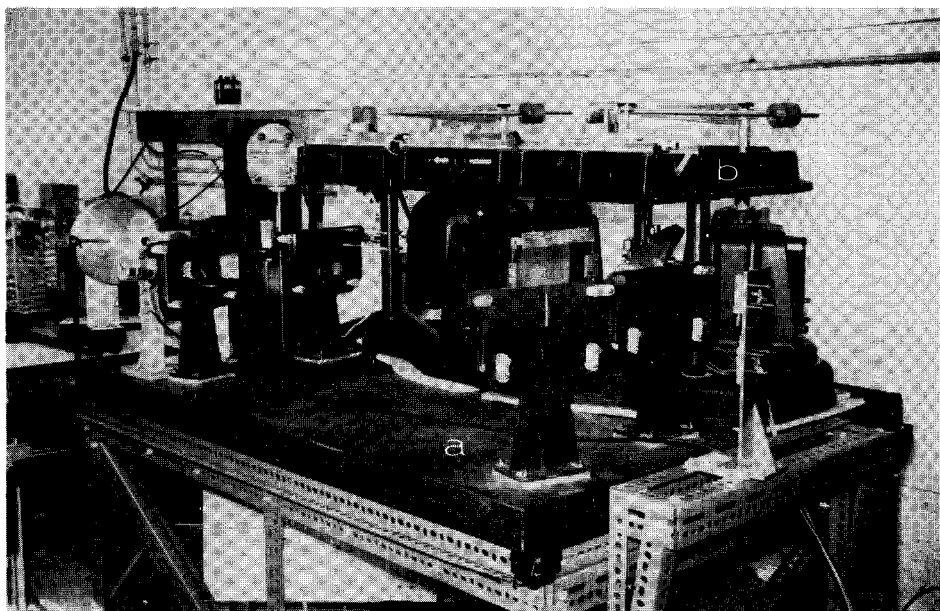
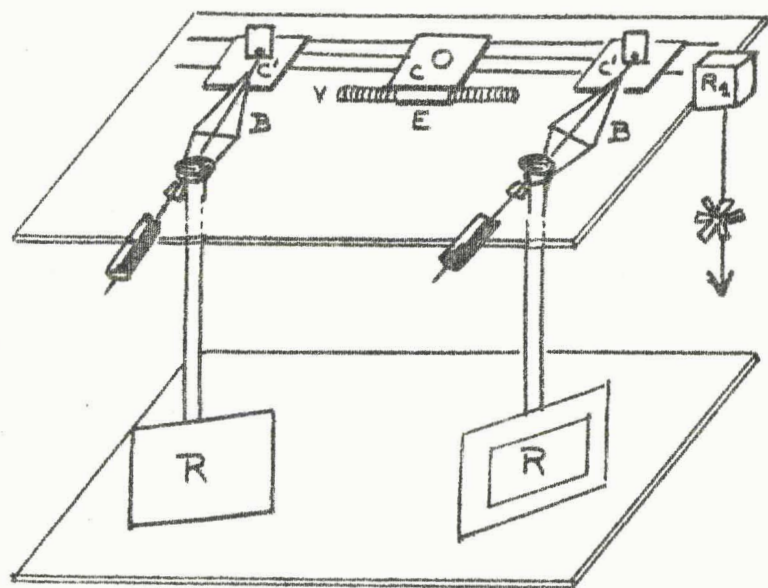


Fig II - 2 -

JHS
JUL 1946

définissons au paragraphe suivant les divers éléments, surmonté d'une plate -forme (b) qui supporte la mécanique d'entraînement des réseaux. Ce dernier ensemble est en tout point identique à celui décrit par G. GRANGER dans sa thèse (2) ; nous nous contenterons donc de rappeler ici le schéma de principe du système (Fig. II-3).

Fig. II - 3.



- B : bras des réseaux
- C : chariot central
fixé à E
- C' : chariots entraînant
les bras des réseaux
- E : écrou intégrateur
- R : réseaux
- R₁ : réducteur de
vitesse (1/100)
- V : vis mère

Remarquons toutefois que dans le montage que nous avons réalisé, la vis mère est entraînée par l'intermédiaire de deux réducteurs de vitesse, de rapport respectif 100 et 10. D'autre part, comme le montre la figure II - 4, nous disposons de deux moteurs montés en série, entre lesquels est intercalé un embrayage magnétique.

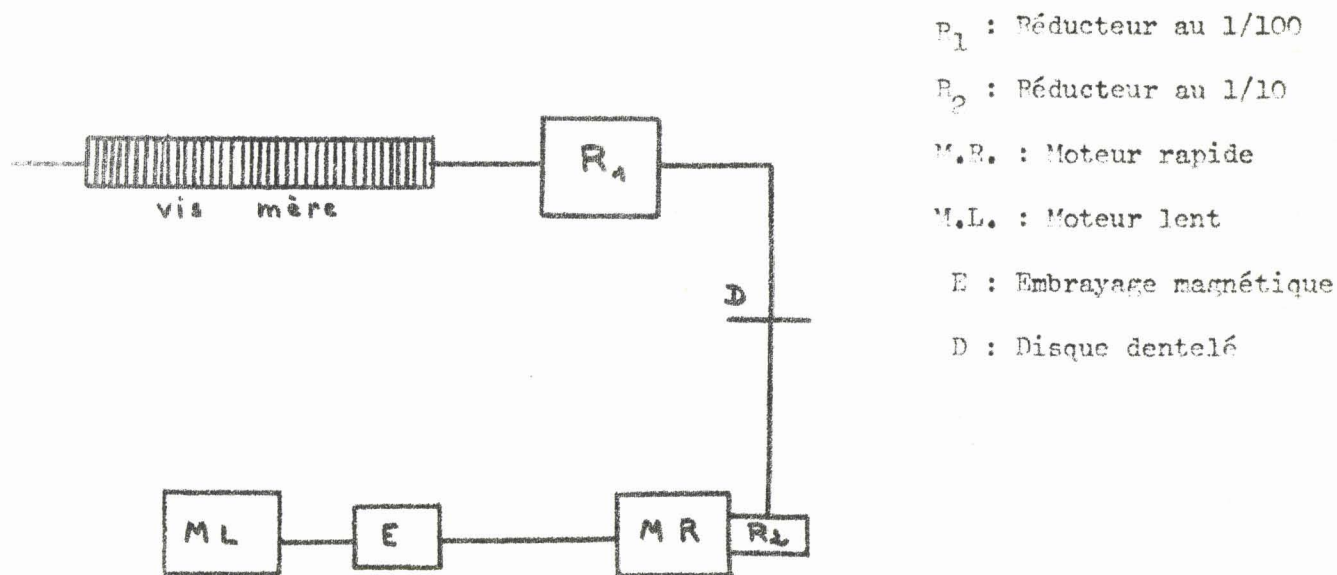


Fig. II. 4.

L'un de ces moteurs, dit rapide, a une vitesse de 3 600 tours/mn environ, et est utilisé soit pour changer rapidement de zone spectrale, soit pour faire une exploration grossière d'un spectre ; nous reviendrons sur ce dernier point dans le chapitre VIII. Nous possédons d'autre part, pour faire une analyse précise des spectres, de trois autres moteurs, dits moteurs lents, interchangeables et de bonne qualité ; leurs vitesses sont respectivement 120, 30 et 10 tours/mn.

Sur l'axe de sortie du réducteur R_2 est fixé un disque dentelé qui permet, grâce à une cellule photo-électrique et un compteur à dékatrons, d'évaluer environ 1/1 200 de tour de vis-mère, ce qui correspond à une variation du nombre d'ondes de réglage de $4.10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ dans l'infra-rouge, d'après les calculs effectués par P. BERNAGE (3).

II. 2 - Eléments optiques du SISAM

Nous allons définir ces éléments en nous référant à la figure II. 5 sur laquelle nous avons indiqué le chemin suivi dans le S.I.S.A.M. par le rayon moyen d'un faisceau lumineux.

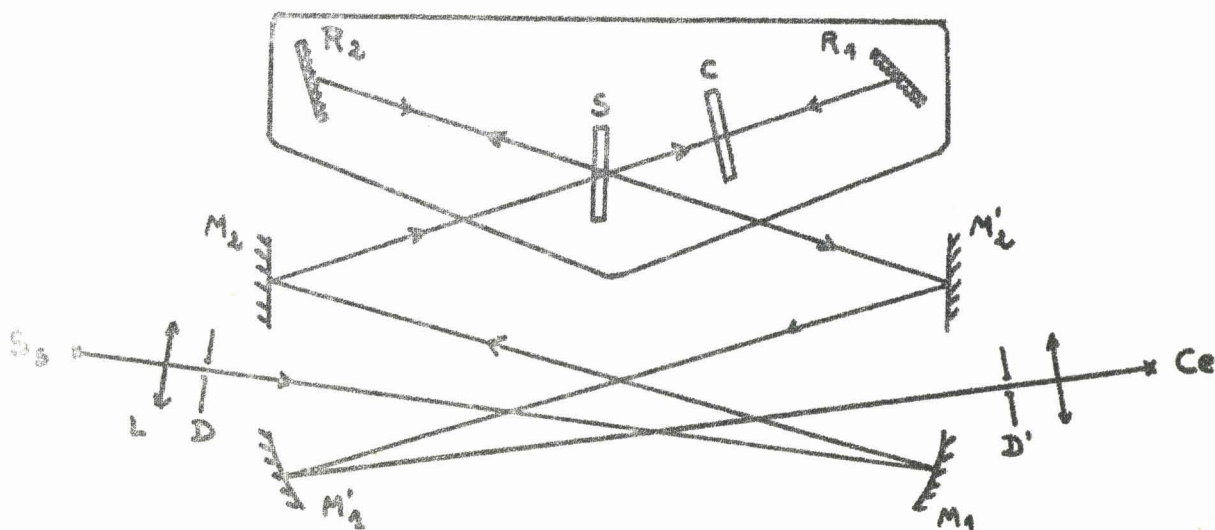


Fig. II.5.

Partant de la source à étudier, ou signal S_S , nous avons tout d'abord un système de lentilles L et de diaphragmes D qui permettent l'obtention d'un faisceau lumineux réglable en intensité et en étendue ; nous verrons, à la fin de ce chapitre, en quoi consiste ce système. Puis, grâce à un jeu de deux miroirs, l'un sphérique (M_1), l'autre plan (M_2), ce faisceau est envoyé dans le S.I.S.A.M. proprement dit, où il est séparé en deux parties d'égale intensité par la séparatrice S . Le faisceau transmis traverse alors la compensatrice C , avant d'atteindre le réseau R_1 , tandis que celui qui a été réfléchi arrive directement sur le réseau R_2 . Après diffraction ces deux faisceaux se recombinent sur la séparatrice, et sortent du S.I.S.A.M. grâce à un système identique à celui de l'entrée et défini par les miroirs M'_2 et M'_1 , homologues de M_2 et M_1 . Le signal traverse alors le diaphragme D' , conjugué de D par rapport au S.I.S.A.M., et est finalement reçu sur une cellule détectrice au sulfure de plomb Ce .

En ce qui concerne la réalisation technique, toutes les lentilles ainsi que les deux lames S et C sont en verre de silice Homosil Heraeus, matériau transparent jusqu'à $2,5 \mu$ environ. Par ailleurs, les quatre miroirs sont dorés ou argentés, ce qui permet de ne perdre par réflexion que le minimum de l'énergie du signal ; l'or et l'argent ont en effet un pouvoir réflecteur voisin de 98% pour les longueurs d'onde supérieures ou égales à $0,9 \mu$. Enfin, les cellules photoconductrices au sulfure de plomb que nous utilisons, sont des détecteurs Kodak, type Q 2, aux dimensions aussi petites que possible (3).

II. 3 - Définition des différents faisceaux traversant le S.I.S.A.M.

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que le faisceau du signal à étudier S_S . En réalité, le S.I.S.A.M. est traversé par trois autres faisceaux lumineux qui proviennent respectivement de :

- Une source référence S_R qui doit fournir un signal de phase invariable et de fréquence accordée avec celle de S_S ; en effet, comme l'indique P. BERNAGE (3), nous utilisons pour faire nos enregistrements de spectres, un amplificateur à détection synchrone. Pratiquement ce signal est fourni par une lampe à arc de zirconium de 100 watts, alimentée en courant continu ; nous isolons dans son spectre continu une petite bande de fréquences grâce à des filtres interférentiels dont nous avons déterminé les caractéristiques à partir de celles des réseaux (cf. chapitre V). Pour détecter ce signal, à la sortie du S.I.S.A.M., nous avons utilisé, comme pour le faisceau S_S , une cellule au sulfure de plomb, que nous refroidissons également à la neige carbonique.

- Une source S_C qui éclaire un étalon Perot-Fabry ; les cannelures produites sont utilisées pour l'étalonnage des spectres. Dans notre montage, cette source est également une lampe à arc de zirconium ; et, le faisceau lumineux qu'elle fournit est lui aussi reçu, après passage à travers le Perot-Fabry et le spectromètre sur une cellule photoconductrice

au sulfure de plomb. Grâce à un amplificateur sélectif, accordé à la même fréquence que l'amplificateur de la voie signal S_S , on filtre les ordres des réseaux pour ne conserver que les cannelures correspondant au domaine spectral étudié.

- Une source étalon S_e qui permet l'étalonnage des cannelures précédentes. Pour l'instant, nous utilisons selon la région spectrale que nous explorons, une lampe au néon ou au krypton ; mais nous envisageons de remplacer dans un proche avenir ces sources par une lampe au thorium, si comme tout porte à le croire cet élément présente, dans l'infra-rouge un spectre aussi riche que dans le visible. Cette modification aurait l'avantage de faciliter l'étalonnage puisque nous disposerions alors de repères précis et nombreux dans toute la zone spectrale étudiée.

II. 4 - Montage optique du S.I.S.A.M.

Les quatre faisceaux lumineux que nous venons de définir, doivent pour des raisons qu'a justifiées P. BERNAGE (3), emprunter à travers le S.I.S.A.M., des trajets optiques équivalents, sans pour autant être confondus. De façon à respecter ces deux conditions, nous avons mis au point pour associer les faisceaux à l'entrée et à la sortie du spectromètre, les deux montages suivants :

- a) Entrée du S.I.S.A.M. (Fig. II-6)

- La source S_S est placée au foyer d'une lentille collimatrice L_1 ; par l'intermédiaire d'une seconde lentille L_2 , nous focalisons le faisceau ainsi obtenu sur un diaphragme D_1 , situé au foyer d'une lentille L_3 qui porte dans son plan un diaphragme de champ D_2 . De là, le faisceau est à nouveau focalisé, grâce à une lentille L_4 , dans le plan focal du miroir sphérique d'entrée du S.I.S.A.M. M_1 , où est placée une lentille de champ L_5 . Ainsi, après réflexion sur M_1 , le faisceau qui pénètre dans le S.I.S.A.M. est constitué de rayons parallèles.

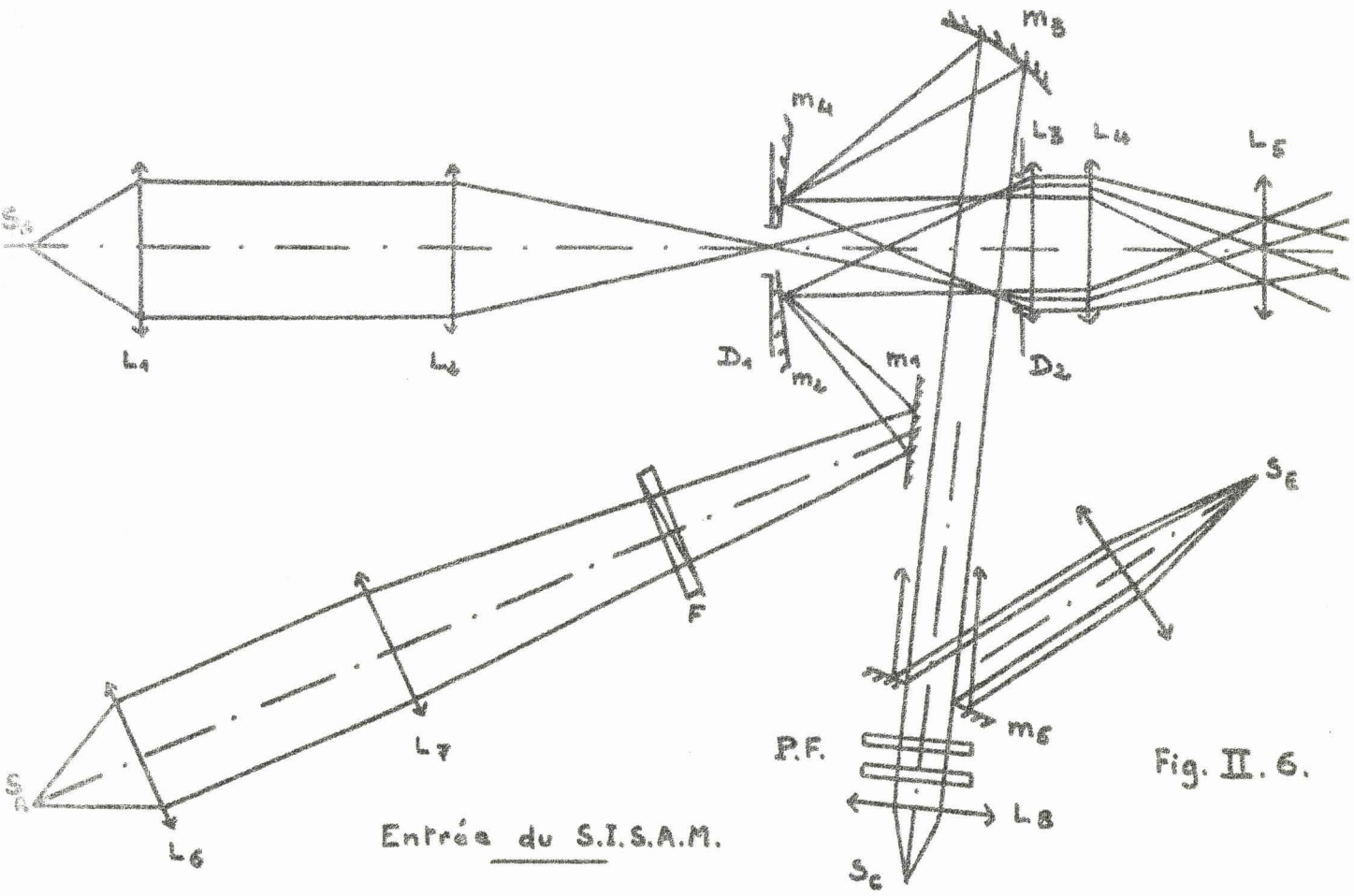


Fig. II. 6.

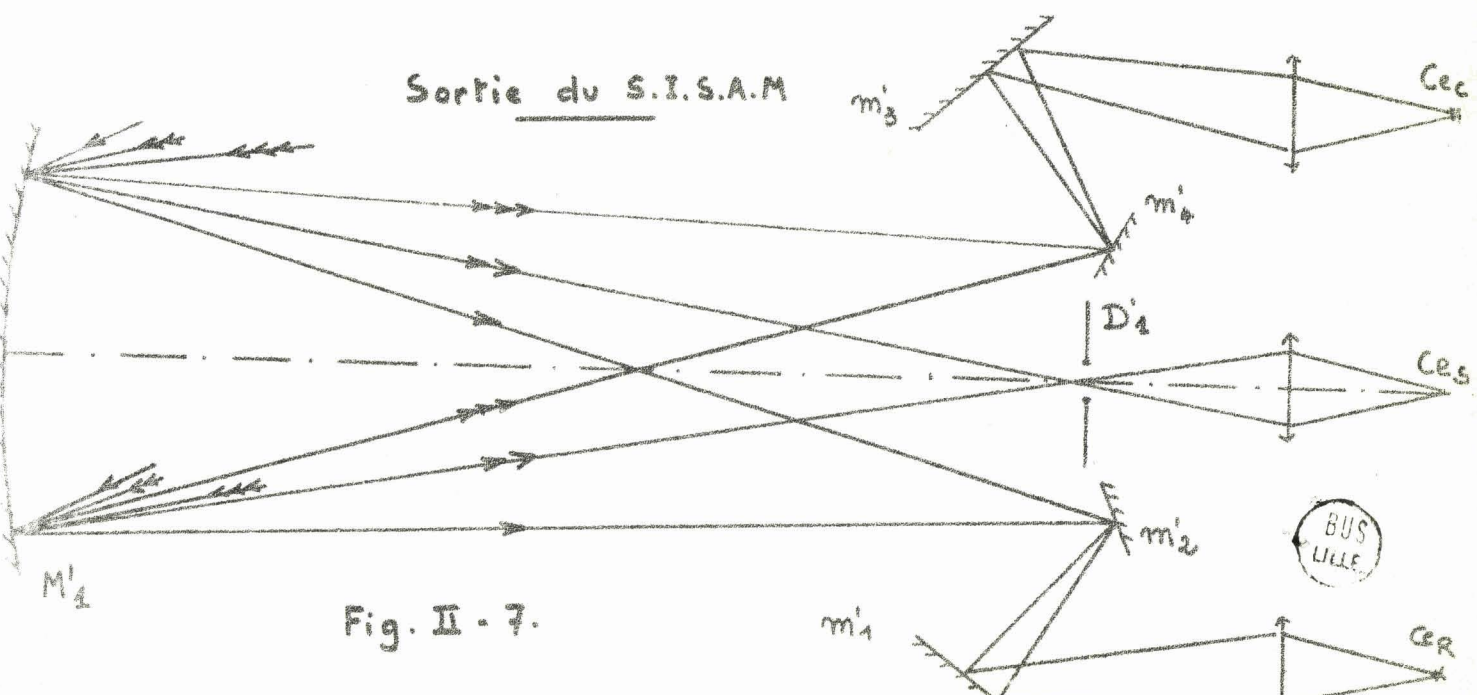


Fig. II - 7.



Ce montage appelle quelques remarques. En effet, il doit satisfaire aux deux impératifs suivants :

- . possibilité d'utiliser des sources de toutes sortes
- . nécessité d'avoir un éclairage uniforme dans le S.I.S.A.M., au niveau des disperseurs.

Pour répondre à la première condition, il faut un système optique d'entrée souple ; ceci est réalisé dans notre montage grâce à la lentille L_2 ; en effet quelquesoit la position de S_S , la mise au point est faite par déplacement de la seule lentille L_1 dont la distance focale a d'ailleurs été choisie assez courte ($f = 15$ cm), de façon à ne pas avoir trop de pertes de lumière.

D'autre part, l'obtention d'un éclairage uniforme dans le S.I.S.A.M. justifie l'utilisation du doublet $L_3 - L_4$. En effet, par l'intermédiaire de ce système, l'image du diaphragme source D_1 se forme dans le plan focal du miroir sphérique M_1 ; d'autre part, l'image du diaphragme de champ D_2 se forme sur les réseaux.

- La source S_R est placée sur un banc d'optique dont la direction fait un angle de 45° environ avec celle du faisceau signal. Un système de lentilles $L_6 - L_7$, homologues de $L_1 - L_2$, donne par l'intermédiaire d'un miroir plan m_1 , une image de S_R dans le plan du diaphragme D_1 , où est placé un second miroir m_2 . Celui-ci renvoie le faisceau sur le système $D_2 - L_3 - L_4$ qui donne ainsi une image finale de S_R sur la lentille de champ L_5 , dans le plan focal du miroir sphérique M_1 .

- Le faisceau issu de la source S_C , suit un trajet assez semblable à celui du faisceau précédent. En effet, S_C donne, grâce à une lentille de très courte focale L_8 , un faisceau de rayons parallèles que l'on envoie, à la sortie du Perot Fabry sur un miroir sphérique m_3 dont l'axe optique fait un petit angle avec la direction de la lumière incidente ; par réflexion sur m_3 , on obtient ainsi une image de S_C sur un petit miroir-plan m_4 , situé comme m_2 dans le plan de D_1 . Le trajet que suit alors le faisceau est en tout point analogue à celui parcouru par le signal référence.

Quant à la source étalon S_E elle donne un faisceau de rayons parallèles qui est reçu par un miroir plan m_5 ; celui-ci est percé en son centre de façon à laisser passer le signal issu de S_C . Au delà de m_5 , les deux faisceaux "étalon" et "cannelures" sont alors parallèles et suivent le même chemin à travers le S.I.S.A.M.

- b) Sortie du S.I.S.A.M. (Fig. II-7)

Il s'agit ici de séparer les différents faisceaux que le montage d'entrée a permis en quelque sorte de superposer ; nous avons donc réalisé un système optique analogue au précédent, en tenant compte des relations de conjugaison qui existent entre l'entrée et la sortie du S.I.S.A.M.

Les différents faisceaux qui parviennent au miroir sphérique M'_1 de sortie du spectromètre, sont tous parallèles à une même direction.

- Le faisceau du signal à étudier S_S traverse un diaphragme D'_1 conjugué de D_1 à travers le S.I.S.A.M., et situé au foyer de M'_1 ; il est ensuite envoyé sur une cellule photoconductrice Ce_S .

- Le faisceau de référence ayant sur le miroir M'_1 une incidence très légèrement différente de celle du faisceau signal, se focalise sur un petit miroir plan m'_2 conjugué de m_2 à travers le S.I.S.A.M. ; il est alors réfléchi par l'intermédiaire d'un second miroir m'_1 sur une seconde cellule Ce_R .

- Les deux faisceaux "étalon" et "cannelures" qui se trouvent mélangés dans le S.I.S.A.M. sortent du spectromètre suivant une direction symétrique de celle du faisceau référence, par rapport au signal. Par suite, après focalisation sur un miroir-plan m'_4 conjugué de m_4 à travers le SISAM, ils sont reçus sur une troisième cellule Ce_C .

Ces trois récepteurs de lumière sont, comme nous l'avons déjà indiqué, refroidis à la neige carbonique ; nous avons donc fait construire à l'atelier de l'Institut de Physique, des porte-cellule dont le principe nous a été aimablement communiqué par J. VERGES du Laboratoire Aimé Cotton d'Orsay. Nous donnons à la figure II-8 le schéma de ces supports.

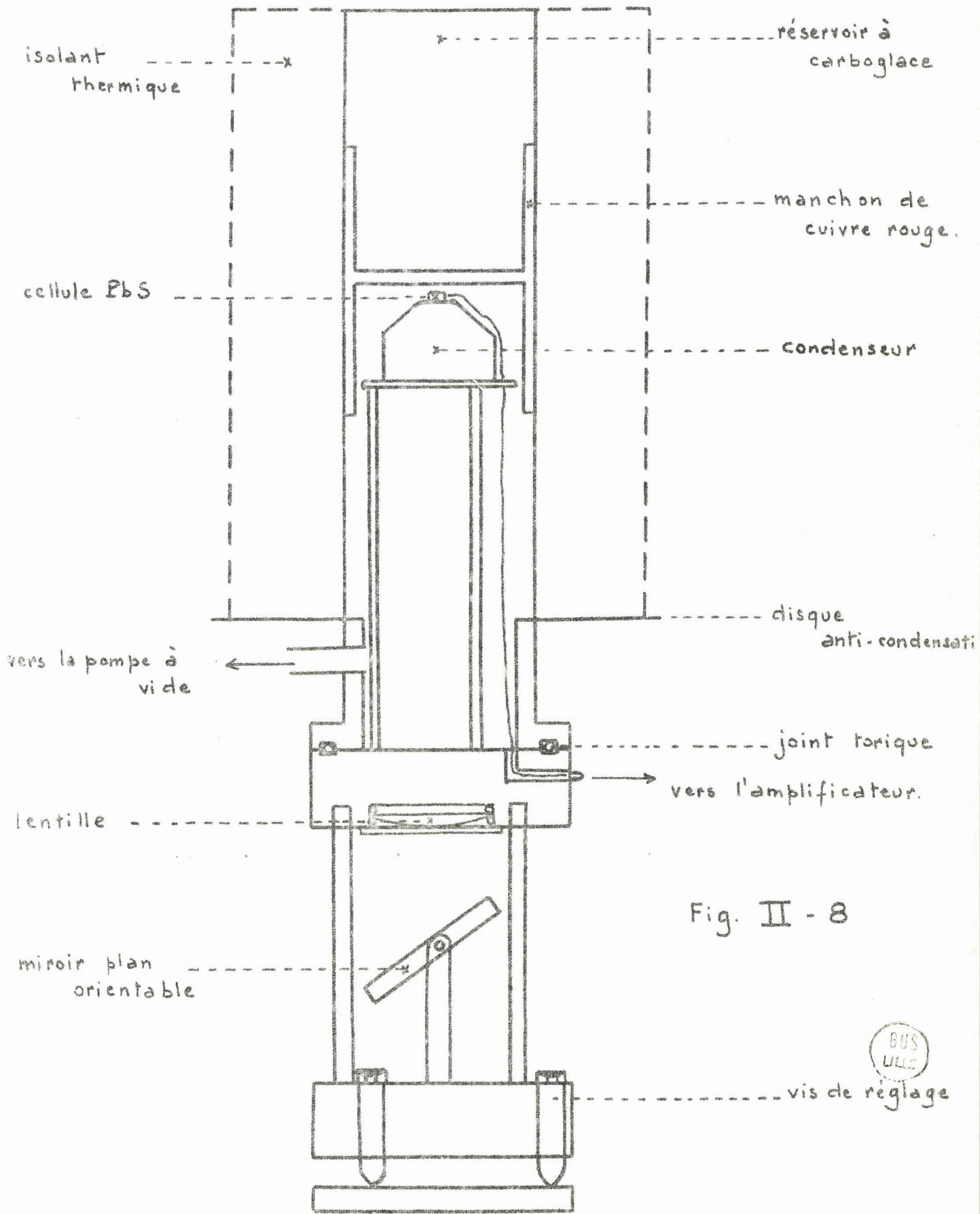


Fig. II - 8

II. 5 - Conclusion sur la réalisation de l'optique du S.I.S.A.M.

Il résulte de ce qui précède que le montage optique que nous avons adopté, diffère, par son principe, de ceux qui ont été jusqu'à présent réalisés sur les autres S.I.S.A.M. En effet, dans notre spectromètre, les différents faisceaux sont introduits grâce à un léger décalage en hauteur de ceux-ci. A cet effet, les miroirs orientables m_2 et m_4 sont disposés sur la même verticale, de part et d'autre du diaphragme d'entrée D_1 ; à la sortie, on retrouve la même disposition pour les miroirs m'_2 et m'_4 . Il ne semble donc pas absolument nécessaire d'utiliser un système de diaphragmes annulaires, comme l'indique G. GRANER (2) ; l'expérience en effet nous a montré que notre montage était également valable. Il présente d'ailleurs sur celui des diaphragmes annulaires l'avantage d'être d'une réalisation moins délicate.

Toutefois, un inconvénient à ce dispositif est une légère perte de lumière du signal S_S ; en effet, le diaphragme D_1 n'est pas totalement ouvert, de façon à permettre de rapprocher au maximum de la direction du faisceau S_S , celle de la référence.

- Chapitre III -

ETUDE DE LA LAME SEPARATRICE ET DES MIROIRS D'ENTREE ET DE SORTIE

DU S.I.S.A.M.

Notre but dans ce chapitre est de définir les qualités des principaux éléments optiques constituant les systèmes d'entrée et de sortie du S.I.S.A.M. . C'est pourquoi, après avoir donné les caractéristiques des miroirs, nous nous intéresserons à la lame semi-transparente dont le rôle est de séparer en deux parties d'égale intensité, chacun des faisceaux lumineux entrant dans le spectromètre.

III. 1 - Caractéristiques et montage des miroirs.

Comme nous l'avons déjà mentionné (chapitre II), les systèmes réflecteurs d'entrée et de sortie de l'interféromètre sont identiques, et leur disposition est symétrique par rapport au plan de la séparatrice. Ils sont chacun formés de deux miroirs, l'un sphérique concave, l'autre plan, disposés verticalement. Le système d'entrée constitue le collimateur du spectromètre, tandis que le système de sortie a pour rôle de focaliser les faisceaux de lumière parallèle qui ont traversé le S.I.S.A.M.

Les quatre miroirs sont de forme rectangulaire ; leurs dimensions (210 mm x 120 mm) ont été choisies en rapport avec celles des réseaux de diffraction et des deux lames S et C, de façon à bénéficier complètement du pouvoir de résolution et de la luminosité des réseaux ; d'autre part, la distance focale des miroirs sphériques est égale à 1 200 mm.

Nous avons monté ces miroirs sur des supports dont la base repose sur la table de fonte du S.I.S.A.M. Un système de trois vis s'appuyant sur la face arrière des miroirs, permet de régler avec précision l'orientation des faisceaux lumineux. Les miroirs sphériques sont utilisés légèrement en dehors de leur axe, puisque l'angle que forme la direction de leur axe optique et celle du rayon moyen est de l'ordre de 5°.

III. 2 - Caractéristiques de la séparatrice

C'est une lame à section rectangulaire, de côtés 110 x 220 mm, et d'épaisseur 25 mm. Comme nous l'avons déjà noté, elle est en verre de silice Homosil, transparent jusqu'à $2,5\mu$; son indice de réfraction est $n = 1,5$ environ. Ses deux faces, dont le parallélisme est garanti à 2λ près, sont polies avec une précision de $\frac{\lambda}{4}$ dans le visible, c'est à dire de $\frac{\lambda}{12}$ environ, si on travaille vers $1,5\mu$; cette qualité de polissage, bien que très bonne dans l'absolu, est juste suffisante pour le SISAM ; en effet, chaque rayon lumineux rencontre ces surfaces polies plusieurs fois, au cours de son trajet à travers le spectromètre.

III. 3 - Etude de la surface semi-réfléchissante de la séparatrice

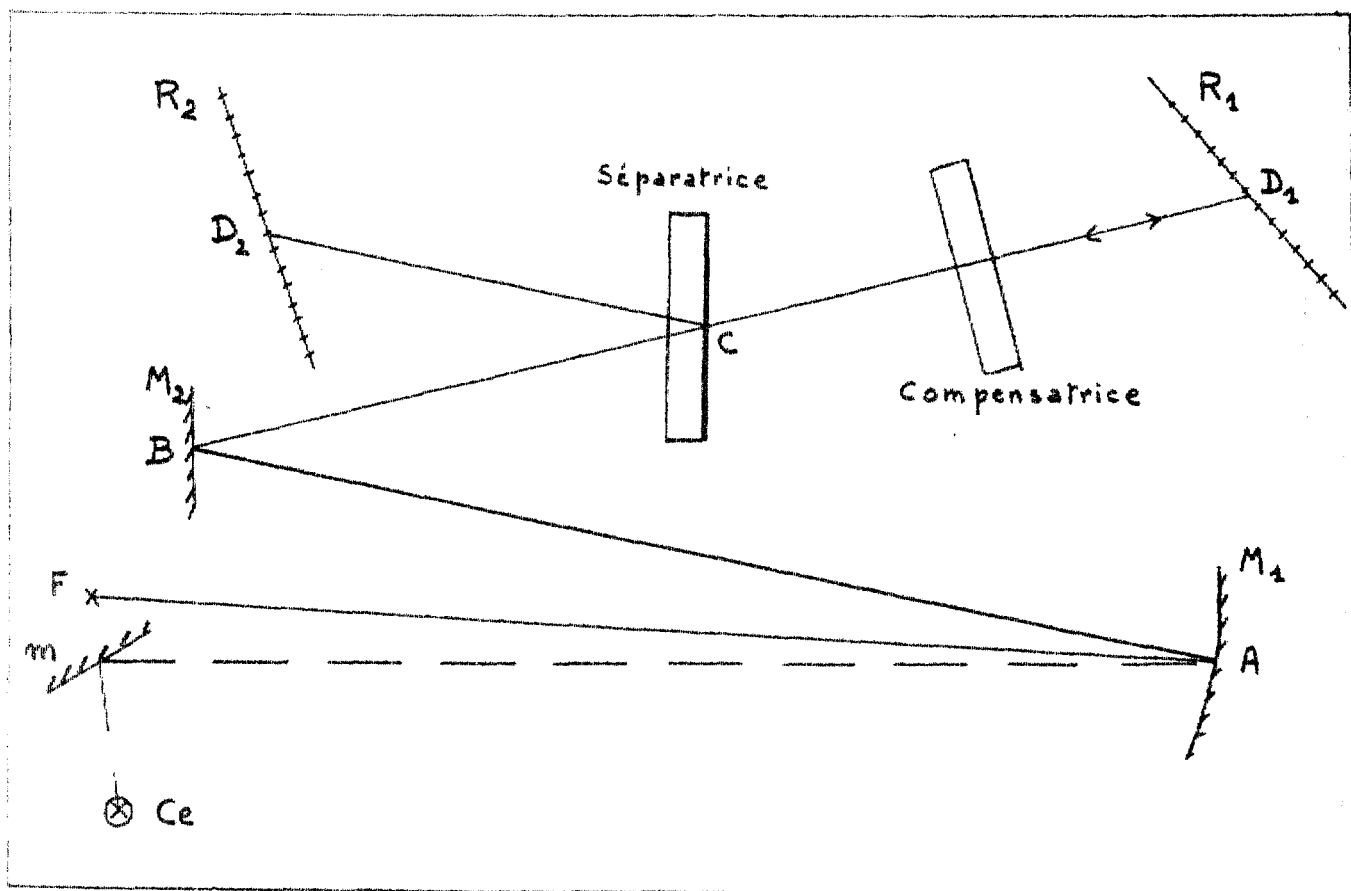
La séparatrice ayant pour rôle de diviser chaque faisceau lumineux entrant dans le SISAM en deux faisceaux d'égale intensité, doit être recouverte sur l'une de ses faces d'une couche métallique "semi-réfléchissante". Nous avons donc déposé sur cette surface une fine couche d'or.

Nous avons choisi ce métal car il a l'avantage très appréciable de ne pas "vieillir" ; il est d'autre part pratiquement inaltérable à l'air et aux impuretés. Cependant, nous pourrions peut-être bientôt éviter toute absorption grâce aux semi-réflécteurs diélectriques que Giacomo essaie actuellement de déterminer à l'aide de son simulateur électronique.

Le dépôt de ce film d'or a été fait dans l'évaporateur sous vide mis au point au Laboratoire (10) ; il a été contrôlé optiquement au cours même de la vaporisation métallique, de façon à obtenir un pouvoir de transmission de la séparatrice assez voisin de 0,5 . Toutefois, ce contrôle qui consiste à mesurer la densité du flux lumineux transmis par l'ensemble "couche métallique - lame de verre", n'est qu'approximatif. En effet l'opération est réalisée en lumière blanche et sous incidence normale ; ces conditions ne sont pas celles dans lesquelles se trouve placée la séparatrice dans le SISAM, puisque dans ce cas, les rayons lumineux arrivent obliquement sur la lame, et la longueur d'onde moyenne des radiations étudiées est $1,5\mu$ environ.

Nous avons donc cherché à vérifier la semi-transparence de la séparatrice par une méthode mieux adaptée aux conditions réelles d'emploi de la lame. Pour cela, ayant réglé le SISAM sur une radiation monochromatique donnée, nous avons placé (figure III - 1.) un miroir plan (m) au voisinage immédiat du foyer F du miroir sphérique d'entrée (M_1) du spectromètre. En nous écartant légèrement de la position de réglage, nous avons par rotation des réseaux R_1 et R_2 amené successivement dans le plan de (m) les images F_1 et F_2 que donnent du point F les systèmes optiques définissant les deux bras du SISAM. A l'aide d'une cellule photo-résistante Ce placée devant le miroir (m), nous avons ainsi pu comparer à l'oscillographe les amplitudes des signaux correspondant aux deux faisceaux ($FABCD_1CBAF_1$) et ($FABCD_2CBAF_2$) et vérifier que : $T^2 \approx R^2$ (T et R sont respectivement les coefficients de transmission, et de réflexion de la

Fig. III - 1.



couche métallique), pour une radiation $\lambda \approx 9\ 000 \text{ \AA}$. Mais pour $\lambda \approx 1,5\mu$, R est nettement trop élevé, et nous devons améliorer la dorure.

Nous avons d'autre part voulu nous assurer que les intensités des faisceaux lumineux transmis par les deux bras de l'interféromètre sont pratiquement égales à la sortie du SISAM. Par l'intermédiaire d'une cellule photo-résistante placée au foyer du miroir sphérique M_1 de sortie (Figure II-7), nous avons mesuré à l'oscillographe l'amplitude des signaux lorsque l'on cache successivement chacun des deux réseaux ; nous avons ainsi pu évaluer à moins de 5 % la différence entre les deux intensités lumineuses, quelle que soit la radiation considérée. Ce résultat est intéressant car il traduit pour la profondeur de modulation des faisceaux une perte négligeable.

Pour que cette étude soit complète, il resterait à envisager maintenant le problème sous l'angle théorique. Mais l'examen au microscope électronique de couches métalliques "semi-transparentes" fait apparaître que ces dépôts n'ont pas une épaisseur uniforme ; ce sont des dépôts lacunaires constitués de grains répartis au hasard. Dans ces conditions, tous les calculs relativement simples que l'on peut faire sur ces couches à partir de l'épaisseur et de l'indice complexe du métal n'ont aucune signification ; on est en effet amené à introduire en particulier un indice du métal qui dépend à la fois de l'épaisseur de la couche, de la longueur d'onde de la radiation qui la traverse, et même des conditions dans lesquelles le dépôt métallique a été réalisé. De nombreuses équipes de recherche parmi lesquelles nous pouvons citer celle de Monsieur le Professeur Bousquet à Marseille, s'intéressent à ces problèmes ; mais ces études longues et difficiles sont encore à l'heure actuelle en cours(13).

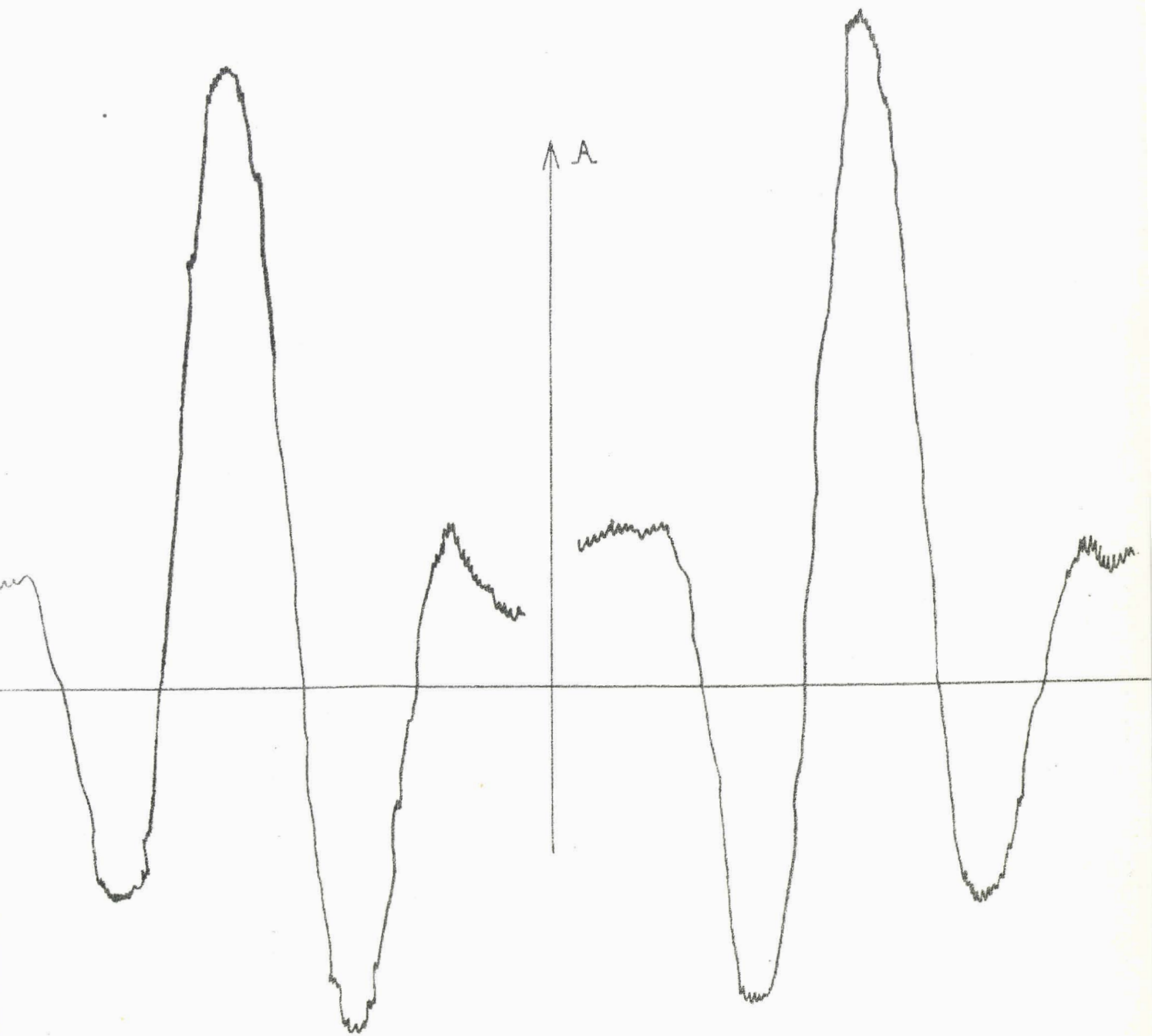
III. 4 - Montage et réglage de la séparatrice

Dans le SISAM, la séparatrice est placée verticalement et sa normale fait avec la direction du faisceau lumineux, un angle de l'ordre de 27° ; le choix de cette valeur sera justifié dans le prochain chapitre, à l'occasion de l'étude de la compensatrice. Elle est montée sur un support qui est fixé, par l'intermédiaire de deux lames de ressort, à une carcasse solidaire du bâti principal du spectromètre.

Trois vis, disposées sur le support aux sommets d'un triangle rectangle, permettent de régler grossièrement la lame. En particulier, on peut ainsi équilibrer les longueurs des deux bras optiques du SISAM, par translation horizontale de la séparatrice ; d'autre part, lors de la recherche des franges d'interférence nécessaire pour le réglage du spectromètre, ce dispositif permet de faire subir à la lame de légères rotations autour d'un axe vertical ou horizontal.

Comme ce dispositif n'est pas assez délicat pour effectuer une mise au point précise du SISAM, nous avons adapté sur la lame un réglage fin. Reprenant la solution choisie par G. GRAMER, nous avons fixé sur le support de la séparatrice un ressort à boudin commandé par un moteur lent ; celui-ci permet d'exercer sur la lame de très légers couples de flexion autour d'un axe horizontal. C'est ainsi que nous obtenons la "teinte plate" correspondant à la coïncidence des surfaces d'onde à la sortie du SISAM. C'est également grâce à ce réglage qu'il est possible de corriger légèrement la mise au point de l'interféromètre, en cours de manipulation. Par exemple, lorsque nous changeons de région spectrale, nous faisons tourner les réseaux à l'aide du moteur rapide, et il peut en résulter une petite variation de la position des disperseurs ; au lieu de retoucher les réseaux eux-mêmes, il est beaucoup plus facile de compenser par une tension ou une détente légère, le décalage angulaire vertical des surfaces d'onde résultant de cette manoeuvre.

Expérimentalement, nous avons cherché à évaluer l'importance de ce réglage fin dans la mise au point du SISAM. Pour cela, nous avons enregistré le signal en fonction de la position de la séparatrice, la source étant une lampe à arc de zirconium et les réseaux étant fixes. La courbe obtenue est reproduite figure III-2 ; elle présente un maximum positif bien marqué qui correspond, comme l'indique P. Bernage dans sa thèse (3), à la position de réglage de la lame, c'est à dire amplitude de maximum du signal et déphasage nul entre celui-ci et le signal de référence, nécessaire à la détection synchrone ; d'un autre côté, les deux pieds négatifs de la courbe traduisent une opposition de phase entre les deux signaux. Nous voyons donc qu'avec ce dispositif, il est possible de contrôler avec précision les paramètres définissant la vibration lumineuse émergente, et par suite de se placer dans les meilleures conditions d'enregistrement des spectres ; d'autre part, la comparaison des courbes obtenues respectivement par tension et par détente du ressort permet de s'assurer de la réversibilité du phénomène.



Réglage par tension du
ressort

Réglage par détente du
ressort



Étude de l'amplitude A du signal
enregistré en fonction de l'inclinaison de la
séparatrice

CHAPITRE IV

ETUDE DE LA LAME COMPENSATRICE

Nous avons indiqué au premier chapitre le rôle particulièrement important, que joue dans le S.I.S.A.M. la compensatrice. C'est, en effet, par oscillation de cette lame que s'effectue la modulation des faisceaux, nécessaire à la sélection d'un élément spectral dans la bande de fréquences que laissent passer les diaphragmes et les réseaux. Il semble donc intéressant de faire une étude détaillée de la compensatrice. Nous indiquerons tout d'abord les caractéristiques de la lame et définirons ensuite son mouvement et le montage qui permet de le réaliser.

I. 4 - Caractéristiques de la compensatrice

Ce sont à peu de choses près, les mêmes caractéristiques que celles de la séparatrice. Comme elle, la compensatrice est une lame de section rectangulaire ; toutefois, par suite de sa position dans le S.I.S.A.M., elle est plus large et moins longue que la séparatrice (180 mm x 130 mm), mais son épaisseur est la même. D'autre part les deux lames ont les mêmes caractères optiques ; il en résulte en particulier, si on admet comme G. Graner, que les défauts de surface des lames sont représentées par des distributions de Gauss, que l'erreur sur le trajet d'un rayon lumineux traversant la séparatrice et la compensatrice est de l'ordre de $\frac{7\lambda}{30}$ dans l'infra rouge ($\lambda \sim 1,5 \mu$) ; ceci justifie donc bien la qualité de polissage des deux lames.

II. 4 - Montage de la compensatrice et nature de son mouvement

Pour assurer une fréquence de modulation du faisceau-signal bien déterminée, il faut que pour une radiation σ donnée, la différence de marche variable δ , créée par la compensatrice soit une fonction linéaire du temps. Dans sa thèse (1), Connes a étudié plusieurs solutions théoriques répondant à cette relation ; de son côté, G. Graner (2) a proposé différents montages permettant de réaliser pratiquement cette condition. Aussi nous nous contenterons, pour notre part, d'indiquer la solution que nous avons adoptée et qui

est d'ailleurs celle que G. Graner a choisie. Pour cela on peut se reporter à la figure IV. 1 qui donne une vue d'ensemble du montage.

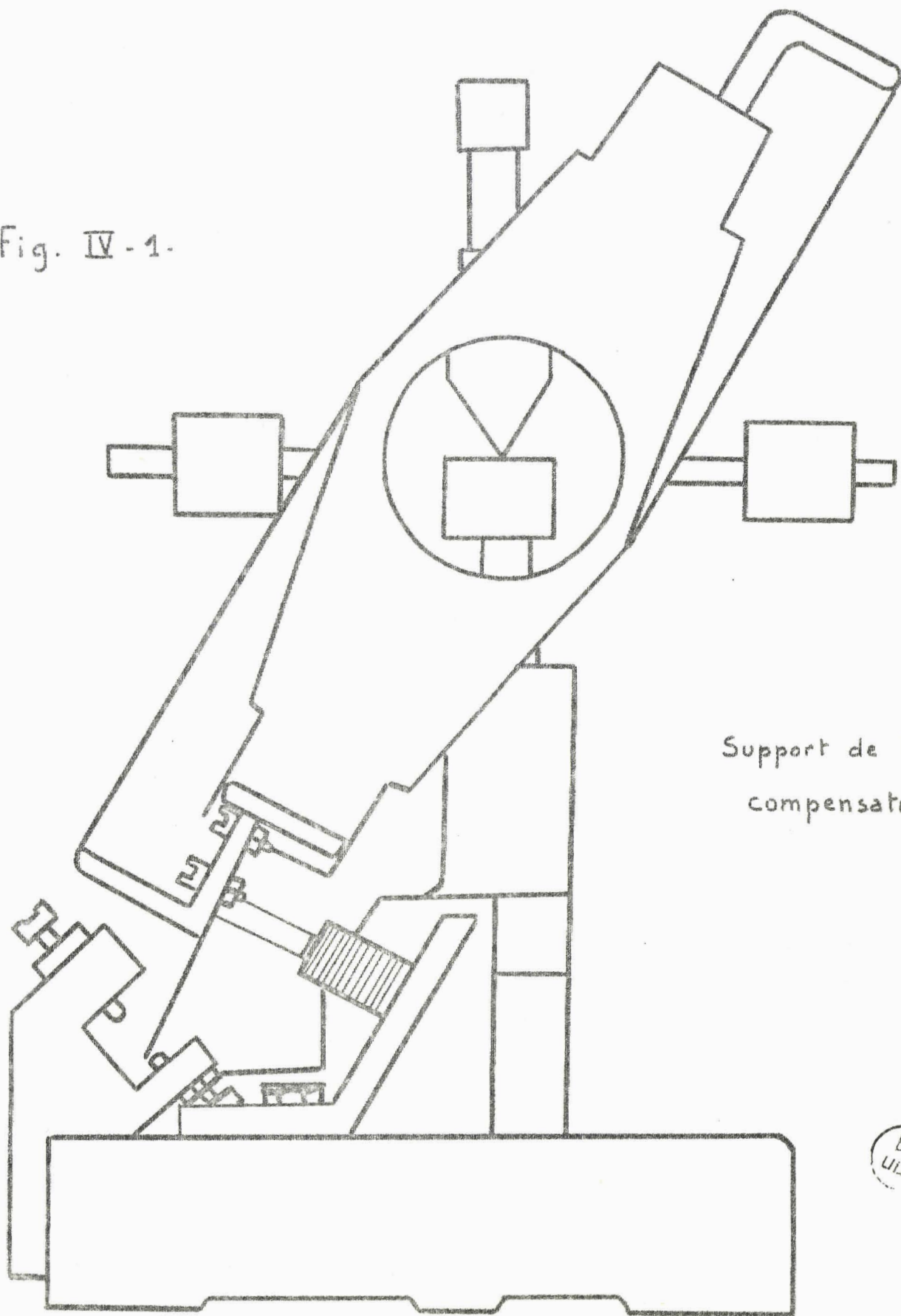
La lame est placée dans un cadre métallique très léger, mobile autour d'un axe horizontal grâce à deux couteaux verticaux, solidaires du support. Les arêtes de ces pivots reposent sur des surfaces en forme de "selle de cheval", parfaitement polies ; celles-ci sont fixées sur un bâti de fonte, monté sur quatre pieds de caoutchouc, qui reposent directement sur la platine du S.I.S.A.M. ; grâce à cette précaution, les vibrations créées par le système d'entraînement des réseaux ne sont pas transmises à la compensatrice ; inversement celles que peut engendrer la lame, lors de son mouvement ne sont pas communiquées au reste du spectromètre.

D'autre part, sur les côtés latéraux du cadre contenant la compensatrice, sont fixées au niveau de l'axe horizontal de rotation, deux pièces sur lesquelles sont disposées à 90° les unes des autres, des tiges filetées portant des masselottes. Ce système permet de modifier la position du centre de gravité de l'équipage mobile et de réaliser ainsi les conditions nécessaires à un mouvement convenable de la compensatrice. Par ailleurs nous avons repris le dispositif mis au point par F. Vergès (4), qui consiste à fixer sur le support tenant la lame une palette baignant dans un bac d'huile de viscosité élevée ; les frottements importants ainsi créés rendent négligeables ceux dûs au contact des couteaux sur leurs supports, et par là permettent de contrôler le mouvement de la lame.

Enfin comme l'indique P. Bernage dans sa thèse (3) et G. Gérard dans son diplôme (5) le mouvement de la compensatrice est obtenu par action sur deux bobines doubles, de deux aimants fixés à la base du cadre de la lame, selon le sens du courant qui les traverse, les bobines attirent ou repoussent les aimants. Afin de limiter l'amplitude du mouvement, une lame de ressort assez rigide, solidaire de la compensatrice, vient rebondir sur deux butées reliées au circuit de déclenchement d'un multivibrateur bistable.

C'est donc un mouvement oscillatoire en dents de scie, qui produit dans le S.I.S.A.M. la modulation de la lumière. Nous allons maintenant envisager une étude théorique de cette modulation en fonction de l'angle d'incidence du rayon lumineux arrivant sur la lame. Pour cela, il nous faut toutefois préciser auparavant l'orientation de la compensatrice.

Fig. IV - 1.

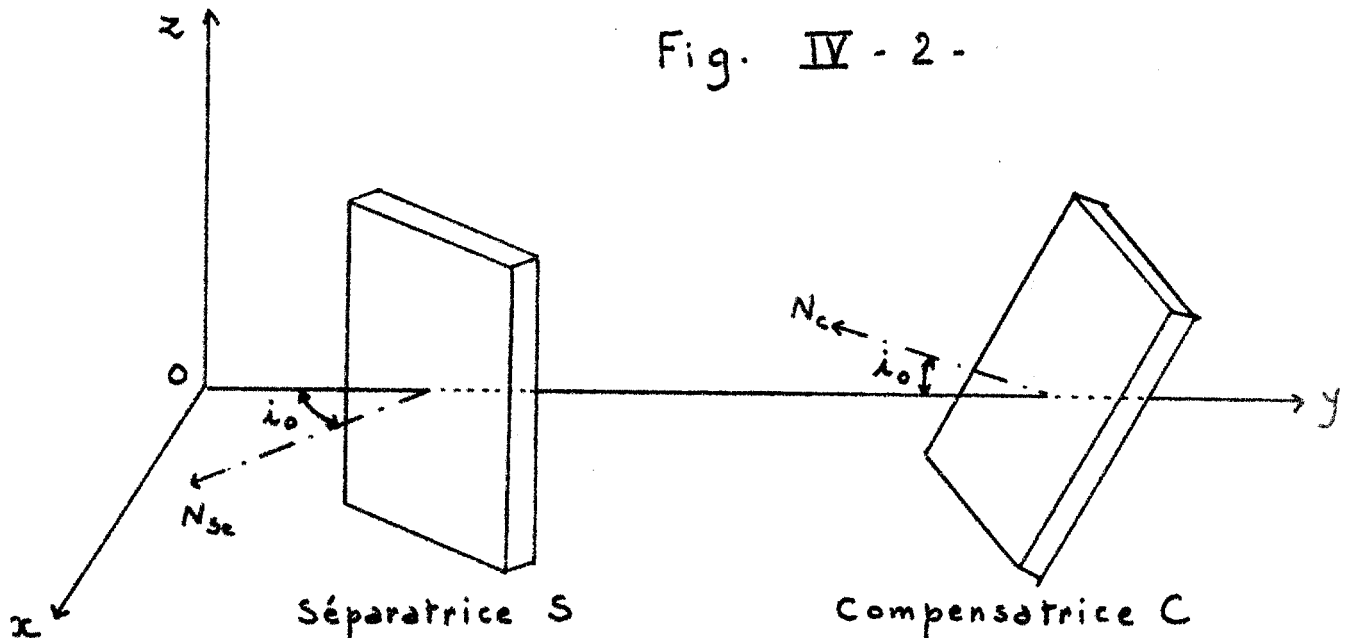


Support de la
compensatrice



III. 4 - Disposition de la compensatrice dans le S.I.S.A.M.

L'oscillation de la compensatrice se fait autour d'un axe horizontal comme l'indique la figure IV. 1 . D'autre part, lorsque la lame passe, au cours de son mouvement par sa position moyenne, le rayon lumineux moyen doit la toucher sous le même angle d'incidence i_0 27° que la séparatrice, de façon à avoir égalité des chemins optiques le long des deux bras de l'interféromètre. Par suite on peut définir l'orientation de la compensatrice par rapport à celle de la séparatrice d'après la figure IV.2.



Remarquons que le choix de la valeur de i_0 résulte d'une étude faite par G. Graner (3) sur l'amplitude qu'il faut donner au mouvement de la compensatrice.

IV. 4 - Etude théorique sur le mouvement de la compensatrice

Désignons par i , l'angle que fait à un instant donné t , le rayon lumineux moyen avec la normale à la compensatrice ; la différence de marche introduite par la lame sur le trajet du rayon est pour la radiation :

$$d_o^u = e \left[n^2 - \sin^2 i \right]^{1/2} - e \cos i$$

avec $i = i_0 + u$

$u = 0$ à l'instant $t = 0$

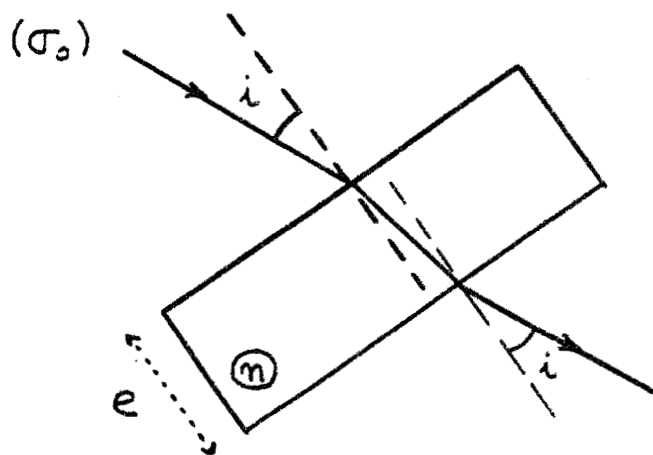


Fig. IV - 3.

IV. 4 - 1 - Calcul de la différence de marche

Dans le cas du S.I.S.A.M., la lame est traversée deux fois par le rayon lumineux ; de plus, comme nous le justifierons dans le prochain chapitre, l'angle i est le même lors des deux passages. On peut donc écrire :

$$\delta_o^u = 2 d_o^u = 2 e \left[n^2 - \sin^2 i \right]^{1/2} - 2 e \cos i \quad (1-IV)$$

avec au temps $t = 0$:

$$\delta_o^o = 2e \left[n^2 - \sin^2 i_o \right]^{1/2} - 2e \cos i_o \quad (2-IV)$$

Nous allons, à l'aide d'un développement limité, chercher à exprimer δ_o^u en fonction de δ_o^o . En effet, pour des petites valeurs de l'angle u , on a en se limitant au 3ème ordre :

$$\delta_o^u = \delta_o^o + u \left[\delta_o^u \right]'_{u=0} + \frac{u^2}{2} \left[\delta_o^u \right]''_{u=0} + \frac{u^3}{6} \left[\delta_o^u \right]'''_{u=0} \quad (3-IV)$$

Comme :

$$\delta_o^u{}' = 2e \sin i = \frac{2e \sin i \cos i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} = \frac{\sin i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \delta_o^o$$

$$\delta_o^u{}'' = \frac{\cos i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \delta_o^o + \frac{2e \sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} (n^2 - 1)$$

$$\delta_o^u{}''' = \frac{-\sin i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \delta_o^o + \frac{3en^2(n^2 - 1)}{(n^2 - \sin^2 i)^{5/2}} \sin 2i.$$

on a :

$$\begin{aligned} \delta_o^u &= \delta_o^o + u \frac{\sin i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \delta_o^o + \frac{u^2}{2} \left[\frac{\cos i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \delta_o^o + \right. \\ & \left. 2e(n^2 - 1) \frac{\sin^2 i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} \right] + \frac{u^3}{6} \left[3en^2(n^2 - 1) \frac{\sin 2i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{5/2}} + \right. \\ & \left. \frac{-\sin i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \delta_o^o \right] \quad (4-IV.a) \\ &= \delta_o^o + au + b \frac{u^2}{2} + c \frac{u^3}{3} \quad (4-IV.b). \end{aligned}$$

IV - 4 - 2 Relations entre la fréquence de modulations N et la différence de marche δ_o^u

Comme nous l'avons déjà indiqué (II - 4), il faut que la différence de marche δ_o^u soit une fonction linéaire du temps, pour que la fréquence de modulation N soit constante. En effet, on a :

$$N = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt}$$

où ϕ désigne la différence de phase

puisque : $\phi = 2\pi\sigma_o \delta_o^u$

la fréquence de modulation est :

$$N = \sigma_o \frac{d\delta_o^u}{dt} = \sigma_o \frac{d\delta_o^u}{du} \frac{du}{dt}$$

soit : $N = \sigma_o (a + bu + cu^2) \frac{du}{dt}$ (5 - IV)

IV - 4 - 3 - Equation et graphe du mouvement.

Dans la relation 5-IV, la fréquence N est connue, et égale à 115 Hz; le choix de cette valeur est justifié dans la thèse de P. Bernage (3). D'autre part, les coefficients a,b,c sont calculables. Il est donc possible d'obtenir la représentation graphique de la vitesse angulaire $\frac{du}{dt}$ de la lame en fonction de l'angle u, ainsi que celle du mouvement de la compensatrice. En effet, on a :

$$\frac{du}{dt} = \frac{N \lambda_o}{a+bu+cu^2} \quad (6 \text{ IV a})$$

en posant : $\sigma_o = \frac{1}{\lambda_o}$.

Par ailleurs, de : $\int_0^u (a + bu + cu^2) du = \int_0^t N \lambda_o dt$

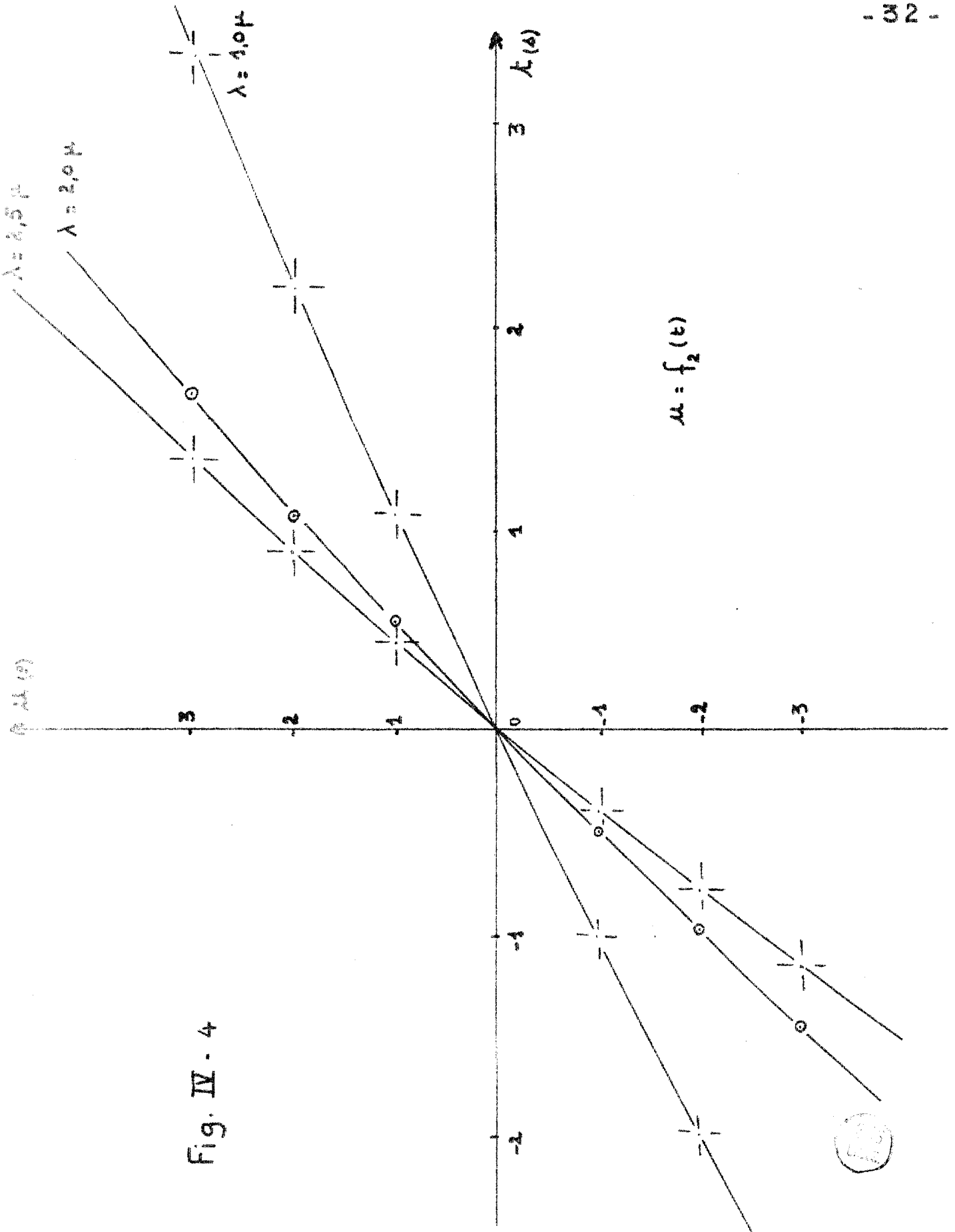


Fig. IV - 4

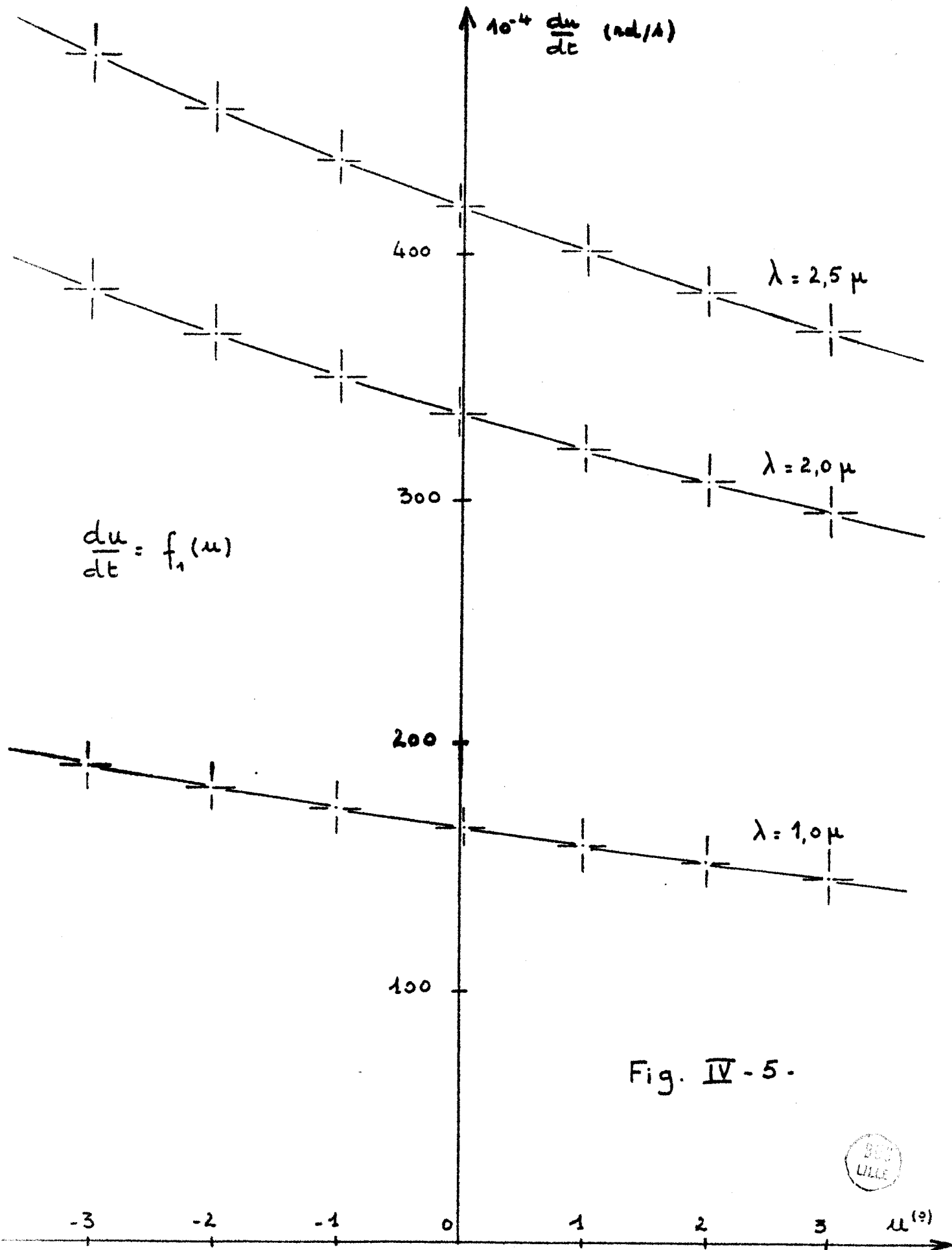
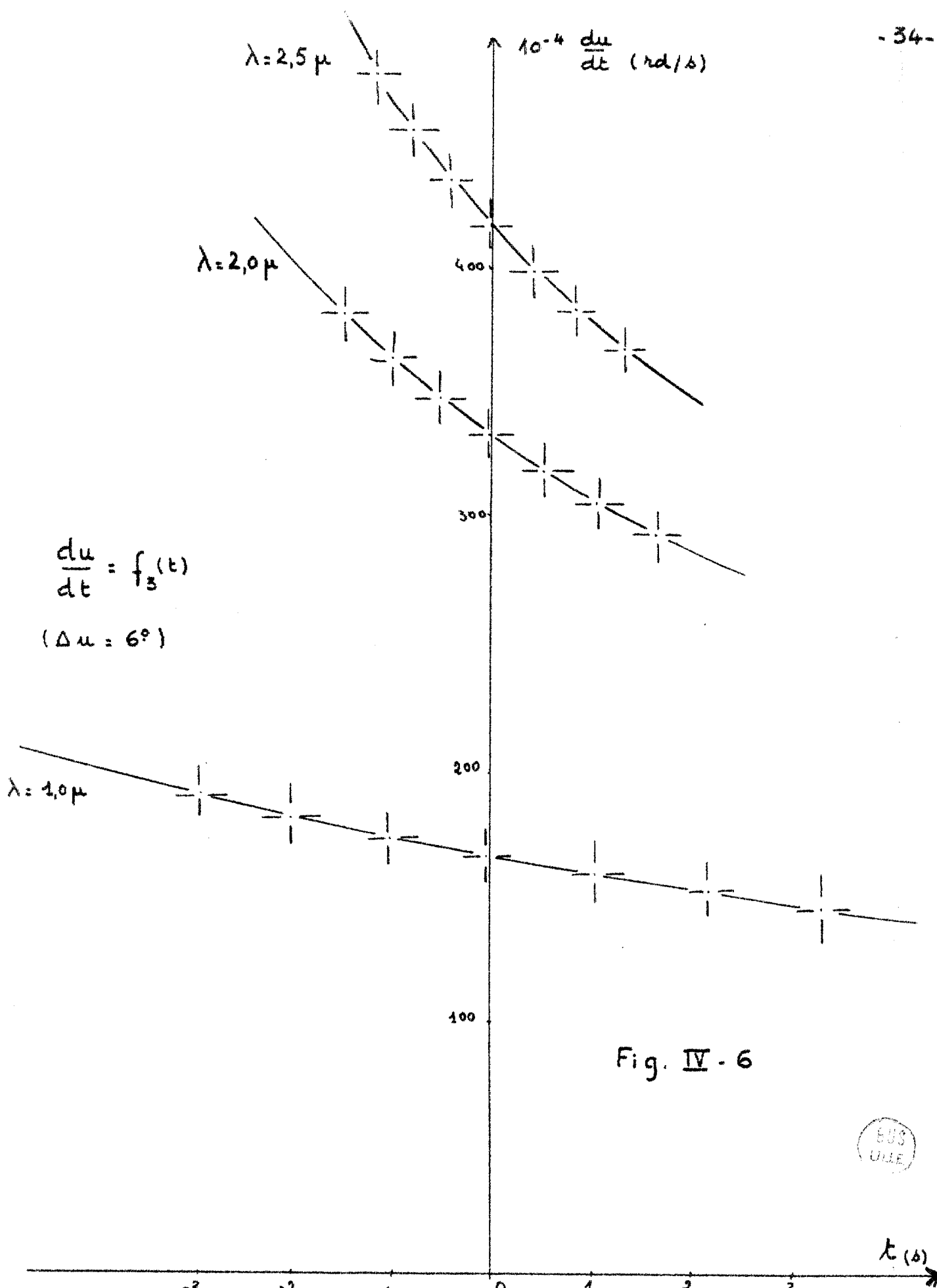


Fig. IV-5.





$$\frac{du}{dt} = f_3(t)$$

$(\Delta u = 6^\circ)$

Fig. IV - 6



On déduit :

$$au + b \frac{u^2}{2} + c \frac{u^3}{3} = N \lambda_0 t \quad (6 \text{ IV } b)$$

Les graphés de ces deux fonctions (f_1) et (f_2) sont tracés figures IV- 4 et 5. ils ont été obtenus à partir des valeurs numériques suivantes :

$$i_0 = 27^\circ \quad n = 1,5 \quad e = 2 \text{ cm} \quad N = 115 \text{ Hz}$$

$$r_0 = 2,1545 \text{ cm} \quad a = 0,6842 \text{ cm/rd} \quad b = 1,6955 \text{ cm/rd}^2 \quad c = 0,9532 \text{ cm/rd}^3$$

ce qui correspond pour les 3 longueurs d'onde $\lambda = 1,0\mu$; $2,0\mu$; $2,5\mu$ au tableau de mesures ci-dessous :

u(o)	$\lambda = 1,0 \mu$		$\lambda = 2,0\mu$		$\lambda = 2,5\mu$	
	$10^{-4} \frac{du}{dt} \text{ (rd/s)}$	t(s)	$10^{-4} \frac{du}{dt} \text{ (rd/s)}$	t(s)	$10^{-4} \frac{du}{dt} \text{ (rd/s)}$	t(s)
- 3	192,3	- 2,92	384,6	- 1,46	480,7	- 1,16
- 2	183,6	- 1,99	367,2	- 0,99	459,0	- 0,79
- 1	175,6	- 1,02	351,2	- 0,51	439,0	- 0,41
0	168,1	0	336,2	0	420,2	0
1	161,0	1,06	322,0	0,53	402,5	0,42
2	154,4	2,17	308,8	1,08	386,0	0,87
3	148,3	3,32	296,6	1,66	370,7	1,33

Tableau IV · a

D'autre part, nous avons considéré des variations d'angle u égales à $\pm 3^\circ$. Le choix de cette valeur résulte de la remarque suivante : le mouvement en "dents de scie" de la compensatrice provoque, à chaque inversion du sens de variation de δ_o^{11} , une période transitoire durant laquelle la fréquence N ne peut être constante. Aussi, comme l'indiquent G. Graner (2) et P. Bernage (3), l'amplitude du mouvement oscillatoire doit être assez grande, de façon à rendre très petite la durée de cette perturbation devant la période de la "dent de scie". Pratiquement, nous avons estimé cette condition réalisée si l'ordre d'interférence entre les deux bras du SISAM est, sur le $1/4$ d'une période : $p = 100$

Comme nous avons :

$$p = \frac{\delta_o^{11} - \delta_o^{10}}{\lambda} \quad \text{soit, d'après la relation (4 IV - b)}$$

$$p = \frac{a u + b \frac{u^2}{2} + c \frac{u^3}{3}}{\lambda}$$

nous pouvons définir pour le domaine spectral dans lequel nous travaillons (c'est-à-dire entre 1μ et $2,5\mu$), une amplitude maximale du mouvement de la compensatrice, égale à :

$$\Delta u = u_{M1} - u_{M2}$$

où u_{M1} et u_{M2} représentent, pour la longueur d'onde limite $\lambda_M = 2,5 \mu$, les élongations maximums correspondant respectivement à $u > 0$ et $u < 0$. En effet, puisque nous avons :

$$a u_M + b \frac{u^2}{2} M + c \frac{u^3}{3} M = \pm 100 \lambda M.$$

Il suffit de chercher graphiquement les deux solutions communes aux fonctions :

$$y_1 = a + b \frac{u}{2} + c \frac{u^2}{3}$$

$$|y_2| = 100 \frac{\lambda M}{u}$$

pour avoir la valeur de Δu .

u ($^{\circ}$)	u_{rd}	y_1 cm/rd	y_2 cm/rd
3	0,052360	0,641	0,477
2	0,034907	0,655	0,716
1	0,017453	0,669	1,432
0	0	0,684	∞
1	0,017453	0,699	1,432
2	0,034907	0,714	0,716
3	0,052360	0,729	0,477

Tableau IV · b

Se reportant aux courbes de la figure (IV · 7), déduites du tableau de mesures IV · b, nous voyons que :

$$u_{M_1} \approx 2^{\circ} 2' \quad u_{M_2} \approx 2^{\circ} 13' \quad \Delta u \approx 4^{\circ} 23'.$$

Ainsi se trouve justifié le choix de la valeur $+ 3^{\circ}$ donnée à l'amplitude du mouvement oscillatoire de la compensatrice dans notre étude.

Par ailleurs, le fait que les angles u_{M_1} et u_{M_2} ne sont pas égaux met en évidence une légère dissymétrie du mouvement, par rapport à la position d'équilibre $u = 0$ de la lame. Nous reviendrons un peu plus loin sur cette remarque.

$\lambda_M = 2,5 \mu$

$\gamma_{(cm/nd)}$

γ_2

Fig. IV - 7.

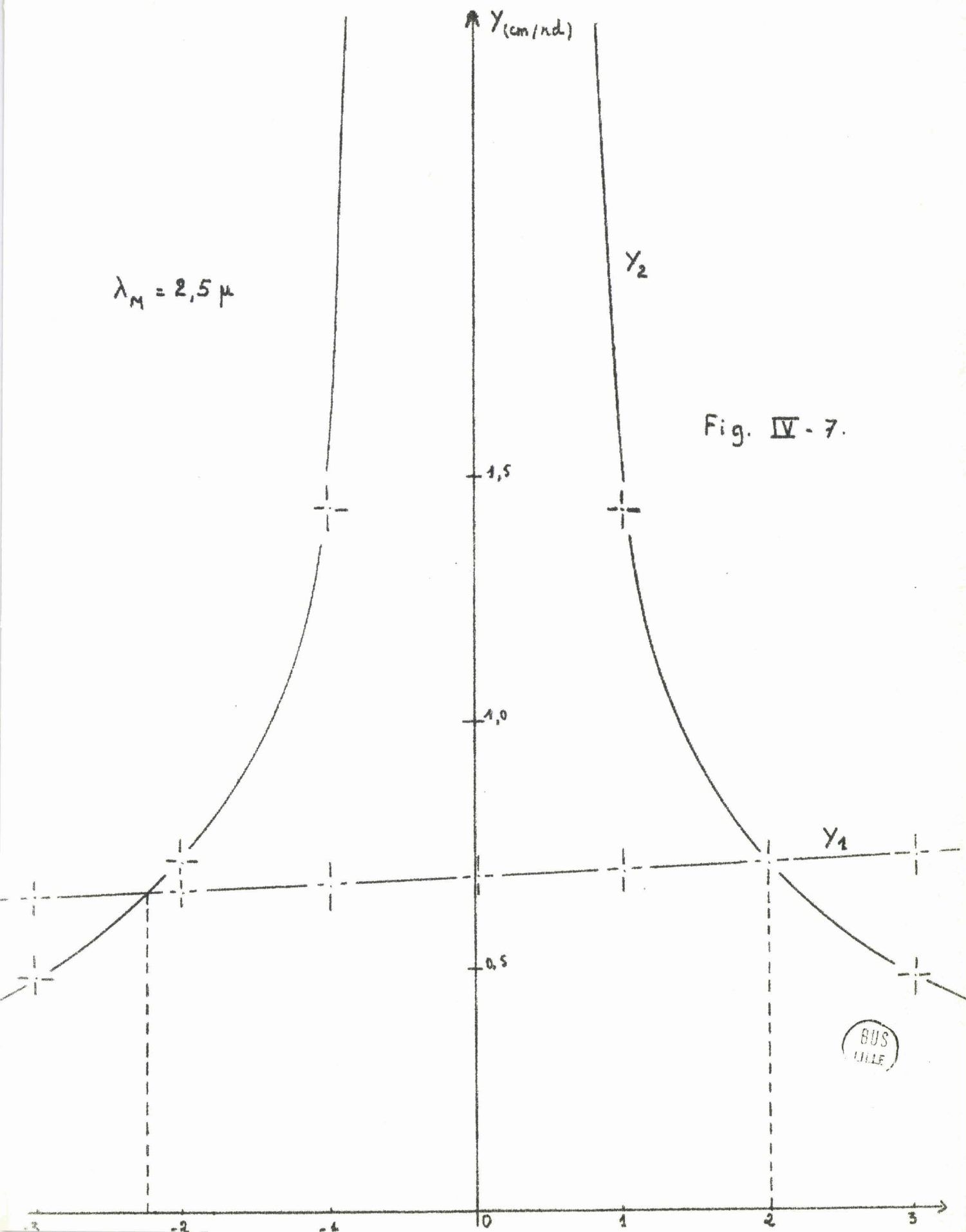
1,5

1,0

0,5

γ_1

BUS
LILLE



IV - 4 - 4 - Nature du mouvement de la compensatrice

Il résulte de l'étude précédente que si on peut avoir, pour un élément spectral donné, une fréquence de modulation bien constante, la lame ne doit pas, en toute rigueur, être soumise à un mouvement uniforme, comme tendrait à l'indiquer un calcul approximatif de la fréquence. En effet, la fig. (IV - 4) permet de voir que la fonction $u = f_2(t)$ a une représentation graphique d'allure parabolique; de plus, la concavité de la courbe croît assez rapidement avec la longueur d'onde, ce qui exclut définitivement l'idée d'envisager pour la lame un mouvement uniforme, dès l'instant où le SISAM est utilisé pour l'étude de radiations de longueur d'onde supérieure à $\lambda = 1\mu$

Par ailleurs, si on se reporte aux figures (IV - 5) et (IV 6) où nous avons représenté la variation de la vitesse angulaire $\frac{du}{dt}$ en fonction respectivement de l'angle u et du temps t , nous constatons qu'au cours d'une demi-période du mouvement de la compensatrice, l'accélération n'est pas constante. C'est ainsi qu'entre $u_1 = + 3^\circ$ et $u_2 = - 3^\circ$, elle passe de :

$$6. 10^{-4} \text{ rd/s}^2 \quad \text{à} \quad 11. 10^{-4} \text{ rd/ s}^2 \quad \text{pour} \lambda = 1 \mu \quad (2,92 < t_s < 3,32)$$

$$34. 10^{-4} \text{ rd/s}^2 \quad \text{à} \quad 66. 10^{-4} \text{ rd/ s}^2 \quad \text{pour} \lambda = 2,5 \mu \quad (1,16 < t_s < 1,33)$$

C'est-à-dire que sa valeur double approximativement au cours du mouvement.

Par suite, le mouvement théorique de la lame apparaît comme étant assez complexe, puisque le terme du 3ème degré $c \frac{u^3}{3}$ qui intervient dans l'équation (6 IV b), joue finalement un rôle non négligeable dans la définition du mouvement, du fait de la valeur non constante de l'accélération.

D'autre part, il faut remarquer que dans cette étude, nous ne tenons pas compte de l'étendue non nulle du faisceau lumineux traversant la lame.

Or, comme nous le verrons au chapitre VI, la différence de marche introduite dans le SISAM sur un rayon lumineux, est fonction de son angle d'incidence sur la séparatrice et la compensatrice. En particulier, pour une radiation donnée, l'égalité des chemins optiques le long des deux bras de

l'interféromètre, n'est réalisée, lorsque $u = 0$, que pour les rayons dits "moyens", c'est-à-dire pour ceux qui atteignent les deux lames S et C sous le même angle i_0 . Il en résulte pour la modulation un phénomène parasite qui se traduit par une légère variation de la fréquence N en fonction de l'inclinaison du rayon considéré dans le faisceau. En effet, pour un tel rayon, on peut définir une différence de marche $\delta^u = f(\delta^0)$ homologue du retard $\delta_0^u = f(\delta_0^0)$ du rayon moyen; la fréquence N' correspondante s'écrit par analogie :

$$N' = \sigma_0 (a' + b'u + c'u^2) \frac{du}{dt}$$

où a' , b' , c' sont des paramètres dépendants de δ^0 ; la variation ΔN_T de la fréquence qui traduit finalement une démodulation, est :

$$\Delta N_T = N - N' = \sigma_0 (a - a') + (b - b')u + (c - c')u^2 \frac{du}{dt}$$

IV - 4 - 5 - Conclusion.

Cette étude théorique du mouvement de la compensatrice nous a permis de mettre en évidence les faits suivants. Tout d'abord, la vitesse de la lame doit être, au cours d'une demi-période d'oscillation, une fonction monotone : quand l'angle $i = i_0 + u$ décroît, le mouvement doit progressivement s'accélérer. D'autre part, l'amplitude angulaire du mouvement n'est pas la même de part et d'autre de la position moyenne $i = i_0$ ($u = 0$), ceci résulte de la remarque précédente, puisque l'on admet le même nombre de trains d'onde pour chaque quart de période. Enfin, compte tenu de l'ouverture du faisceau traversant la compensatrice, la modulation de la lumière n'est jamais exactement de 100 %; en effet, il ne faut pas considérer une fréquence N bien déterminée, mais une petite bande ΔN .

Ces résultats sont évidemment exploitables pour la réalisation effective du mouvement de la lame; cependant, certains d'entre eux ne jouent qu'un rôle très limité, sinon nul, devant les considérations techniques qui interviennent sur le plan pratique. Sans reprendre ici l'étude complète qu'a fait

de cette question P. Bernage dans sa thèse (3), nous mentionnerons cependant que la largeur réelle ΔN de la bande de fréquence de modulation est beaucoup plus grande que celle prévue par la théorie; en effet, l'ouverture non nulle du faisceau lumineux a sur la fréquence une influence pratiquement négligeable devant celle due à la régulation délicate de la vitesse. Toutefois il serait peut être intéressant de faire une étude expérimentale plus précise de cette question, car la variation de vitesse ne fait que modifier la fréquence de modulation tandis que l'étendue du faisceau démodule.

CHAPITRE V

ETUDE DES RESEAUX DE DIFFRACTION EQUIPANT LE S.I.S.A.M.

Jusqu'à présent, nous n'avons défini parmi les éléments optiques du S.I.S.A.M., que ceux permettant la réflexion et la transmission des faisceaux lumineux à travers le spectromètre. Pour que notre description de l'optique de l'appareil soit complète, il nous reste donc à faire l'étude des disperseurs qui, dans notre montage, sont deux réseaux de diffraction. Nous adopterons pour cela le plan suivant. Tout d'abord, nous rappellerons les principaux résultats relatifs aux réseaux "blazés", en particulier ceux concernant la distribution spectrale de l'énergie lumineuse diffractée ; nous définirons ensuite les caractéristiques du système dispersif équipant notre appareil ; et nous terminerons cette étude en examinant le problème des filtres interférentiels que l'on interpose sur le trajet du faisceau-référence pour^{que} ses rayons soient modulés à la même fréquence que ceux du faisceau-signal, ce qui oblige à isoler l'ordre correspondant des réseaux.

V. 1 - Propriétés des réseaux blazés

Sans revenir sur la définition même des réseaux, nous pouvons rappeler que ces surfaces sont dites "blazées" quand leur profil permet de concentrer l'énergie diffractée dans une région spectrale bien déterminée. En d'autres termes, ces réseaux sont des lames de verre revêtues d'un dépôt métallique sur lequel sont gravés des sillons dont les facettes ont une inclinaison définie, dite angle de "blaze". Pour un nombre donné de sillons par millimètre, à cet angle correspond dans chaque ordre une longueur d'onde de blaze pour laquelle l'efficacité du réseau est maximale. Depuis quelques

années, les propriétés de ces réseaux ont fait l'objet de nombreux travaux, d'où il ressort que la théorie scalaire classique du réseau écheclette est en défaut dès que la largeur des facettes est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des radiations étudiées ; toutefois dans le cas présent, nous admettrons cette théorie élémentaire comme première approximation. Dans ces conditions, désignons respectivement par :

a et K le pas et l'ordre du réseau

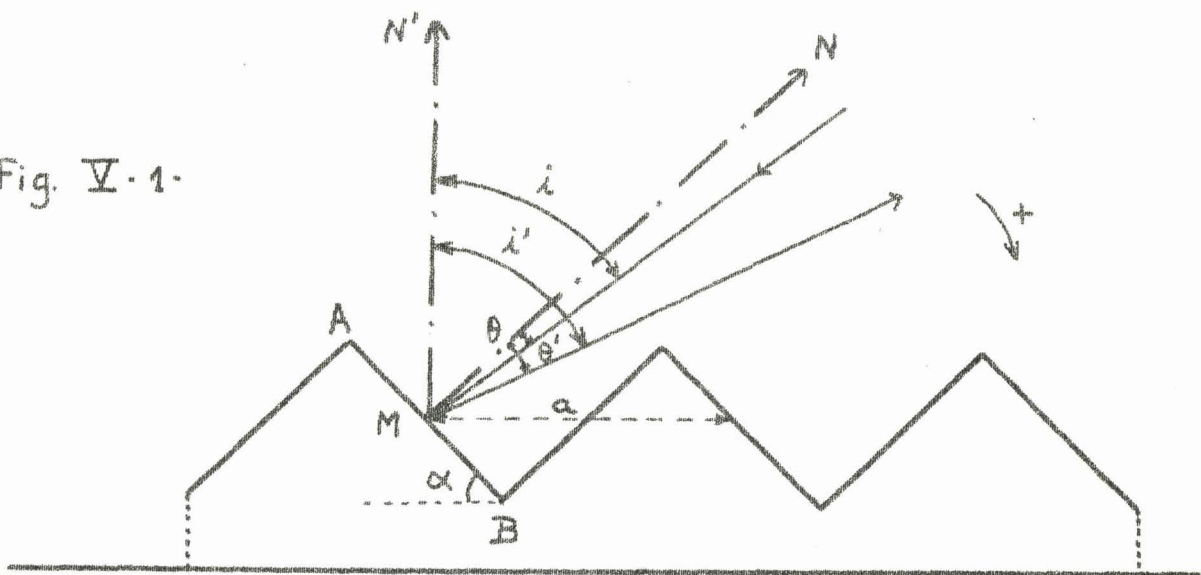
θ et θ' les angles d'incidence et de diffraction d'un rayon, par rapport à la normale N à une facette

i et i' les angles d'incidence et de diffraction du même rayon, par rapport à la normale N' au plan du réseau.

On démontre (14) que l'angle α que fait une facette AB avec le plan du réseau, peut être lié à la longueur d'onde λ par la relation :

$$\cos \theta = \frac{K \lambda}{2 a \sin \alpha} \quad \text{si } \theta = - \theta'$$

Fig. V-1.



c'est-à-dire, si : $i' = 2 \alpha - i$

puisque d'après la figure V - 1, on a : $\theta = i - \alpha$ et $\theta' = i' - \alpha$

De tels réseaux présentent des propriétés remarquables au point de vue de la répartition de l'intensité lumineuse qu'ils diffractent. En effet, partant de la relation générale de l'intensité diffractée par un réseau :

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 \frac{N \phi}{2}}{\sin^2 \phi/2}$$

On peut montrer que cette expression est pour un réseau blazé, le produit de la fonction de diffraction sur la facette ($\sin^2 u/u^2$) et de la fonction d'interférence sur le plan du réseau ($\sin^2 \frac{N\phi}{2} / \sin^2 \frac{\phi}{2}$) ; dans ce cas, on établit effectivement que :

$$u = \frac{\pi b}{\lambda} \left[\sin \theta + \sin \theta' \right] \quad \text{et} \quad \phi = \frac{2 \pi a}{\lambda} \left[\sin i + \sin i' \right]$$

où b représente la largeur d'une facette et N le nombre total de sillons. Or, la condition $\theta = -\theta'$ entraîne pour la fonction de diffraction une valeur maximum dont on sait qu'elle correspond au maximum principal de diffraction de la facette. D'autre part, si on se place dans le cas particulier où $\theta = 0$, il vient :

$$i = i' = \alpha \quad \text{donc} \quad \phi = \frac{4 \pi a}{\lambda} \sin \alpha = \frac{2 \pi}{\lambda} K \lambda = 2 K \pi$$

ceci traduit pour la fonction d'interférence un maximum qui coïncide donc avec le maximum principal de diffraction, pour K et λ donnés ; enfin, on peut montrer que les autres maxima d'interférence sont alors en coïncidence avec les minima nuls de diffraction ; dans ces conditions, pour une radiation λ déterminée, l'intensité lumineuse diffractée I_λ se trouve concentrée dans un seul ordre K du réseau.

En conclusion, un réseau blazé utilisé dans un montage de Littrow ($\theta = -\theta' \approx 0$) et sous l'angle de blaze α , apparait comme un système dispersif très lumineux, puisqu'il a la propriété de séparer les éléments d'un domaine spectral en les diffractant chacun sans perte trop grande d'intensité.

V. 2 - Caractéristiques et qualités des réseaux du S.I.S.A.M.

Nous disposons pour équiper notre spectromètre, de deux jeux de réseaux blazés, qui nous ont été fournis respectivement par Dausch & Lomb et par Jobin & Yvon. Pour des raisons que nous avons déjà mentionnées au premier chapitre, chacun de ces jeux est constitué de deux réseaux aussi identiques que possible. Dans les deux cas, ce sont donc deux répliques d'un même original dont les caractéristiques ont été rassemblées dans le tableau ci-dessous :

Réseaux	Hauteur h mm	Largeur ℓ rayée mm	Angle de blaze α	Nombre de traits par mm n
Bausch et Lomb	110	206	$63^{\circ} 26'$	300
Jobin et Yvon	120	130	37°	300

Tableau V - a

De ces données numériques, il est possible de déduire les qualités théoriques de nos deux systèmes dispersifs. En effet, les relations :

$$2 \sin \alpha = K n \lambda \quad \text{et} \quad R_0 = K n \ell = K N$$

permettent de déterminer respectivement les longueurs d'onde de blaze λ relatives aux différents ordres K des réseaux, et les pouvoirs de résolution théoriques R_0 correspondants ; nous avons regroupé dans le tableau V - b ces divers résultats.

Réseaux	K	2	3	4	5	6
Bausch & Lomb	λ_{μ}	2,98	1,98	1,49	1,19	0,99
	R_o	123 600	185 400	247 200	310 000	372 000
Jobin & Yvon	λ_{μ}	2,00	1,33	1,00	0,80	0,66
	R_o	78 000	117 000	156 000	195 000	234 000

Tableau V - b

Il apparait ainsi que l'une des principales qualités du S.I.S.A.M. est son pouvoir de résolution élevé. En effet, pour $\lambda \approx 1,5 \mu$ par exemple (c'est à dire $\sigma = 6\,600 \text{ cm}^{-1}$), nous avons $R_o = 250\,000$ avec le jeu de réseaux Bausch et Lomb ; ceci correspond à un pouvoir réel de résolution égal à : $R = 0,8$ $R_o = 200\,000$, et par conséquent à une limite de résolution :

$$\delta\sigma = \frac{\sigma}{R} = \frac{6\,600}{200\,000} = 33 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

V. 3 - Etalonnage du S.I.S.A.M. en fonction des réseaux

C'est par rotation des réseaux qu'est réalisée l'exploration du domaine spectral à étudier ; P. BERNAGE a indiqué dans sa thèse comment est obtenu ce mouvement, et nous ne reviendrons pas sur ce point ; rappelons seulement que le principe et la première réalisation du montage correspondant sont dûs à P. CONNES et G. GRANER.

En revanche, il nous a semblé intéressant de donner une description rapide du dispositif qui permet de repérer la position des réseaux, et d'indiquer comment nous opérons pour orienter convenablement les disperses lors d'une étude spectrale.

Un compteur électronique à dékatrons, construit par G. GERARD (5), permet de repérer par un nombre chaque position des réseaux. Les impulsions servant au comptage sont obtenues en hachant un faisceau lumineux par une roue dentée fixée sur l'arbre de transmission du système d'entraînement des réseaux ; une photo-diode transforme les impulsions lumineuses ainsi obtenues en impulsions électriques. L'affichage se fait sur des tubes-compteurs décimaux à double sens de rotation ; on peut ainsi compter ou décompter suivant le sens de déplacement des réseaux. D'autre part, le compteur ré-affiche à chaque remise en fonctionnement du S.I.S.A.M. les chiffres qui étaient inscrits à la fin de la manipulation précédente. Ce dispositif a été conçu pour afficher jusqu'au numéro 100 000 ; ce nombre correspond à une rotation de 10 degrés des réseaux.

Nous avons tracé la courbe expérimentale $i = f(v)$ qui représente en fonction des numéros du compteur, l'angle i sous lequel les faisceaux lumineux sont diffractés par les réseaux. Pour cela, nous avons relevé les valeurs v du compteur qui correspondent au réglage du S.I.S.A.M. pour des radiations dont la longueur d'onde mesurée dans l'air standard est parfaitement connue. Comme la relation $i = f(v)$ est indépendante de l'ordre K des réseaux et de la longueur d'onde λ des faisceaux diffractés, nous avons choisi pour des raisons de commodité, des radiations appartenant au visible ; il s'agit de la raie rouge ($6\ 438,5\ \text{\AA}$) du cadmium et des raies jaune ($5\ 789,7\ \text{\AA}$) et verte ($5\ 460,7\ \text{\AA}$) du mercure ; les conditions de nos expériences étaient très voisines des conditions standard, nous avons utilisé les valeurs données par les tables, en ne gardant que la première décimale. D'autre part, nous avons limité cette étude expérimentale à des valeurs de i assez voisines de celle de l'angle de blaze α des réseaux. Admettons en effet, que la distribution spectrale de l'énergie diffractée dans chaque ordre K des réseaux soit représentée grossièrement par la fonction :

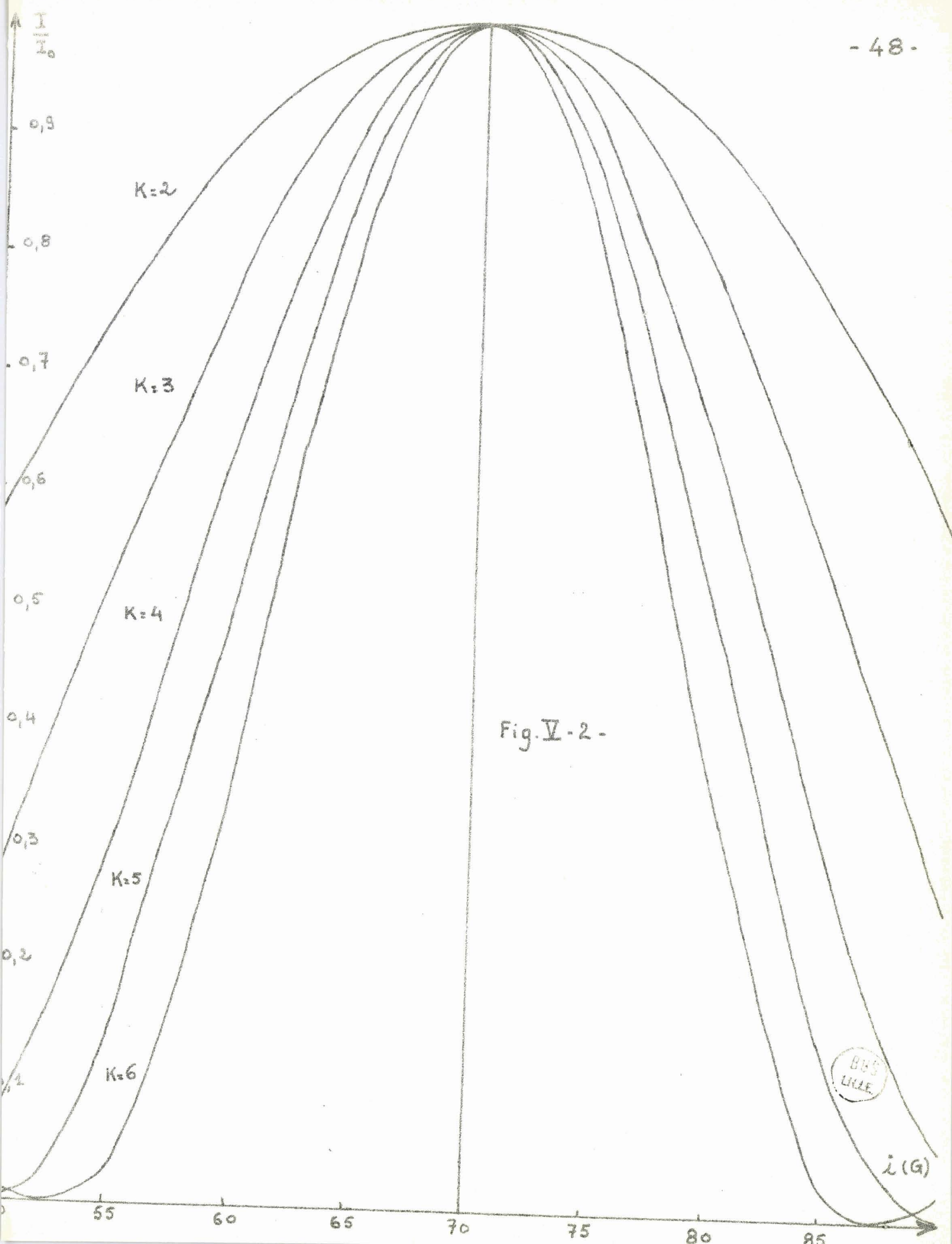


Fig. V-2-

BBS
LIAE

$i(G)$

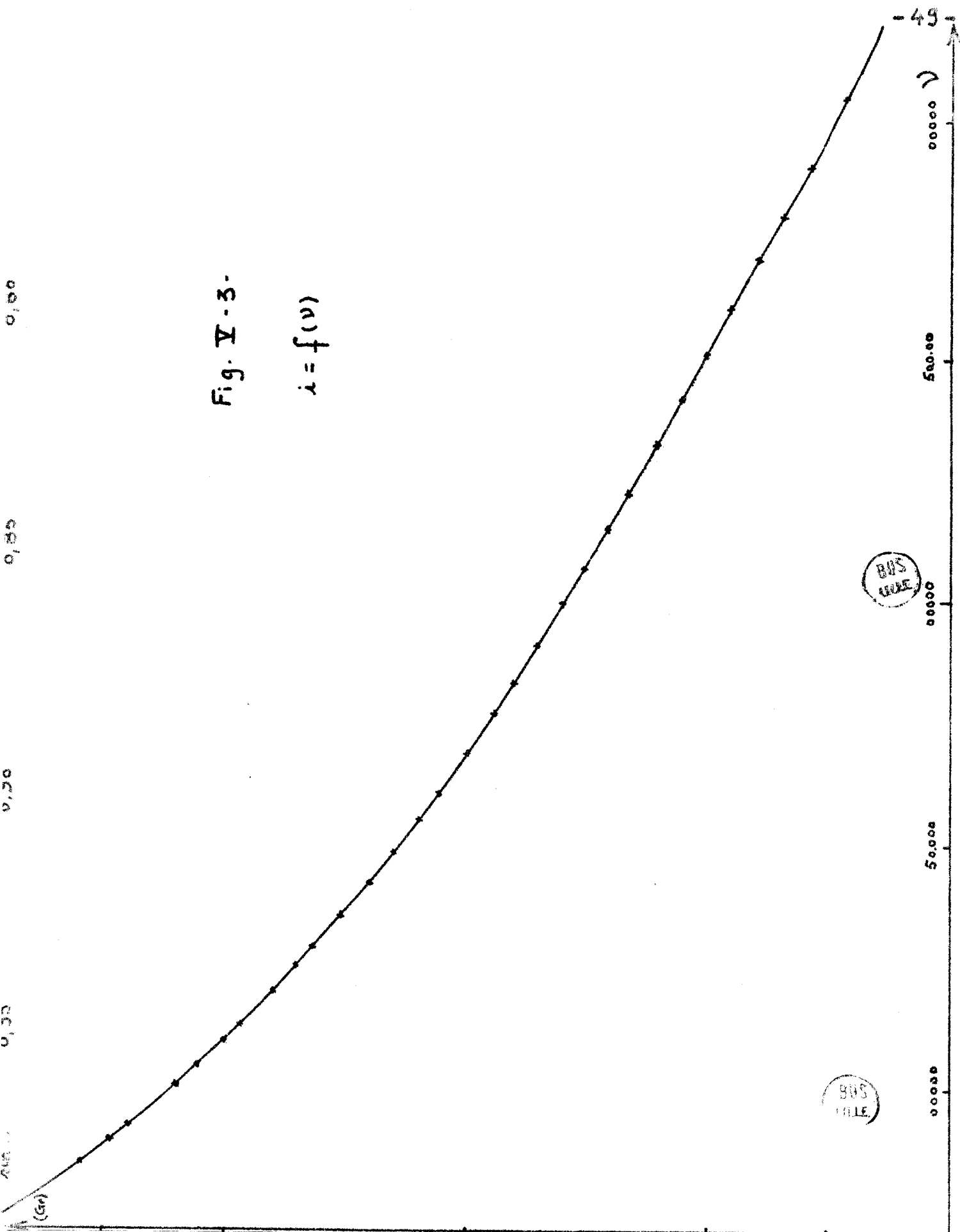


Fig. V - 3 -

$$\lambda = f(\nu)$$

BNS
FILE

BNS
FILE

$$\frac{I}{I_0} = \phi(i, K) = \left[\frac{\sin \left(K\pi \cos \alpha \frac{\sin (i - \alpha)}{\sin i} \right)}{K\pi \cos \alpha \frac{\sin (i - \alpha)}{\sin i}} \right]^2$$

(montage de Littrow)

où I est l'intensité diffractée relative à la radiation λ et I_0 celle correspondant à la longueur d'onde de blaze. On peut alors déterminer les valeurs de i physiquement acceptables ; ce sont celles qui encadrent α et définissent le maximum principal de cette fonction "sine carré" (pour K donné)

Nous avons reproduit aux figures V-2 et V-3 les courbes $I/I_0 = \phi(i, K)$ et $i = f(\nu)$ correspondant au jeu de réseaux Bausch et Lomb.

A cet ensemble graphique, il y a lieu d'adjoindre, pour chaque valeur de l'ordre K des réseaux, la courbe représentative de la fonction $\lambda = \psi(i, K)$ dont l'expression est :

$$\lambda = \frac{1}{K} \frac{2 \sin i}{n} \quad (\text{montage de Littrow})$$

En effet, la grandeur physique effectivement contrôlable ici est non pas l'angle de diffraction i , mais le longueur d'onde de la radiation diffractée. Pour les réseaux Bausch et Lomb, ces courbes sont représentées figures V-4 et V-5 ; elles sont valables pour le domaine spectral compris entre 0,9 μ et 2,2 μ . Nous avons reporté sur chaque courbe de ce réseau les valeurs du rapport I/I_0 défini plus haut.

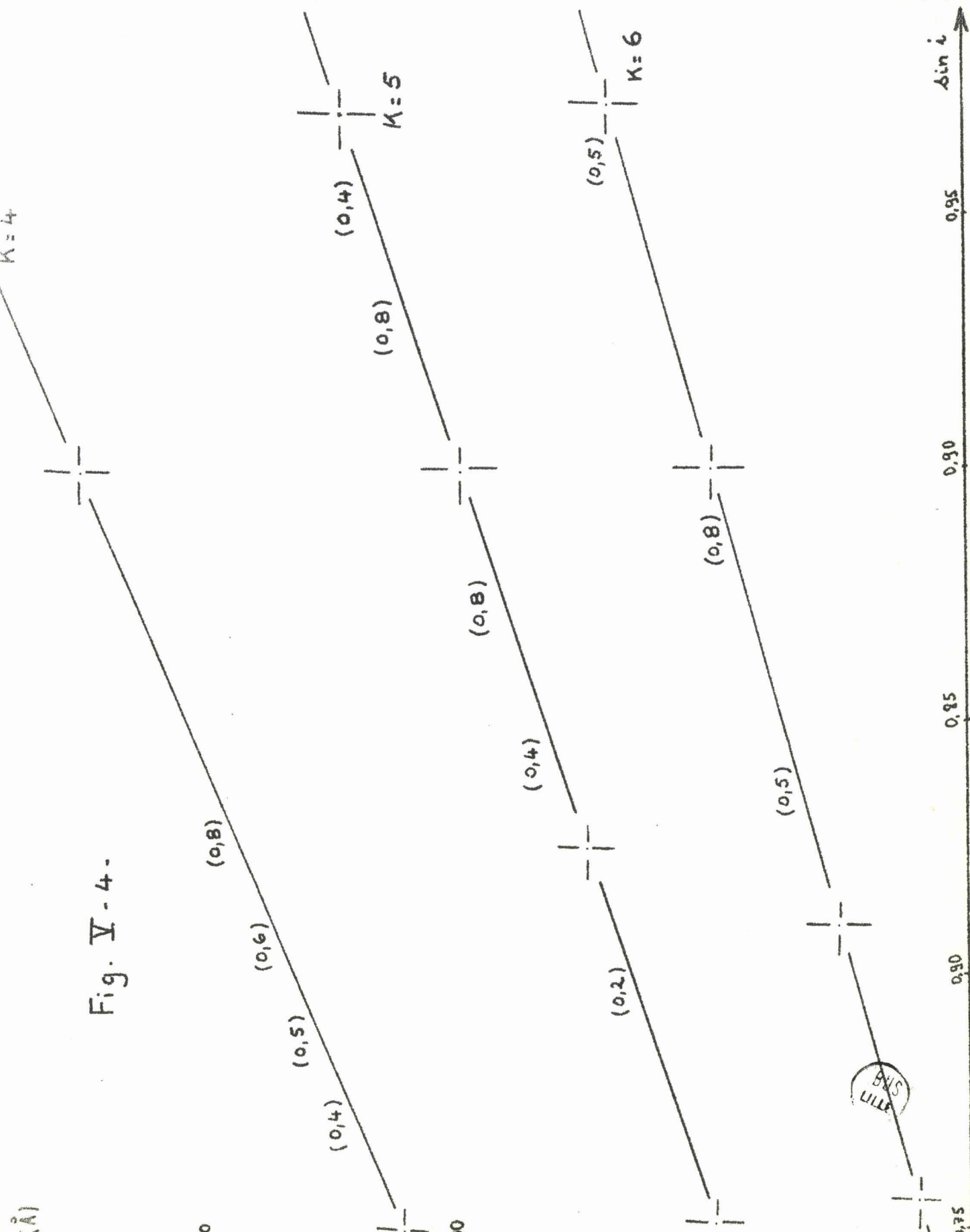
Nous disposons ainsi d'une méthode fort peu précise, mais qui permet cependant de retrouver à l'aide du compteur électronique une zone spectrale déterminée.

V. 4 - Problème des filtres interférentiels

Comme nous l'avons déjà signalé au chapitre II, il est nécessaire pour la bonne marche de l'amplificateur à détection synchrone, que les deux sources lumineuses S_S et S_R émettent des radiations de fréquences

$K = 4$

Fig. V-4-



$\sin i$

(\AA)

BMS
LIT

0.75

0.90

0.95

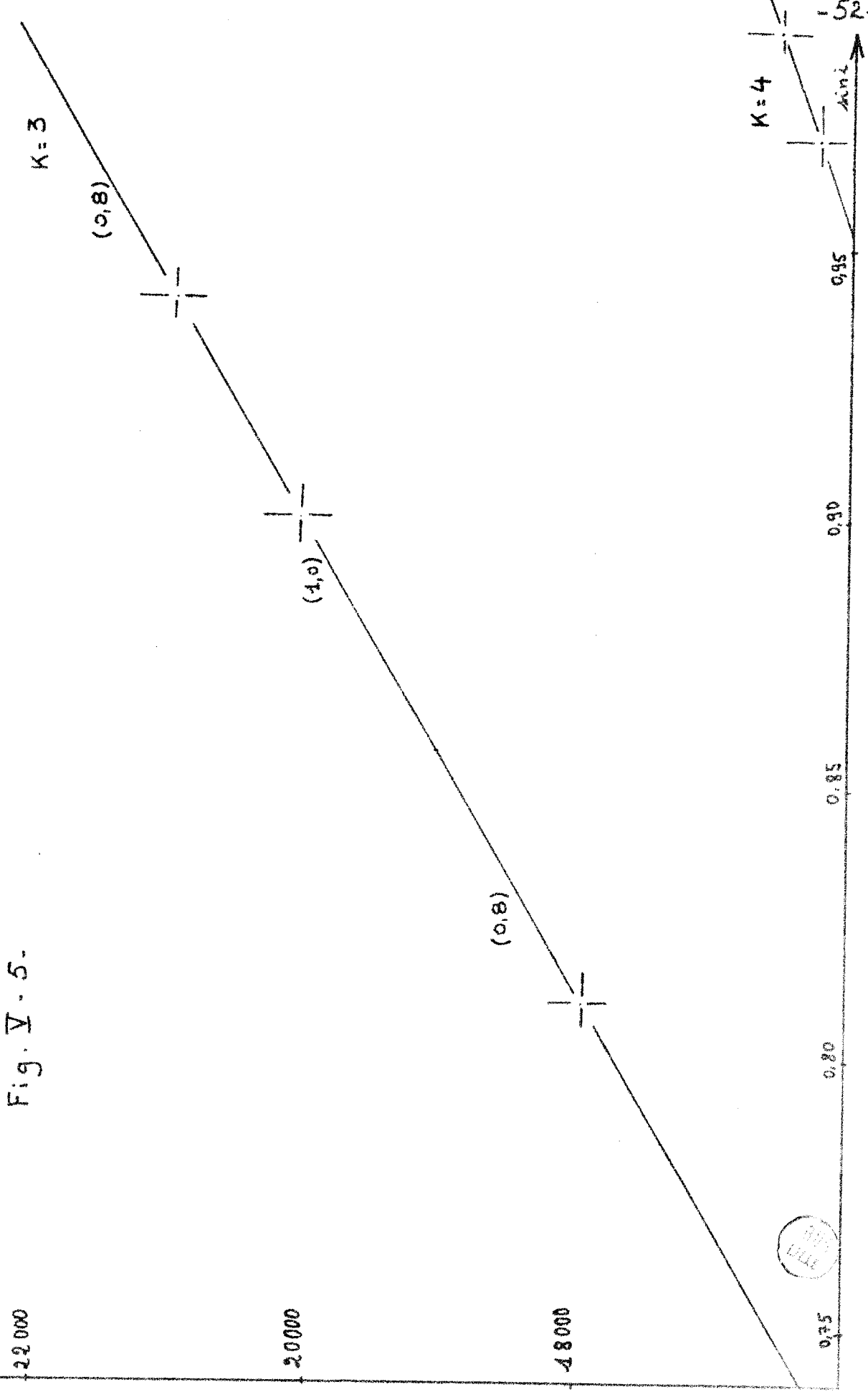
0.90

0.95

0.51

λ (Å)

Fig. V. 5-



voisines ; la source référence S_R , produisant un spectre continu, donnerait naissance dans tous les ordres à des signaux de fréquence différente ; elle doit donc être filtrée optiquement. Dans notre montage, nous utilisons des filtres interférentiels dont les caractéristiques ont été établies à partir des courbes définies au paragraphe précédent ; en effet, par suite du caractère sélectif des réseaux blazés, chaque filtre doit laisser passer une bande spectrale correspondant à celle que les réseaux diffractent dans chaque ordre K.

Le tableau V-c rassemble les données définissant les filtres associés au jeu de réseaux Bausch et Lomb :

Ordre K	Longueur d'onde de crête λ_0 (Å)	Bande passante à 50% (Å)
8/7	8 500	15 à 18%
7/6	9 300	15 à 18%
6/5	10 500	15 à 18%
6/5	11 500	15 à 18%
5/4	13 000	15 à 18%
4	15 000	15 à 18%
4/3	17 900	22%
3	21 800	15%

Tableau V-c

CHAPITRE VI

CALCUL DE LA DIFFERENCE DE MARCHE D'UN RAYON LUMINEUX TRAVERSANT LE S.I.S.A.M.

Jusqu'à présent, nous n'avons fait aucune hypothèse sur la nature des sources lumineuses placées à l'entrée du S.I.S.A.M. En pratique pourtant, celles-ci ne sont pas ponctuelles, et il y a lieu de distinguer dans chaque faisceau traversant le spectromètre deux types de rayons :

- Les rayons principaux (ou moyens) dont l'angle d'incidence sur les lames séparatrice S et compensatrice C est le même, égal à $i_0 \approx 27^\circ$, lorsque C est au repos. Ces rayons sont diffractés par les réseaux sous un angle i_R définissant un montage de Littrow.

- Les autres rayons qui forment avec la direction des rayons précédents un petit angle ϵ , et dont le trajet à travers le S.I.S.A.M. ne peut être assimilé, toute chose égale d'ailleurs, à celui des rayons principaux, par suite du non-parallélisme des deux lames S et C.

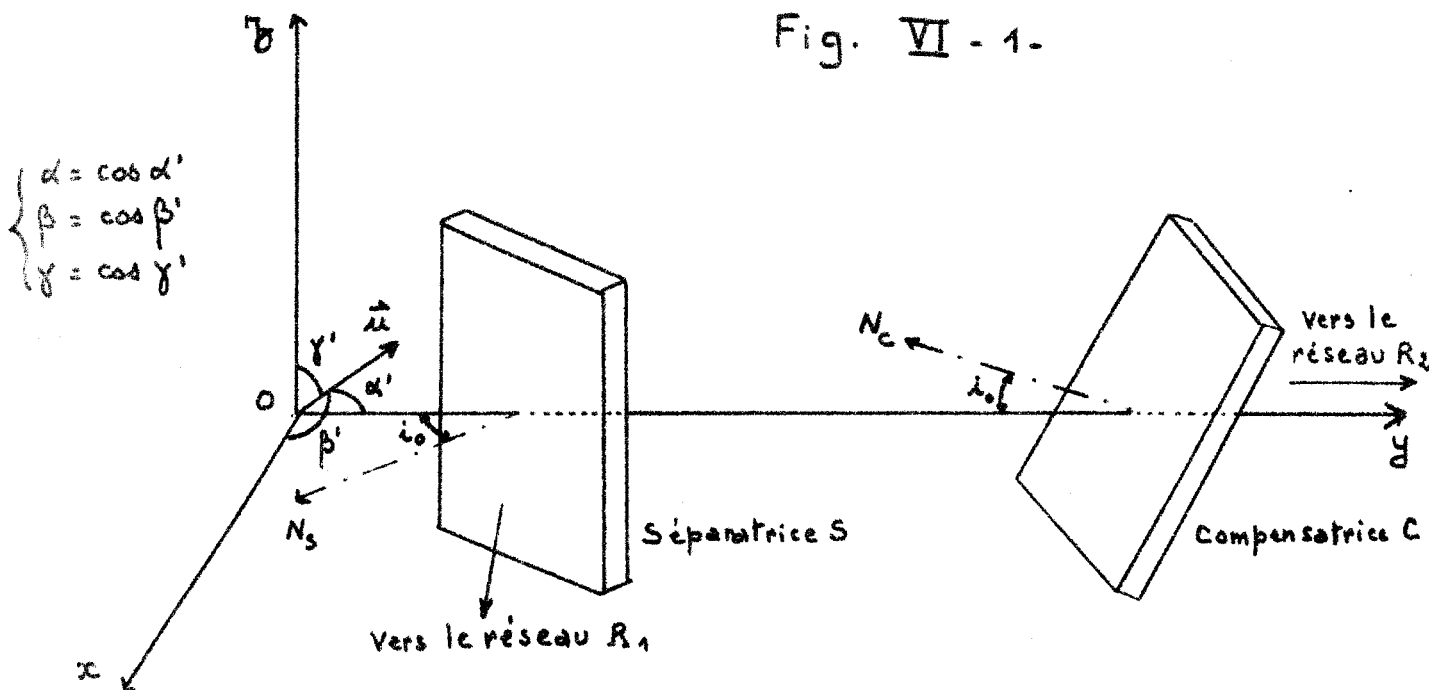
Nous allons donc chercher ici à calculer la différence de marche Δ_T créée par le spectromètre entre les deux rayons auxquels donne naissance un rayon incident quelconque. Pour cela, conformément à la figure VI. 1, nous appelons α, β, γ les cosinus directeurs de cet incident \vec{ou} ; le trièdre orthogonal de référence est défini par :

- Oy axe horizontal coïncidant avec la direction du rayon principal
- Oz axe vertical parallèle au plan de la séparatrice
- Ox axe horizontal normal aux deux précédents.

VI. 1 - Evaluation de la différence de marche Δ_T

Dans leurs études respectives sur le S.I.S.A.M., P. CONNES (1) et G. GRANER (2) ont calculé la différence de chemin optique Δ_R résultant de l'utilisation d'une source monochromatique étendue, en limitant le

Fig. VI - 1-



phénomène au niveau des réseaux. C'est ainsi que G. GRANER a établi que :

$$\Delta_R = 4 x_0 \operatorname{tg} i_R \left[1 - \frac{1}{2} (\beta^2 + \gamma^2) + \beta^2 \operatorname{tg}^2 i_R - \beta(\beta^2 + \gamma^2) \operatorname{tg} i_R \right] \quad (1 - VI)$$

où x_0 est l'abscisse du point où le rayon incident quelconque frappe le plan du miroir virtuel du Michelson équivalent au S.I.S.A.M. (les autres notations et le repère sont ceux définis fig. VI.1) ; rappelons que cette expression a été obtenue en considérant $\alpha \sim 1$ et β, γ infiniment petits tous deux du premier ordre ; de plus, les infiniment petits d'ordre supérieur ou égal à 4 ont été négligés dans le calcul.

Cette relation représenterait effectivement la différence de marche totale introduite sur un rayon quelconque, si la compensatrice et la séparatrice étaient rigoureusement parallèles, au repos ; en réalité, dans notre montage cette disposition n'existe pas, et il en résulte une inégalité des chemins optiques le long des deux bras du spectromètre. Dans ces conditions,

si nous désignons respectivement par δ_{S_A} et δ_{S_R} pour la séparatrice, et par δ_{C_A} et δ_{C_R} pour la compensatrice, les retards optiques qu'introduisent les passages aller et retour à travers les deux lames, la différence de marche totale Δ_T est pour un rayon incident non principal :

$$\Delta_T = \Delta_R + \Delta$$

avec
$$\Delta = \left[\delta_{S_A} + \delta_{S_R} \right] - \left[\delta_{C_A} + \delta_{C_R} \right] \quad (2 - VI)$$

VI. 2 - Principe du calcul de la différence de marche Δ

Pour calculer cette expression de Δ , rappelons que l'augmentation de chemin optique obtenue par l'introduction sur le trajet d'un rayon lumineux, d'une lame de verre d'indice n et d'épaisseur e , est égale à :

$$\delta = e \left[n^2 - \sin^2 i \right]^{1/2} - e \cos i$$

si i est l'angle d'incidence du rayon. D'autre part, convenons de définir (figure VI. 2) le rayon lumineux quelconque I_1O par rapport au rayon principal associé I_0O . On désigne donc par OX la normale à la lame de verre dont le plan supposé vertical est représenté par (YOZ) ; on projette

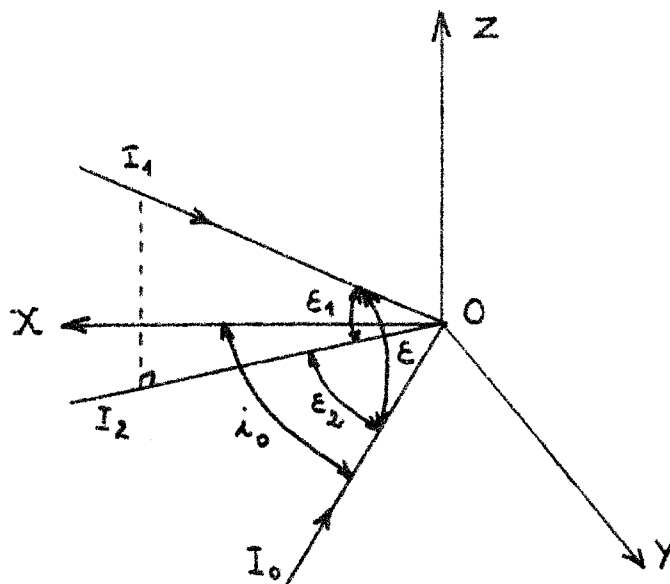


Fig. VI. 2.

I_1o dans le plan horizontal (XOY) contenant I_0o , et on appelle :

- . i_0 l'angle d'incidence du rayon principal I_0o
- . ε l'angle que fait le rayon quelconque I_1o avec I_0o
- . ε_1 l'angle formé par I_1o et sa projection I_2o dans (XOY)
- . ε_2 l'angle $\widehat{I_2oI_0o}$

ε , ε_1 et ε_2 sont trois angles très petits, de l'ordre de 4.10^{-3} rd au maximum ; ils sont liés par la relation :

$$\cos \varepsilon = \cos \varepsilon_1 \cdot \cos \varepsilon_2$$

Si nous négligeons les infiniment petits d'ordre supérieur à 3, nous pouvons écrire cette égalité :

$$\varepsilon^2 = \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 \quad (3 - VI)$$

(cette hypothèse reste admise pour tous les calculs qui suivent).

Par ailleurs, nous posons comme convention que ε_1 est positif si le rayon lumineux quelconque est situé au-dessous du plan horizontal (XOY) ; d'autre part, ε_2 est positif si I_2o et OX sont de part et d'autre du rayon principal I_0o , étant entendu que I_0o et I_2o sont toujours dans le même quadrant XOY. Pour la figure VI - 2, on a donc : $\varepsilon_1 < 0$ et $\varepsilon_2 < 0$.

Dans ces conditions, si $\delta_0 = e \left[n^2 - \sin^2 i_0 \right]^{1/2} - e \cos i_0$ (4 - VI) représente la différence de marche relative au rayon principal I_0o , l'accroissement du chemin optique du rayon I_1o peut être défini par la fonction :

$$\delta = f \left[\delta_0, i_0, \varepsilon, \varepsilon_1, \varepsilon_2 \right] \quad (5 - VI)$$

De cette façon, le calcul de :

$$\Delta = \left[\delta_{S_A} + \delta_{S_R} \right] - \left[\delta_{C_A} + \delta_{C_R} \right]$$

va consister à expliciter la fonction f dans les quatre cas correspondants aux passages aller et retour à travers les deux lames, séparatrice et compensatrice.

VI. 3 - Calcul de la différence de marche δ_{S_A}

La séparatrice est une lame verticale qui peut être définie à l'aide de la figure VI - 2 et des notations introduites au paragraphe précédent. Par suite, si i_{S_A} est l'angle d'incidence du rayon non principal I_1O , la différence de marche δ_{S_A} est pour ce rayon :

$$\delta_{S_A} = e \left[n^2 - \sin^2 i_{S_A} \right]^{1/2} - e \cos i_{S_A} \quad (6 - VI)$$

Or, d'après les propriétés des triangles rectangles sphériques, nous avons :

$$\cos i_{S_A} = \cos \epsilon_1 \cdot \cos (i_0 + \epsilon_2)$$

soit, puisque ϵ_1 et ϵ_2 sont des angles très petits :

$$\cos i_{S_A} = \left(1 - \frac{\epsilon_1^2}{2} \right) \left[\left(1 - \frac{\epsilon_2^2}{2} \right) \cos i_0 - \epsilon_2 \sin i_0 \right]$$

$$\cos i_{S_A} = \left(1 - \frac{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}{2} \right) \cos i_0 - \epsilon_2 \sin i_0$$

D'après (3 - VI), nous pouvons donc écrire :

$$\cos i_{S_A} = \left(1 - \frac{\epsilon^2}{2} \right) \cos i_0 - \epsilon_2 \sin i_0 \quad (7 - VI)$$

d'où $\cos^2 i_{S_A} = (1 - \epsilon^2) \cos^2 i_0 + \epsilon_2^2 \sin^2 i_0 - 2 \epsilon_2 \sin i_0 \cos i_0$

Il en résulte pour la différence de marche :

$$\delta_{S_A} = e \left[n^2 - \sin^2 i_0 - \epsilon^2 \cos^2 i_0 + \epsilon_2^2 \sin^2 i_0 - \epsilon_2 \sin 2 i_0 \right]^{1/2} \dots$$

$$\dots - e (1 - \epsilon^2/2) \cos i_0 + e \epsilon_2 \sin i_0$$

$$\delta_{S_A} = e (n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2} \left[1 + \frac{\epsilon_2^2 \sin^2 i_o - \epsilon^2 \cos^2 i_o - \epsilon_2 \sin 2 i_o}{n^2 - \sin^2 i_o} \right]^{1/2}$$

$$\dots - e \cos i_o + e \frac{\epsilon^2}{2} \cos i_o + e \epsilon_2 \sin i_o$$

$$\delta_{S_A} = e (n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2} - e \cos i_o + \frac{e}{2 (n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \dots$$

$$\dots \left[\epsilon_2^2 \sin^2 i_o - \epsilon^2 \cos^2 i_o - \epsilon_2 \sin 2 i_o \right] \dots$$

$$\dots - \frac{e \epsilon_2^2 \sin^2 2 i_o}{8 (n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} + e \frac{\epsilon^2}{2} \cos i_o + e \epsilon_2 \sin i_o$$

Compte tenu de (4 - VI), il vient finalement :

$$\delta_{S_A} = \delta_o + \frac{e}{2 (n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \left[\epsilon_2^2 \sin^2 i_o \left(1 - \frac{\cos^2 i_o}{n^2 - \sin^2 i_o} \right) \dots \right. \\ \left. \dots - \epsilon^2 \cos^2 i_o - \epsilon_2 \sin 2 i_o \right] + e \frac{\epsilon^2}{2} \cos i_o + e \epsilon_2 \sin i_o$$

$$\delta_{S_A} = \delta_o \left[1 + \epsilon_2 \frac{\sin i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} + \epsilon^2 \frac{\cos i_o}{2 (n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \right] \dots$$

$$\dots e \epsilon_2^2 \frac{\sin^2 i_o}{2 (n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} (n^2 - 1) \quad (8 - VI)$$

Ainsi se trouve explicitée la fonction f pour la différence de marche δ_{S_A} .

VI. 4 - Calcul de la différence de marche δ_{S_R}

Il s'agit de définir ici l'orientation du rayon non principal lorsque celui-ci revient sur la séparatrice, après avoir été diffracté par le réseau R_1 (fig. VI - 1) ; pour cela, nous allons examiner ce qui se passe au niveau de ce réseau que l'on définit par son pas \vec{a} et la direction \vec{u} de ses traits (figure VI. 3).

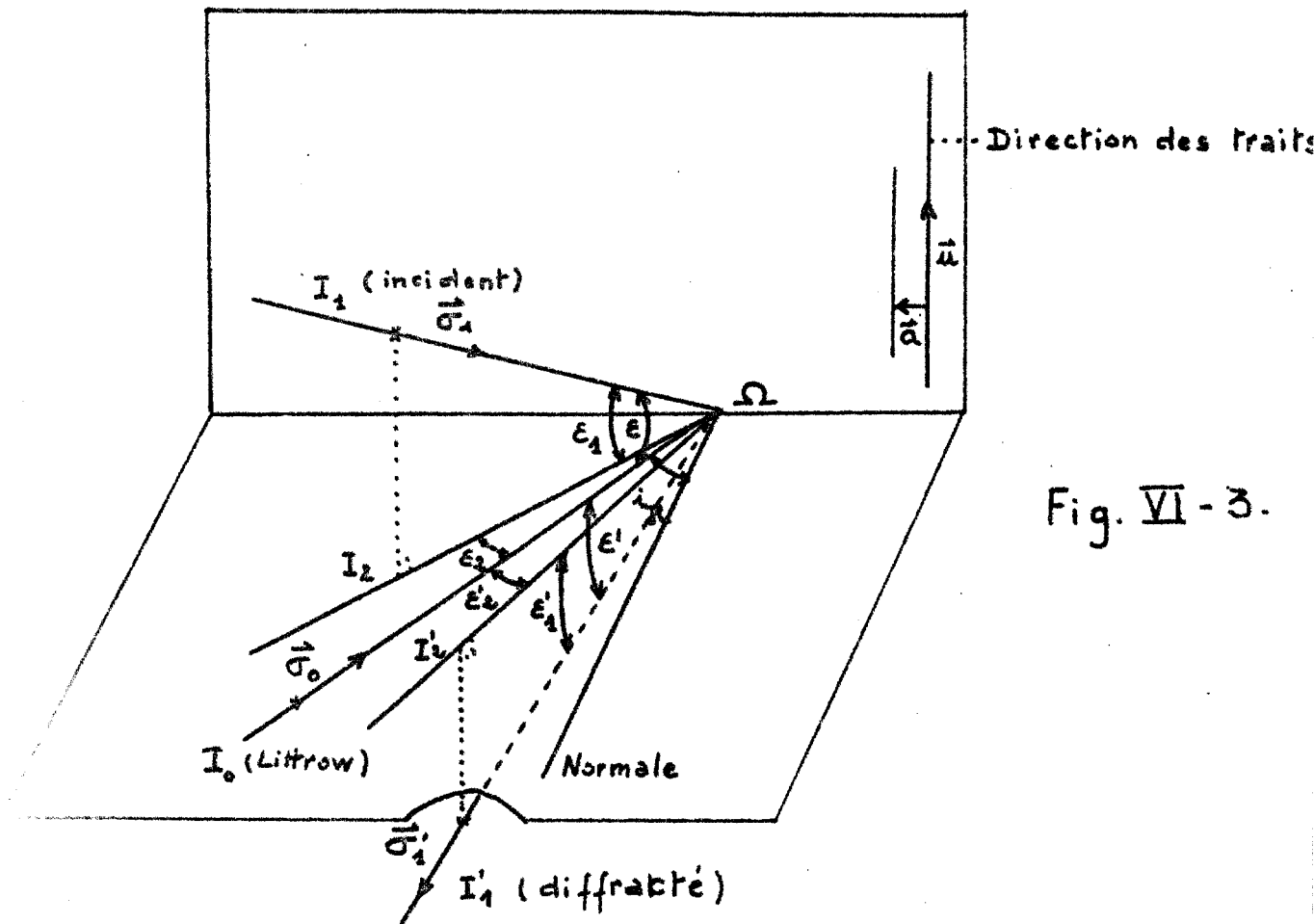


Fig. VI - 3.

On considère le rayon non principal $I_1\Omega$ qui se diffracte suivant $\Omega I'_1$; à ces rayons correspondent les vecteurs d'onde $\vec{\sigma}_1$ et $\vec{\sigma}'_1$.
 $I_0\Omega$ est le rayon principal associé à $I_1\Omega$; comme nous l'avons déjà indiqué, il revient sur lui-même, après diffraction sur R_1 ; on appelle $\vec{\sigma}_0$ son vecteur d'onde, qui fait avec la normale au réseau l'angle i_R .

D'autre part, nous désignons par $I_2\Omega$ et $\Omega I'_2$ les projections respectives de $I_1\Omega$ et $\Omega I'_1$ dans le plan horizontal contenant la normale au réseau.

Enfin, il est clair que les angles ε , ε_1 et ε_2 sont les mêmes que ceux définis figure VI - 2, puisque le réseau et la séparatrice sont tous deux verticaux. Par ailleurs, le faisceau lumineux considéré est monochromatique, sa longueur d'onde étant λ .

Dans ces conditions, si on désigne par ε' , ε'_1 et ε'_2 les angles relatifs au rayon diffracté $\Omega I'_1$ et à sa projection, homologues de ε , ε_1 et ε_2 , les relations suivantes doivent être vérifiées :

$$(\sigma_1 - \sigma'_1)u = 0 \qquad (\sigma_1 - \sigma'_1) a = 2 \sigma_0. a = K$$

Ceci entraîne :

$$\sin \varepsilon_1 = \sin \varepsilon'_1$$

$$\cos \varepsilon_1 \sin (i_R + \varepsilon_2) + \cos \varepsilon'_1 \sin (i_R + \varepsilon'_2) = 2 \sin i_R$$

D'un autre côté, en se limitant au second ordre :

$$\varepsilon^2 = \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 \qquad \text{et} \qquad \varepsilon'^2 = \varepsilon'_1^2 + \varepsilon'_2^2$$

On a donc :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 \qquad (9 - VI)$$

$$\left(1 - \frac{\epsilon_1^2}{2}\right) \left[\left(1 - \frac{\epsilon_2^2}{2}\right) \sin i_R + \epsilon_2 \cos i_R \right] + \left(1 - \frac{\epsilon_1'^2}{2}\right) \dots$$

$$\left[\left(1 - \frac{\epsilon_2'^2}{2}\right) \sin i_R + \epsilon_2' \cos i_R \right] = 2 \sin i_R$$

soit :

$$\sin i_R \left[2 - \frac{\epsilon_2^2 + \epsilon_2'^2}{2} \right] + \cos i_R (\epsilon_2 + \epsilon_2') = 2 \sin i_R \left[1 + \frac{\epsilon_1^2}{2} \right] \dots$$

$$= 2 \sin i_R \left[1 + \frac{\epsilon^2 - \epsilon_2^2}{2} \right]$$

On obtient ainsi une relation d'itération pour ϵ_2' :

$$\epsilon_2' = -\epsilon_2 + \epsilon^2 \operatorname{tg} i_R + \frac{\epsilon_2'^2 - \epsilon_2^2}{2} \operatorname{tg} i_R$$

d'où il ressort que :

$$\epsilon_2' = -\epsilon_2 + \epsilon^2 \operatorname{tg} i_R \quad (10 - VI)$$

$$\epsilon^2 = \epsilon_2'^2 \quad (11 - VI)$$

Les trois équations (9, 10, 11 - VI) que nous venons d'établir définissent l'orientation du rayon non principal $\Omega I'_1$ diffracté, par rapport au rayon de Littrow ΩI_0 ; comme au niveau de la séparatrice la disposition relative de ces deux rayons n'est pas changée, il en résulte que la différence de marche δ_{S_R} peut s'écrire :

$$\delta_{S_R} = f(\delta_0, i_0, \epsilon, \epsilon_1, \epsilon_2')$$

soit, par analogie avec (8 - VI) :

$$\delta_{S_R} = \delta_0 \left[1 + \epsilon^2 \frac{\cos i_0}{2(n^2 - \sin^2 i_0)^{1/2}} + (\epsilon^2 \operatorname{tg} i_r - \epsilon_2) \frac{\sin i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0)^{1/2}} \right] \dots$$

$$\dots + \epsilon \epsilon_2^2 \frac{\sin^2 i_0}{2(n^2 - \sin^2 i_0)^{3/2}} (n^2 - 1) \quad (12 - VI)$$

Remarque : La relation (12 - VI) suppose implicitement qu'il y a cohérence entre deux points infiniment voisins de la source.

VI. 5 - Calcul de la différence de marche δ_{CA}

Pour le calcul de la différence de marche δ_{S_p} , nous avons considéré la partie du rayon non principal qui est réfléchié par la séparatrice ; nous allons maintenant nous intéresser à l'autre partie qui correspond au rayon transmis par les lames S et C (fig. VI. 1).

De façon à déterminer l'orientation de ce rayon par rapport à la compensatrice, nous désignons (fig. VI. 4) par P_1 et P_0 les deux plans verticaux contenant respectivement le rayon non principal I_1C et le rayon moyen correspondant I_0C ; dans P_0 , nous représentons par CN_c la normale de la lame dont la direction est CC' . D'autre part, nous définissons par I_2C et I_3C les projections du rayon I_1C dans le plan P_0 et le plan horizontal contenant le rayon principal. Enfin, nous voyons que les angles ϵ , ϵ_1 et ϵ_2 introduits fig. VI. 2 se retrouvent au niveau de la compensatrice, puisque la séparatrice ne modifie pas la direction des rayons.

Dans ces conditions, si on appelle ϵ_1^c et ϵ_2^c les angles $\widehat{I_1CI_2}$ et $\widehat{I_0CI_2}$, on peut écrire :

$$\cos \epsilon = \cos \epsilon_1 \cdot \cos \epsilon_2 = \cos \epsilon_1^c \cdot \cos \epsilon_2^c \quad \text{d'où}$$

$$\epsilon^2 = \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 = \epsilon_1^{c2} + \epsilon_2^{c2} \quad (13 - VI)$$

D'autre part, à partir des relations :

$$\frac{I_1I_2}{I_1C} = \sin \epsilon_1^c = \epsilon_1^c \quad \frac{I_1I_2}{I_3C} = \sin \epsilon_2 = \epsilon_2$$

$$\frac{I_3C}{I_1C} = \cos \epsilon_1 = 1 - \frac{\epsilon_1^2}{2}$$

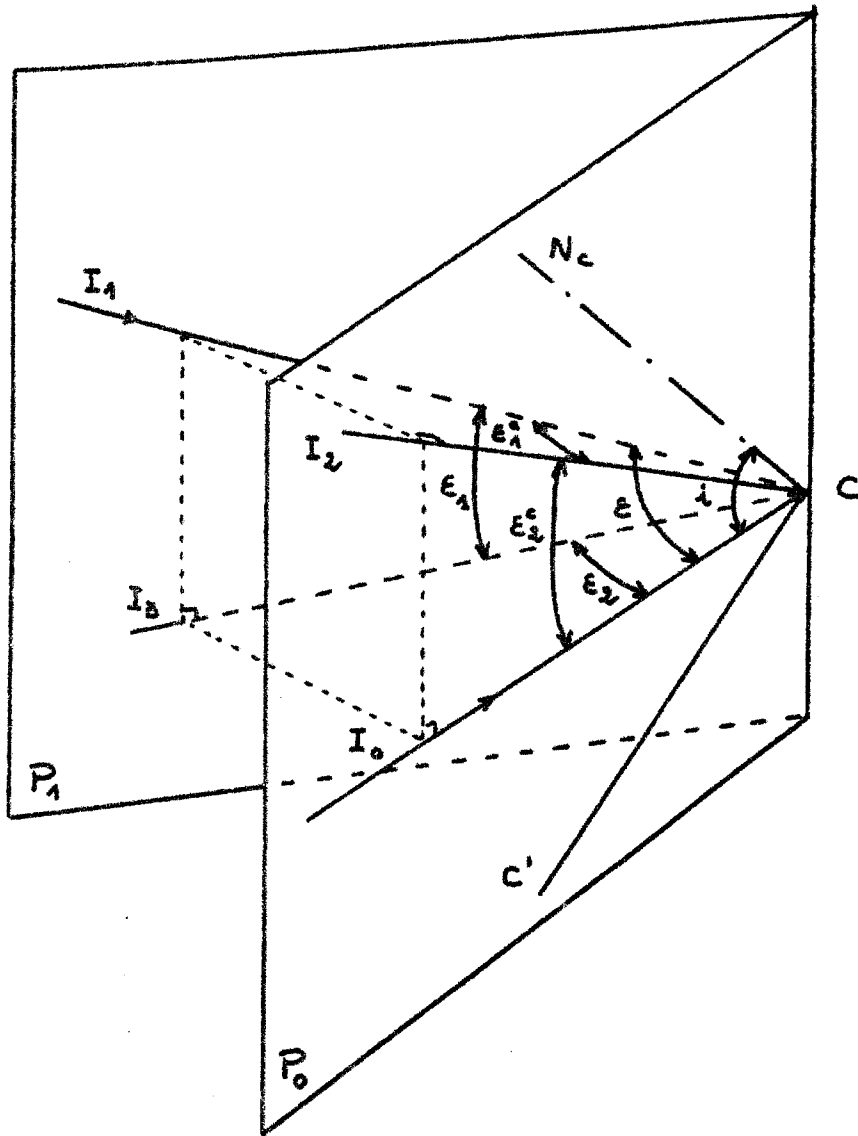


Fig. VI - 4.

On a : $\epsilon_1^C = \epsilon_2$ (14 - VI)

De la même façon, on démontrerait que :

$\epsilon_2^C = \epsilon_1$ (15 - VI)



Il existe par ailleurs entre les angles ϵ_1^c , ϵ_2^c et ϵ_1 , ϵ_2 une seconde relation. En effet, si nous comparons les figures (VI - 2) et (VI - 4), nous remarquons que la projection du rayon non principal sur le plan défini par la normale à la lame et le rayon moyen, est I_2O pour la séparatrice et I_2C pour la compensatrice ; au point de vue angulaire, ceci veut dire qu'à $\epsilon_1 = \widehat{I_1OI_2}$ correspond $\epsilon_1^c = \widehat{I_1CI_2}$ et que $\epsilon_2^c = \widehat{I_0CI_2}$ est homologue à $\epsilon_2 = \widehat{I_0OI_2}$.

D'autre part, comme la compensatrice oscille autour d'un axe horizontal, le rayon principal I_0C fait avec la normale à la lame un angle i variable dans le temps, tel que :

$$i = i_0 + u(t) \quad \text{avec} \quad u(0) = 0 \quad (\text{position d'équilibre de la compensatrice})$$

Par suite, la différence de marche introduite par la compensatrice sur le trajet du rayon moyen peut être représentée par δ_0^u , avec $\delta_0^0 = \delta_0$ pour $u = 0$ ($= t$). Quant à celle relative au rayon non principal, elle se met sous la forme :

$$\delta_{CA} = f(\delta_0^u, i, \epsilon, \epsilon_1^c, \epsilon_2^c)$$

soit, compte tenu des relations (13, 14, 15 - VI) :

$$\delta_{CA} = f(\delta_0^u, i, \epsilon, \epsilon_2, \epsilon_1)$$

Finalement, on a donc par analogie avec (8 - VI) :

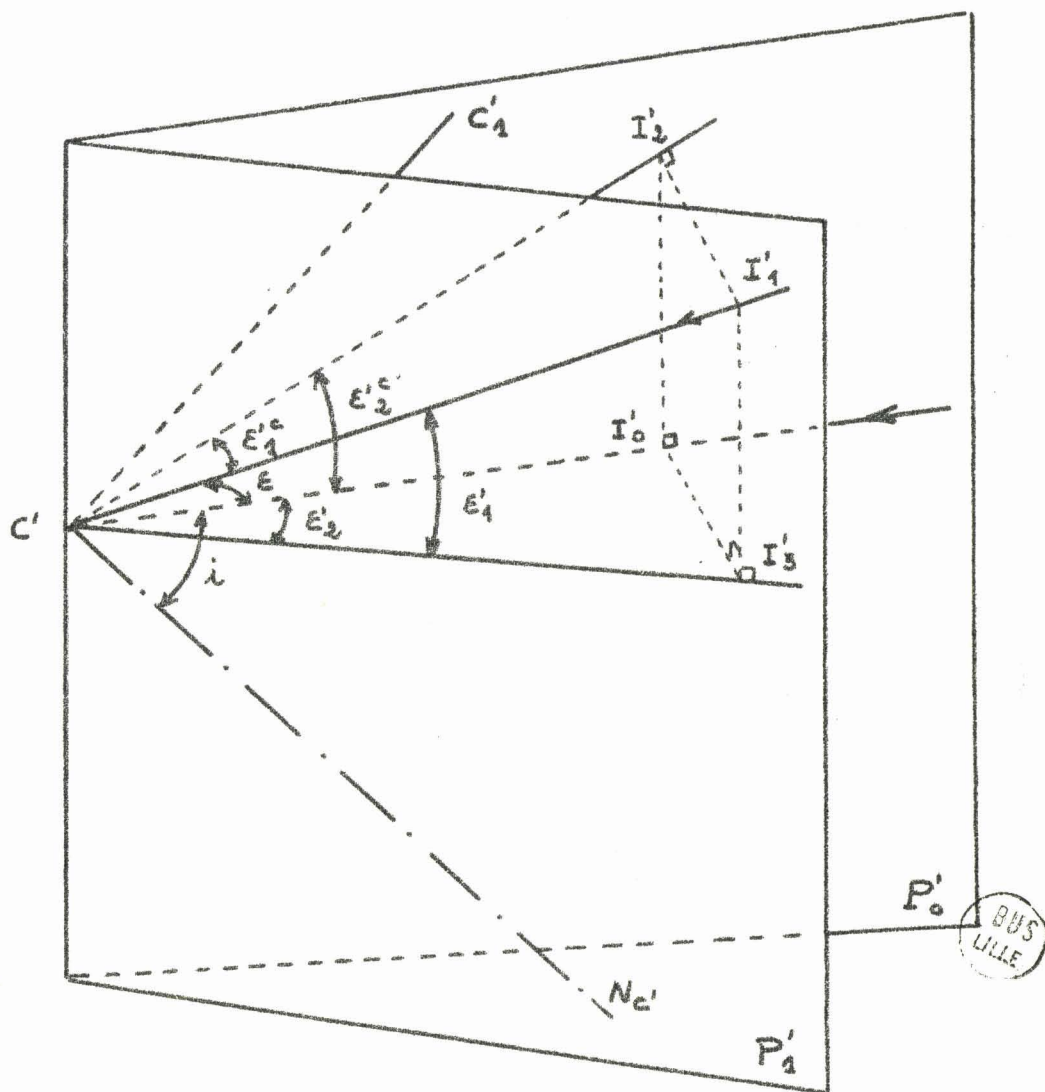
$$\delta_{CA} = \delta_0^u \left[1 + \epsilon^2 \frac{\cos i}{2(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} + \epsilon_1 \frac{\sin i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \right] + \dots$$

$$\dots \quad \epsilon \epsilon_1^2 \frac{\sin^2 i}{2(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} (n^2 - 1) \quad (16 - VI)$$

VI. 6 - Calcul de la différence de marche δ_{C_R}

Comme pour la détermination de δ_{S_R} , il faut considérer ici le changement de direction du rayon lumineux, dû à la diffraction de celui-ci par le réseau R_2 (fig. VI - 1). Toutefois, il est inutile d'effectuer le calcul correspondant, si on tient compte des remarques suivantes :

Fig. VI - 5.



- les deux réseaux R_1 et R_2 sont disposés de telle manière que les rayons principaux sont diffractés sur eux-mêmes et sous le même angle i_R par l'un et l'autre des disperseurs.

- la séparatrice et la compensatrice sont deux lames à faces planes et parallèles qui ne modifient pas la direction de la lumière.

Dans ces conditions, au niveau du réseau R_2 nous retrouvons pour les rayons lumineux la même disposition que celle définie à la fig. VI. 3 pour le réseau R_1 . Par suite, les relations (9, 10, 11 - VI) sont encore valables ici, et caractérisent donc l'orientation du rayon non principal diffracté par rapport à la direction du rayon moyen correspondant.

Plaçons nous au niveau de la compensatrice (fig. VI - 5) ; P'_1 est le plan vertical contenant le rayon non principal I'_1C' et sa projection horizontale I'_3C' ; d'autre part, P'_0 est le plan vertical défini par le rayon moyen I'_0C' et la normale $C'NC'$ à la lame de direction $C'C'_1$; enfin, I'_2C' représente la projection orthogonale de I'_1C' sur le plan P'_0 .

En caractérisant ainsi la disposition des rayons par rapport à la compensatrice, nous définissons sur la figure VI - 5 les angles ϵ , ϵ'_1 , ϵ'_2 , ϵ'^c_1 , ϵ'^c_2 et i qui apparaissent alors comme les homologues des angles ϵ , ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ^c_1 , ϵ^c_2 et i de la figure VI. 4. Par suite, nous pouvons exprimer la différence de marche δ_{C_R} sous la forme :

$$\delta_{C_R} = f(\delta^u_0, i, \epsilon, \epsilon'^c_1, \epsilon'^c_2)$$

Compte tenu des relations (13, 14, 15 - VI) et (9, 10, 11 - VI) cette fonction s'écrit :

$$\delta_{C_R} = f(\delta^u_0, i, \epsilon, \epsilon'_2, \epsilon'_1) = f(\delta^u_0, i, \epsilon, -\epsilon_2 + \epsilon^2 \operatorname{tg} i_R, -\epsilon_1)$$

Finalement, par analogie avec (8 - VI), on a :

$$\delta_{C_R} = \delta_o^u \left[1 + \epsilon^2 \frac{\cos i}{2(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} - \epsilon_1 \frac{\sin i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \right] + \dots$$

$$\dots e \epsilon_1^2 \frac{\sin^2 i}{2(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} (n^2 - 1) \quad (17 - VI)$$

VI. 7 - Expression de la différence de marche totale Δ_T

D'après la relation (2 - VI), nous pouvons écrire :

$$\Delta = \left[\delta_{S_A} + \delta_{S_R} \right] - \left[\delta_{C_A} + \delta_{C_R} \right]$$

En tenant compte des expressions (8 - VI), (12 - VI), (16 - VI), (17 - VI), nous avons donc :

$$\Delta = 2 \delta_o \left[1 + \epsilon^2 \frac{\cos i_o}{2(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} \right] + e \epsilon_2^2 \frac{\sin^2 i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} (n^2 - 1) \dots$$

$$\dots + \delta_o \epsilon^2 \operatorname{tg} i_R \frac{\sin i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - 2 \delta_o^u \left[1 + \epsilon^2 \frac{\cos i}{2(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \right] \dots$$

$$\dots - e \epsilon_1^2 \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} (n^2 - 1)$$

Comme $\epsilon^2 = \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2$, il vient finalement :

$$\Delta = 2 (\delta_o - \delta_o^u) + \epsilon^2 \left[\frac{\delta_o \cos i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - \frac{\delta_o^u \cos i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \right] + \dots$$

$$\dots \epsilon^2 \left[\delta_o \frac{\sin i_o \operatorname{tg} i_R}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - e (n^2 - 1) \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \right] + \dots$$

$$\dots \epsilon_2^2 e (n^2 - 1) \left[\frac{\sin^2 i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} + \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \right] \quad (18 - VI)$$

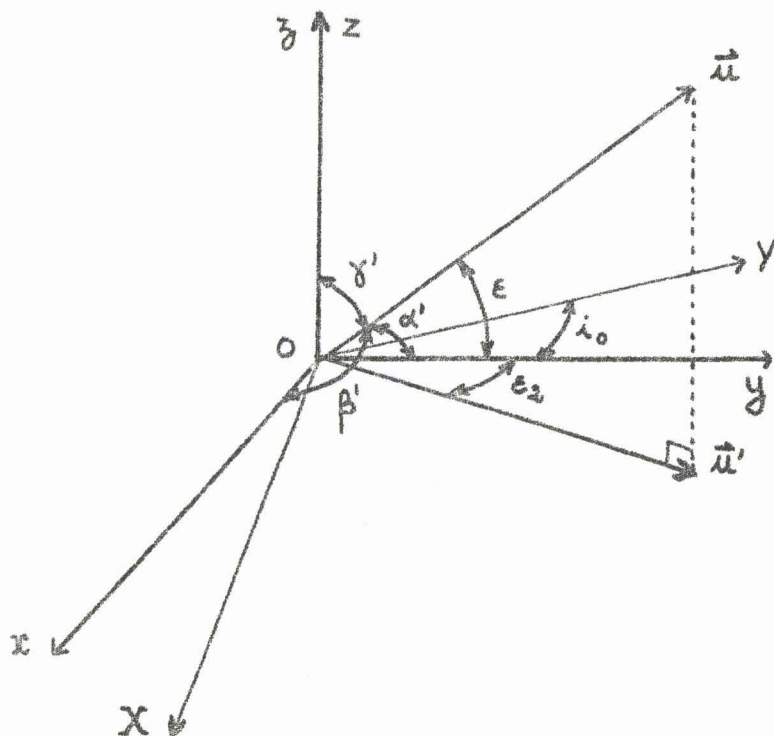


Fig. VI. 6.

Dans cette expression, il reste à exprimer ϵ et ϵ_2 en fonction des cosinus directeurs β et γ précédemment définis. D'après les figures (VI. 1) et (VI. 6), il apparaît que :

$$\alpha = \cos \alpha' = \cos \epsilon = 1 - \frac{\epsilon^2}{2} \quad \text{d'où} \quad \alpha^2 = 1 - \epsilon^2$$

Comme $\alpha^2 = 1 - \beta^2 - \gamma^2$, on a donc : $\epsilon^2 = \beta^2 + \gamma^2$

D'autre part, des relations :

$$u' = u \sin \gamma' \quad \text{et} \quad u \alpha = u' \cos \epsilon_2 = u' \left(1 - \frac{\epsilon_2^2}{2}\right)$$

on déduit :

$$\alpha = \left(1 - \frac{\epsilon_2^2}{2}\right) \sin \gamma' \quad \text{d'où} \quad \alpha^2 = (1 - \epsilon_2^2) (1 - \gamma^2)$$

soit finalement :

$$\epsilon_2^2 = \beta^2$$

La relation (18 - VI) s'écrit dans ces conditions :

$$\Delta = 2 (\delta_o - \delta_o^u) + (\beta^2 + \gamma^2) \left[\frac{\delta_o \cos i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - \frac{\delta_o^u \cos i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \right] + \dots$$

$$\dots \delta_o \frac{\sin i_o \operatorname{tg} i_R}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - e (n^2 - 1) \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \left[\dots \right]$$

$$\dots + \beta^2 e (n^2 - 1) \left[\frac{\sin^2 i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} + \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \right]$$

Compte tenu de l'équation (1 - VI), la différence de marche totale Δ_T pour un rayon non principal traversant le S.I.S.A.M., est donc égale à :

$$\Delta_T = 4 x_o \operatorname{tg} i_R \left[1 - \frac{1}{2} (\beta^2 + \gamma^2) + \beta^2 \operatorname{tg}^2 i_R \right] + 2 (\delta_o - \delta_o^u) + \dots$$

$$\dots (\beta^2 + \gamma^2) \left[\frac{\delta_o \cos i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - \frac{\delta_o^u \cos i}{(n^2 - \sin^2 i)^{1/2}} \right] + \dots$$

$$\dots \delta_o \frac{\sin i_o \operatorname{tg} i_R}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{1/2}} - e (n^2 - 1) \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \left[\dots \right] + \dots$$

$$\dots \beta^2 e (n^2 - 1) \left[\frac{\sin^2 i_o}{(n^2 - \sin^2 i_o)^{3/2}} + \frac{\sin^2 i}{(n^2 - \sin^2 i)^{3/2}} \right] \quad (19 - VI)$$

Remarquons que dans cette expression de Δ_T , les infiniment petits d'ordre supérieur ou égal à 3 sont négligés.

VI. 8 - Expression de Δ_T dans le cas particulier où $u = 0$

Lorsque la compensatrice passe par sa position d'équilibre, la direction du rayon moyen fait avec les normales aux deux lames S et C (fig. VI. 1) le même angle i_0 ; dans ce cas, on a : $u = 0$ et $\delta_0^o = \delta_0$.

L'équation (19 - VI) se simplifie donc, et s'écrit :

$$\Delta_T^o = 4 x_0 \operatorname{tg} i_R \left[1 - \frac{1}{2} (\beta^2 + \gamma^2) + \beta^2 \operatorname{tg}^2 i_R \right] + \frac{\sin i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0)^{1/2}} \dots$$

$$\dots \left[(\beta^2 + \gamma^2) \delta_0 \operatorname{tg} i_R + (\beta^2 - \gamma^2) e (n^2 - 1) \frac{\sin i_0}{n^2 - \sin^2 i_0} \right]$$

(20 - VI)

C'est à partir de cette expression que nous allons dans le prochain chapitre déterminer la forme des diaphragmes d'entrée et de sortie du S.I.S.A.M.

CHAPITRE VII

CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR LA FORME DES DIAPHRAGMES

DU S.I.S.A.M.

P. Connes a déterminé dans le cas très général où les disperseurs sont quelconques, l'angle solide Ω que délimitent les diaphragmes d'entrée et de sortie du S.I.S.A.M. Il a ainsi établi (1) la relation :

$$u = \frac{\Omega \cdot R_0}{2 \pi \cdot K}$$

où u représente l'angle solide réduit de ces diaphragmes, R_0 le pouvoir de résolution théorique du S.I.S.A.M., et K une constante qui est égale à 1 quand les disperseurs sont des réseaux de diffraction. Il a montré par ailleurs que la valeur optimale du produit "résolution x luminosité" est obtenue pour $u = 1$; on peut démontrer que ceci correspond à une différence de marche entre rayon moyen et rayon oblique égale à $\pm \lambda$ pour les deux extrémités des réseaux (1).

De notre côté, nous avons établi au chapitre précédent que la différence de marche d'un rayon non principal traversant le S.I.S.A.M. est, lorsque la compensatrice est à sa position d'équilibre ($i = i_0$; $u = 0$) :

$$\Delta_{\text{T}}^{\circ} = 4 x_{\circ} \operatorname{tg} i_{\text{R}} \left[1 - \frac{1}{2} (\beta^2 + \gamma^2) + \beta^2 \operatorname{tg}^2 i_{\text{R}} \right] + \frac{\sin i_{\circ}}{(n^2 - \sin^2 i_{\circ})^2} \left[(\beta^2 + \gamma^2) \right. \\ \left. \delta_{\circ} \operatorname{tg} i_{\text{R}} + (\beta^2 - \gamma^2) e (n^2 - 1) \frac{\sin i_{\circ}}{n^2 - \sin^2 i_{\circ}} \right] \quad (20 - \text{VI})$$

Si nous comparons cette expression à celle de la différence δe marche correspondant au rayon principal ($\beta = \gamma = 0$) arrivant sur les réseaux au point d'abscisse x_{\circ} , nous voyons que $\Delta_{\text{T}}^{\circ}$ en diffère d'une quantité :

$$\Delta_{\text{T}}^{\prime} = 4 x_{\circ} \operatorname{tg} i_{\text{R}} \left[\beta^2 \operatorname{tg}^2 i_{\text{R}} - \frac{1}{2} (\beta^2 + \gamma^2) \right] + \frac{\sin i_{\circ}}{(n^2 - \sin^2 i_{\circ})^{1/2}} \left[(\beta^2 + \gamma^2) \right. \\ \left. \delta_{\circ} \operatorname{tg} i_{\text{R}} + e (\beta^2 - \gamma^2) (n^2 - 1) \frac{\sin i_{\circ}}{n^2 - \sin^2 i_{\circ}} \right] \quad (1 - \text{VII})$$

En écrivant que $\Delta_{\text{T}}^{\prime} = +\lambda$ pour x_{\circ} représentant les abscisses des deux extrémités des réseaux, nous allons donc pouvoir déterminer la forme des diaphragmes d'entrée et de sortie du S.I.S.A.M.

VII - 1. Nature de l'équation définissant les diaphragmes.

L'équation (1 - VII) que nous venons de définir peut encore s'écrire

$$\beta^2$$

$$\Delta_T^i$$

$$4 x_0 \operatorname{tg}^3 i_R + \operatorname{tg} i_R \left[\frac{\delta_0 \sin i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 1/2} - 2 x_0 \right] + e(n^2 - 1) \frac{\sin^2 i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 3/2}$$

$$\gamma^2$$

$$\dots + \dots = 1$$

$$\Delta_T^i$$

$$\operatorname{tg} i_R \left[\frac{\delta_0 \sin i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 1/2} - 2 x_0 \right] - e(n^2 - 1) \frac{\sin^2 i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 3/2}$$

Soit en posant :

$$A^{-1} = 4 x_0 \operatorname{tg}^3 i_R + \operatorname{tg} i_R \left[\frac{\delta_0 \sin i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 1/2} - 2 x_0 \right] + e(n^2 - 1) \frac{\sin^2 i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 3/2}$$

(2 - VII)

$$B^{-1} = \operatorname{tg} i_R \left[\frac{\delta_0 \sin i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 1/2} - 2 x_0 \right] - e(n^2 - 1) \frac{\sin^2 i_0}{(n^2 - \sin^2 i_0) 3/2}$$

(3 - VII)

$$\frac{\beta^2}{A \Delta_T^i} + \frac{\gamma^2}{B \Delta_T^i} = 1 \quad (4 - VII)$$

Mise sous cette forme, cette équation est bien analogue à celle que G. Graner a établie dans sa thèse (2); nous retrouvons en particulier le fait que suivant la valeur de l'angle de diffraction i_R , les diaphragmes ont une forme elliptique ou hyperbolique.

Toutefois, la valeur $\text{tg } i_R = \frac{1}{\sqrt{2}}$ mise en évidence par G. Graner ne correspond plus exactement au passage entre les deux types de diaphragme; ceci est dû à l'existence des termes que nous avons introduits dans les calculs pour traduire le non-parallélisme des deux lames séparatrice et compensatrice.

Pour cette raison également, le diaphragme auquel conduit notre calcul ne peut pas être circulaire; en revanche dans le cas où l'angle de diffraction i_R est nul, nous obtenons une hyperbole équilatère qui définit un diaphragme en forme d'étoile.

Nous avons réalisé en vue de préciser la forme de ces diaphragmes une étude numérique à partir des données suivantes :

$$i_0 = 27^\circ \quad \begin{array}{l} \text{lames séparatrice et compensatrice d'épaisseur } e = 2 \text{ cm} \\ \text{réseaux de diffraction rayés sur une longueur } 2l = 20,6 \text{ cm} \\ \text{d'indice } n = 1,5 \end{array}$$

Dans ce cas, on trouve :

$$\delta_0 = e (n^2 \sin^2 i_0) / 2 + e \cos i_0 = 1,077 \text{ cm.}$$

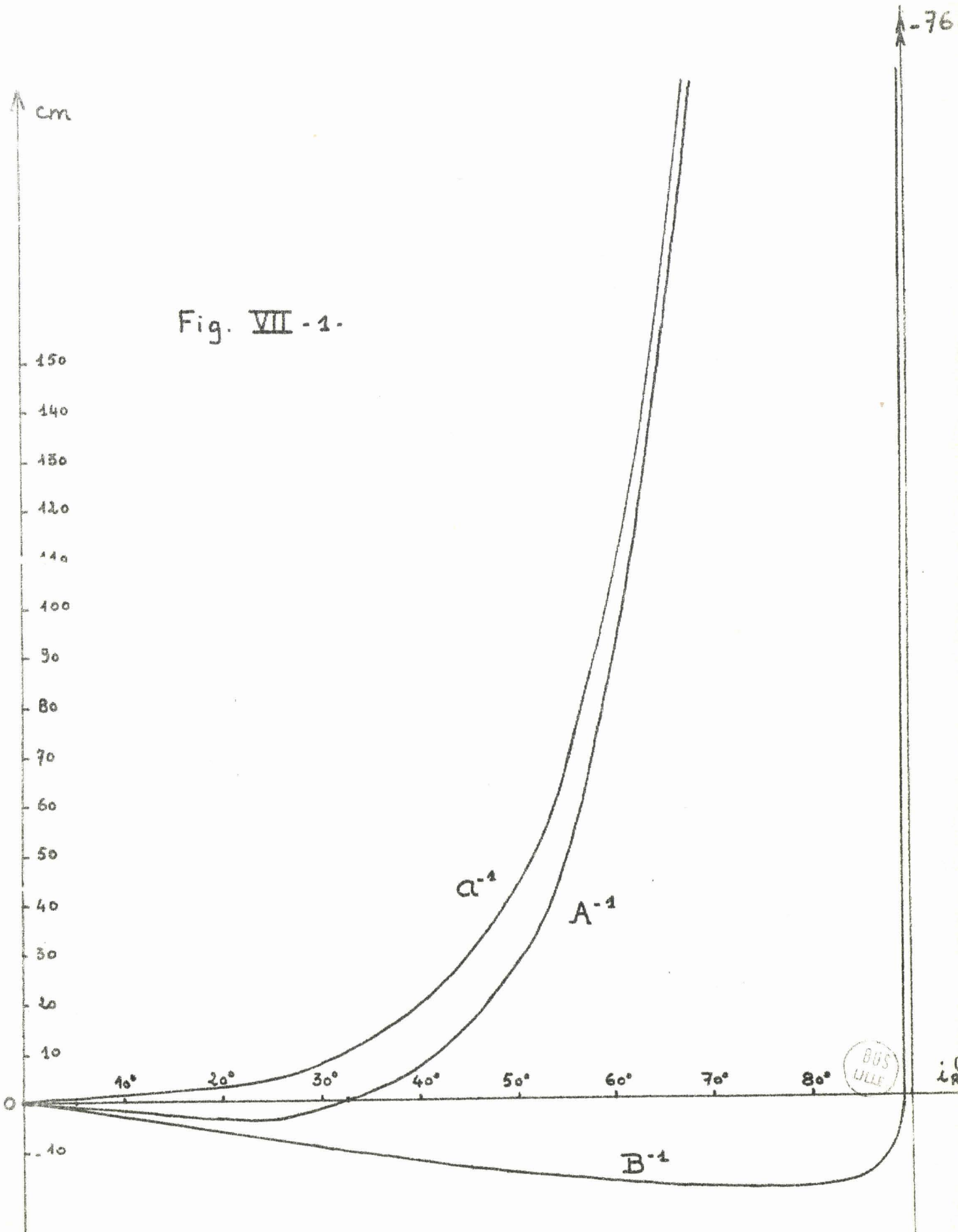
$$A^{-1} = 41,20 \cos i_R \text{ tg}^3 i_R + \text{tg } i_R (0,34 \cdot 20,60 \cos i_R) + 0,18 \text{ (cm)}$$

$$B^{-1} = \text{tg } i_R (0,34 \cdot 20,60 \cos i_R) + 0,18 \text{ (cm)}$$

Les représentations graphiques de A^{-1} et B^{-1} en fonction de l'angle de diffraction i_R sont reproduites à la figure (VII 1); remarquons que le graphe de A^{-1} est obtenu en ajoutant algébriquement les courbes représentant B^{-1} et la fonction $a^{-1} = 41,20 \cos i_R \text{ tg}^3 i_R + 0,36 \text{ (cm)}$

Nous pouvons déduire de l'examen de ces graphiques les résultats suivants :

Fig. VII-1.



i_R	0°	$34^\circ 46'$	45°	90°
$\text{tg } i_R$	0		1	∞
A^{-1}	+	0	+	+
B^{-1}	-	-	-	+
Diaphragme		Elliptique	Hyperbolique	

Nous retrouvons donc bien les résultats établis par G. Graner. Toutefois la valeur $\text{tg } i_R = 1$ ne correspond pas, selon nos calculs, à un diaphragme circulaire; pour $i_R = 45^\circ$ en effet, nous obtenons une hyperbole. D'autre part la fonction A^{-1} s'annule pour $i_R \approx 34^\circ 46'$ non pour $35^\circ 16'$ qui correspond à $\text{tg } i_R = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Enfin lorsque i_R est voisin de 0° et de 90° , la forme des diaphragmes est respectivement hyperbolique et elliptique; dans le premier cas l'hyperbole est équilatère puisque $A^{-1} = -B^{-1} = 0,18$ cm, alors que pour i très voisin de 90° ces deux termes sont positifs.

VII - 3 - Conclusion sur les diaphragmes à adapter à notre spectromètre.

Dans notre montage, les réseaux de diffraction actuellement utilisés ont un angle de blaze de $63^\circ 26'$; comme nous l'avons déjà noté au chapitre V, nous pouvons prendre cette valeur pour l'angle i_R , puisque nous travaillons toujours au voisinage de l'angle de blaze.

Dans ces conditions, on trouve par le calcul :

$$A^{-1} = 129,81 \text{ cm} \qquad B^{-1} = -17,91 \text{ cm}$$

Ces valeurs sont en accord avec celles déduites des courbes de la figure (VII - 1) puisque $A^{-1} = 129,5$ cm et $B^{-1} = 18$ cm, graphiquement. En reportant ces données dans la relation (4 - VII), nous obtenons :

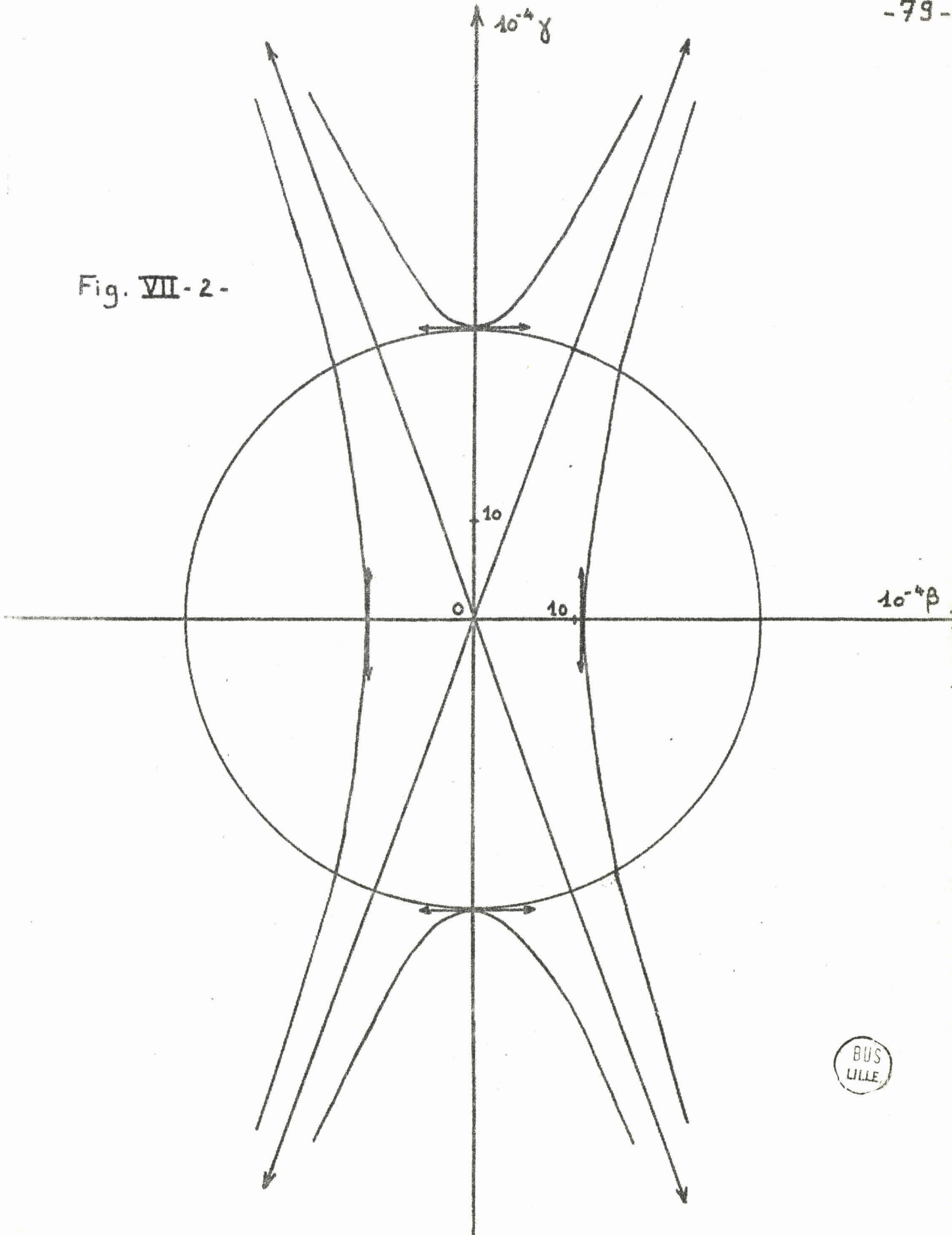
$$\frac{\beta^2}{77\Delta_T^i} - \frac{\gamma^2}{586\Delta_T^i} = 10^{-4}$$

soit pour $\Delta_T^i = \pm \lambda = \pm 1,5 \cdot 10^{-4}$ cm

$$\frac{\beta^2}{(10,75)^2} - \frac{\gamma^2}{(29,52)^2} = \pm 10^{-8}$$

La courbe représentatrice de cette fonction est une hyperbole qui est reproduite à la fig VII -2; le diaphragme réel correspondant est une sorte d'étoile à quatre branches, allongées le long des asymptotes de l'hyperbole. Nous avons d'autre part tracé sur la même figure le cercle correspondant au diaphragme défini par P. Connes (1), lorsque les deux lames séparatrice et compensatrice sont parallèles. On voit ainsi que nous devons utiliser avec notre dispositif un diaphragme beaucoup plus petit que celui employé par P. Connes; ceci s'explique par la disposition de la compensatrice, qui est différente dans les deux montages.

Fig. VII-2-



BUS
LILLE

CHAPITRE VIII

ETUDE DES QUALITES DU S.I.S.A.M.

Après avoir examiné chacun des éléments optiques composant le S.I.S.A.M. et envisagé les différents problèmes théoriques qui s'y rapportent, il reste pour que cette étude optique soit complète, à définir les qualités du spectromètre. Dans ce but, nous allons tout d'abord rappeler les principaux résultats relatifs à la fonction d'appareil du S.I.S.A.M. ; puis dans une seconde partie nous examinerons quelques uns des enregistrements que nous avons réalisés, de façon à pouvoir juger des qualités et des défauts de notre appareil.

VIII. 1 - Rappel théorique sur la fonction d'appareil du S.I.S.A.M.

Dans sa thèse (1), P. CONNES a établi l'expression de la fonction d'appareil du S.I.S.A.M. dans le cas très général où les disperseurs sont de nature quelconque. G. GRANER de son côté, a précisé les différents critères permettant de définir la largeur de cette fonction d'appareil (2). Nous nous contenterons donc de poser le problème et de rappeler les résultats que ces auteurs ont obtenus.

VIII. 1. 1 - Définition de la fonction d'appareil

Cette fonction traduit l'influence du spectromètre sur l'information que donne l'appareil éclairé par une source lumineuse parfaitement monochromatique. Son expression mathématique est le produit de convolution de la fonction diaphragme D par le profil de diffraction P ; ces deux fonctions caractérisent en effet les deux principales causes de détérioration

de l'information due à l'appareil.

VIII. 1. 2 - Profil de diffraction

C'est par définition la fonction d'appareil qu'on observerait si les diaphragmes d'entrée et de sortie du S.I.S.A.M. étaient infiniment petits ; en d'autres termes cette fonction représente l'influence des disperseurs sur l'information qu'on recueille à la sortie du spectromètre. Dans le cas où le S.I.S.A.M. est équipé de réseaux rectangulaires et est réglé sur une radiation de nombre d'onde σ_0 , on démontre que le profil de diffraction est la transformée de Fourier de la fonction rectangle définie par les bords des réseaux ; il a donc pour expression :

$$P \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma} \right) = \frac{\sin 2 \pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma}}{2 \pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma}}$$

où $\delta \sigma$ est l'intervalle spectral théoriquement résolu.

Cette fonction qui mesure l'amplitude de modulation présente des valeurs négatives dont l'interprétation apparaît clairement, si on se souvient que nous utilisons une détection synchrone. Dans ce cas en effet, comme nous l'avons déjà noté, on utilise un signal de référence de même fréquence que le signal étudié, mais de phase invariable ; aussi suivant que ce signal est en phase ou en opposition de phase avec la référence, le signal enregistré est positif ou négatif. Ceci se traduit pour les raies spectrales par l'existence de "pieds" négatifs qui sont assez gênants, surtout si le spectre étudié est très dense.

Il est donc indispensable d'apodiser le profil de diffraction de façon à réduire l'importance de ces pieds parasites.

Une solution simple, due à P. CONNES et reprise par G. GRANER, consiste à diaphragmer les réseaux par des losanges dont les diagonales

sont égales à leur hauteur et leur largeur. Dans ce cas le profil de diffraction est la transformée de Fourier d'une fonction de forme triangulaire ; cette fonction étant le carré de convolution d'un rectangle dont la largeur est moitié de la base du triangle ; sa transformée est le carré d'une affinité de rapport 2 de la transformée précédente :

$$P \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma} \right) = \left[\frac{\sin \pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma}}{\pi \frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma}} \right]^2$$

Les pieds des raies sont très atténués et tous positifs, mais il y a élargissement de la largeur des raies.

Toutefois, il existe une autre solution qui consiste à effectuer ce que B. ROIZEN-DOSSIER nomme une apodisation par convolution (15) ; nous reviendrons sur cette méthode un peu plus loin.

VIII. 1. 3 - Fonction diaphragme

On peut la définir comme la fonction d'appareil qu'on observerait si le profil de diffraction était infiniment fin ; dans ce cas en effet l'influence du spectromètre sur l'information est essentiellement due au fait que le diaphragme d'ouverture ne peut pas être ponctuel, comme on l'admet dans la théorie élémentaire. En admettant que la pupille d'entrée est en première approximation circulaire P. CONNES obtient une fonction diaphragme $D(x)$ rectangulaire, de hauteur arbitraire et de largeur $u = \frac{\Omega R_0}{2 \pi}$; x varie de $-\frac{u}{2}$ à $+\frac{u}{2}$, et Ω représente l'angle solide délimité par le diaphragme.

VIII. 1. 4 - Expression et étude de la fonction d'appareil

D'après ce qui précède, nous pouvons écrire si $A(\sigma_1)$ désigne cette fonction :

$$A(\sigma_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} D(x) P(\sigma_1 - x) dx \quad \text{où} \quad \sigma_1 = \frac{\sigma - \sigma_0}{\delta \sigma}$$

Suivant que les réseaux sont ou ne sont pas apodisés par des losanges, $A(\sigma_1)$ prend l'une ou l'autre des deux formes suivantes :

$$A(\sigma_1) = \int_{-\frac{u}{2}}^{+\frac{u}{2}} \frac{\sin 2 \Pi (\sigma_1 - x)}{2 \Pi (\sigma_1 - x)} dx \quad \text{ou} \quad A(\sigma_1) = \int_{-\frac{u}{2}}^{+\frac{u}{2}} \left[\frac{\sin \Pi (\sigma_1 - x)}{\Pi (\sigma_1 - x)} \right]^2 dx$$

L'étude de ces fonctions a été faite en détail par G. GRANER (2) ; il a en particulier indiqué trois définitions possibles de leur largeur ; nous ne retiendrons pour notre part que la largeur à mi-hauteur du maximum principal.

D'autre part, J. VERGES a étudié, en utilisant une méthode graphique, l'influence du diaphragme sur la fonction d'appareil du S.I.S.A.M. (4). Appliquant de cette façon le principe de l'apodisation par convolution il a montré que du produit de composition du profil de diffraction non apodisé $P(\sigma_1)$ par la fonction rectangulaire $D(x)$ résulte bien une apodisation de la fonction d'appareil. Ce calcul suppose qu'on a pris soin d'éclairer bien uniformément le trou de sortie du S.I.S.A.M. et la surface des cellules-réceptrices. Dans ces conditions, on obtient pour $u = 1$ une fonction d'appareil dont le premier pied négatif a une hauteur acceptable puisqu'elle est égale, en valeur absolue, à 4% de celle du maximum principal de la fonction ; d'autre part, le pouvoir de résolution est alors 1,3 fois celui défini pour un S.I.S.A.M. muni de réseaux apodisés ; enfin, le gain de luminosité qui résulte de cette méthode par rapport à celle des losanges est égal selon J. VERGES à 1,52.

Nous avons tenu un très grand compte de cette dernière étude pour notre montage. Aussi tous les enregistrements de spectres que nous allons maintenant présenter, ont été obtenus sur un appareil non apodisé.

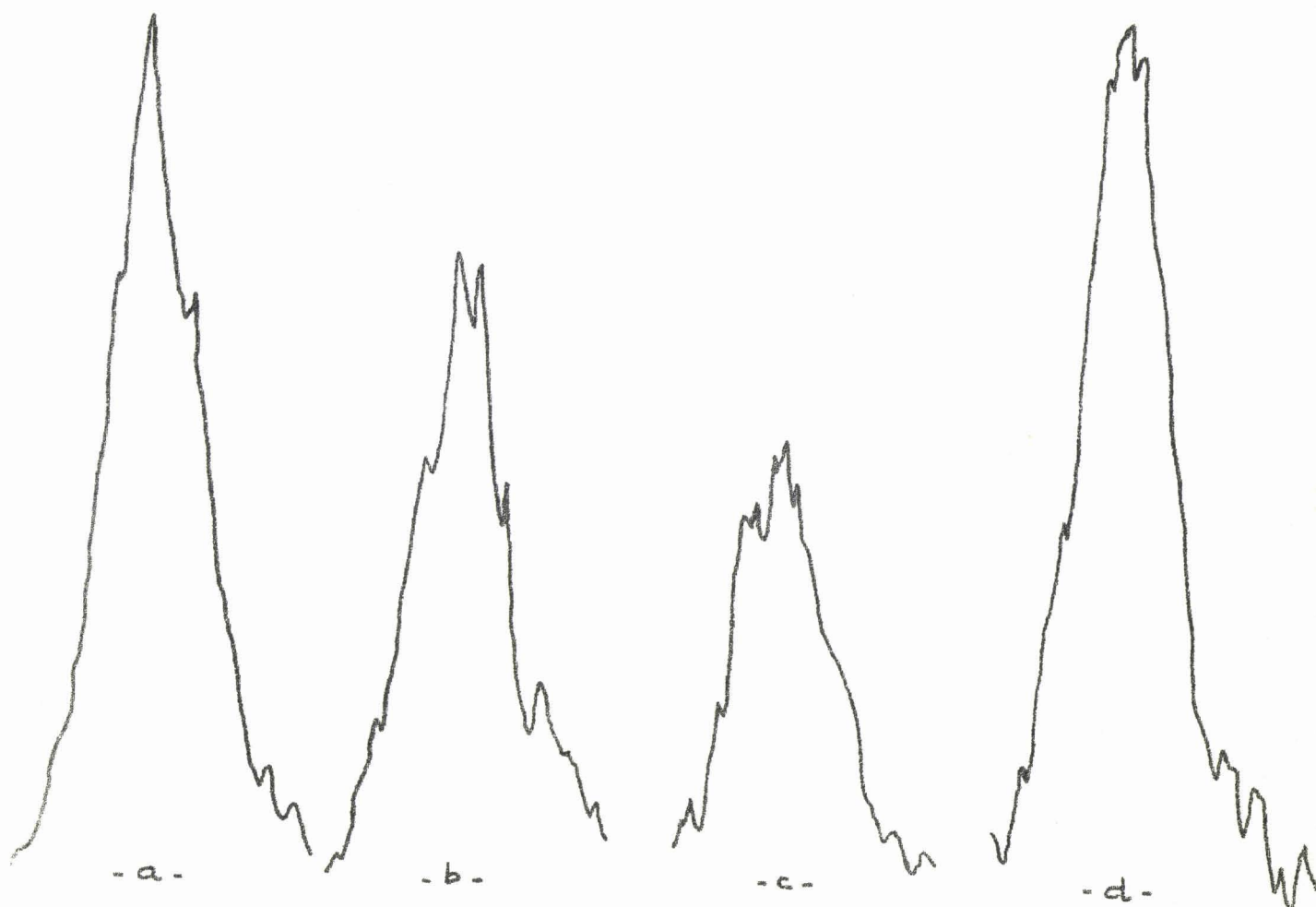
VIII. 2 - Utilisation du S.I.S.A.M. pour l'enregistrement de spectres d'émission

Les très nombreux enregistrements de spectres d'émission que nous avons effectués avec notre appareil, ont été réalisés dans les conditions les plus diverses. Le but que nous recherchions était en effet double ; il s'agissait tout d'abord de vérifier le bon fonctionnement des différents éléments qui constituent le S.I.S.A.M., comme par exemple le mouvement de la compensatrice ou le réglage du matériel électronique ; d'autre part, notre intention était de commencer notre apprentissage de "manipulation du S.I.S.A.M.", en vue de pouvoir utiliser au mieux notre spectromètre. C'est pourquoi nous avons travaillé sur des raies spectrales situées autant dans le visible que dans l'infra-rouge ; par ailleurs si nos essais ont été faits généralement en utilisant pour source des lampes spectrales classiques, les corps étudiés ont été variés : krypton, mercure, cadmium, néon, thorium, source blanche (pour l'obtention des cannelures données par un Perot-Fabry), etc...

Il n'est évidemment pas question d'étudier ici tous les enregistrements que nous avons réalisés, mais plutôt de déduire de l'examen de quelques spectres convenablement choisis des idées générales sur le fonctionnement et les caractéristiques de notre appareil.

VIII. 2. 1 - C'est ainsi que nous avons représenté à la figure (VIII. 1) quelques uns des enregistrements que nous avons effectués de la raie rouge du cadmium ($6\ 438\ \overset{\circ}{\text{A}}$) dans le 9ème ordre des réseaux.

Sur cette figure, (a), (b), (c) représentent les déformations successives de la raie au fur et à mesure de l'accroissement du dérèglement de l'inclinaison de la séparatrice. On se rend compte ainsi de la perte sensible de signal que ce défaut engendre. Pour l'obtention d'un enregistrement valable, il est donc indispensable de s'assurer de l'orientation correcte de la séparatrice ; la méthode que nous avons proposée au chapitre III permet d'atteindre ce résultat, comme le montre la représentation (d).



Cadmium ($\lambda = 6.438 \text{ \AA}$)

Fig. VIII - 1.

Cette raie nous a également servi pour vérifier le mouvement de la compensatrice ; toutefois, nous ne reviendrons pas sur cette étude puisque G. GERARD l'a déjà faite dans son diplôme (5).

VIII. 2. 2 - Nous avons d'autre part entrepris l'étude de certaines raies infra-rouge du thorium situées vers $1,7 \mu$. Ces raies ont été repérées en faisant fonctionner le S.I.S.A.M. en spectromètre classique, suivant la méthode proposée par P. BERNAGE (3). En vue de préciser la nature et les

- Thorium -

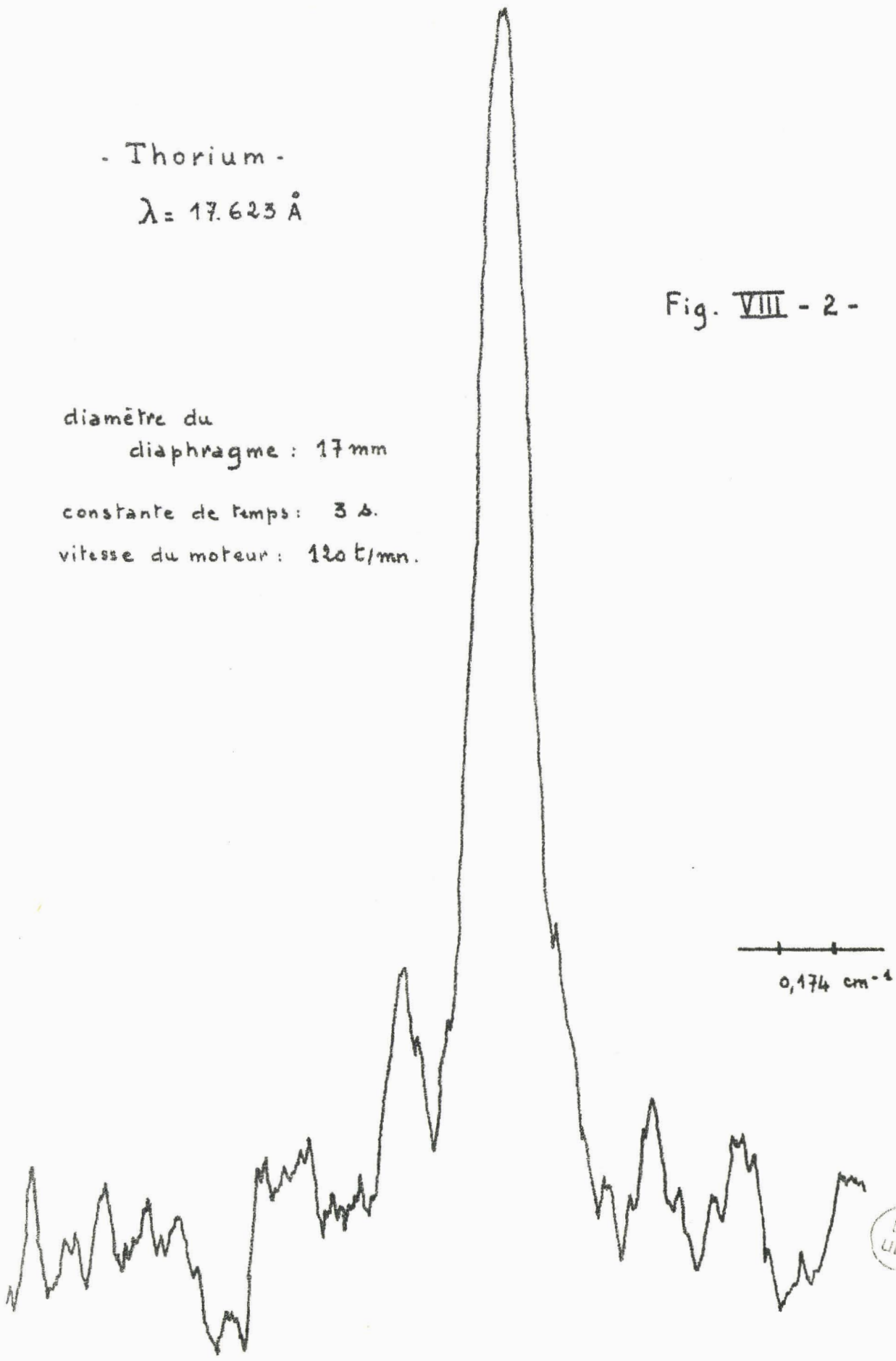
$$\lambda = 17.623 \text{ \AA}$$

Fig. VIII - 2 -

diamètre du
diaphragme : 17 mm

constante de temps : 3 s.

vitesse du moteur : 120 t/mn.



—|—|—
0,174 cm⁻¹



caractéristiques de ces raies, nous avons effectué l'enregistrement de ces différentes radiations, en employant cette fois le S.I.S.A.M. dans ces conditions normales d'utilisation. Nous avons représenté à la fig. (VIII.2.) l'une des raies que nous avons observées ; nous pensons qu'il s'agit de la radiation $17\ 623,07\ \text{Å}$ ($\sigma_{\text{air}} = 5\ 674,38\ \text{cm}^{-1}$) mise en évidence par E.B.M. STEERS (16). L'enregistrement de cette raie a été faite dans les conditions suivantes : le diaphragme d'ouverture avait un diamètre de 17 mm, ce qui correspond à une valeur $u \approx 0,4$; la constante de temps de l'enregistreur était de 3 secondes, et la vitesse de déroulement du papier de 1,05 mm/s ; d'autre part, nous avons utilisé le moteur de 120 tours/minute pour faire tourner les réseaux ; dans ces conditions, 10 mm de papier représentent $0,1745\ \text{cm}^{-1}$. La largeur de la raie, mesurée à mi-hauteur, est donc égale à $0,191\ \text{cm}^{-1}$; nous ne possédons pas malheureusement de point de comparaison pour juger de la qualité de notre résultat, puisque dans les travaux de STEERS n'apparaît pas la valeur des largeurs de raie. Toutefois compte tenu de l'étude faite par P. BERNAGE sur la relation entre la limite de résolution et la vitesse d'entraînement des réseaux, nous avons enregistré la même raie en utilisant le moteur de 10 tours/minute ; comme le montre la figure (VIII. 3), il semble que la raie soit complexe. L'étude correspondante étant encore en cours à l'heure actuelle, nous ne rejetons pas à priori cette hypothèse, d'autant plus que la limite de résolution théorique du S.I.S.A.M. est $d\sigma = 0,037\ \text{cm}^{-1}$ ($\sigma = 5\ 674\ \text{cm}^{-1}$) pour cette vitesse d'entraînement des réseaux ; ceci correspond à une résolution du S.I.S.A.M. $R = 152\ 000$ pour une résolution théorique des réseaux $R_0 = 185\ 400$, c'est-à-dire à $R = 0,8 R_0$.

D'autre part P. BERNAGE présente dans sa thèse (3) d'autres enregistrements de cette radiation, qui permettent de mesurer l'influence sur la forme et l'intensité des raies, du diamètre du diaphragme d'entrée, des valeurs de la constante de temps de l'enregistreur et de la vitesse

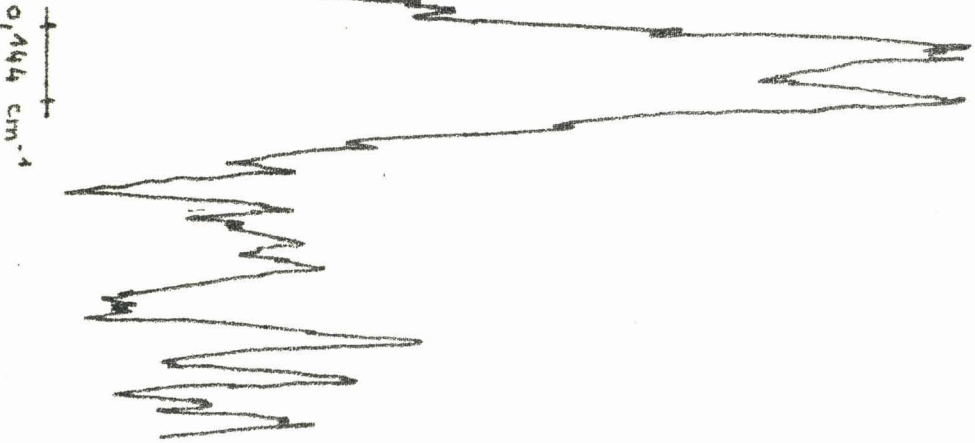
Fig. VIII - 3.

- Thorium.

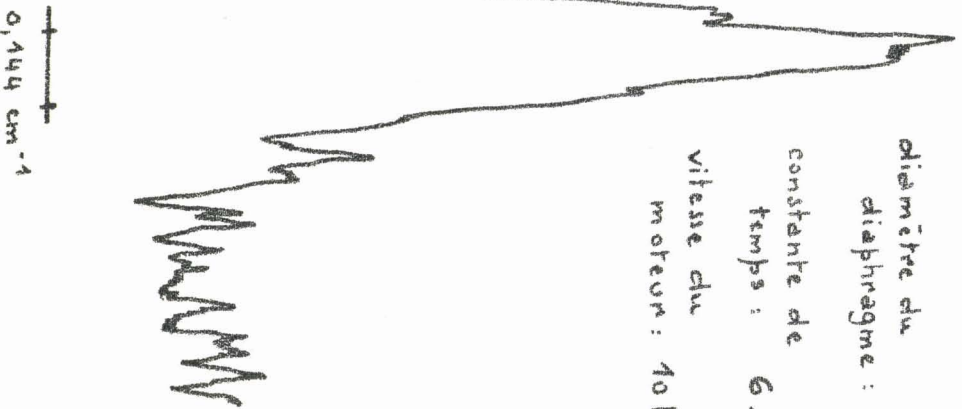
$$\lambda = 17.623 \text{ \AA}$$

diamètre du
diaphragme : 4mm
constante de
temps : 6 s.
vitesse du
moteur : 10t/mn.

UAX
SAB



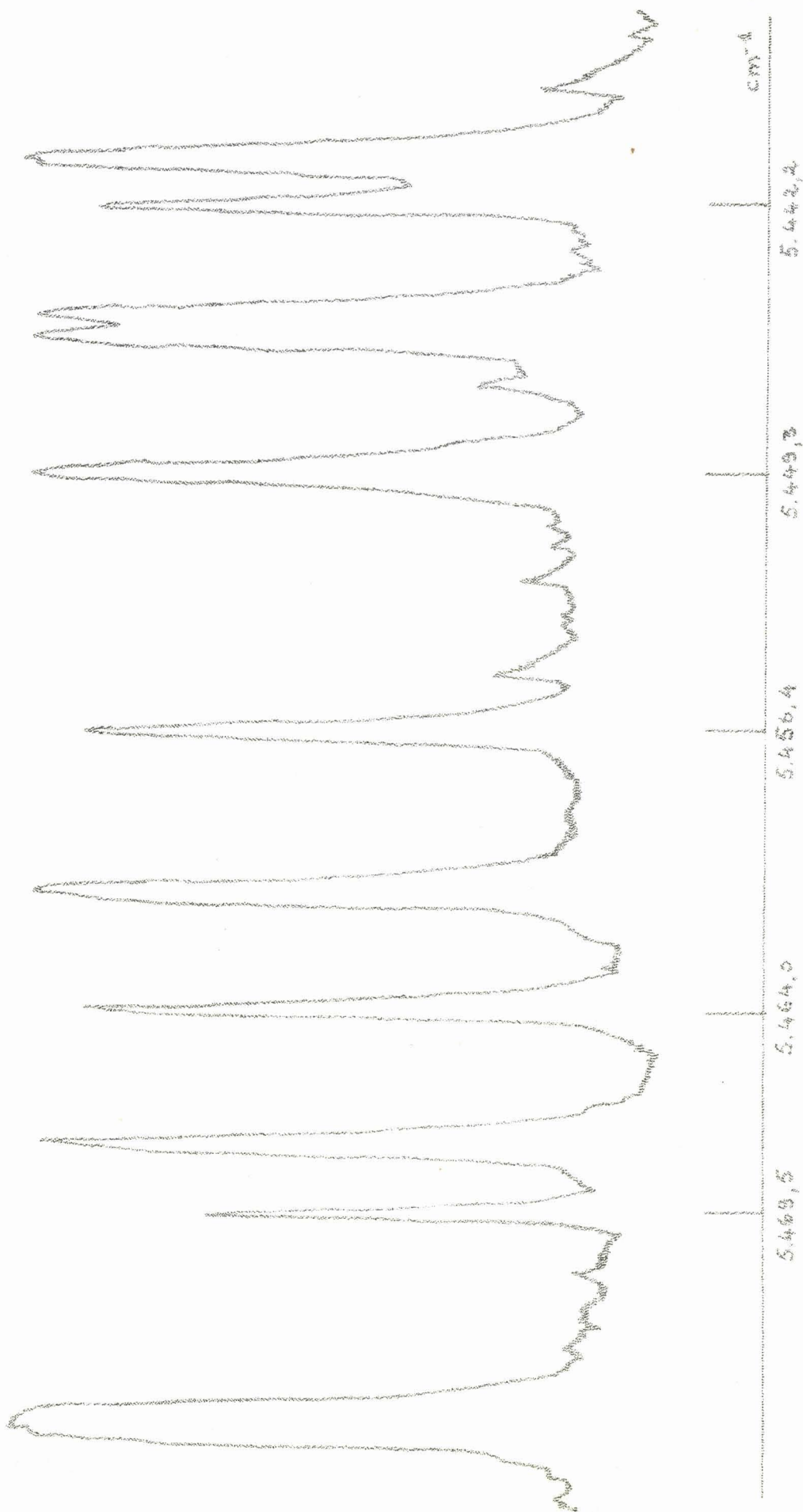
diamètre du
diaphragme : 8mm
constante de
temps : 6 s.
vitesse du
moteur : 10t/mn.



de défilement des éléments spectraux. Remarquons enfin que cette étude est encore en cours à l'heure actuelle ; c'est pourquoi nous nous sommes contentés d'indiquer ici des résultats assez généraux.

VIII. 2. 3 - Pour terminer cette étude expérimentale, nous avons représenté figure (VIII. 4) une partie du spectre d'absorption de l'eau atmosphérique appartenant à la bande de $1,9 \mu$. Ce spectre a été fait dans le troisième ordre des réseaux, avec le moteur de 120 tours/minute, et une vitesse de défilement du papier de l'enregistreur égale à $6,1 \text{ mm/minute}$. Pour réaliser cet enregistrement, nous avons travaillé à la température de 27°C , avec un degré hygrométrique de 20% et sous la pression normale ; en effet la vapeur d'eau étudiée n'était autre que celle contenue dans l'air ambiant du laboratoire ; cette remarque explique la largeur relativement importante des raies obtenues. Toutefois nous avons retrouvé toutes les raies signalées par PLYLER et TIDWELL (17), dans l'intervalle spectral s'étendant de 5.111 cm^{-1} à 5.602 cm^{-1} (vide) ; les valeurs des nombres d'onde de ces raies, qui ont été déterminées à l'aide du spectre cannelé donné par le Perot-Fabry, sont par ailleurs en accord avec celles calculées par ces auteurs.

VIII. 2. 4 - Ces quelques résultats expérimentaux font apparaître que notre spectromètre est en mesure de fonctionner dès à présent. Il présente d'autre part l'avantage de ne pas se dérégler trop rapidement puisque l'enregistrement du spectre d'absorption de l'eau atmosphérique a duré dix heures environ, sans qu'il soit presque nécessaire de retoucher le réglage ; pour donner ces "coups de pouce" minimes, nous n'avons d'ailleurs jamais arrêté l'enregistrement. L'utilisation d'un moteur très lent (10 tours/minute) pour entraîner les réseaux permet dès maintenant d'atteindre un pouvoir de résolution convenable, bien que par manque d'expérience, nous ne proposons pas encore pleinement de toutes les qualités du S.I.S.A.M.



Eau atmosphérique

Degré hygrométrique : 40%
 Température : 27°C
 Pression : 1 at.

Fig. VIII - 4 -



Nous allons d'ailleurs devoir nous attaquer à deux graves défauts. Le S.I.S.A.M. est extrêmement sensible aux vibrations ; malgré la précaution de le monter sur un socle de fonte nervuré de 460 kg, il "répond" encore au passage d'un visiteur dans le couloir, tant il est difficile d'éviter une déformation de quelques dixièmes de micron d'amplitude. D'autre part la présence dans l'air ambiant du laboratoire d'une grande quantité de vapeur d'eau nous gêne beaucoup pour l'étude de spectres infra-rouges ; en effet, le spectre d'absorption de cette vapeur se superpose au spectre cannelé qui nous sert pour nos étalonnages ; nous reviendrons dans la conclusion sur la solution que nous envisageons pour pallier cet inconvénient.

CONCLUSION

Au terme de ce travail que complète le mémoire de P. BERNAGE (3), il reste à faire le point sur les résultats que nous avons jusqu'à présent obtenus, et à indiquer les principaux problèmes demeurant encore à l'étude.

Tout d'abord la construction du S.I.S.A.M. est terminée. Nous disposons d'un appareil susceptible d'être utilisé jusqu'à $2,7\mu$ puisque toute l'optique, y compris les lentilles, est en homosil et que les cellules sont au sulfure de plomb. Nous possédons d'autre part deux jeux de réseaux aux angles de blaze très différents; ceci nous permet une certaine souplesse d'emploi du S.I.S.A.M. Enfin la possibilité de disposer de plusieurs vitesses d'entraînement des réseaux fait que notre spectromètre est adaptable à l'étude de spectres aussi bien atomiques que moléculaires.

Les calculs théoriques que nous avons effectués sur le mouvement de la compensatrice et la forme du diaphragme d'ouverture du S.I.S.A.M. font apparaître que l'étendue des faisceaux traversant le spectromètre est un paramètre important dans la mise au point de l'appareil, mais aussi très critique.

D'autre part la présentation de quelques uns des spectres obtenus jusqu'à présent prouvent que notre spectromètre est en mesure de fonctionner. Il nous reste toutefois à acquérir une plus grande expérience dans la manipulation de l'appareil de façon à pouvoir l'utiliser au mieux de ses qualités et parfaire ainsi sa mise au point.

Enfin parmi les problèmes qui demeurent encore en suspens, celui concernant les dérèglages créés par les vibrations extérieures au S.I.S.A.M. est particulièrement important; pour pallier cet inconvénient, nous allons faire reposer la platine de notre appareil sur des caissons remplis de sable. Par ailleurs la présence dans l'atmosphère du Laboratoire d'une grande quantité de vapeur d'eau nous oblige à isoler le S.I.S.A.M. de l'air ambiant; comme pour des raisons financières nous ne pouvons pas, à l'exemple de G. Graner, enfermer tout l'appareil dans une cloche à vide, nous envisageons de le placer dans une enceinte où règnerait une légère surpression d'azote très sec et pur; nous en profiterions pour stabiliser la température de l'ensemble, de façon à éviter tout dérèglage d'origine thermique.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) - P. CONNES - Thèse Paris 1957 - Rev. d'Opt. 38, 157-201 (1959) ;
Ibid. 38, 416-446 (1959) ; Ibid. 39, 402-436 (1960).
- (2) - G. GRANER - Thèse Paris 1965.
- (3) - P. BERNAGE - Thèse 3e cycle Lille 1968
- (4) - J. VERGES - Jal Phys. Colloque C 2 - Supp^t au n° 3, 4 - Tome 28,
Mars, Avril 1967, p 176.
- (5) - G. GERARD - D.E.S. Lille 1967.
- (6) - J.C. BEAUFILS - D.E.A. Lille 1966.
- (7) - P. BERNAGE - D.E.A. Lille 1966.
- (8) - J.C. BEAUFILS - Thèse 3e cycle Lille 1968.
- (9) - LEBRUN - Cours d'Electronique Licence Lille.
- (10) - R. HOUDART - D.E.S. Lille 1963.
- (11) - J. SCHILTZ - Cours d'Optique instrumentale D.E.A. Lille.
- (12) - KODAK - Documentation "Infrared Components".
- (13) - COLLOQUE INTERNATIONAL SUR L'OPTIQUE DES COUCHES MINCES SOLIDES -
Jal Phys., Tome 25, Janv. Fév. 64, n° 1 et 2, p. 1 à 296.
- (14) - G. BRUHAT - Optique - 6ème édition revue et corrigée par A. KASTLER.
- (15) - E. WOLF - Progress in optics - Vol. III.
- (16) - E.B.M. STEERS - Spectrochimica Acta 1967 - Vol. 23 B, p 135 à 166.
- (17) - E.K. PLYLER et E.D. TIDWELL - Mémoire de l'Académie Royale des Sciences
de Liège 18, p 426, 1957.

