

50376
1957
16

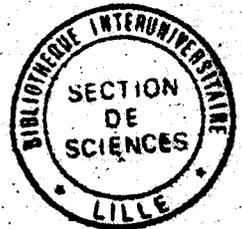
50376
1957
16

A - M - COPIN.

REALISATION D'UN INTERFEROMETRE DE PEROT ET FABRY

A BALAYAGE THERMIQUE

ETUDE DE L'INFLUENCE DES ABERRATIONS



Sous la direction de Monsieur ROIG

Institut de Physique de Lille - 18 Juillet 1957

Faculté des Sciences de Lille

Membres du Jury :

M. ROIG, Président

MM. ARNOULT
LEBRUN, examinateurs

SCD LILLE 1



D 030 253298 1

50376
1257
16

50376
1257
16

REALISATION D'UN INTERFEROMETRE
DE PEROT ET FABRY A BALAYAGE THERMIQUE
ETUDE DE L'INFLUENCE DES ABERRATIONS

COPIN Anne - Marie



INTRODUCTION

Nous nous sommes proposés de réaliser un interféromètre donnant les franges à l'infini des lames semi-argentées et d'étudier comment les défauts des lames affectent la répartition de l'intensité lumineuse dans les franges.

Les mesures photométriques sont faites par enregistrement direct à l'aide d'un photo multiplicateur R.C.A. et d'un millivoltmètre Philipps. Le balayage des anneaux est obtenu par dilatation thermique.

Rappelons-brièvement la théorie des anneaux des lames semi-argentées.

Envoyons sur des lames parallèles semi-argentées des rayons lumineux provenant d'une source étendue monochromatique, et plaçons à la suite des lames une lentille dont l'axe principal soit perpendiculaire aux plans des lames.

En un point P du plan focal converge une infinité de faisceaux parallèles à une même direction, ayant soit traversé directement les lames, soit subi deux ou plusieurs réflexions sur les faces argentées.

La différence de marche S entre deux faisceaux consécutifs est constante pour une incidence donnée. Elle est proportionnelle au trajet parcouru aller et retour dans la lame d'air comprise entre les faces argentées quand on utilise l'incidence normale.

Pour une distance donnée des lames, la différence de marche S ne dépend que de l'inclinaison des rayons sur les lames. Le phénomène est donc de révolution autour de la normale aux lames.

On observe des anneaux d'interférence dans le plan focal.

L'étude expérimentale de la répartition de l'intensité lumineuse dans les anneaux peut se faire de diverses façons :

- laisser fixe la distance des lames, et faire varier soit l'incidence des rayons sur les lames, soit l'indice de l'air

- considérer une incidence donnée et faire varier la distance des lames.

C'est le deuxième procédé que nous avons utilisé en ne considérant que l'état d'interférence au centre des anneaux. C'est pourquoi nous avons essayé de réaliser un interféromètre permettant de faire varier facilement la distance des lames semi-argentées.

CHAPITRE I

REALISATION DE L'INTERFEROMETRE

Montage optique :

Deux lames parallèles semi-argentées sont éclairées par une lampe à vapeur de cadmium alimentée en courant continu de 0,9 A sous une différence de potentiel de 120 V, fournie par une forte batterie d'accumulateurs.

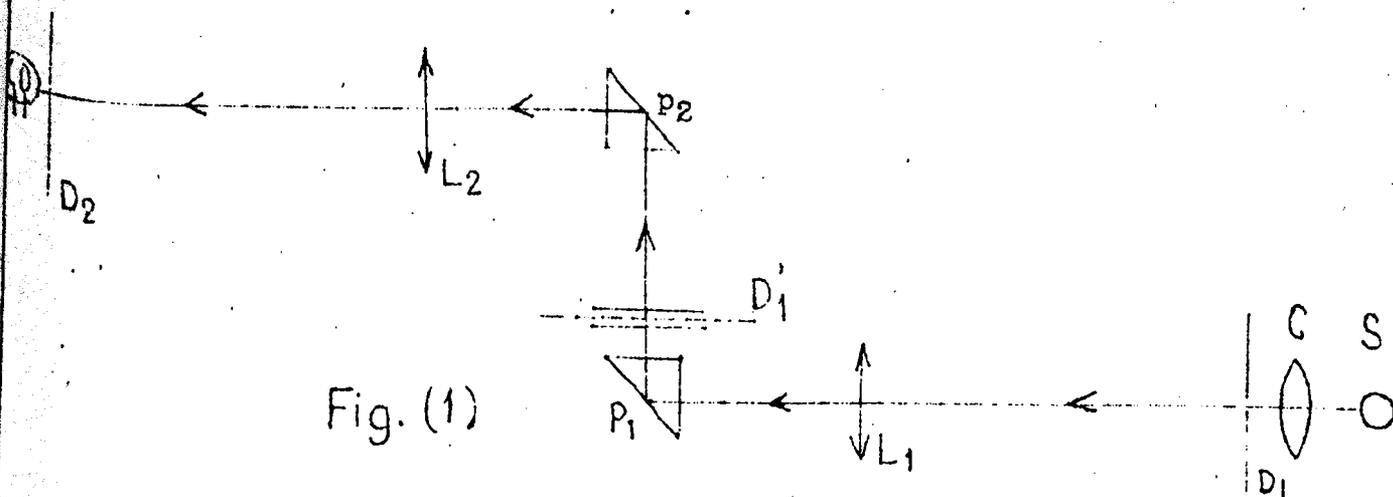


Fig. (1)

Un condenseur C concentre les rayons lumineux sur l'orifice d'un diaphragme D₁ dont l'image D'₁ est projetée sur les lames par l'intermédiaire d'une lentille L₁ de 15 cm de distance focale.

La distance du diaphragme à la lentille est de 30 cm. Pour des raisons exposées ultérieurement, la surface réfléchissante des lames se trouve dans un plan horizontal.

Deux prismes à réflexion totale, P_1 situé avant les lames P_2 situé après les lames, permettent de dévier l'axe moyen du faisceau lumineux verticalement et horizontalement.

A la suite de P_2 une lentille L_2 de 50 cm de distance focale forme sur un diaphragme à iris D_2 placé dans son plan focal, les anneaux à l'infini.

Les anneaux sont centrés sur l'orifice de ce diaphragme de 2 mm de diamètre.

La distance des lames étant généralement de 2 mm, le rayon du premier anneau donné par la radiation verte du cadmium quand le système est à centre brillant est :

$$r = f \sqrt{\frac{\lambda}{e}} = 50 \sqrt{\frac{0,5 \times 10^{-4}}{0,2}} = 0,79 \text{ cm}$$

Evaluons dans l'échelle des ordres d'interférence, l'importance de l'ouverture du diaphragme D_2 .

$$i = \frac{1 \text{ mm}}{500 \text{ mm}} \quad S = 2e(1 - \cos i) \quad \Delta S = ei^2$$

$$\Delta h = \frac{\Delta S}{\lambda} = \frac{ei^2}{\lambda} = \frac{2000}{0,5} \times 4 \times 10^{-6} = \frac{1,6}{100}$$

Nous verrons, par la suite, que le diamètre du trou ne produit qu'un élargissement négligeable par rapport à celui de la largeur de raie ($\frac{10}{100}$)

Derrière le diaphragme un photo multiplicateur électronique émet un courant proportionnel à l'intensité lumineuse du

centre des anneaux et décelé par un potentiomètre enregistreur Philipps.

Pour faciliter le réglage des anneaux, nous n'avons pas formé l'image de la source sur les lames, mais avons cherché à en éclairer uniformément toute la surface. Pour obtenir un éclairement uniforme de D'_1 nous avons formé l'image de la source S dans un plan conjugué du diaphragme D_2 , en formant au moyen du condenseur C l'image de la source S au foyer de la lentille L_1 .

Préparation des lames :

Les lames ont deux centimètres d'épaisseur et 6 cm de diamètre. Elles ont été argentées par évaporation sous vide. Le procédé nécessite deux opérations minutieuses : le nettoyage des lames et la préparation des évaporateurs.

- Nettoyage des lames.

Nous avons fait bouillir au préalable des chiffons dans de l'eau oxygénée pendant une demi-heure selon le procédé indiqué par Tolansky dans "multiple beam interferometry of surface and film" (Chap. III, page 25). Nous nous sommes uniquement servi de ces chiffons pour frotter doucement les lames, successivement dans des bains de teepol, ammoniacque, eau oxygénée, eau distillée.

Après séchage, nous avons enlevé les dernières impuretés en mettant les lames dans un bain de benzène en les essuyant immédiatement avec du papier Joseph, puis en les polissant avec une peau de chamois très propre. Les peaux de chamois du commer-

ce ont des traces de graisse que l'on fait partir en les plongeant dans un bain d'ammoniaque et en les faisant sécher à l'abri de la poussière, après les avoir rincées à l'eau distillée. Lorsque les lames sont nettoyées, en soufflant légèrement dessus, la buée doit se répartir uniformément.

- Préparation des évaporateurs.

Nous enroulons sur des filaments de tungstène de 6/10 de mm, des fragments de fil d'argent de 1/2 cm de long, en prenant soin d'en plaquer les extrémités sur le tungstène. Si les cavaliers d'argent se touchent, ils tombent au chauffage.

L'argent n'adhère pas facilement au tungstène, en partie, à cause du graphite qu'il contient. Il est nécessaire de traiter le tungstène avant la pose des cavaliers.

Plusieurs essais nous ont conduits à utiliser la méthode suivante : décrite dans le diplôme de Mademoiselle Collet (Lille, février 1953) et quelque peu modifiée.

Frotter les filaments de tungstène avec de la toile émeri, placer les filaments qui serviront d'électrodes dans une solution de soude à 10 % et réaliser une électrolyse pendant 6 minutes en faisant passer un courant alternatif de 1 Ampère. (En réalité le voltamètre ainsi constitué est un redresseur de courant). Argentier légèrement chaque filament par une deuxième électrolyse dans la solution suivante :

500 cm³ d'eau; 12,5 g de KCN; 7,5 g de AgNO₃.

Le filament sert de cathode, l'anode est un fil d'argent.

Poursuivre l'électrolyse 10 minutes en courant continu de 1,5 m A, alimenté sous une tension de 6 V.

- Evaporation sous vide.

Nous avons vaporisé l'argent sur les lames, en faisant passer un courant de 12,5 A pendant 1 minute, 15 secondes dans les évaporateurs. Une jauge Mac Léod, placée en amont de la cloche à évaporation (diplôme de Mlle Collet; Lille février 1953) indiquait une pression de 10^{-3} mm de mercure. La pression dans la cloche était donc certainement inférieure à cette valeur. La densité optique des lames est mesurée durant l'évaporation.

- Mesure du pouvoir réflecteur des lames.

Nous avons déterminé le pouvoir réflecteur des lames en utilisant le spectrophotomètre de Jobin et Yvon. Un faisceau lumineux provenant d'une lampe pointolite est séparé par un prisme à réflexion totale en deux faisceaux dont l'un traverse les lames à étudier, l'autre un système de deux Glazebrooks. Les deux faisceaux réunis par un cube de Lummer traversent ensuite un monochromateur.

La méthode (1) décrite dans le diplôme de Mademoiselle Collet consiste à faire varier l'angle des plans de section principale des deux Glazebrooks jusqu'à ce que les deux faisceaux aient la même intensité, en réalisant successivement les deux cas suivants :

(1) Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences
t.234, p.2179-2181, 1952 -

1) Lames parallèles; 2) lames faisant un certain angle de manière à n'utiliser que les rayons directement transmis par le premier faisceau. Soient R et R' les pouvoirs réflecteurs des lames : Les lames étant parallèles, réalisons l'égalité d'intensité en tournant l'un des Glazebrooks d'un angle θ à partir de la position croisée pour laquelle il y a extinction totale. I_0 étant l'intensité incidente, l'intensité transmise par les lames est :

$$I = I_0 \sin^2 \theta$$

Donnons un écart angulaire aux lames, et réalisons l'égalité d'intensité en tournant l'un des Glazebrooks d'un angle θ' ~~de~~ l'intensité transmise est : $I' = I_0 \sin^2 \theta'$

Comme il s'agit de la superposition de faisceaux incohérents provenant d'une même bande spectrale, l'intensité I est liée à l'intensité I' par la relation :

$$I = I' (1 + RR' + R^2 R'^2 + \dots + R^n R'^n \dots)$$

$$= \frac{I'}{1 - RR'}$$

$$I - RR' = \frac{I'}{I} = \frac{\sin^2 \theta'}{\sin^2 \theta}$$

Par des combinaisons avec une troisième lame, il serait possible de déterminer R et R'. Dans le cas présent seul nous intéresse le pouvoir réflecteur moyen.

Les mesures effectuées le 10 décembre 1955 pour un couple de lames ont donné les résultats suivants :

$$\left. \begin{array}{l} \theta' = 9^\circ 25' \\ \theta = 17^\circ 41' \end{array} \right\} 1 - RR' = 0,285 \quad \sqrt{RR'} = 0,84$$

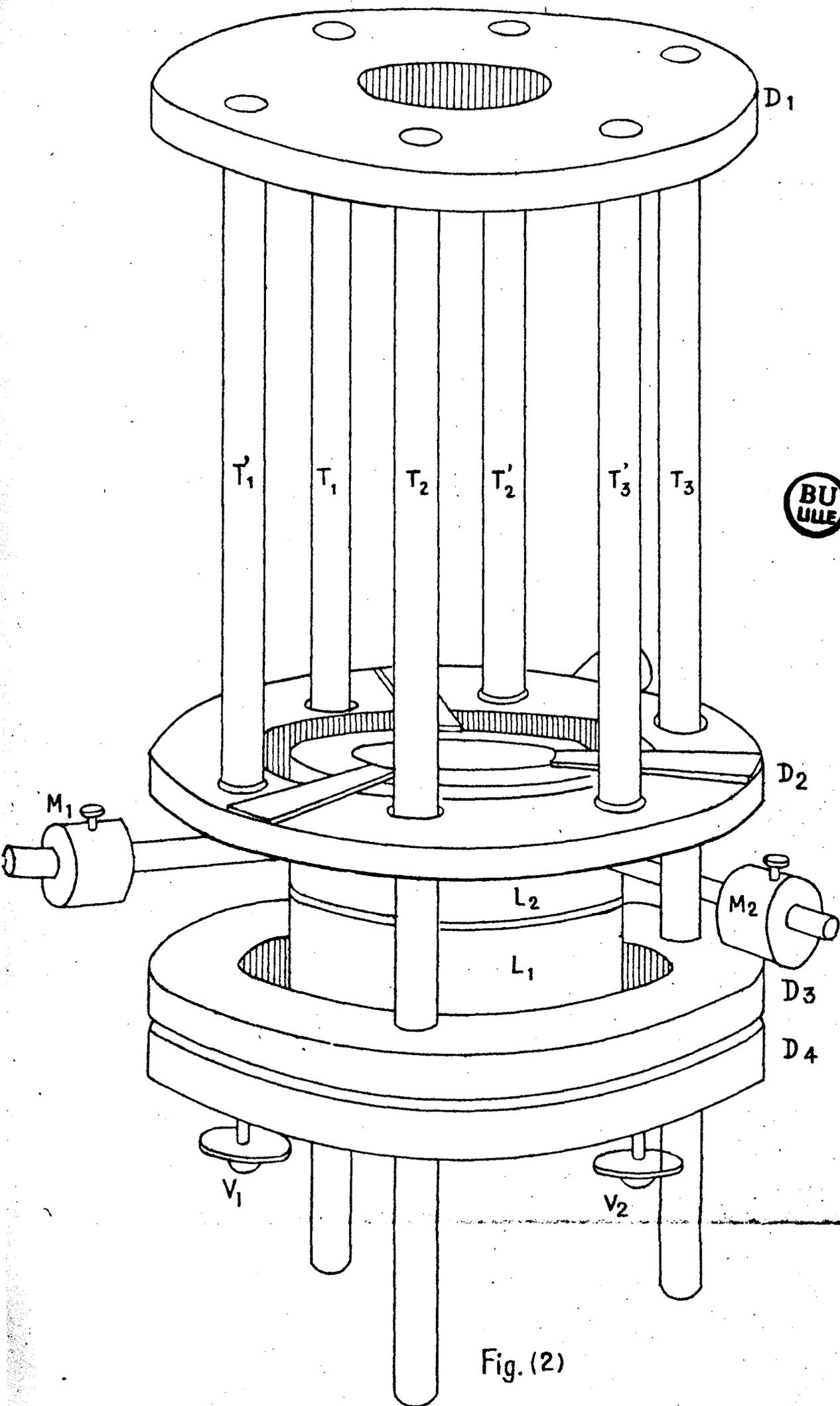
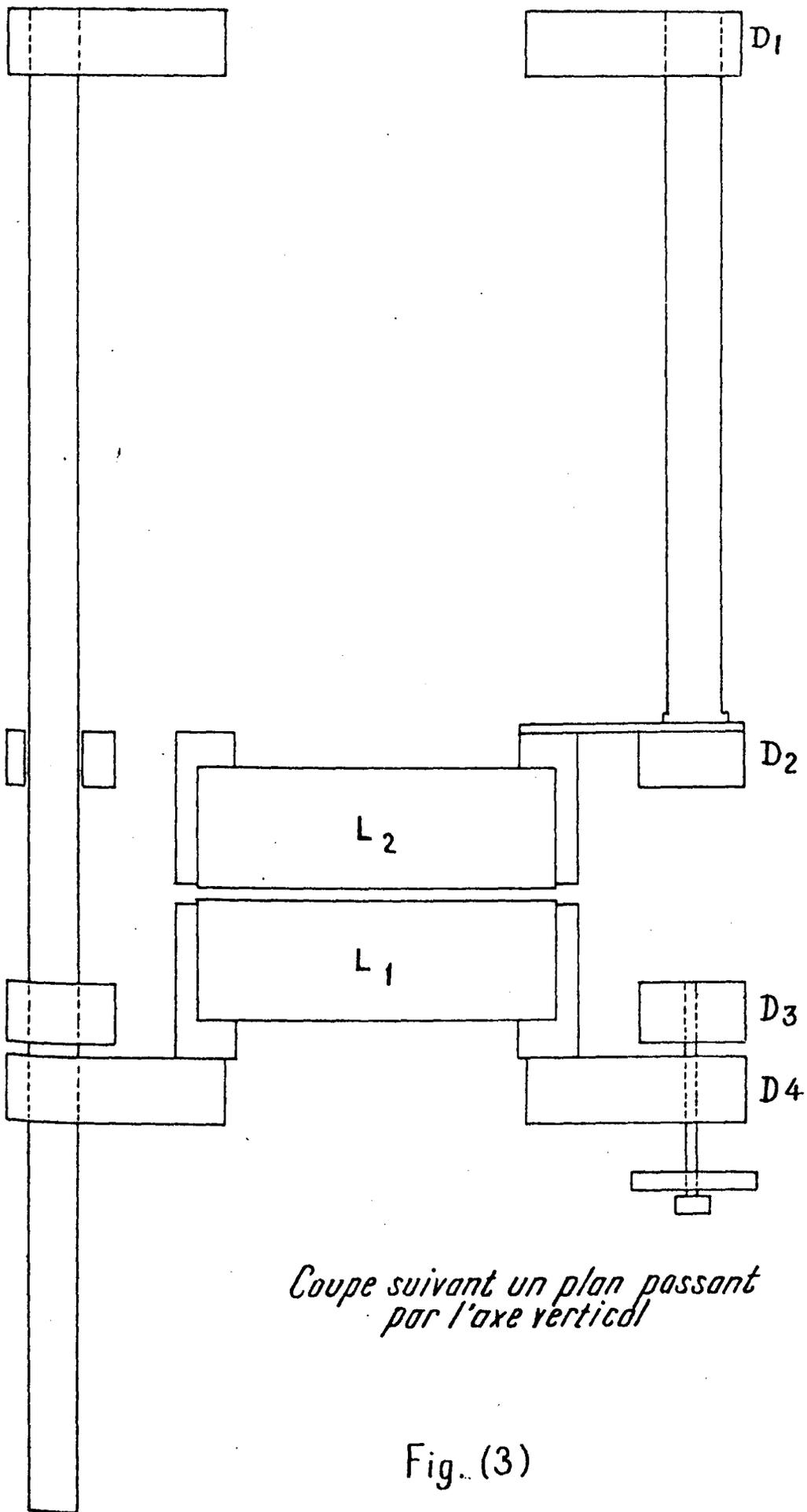


Fig. (2)



*Coupe suivant un plan passant
par l'axe vertical*

Fig. (3)

Les mesures effectuées le 2 mai 1956 pour les mêmes argentures ont donné :

$$\left. \begin{array}{l} \theta' = 19^\circ \\ \theta = 28^\circ 10' \end{array} \right\} 1 - RR' = 0,474 \quad \sqrt{RR'} = 0,72$$

Le pouvoir réflecteur de l'argent diminue avec le temps. L'argent se sulfure.

Description de l'interféromètre

- Principe.

Nous avons réalisé un balayage thermique ⁽¹⁾ des anneaux. Les montures horizontales des 2 lames sont supportées par des tiges verticales de métaux ou alliages différents. Si l'on fait varier la température, les tiges se contractent ou se dilatent de façon inégale, ce qui modifie l'écartement des lames. Le montage réalisé entraîne pour les lames un déplacement par translation quand la température varie lentement.

- Réalisation.

L'appareil, de hauteur 24,5 cm comprend 4 anneaux d'acier D_1, D_2, D_3, D_4 de diamètre 12,3 cm. Une ouverture circulaire est ménagée en leur centre pour le faisceau lumineux (fig.2). Sur le disque D_4 est posée la lame inférieure L_1 (fig.3). La lame supérieure L_2 est suspendue au disque D_2 par l'intermédiaire de 3 petites lames d'acier, de 1,5 mm d'épaisseur.

(1) Roig . Thèse page 70 - Paris 1937

Le mode de suspension de cette lame dans sa monture qui était primitivement tel que l'indique la figure (4) n'étant pas assez rigide, fut modifié comme l'indique la figure (5).

Trois tiges d'acier T_1, T_2, T_3 , et trois tiges de laiton T'_1, T'_2, T'_3 sont fixées sur le disque D_1 (fig.2). Les tiges de laiton rendent solidaires D_1 et D_2 . Les tiges d'acier rendent solidaires D_1 et D_3 et peuvent coulisser à travers D_2 et D_4 .

Un lien assez lâche est maintenu entre D_3 et D_4 par trois ressorts (fig.6). Trois vis calantes V_1, V_2, V_3 permettent en rapprochant plus ou moins D_4 de D_3 de régler le parallélisme des lames L_1 et L_2 .

Primitivement l'axe de l'interféromètre était horizontal (schéma 7). Mais la flexion des lames variait avec la température, et les anneaux se déréglaient.

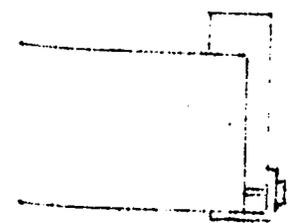


Fig (4)

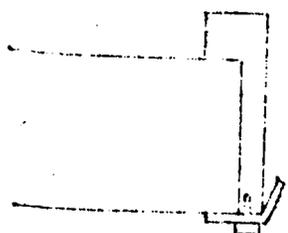


Fig (5)

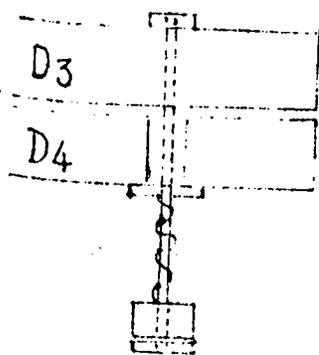


Fig (6)

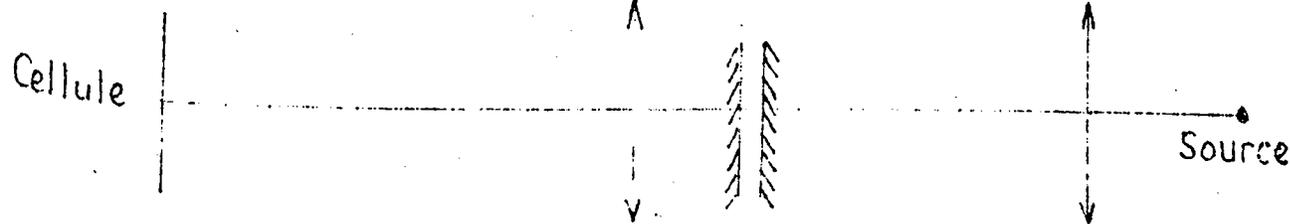


Fig (7)

Nous avons donc placé l'axe de l'interféromètre verticalement comme l'indique le schéma optique exposé précédemment (fig.1).

L'expérience montre que les lames se rapprochent quand la température s'élève (les anneaux disparaissent au centre). Une élévation de température fait défiler plusieurs anneaux.

Montage récepteur

Les rayons lumineux correspondant sur les lames à l'incidence normale sont envoyés sur une cellule photoélectrique. La cellule photomultiplicatrice R C A , type I P 21, comprend une photo cathode et dix électrodes (dynodes) reliées en série par des résistances de 100.000Ω ; chacune joue le rôle d'anode pour la précédente et de cathode pour la suivante.

Un électron émis par la cathode (émission primaire frappe la première dynode et lui arrache d'autres électrons (émission secondaire). Ces électrons sont accélérés entre la première et la deuxième dynode par une différence de potentiel d'une centaine de volts. Ce processus répété par le choc des électrons sur chaque dynode amplifie le courant de la cellule.

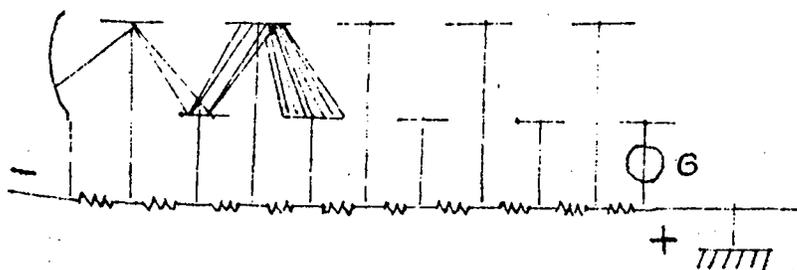
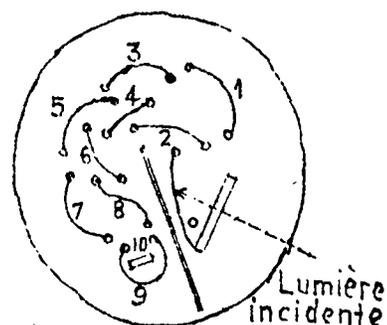


Fig. (8)



o photocathode
10 anode

Fig (9)

Pour faciliter le schéma, nous avons représenté la cellule suivant un dispositif rectiligne (fig.8). En réalité les électrodes sont disposées comme l'indique la figure 9. Entre chaque électrode on peut appliquer au plus 120 V. Le potentiel total que peut supporter la cellule est donc de 1.200 V. Nous n'utiliserons par la suite que des potentiels variant entre 600 et 1000 volts fournis par une boîte d'alimentation stabilisée C.R.C. Le courant de la cellule traverse une résistance R_2 aux bornes de laquelle se trouve branché un potentiomètre enregistreur Philips. Le temps de réponse du millivolt mètre est 1 seconde. La sensibilité est 5 millivolts pour toute l'échelle.

Pour utiliser au mieux l'énergie fournie au potentiomètre par la chute de potentiel aux bornes de R_2 , nous avons porté cette résistance à 10.000Ω , valeur maximum admissible.

Il importe d'éliminer par de bonnes mises à terre tout parasite 50 périodes à l'entrée du potentiomètre; nous avons parfois utilisé également le dispositif de filtrage suivant :

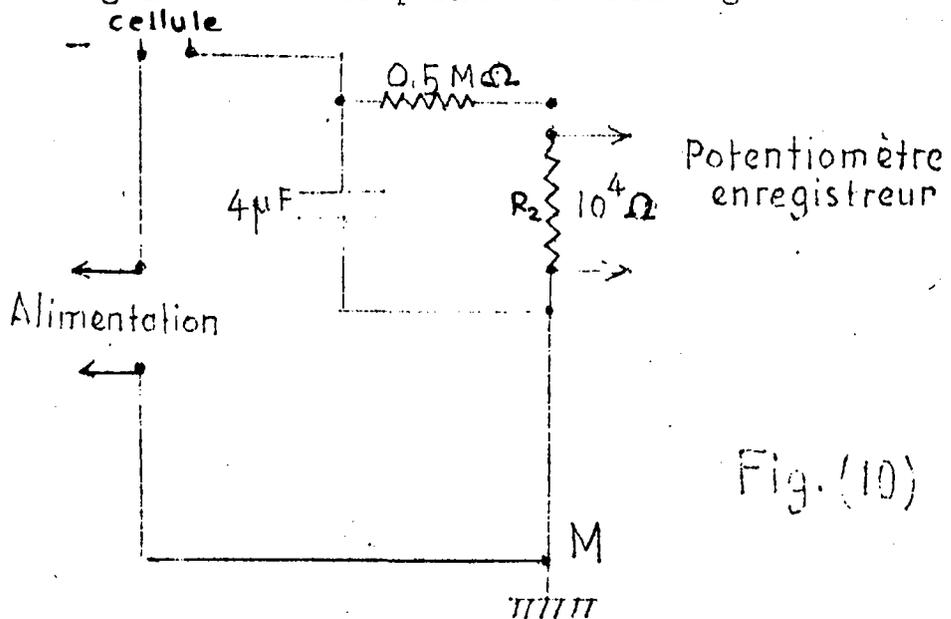


Fig. (10)

Une capacité de 4μ F et une résistance de $0,5 M\Omega$ disposées comme l'indique la figure (10), introduisent une constante de temps de 2 secondes et évitent l'enregistrement des parasites.

La durée de passage d'un anneau est environ de 5 minutes.

Nous avons porté la cathode à un potentiel négatif et relié l'anode à la terre de façon à ne pas mettre sous tension l'appareil enregistreur.

L'index du potentiomètre se déplace sur un rouleau enregistreur dont la vitesse de déroulement peut varier de 30 à 600 mm par heure.

Ce dispositif nous permet d'étudier l'intensité du centre des anneaux en fonction du temps.

Chauffage de l'interféromètre. Enregistrement :

Pour obtenir la dérive thermique des anneaux, nous avons réalisé un apport de chaleur par effet Joule.

- élévation de la température ambiante dans la salle :

Un rhéostat de 4Ω parcouru par un courant de 30 A sous une tension continue de 120 V permet d'élever la température ambiante d'une dizaine de degrés en une heure; mais la dépense d'énergie nous a conduits à restreindre le volume à chauffer, en mettant l'interféromètre dans une cloche en isorel de 40 cm de côté.

- chauffage de la cloche.

Trois résistances R_1 , R_2 , R_3 placées sur le socle entre les tiges T_1 , T_2 , T_3 de l'interféromètre sont en parallèle sur le circuit principal où passe un courant de 1-A, alimenté par une différence de potentiel alternative de 120 V. Les résistances n'étant pas rigoureusement égales, il est possible d'agir sur le courant de chauffage au moyen de potentiomètres (fig.11) afin de maintenir le parallélisme des lames.

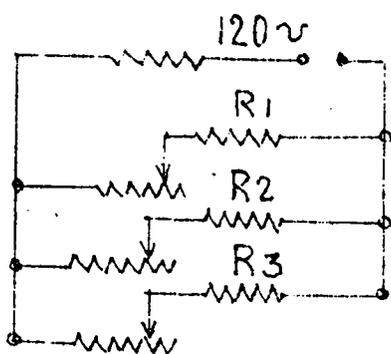


Fig (11)

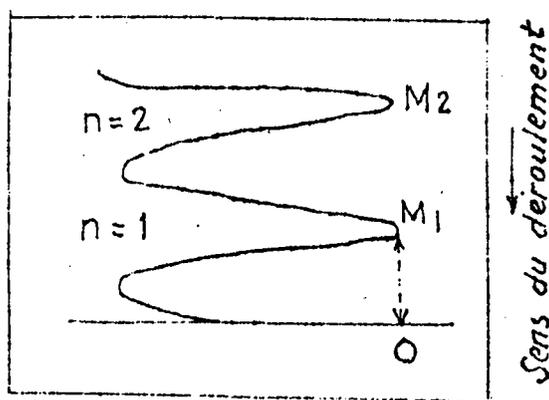


Fig (12)

Par chauffage, la distance des lames diminue, les anneaux disparaissent au centre, ce qui se traduit sur l'enregistrement par une suite de maxima et de minima.

Nous choisissons une origine arbitraire et repérons les abscisses des différents maxima déterminés par la méthode du diamètre rectiligne.

Nous traçons la courbe représentant le nombre d'anneaux ayant défilé au centre, en fonction de l'abscisse des maxima, ce qui revient à tracer la variation de la température de la cloche

en fonction du temps.

Le graphique I représente la dérive thermique obtenue par chauffage puis refroidissement de la cloche. Au bout de quelques minutes de chauffage, la dérive est presque rectiligne. Mais la méthode, tout en exigeant beaucoup de tâtonnements ne donne pas une dilatation homogène des tiges, ce qui dérègle les anneaux.

Nous l'avons abandonnée pour le mode de chauffage suivant :

Une paroi interne d'aluminium est introduite à l'intérieur de la cloche cubique en isorel; sur les côtés verticaux est enroulé un fil conducteur isolé de la paroi, par des bandes d'amiante placées sur les arêtes verticales.

Deux orifices O et O' ménagés sur le trajet du faisceau lumineux limitent la hauteur de l'enroulement.

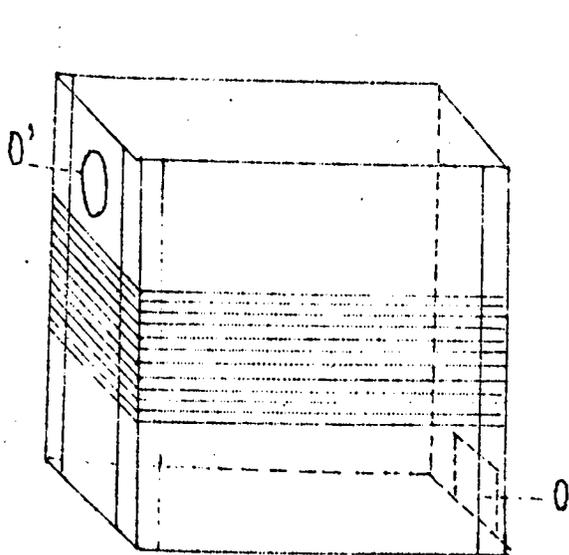


Fig. (13)

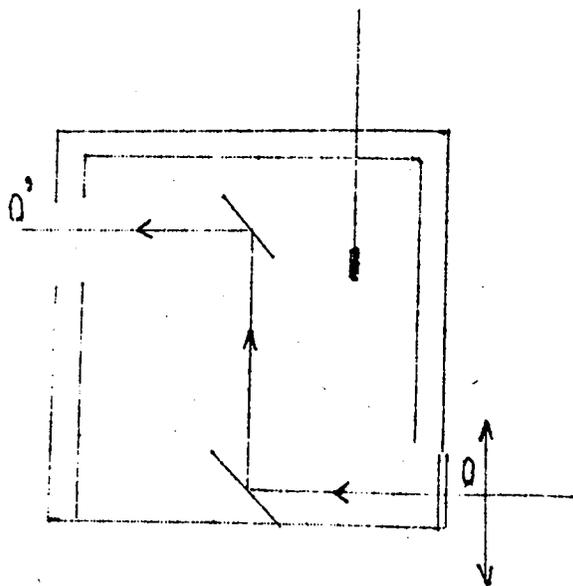
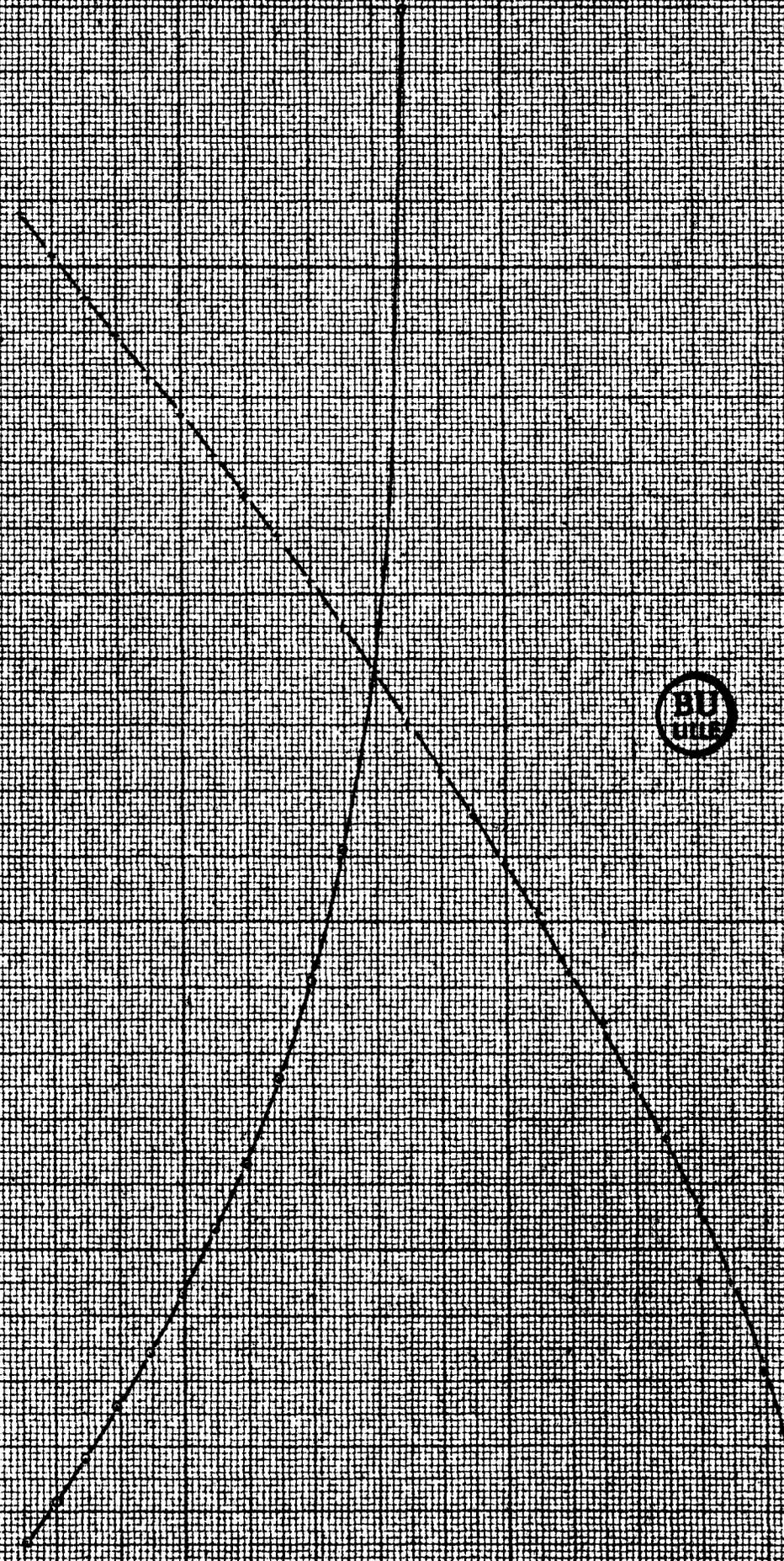


Fig. (14)

Quelle der Luft (Tages- & Nachttemperatur)

(Quelle der Luft (Tages- & Nachttemperatur))

24
22
20
18
16
14
12
10
8
6
4
2



Quelle der Luft (Tages- & Nachttemperatur) (Quelle der Luft (Tages- & Nachttemperatur))

Devant l'orifice O se trouve un verre transparent qui diminue les pertes de chaleur et qui, placé avant les lames, n'apporte aucune modification au système d'anneaux. Un thermomètre au dixième donne une indication approchée de la température à l'intérieur de la cloche. Il faudrait pour plus d'homogénéité agiter l'air de la cloche; mais nous ne l'avons pas fait dans nos essais pour éviter les vibrations mécaniques de l'interféromètre.

Résultats :

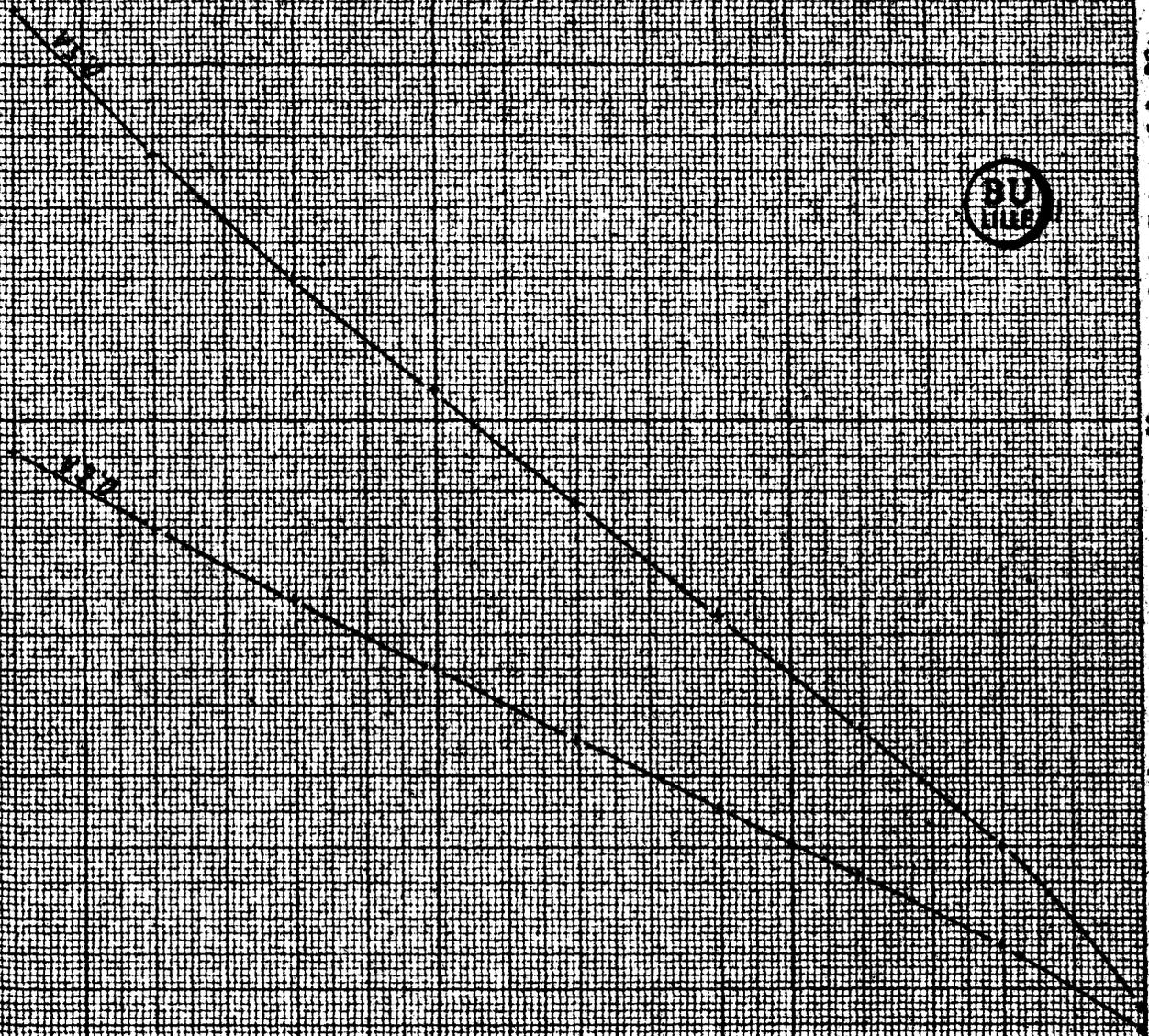
La température de la salle étant de 18° environ les résultats sont les suivants :

Le graphique II montre la dérive thermique pour des courants de 0,5 A et 0,6 A à partir d'une température de 18°. La période des anneaux est respectivement de 6 m et 3 m 36 s.

Le graphique III montre la dérive thermique pour 0,7 et 1 A, à partir de 20°. La période des anneaux est de 7 m 12 s et 5 m 12 s. Ces résultats semblent en désaccord avec les précédents. Cela est dû à l'augmentation de l'inertie calorifique de la cloche causée par l'introduction d'une masse métallique importante, pour stabiliser le réglage des anneaux, comme il le sera expliqué ultérieurement.

La saturation est obtenue plus rapidement malgré l'intensité de chauffage plus grande, en raison de l'élévation de la température initiale. De toute façon, la dérive rectiligne est obtenue assez longtemps pour permettre l'étude de la répar-

Handwritten text along the right edge of the page, possibly a title or description, oriented vertically.



1 2 3 4 5 6 7 8

2000000

x

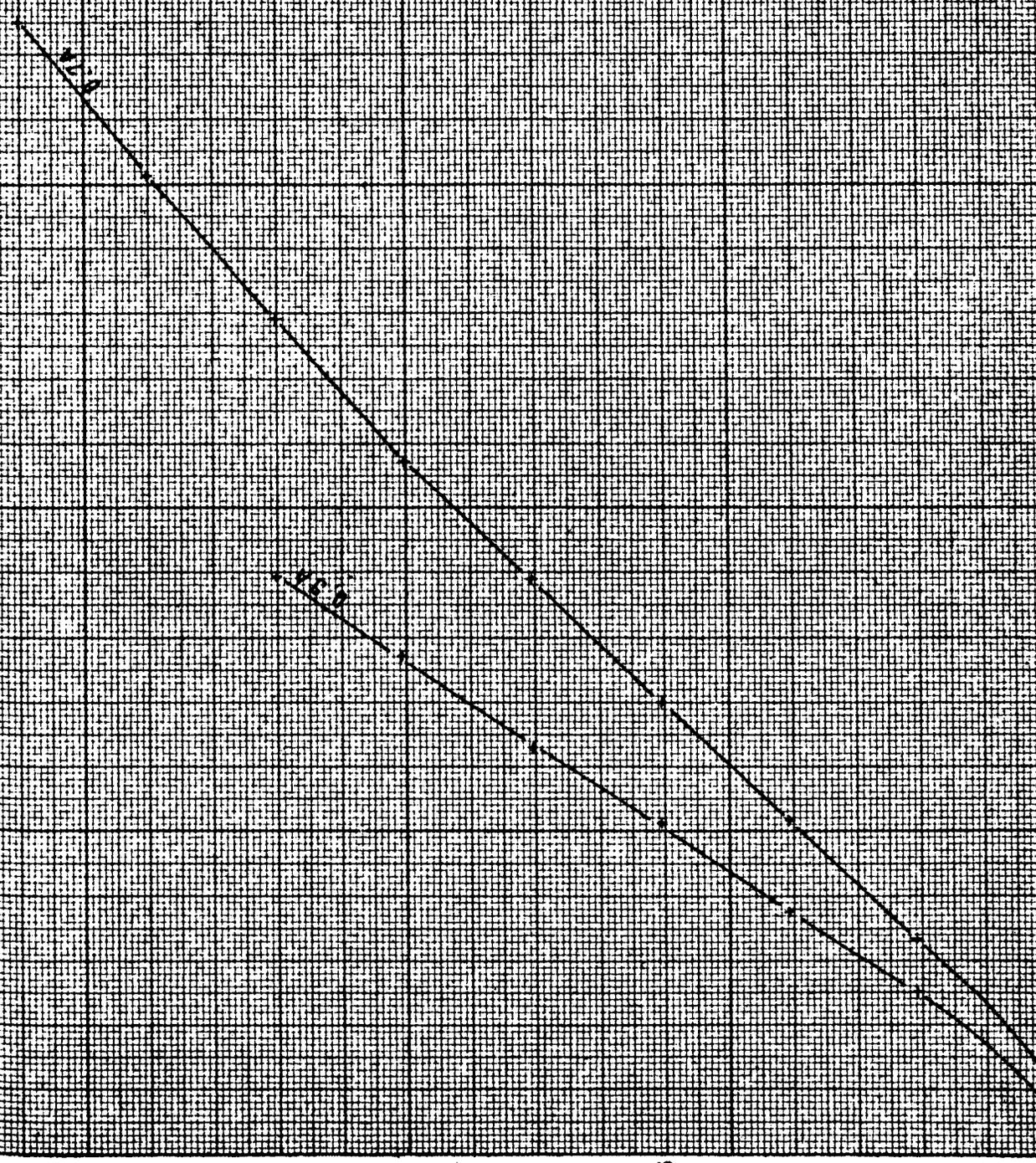
40

30

20

10

III



8

7

6

5

4

3

2

1

tition de l'intensité lumineuse dans les franges.

Réglage des anneaux :

Avant toute expérience, il est nécessaire d'avoir des lames parfaitement parallèles.

- Réglage primaire.

Après avoir superposé les images du diaphragme projetées sur les lames, nous déplaçons la lame inférieure en agissant sur les vis V_1 , V_2 , V_3 jusqu'à ce que les anneaux gardent un diamètre fixe, lorsqu'on déplace l'oeil dans deux directions perpendiculaires du plan d'observation. Exemple :

Si le diamètre des anneaux diminue en déplaçant l'oeil dans une direction AB parallèle à $V_1 V_2$ (fig.I5) les lames sont plus rapprochées en B qu'en A. Nous les écartons en B en tournant V_2 dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Nous les rapprochons en A en tournant V_1 dans l'autre sens.

Nous agissons ensuite dans la direction perpendiculaire au moyen de V_3 .

Nous recommençons alternativement dans les deux directions jusqu'au réglage parfait.

- Réglage secondaire.

Il concerne uniquement la lame supérieure. Sur la monture de cette lame sont fixées trois tiges de laiton opposées aux vis V_1 , V_2 , V_3 , sur lesquelles peuvent coulisser des masselottes cylindriques M_1 , M_2 , M_3 (fig.I6).

En les déplaçant le long des tiges, nous faisons basculer légère-

vue du dessous

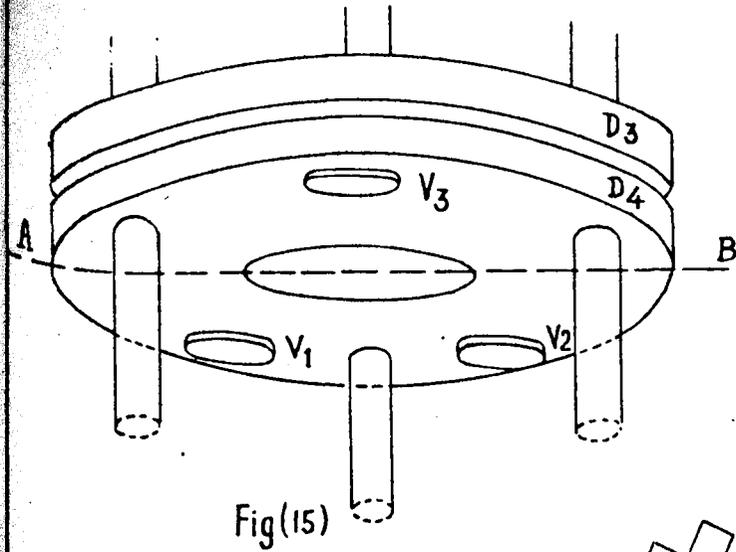


Fig (15)

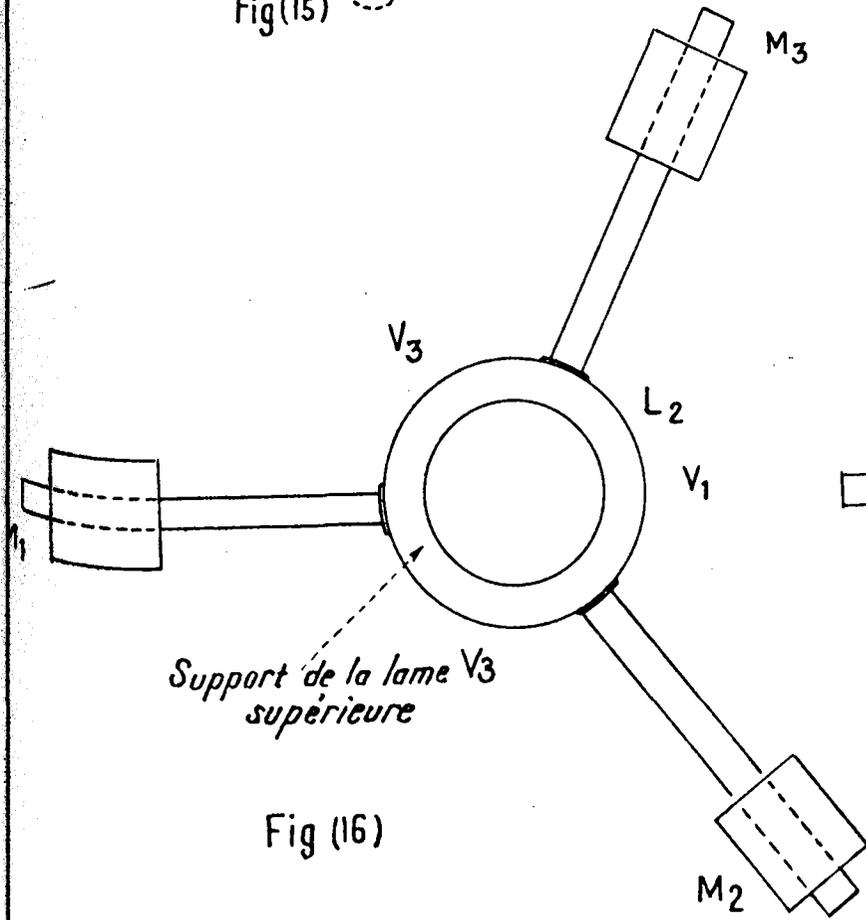


Fig (16)

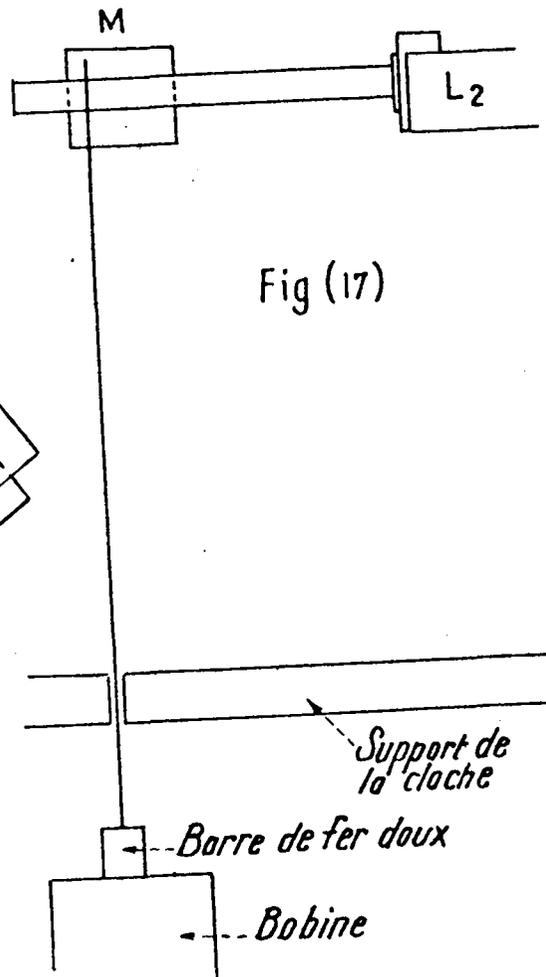


Fig (17)

ment la lame supérieure dans la direction voulue, en jouant sur l'élasticité des lames d'acier qui la supportent (épaisseur 1,5 mm, largeur 10 mm).

- Réglage magnétique.

La cloche repose sur un support dont les pieds sont munis de cales élastiques pour protéger l'interferomètre contre les vibrations extérieures. Les lames étant parallèles le fait de mettre la cloche faisait fléchir le support posé sur des cales élastiques et les tiges maintenant les lames, ce qui en modifiait le parallélisme.

Il était nécessaire d'agir sur la position des lames de l'extérieur de la cloche. Sur chaque masselotte fut ménagée une gorge où coulissait un fil inextensible qui, après passage à travers le support de la cloche, maintenait suspendu dans le champ d'une bobine, une tige de fer doux (fig. I7). Chaque bobine de résistance 6Ω , était en parallèle sur un circuit

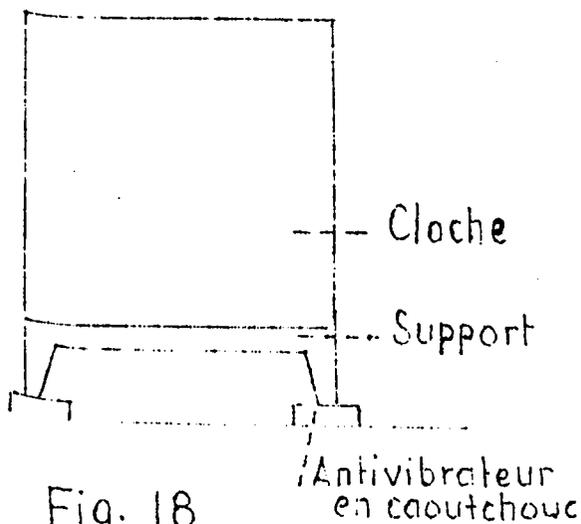


Fig. 18

principal alimenté par une différence de potentiel continue de 18 V, et parcouru par un courant de 1 à 2 A.

Sur chaque dérivation un rhéostat de 50Ω permettait de faire varier le champ des bobines, donc la force exercée sur les masselottes par l'intermédiaire de la tige de fer doux et du fil inextensible.

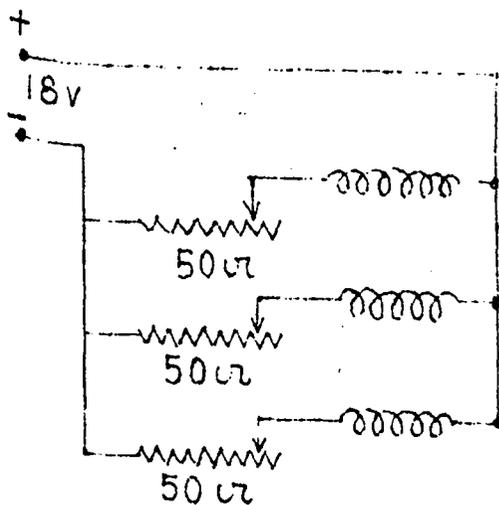


Fig. (19)

Nous avons abandonné ce mode de réglage.

L'échauffement des bobines en faisant varier la résistance, le courant, le champ, ne permettait pas l'obtention d'une force constante sur les masselottes. Les anneaux se déréglaient rapidement. Un refroidissement des bobines par un courant d'eau, aurait été nécessaire.

Nous avons supprimé le dérèglement des anneaux provenant de la pose de la cloche, en mettant à demeure sur son support une masse pesante (ce qui a augmenté de plus l'inertie calorifique de la cloche).

Ultérieurement la cloche a été suspendue et équilibrée par des contrepoids.

CHAPITRE II

ETUDE DES ABERRATIONS

Etude théorique :

La théorie classique des anneaux à l'infini donnés par les lames semi-argentées suppose que les surfaces réfléchissantes sont parfaitement planes.

Ceci n'est jamais rigoureux et il est possible de déterminer pour chaque lame un plan moyen de référence.

- Plan moyen de référence.

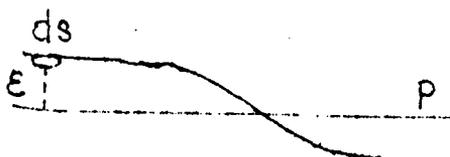


Fig. (1)

Coupons la surface de la lame par un plan P perpendiculaire à une direction ON.

Un élément ds de la surface a une cote ϵ positive ou négative par rapport à ce plan. Il existe pour une direction ON un plan P tel que :

$$\iint \epsilon ds = 0$$

Pour que le plan P soit le plus voisin possible de la surface on choisit la direction ON telle que $\iint |\epsilon| ds$ soit minimum. Pour chaque étalon on détermine ainsi un plan moyen de référence et une normale.

- Indicatrice de relief (1).

Nous supposerons que la pupille de sortie de l'appareil est dans un plan conjugué du plan des lames. Nous admet-

(1) Duffieux, Revue d'optique. 1939 tome 18 - page 1
1934 tome 18 - page 201.

tons de plus que l'incidence est normale.

Considérons la pupille de surface Σ dans le plan des lames de l'interferomètre. Traçons sur cette surface les courbes de niveau $\mathcal{E} = \text{cte}$. \mathcal{E} désigne ici $(\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2)$ calculés sur L_1 et L_2 ; on admet que les 2 plans P de référence sont parallèles. Entre les courbes \mathcal{E} et $(\mathcal{E} + d\mathcal{E})$ se trouve une aire élémentaire $L(\mathcal{E}) d\mathcal{E}$. Prenons pour variable $U = 2\mathcal{E}$ pour tenir compte de la double traversée qui sépare 2 rayons successifs. La courbe $y = L(u)$ est l'indicatrice de relief. C'est une courbe dont l'ordonnée donne la répartition de l'aire de la lame entre les défauts U de planéité.

Prenons un cas particulier :

Supposons que les surfaces utiles des lames soient parfaitement planes et de forme rectangulaire. Introduisons un défaut de planéité en faisant basculer légèrement une des lames de telle sorte que la ligne de plus grande pente par rapport au plan moyen de référence défini précédemment, soit perpendiculaire au petit côté du rectangle (fig.2).

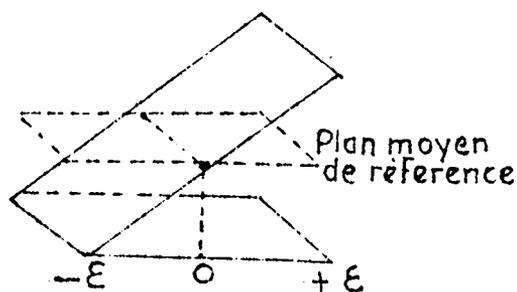


Fig. (2)

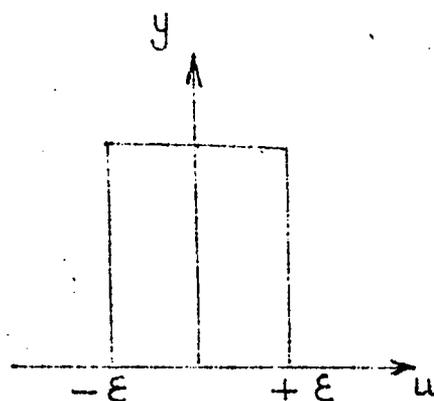


Fig. (3)

L'indicatrice de relief aura une forme rectangulaire. Si la surface utile des lames était circulaire, la forme de l'indicatrice serait une ellipse.

En résumé : l'indicatrice de relief renseigne sur les défauts de planéité des lames. Voyons comment la tracer.

Lames parfaites, parallèles,

de pouvoir réflecteur égal à 1; raie parfaitement monochromatique

La différence de marche entre les faisceaux qui interfèrent dépend de la position du point d'observation M dans le plan focal.

Si nous observons sous incidence normale, à tous les rayons qui convergent au centre O des anneaux correspond la même différence de marche S_0 .

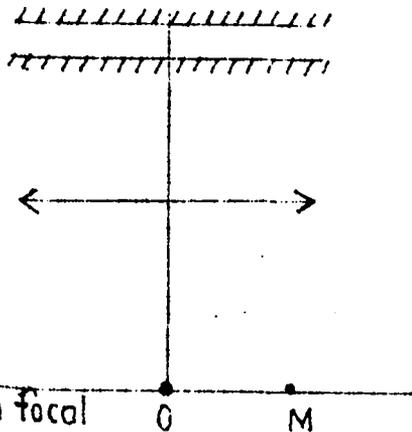


Fig. (4)

SI, de O, nous regardons la pupille de surface Σ , nous la voyons uniformément éclairée. Soit i sa brillance en chaque point.

Supposons d'abord que la pupille soit éclairée en lumière incohérente; c'est-à-dire que l'on forme sur elle une image de la source

$$I_{\text{centre}} = \int_{\Sigma} i \, d\Sigma = i \Sigma = \frac{I_0}{1 - 2f \cos \frac{2\pi \delta_0}{\lambda} + f^2}$$

$$i = \frac{I_0}{\Sigma} \frac{1}{1 - 2f \cos \frac{2\pi \delta_0}{\lambda} + f^2} = \frac{i_0}{1 - 2f \cos \frac{2\pi \delta_0}{\lambda} + f^2}$$

Evaluons la distribution lumineuse sur la pupille de sortie par rapport à la brillance observée sur la pupille à partir d'un maximum.

$$\frac{i_{\text{centre}}}{i_{\text{max}}} = \frac{1 - 2f + f^2}{1 - 2f \cos^2 \frac{\pi \cdot \delta_0}{\lambda} + f^2}$$

Si le pouvoir réflecteur tend vers l'unité, la brillance tend vers 0, sauf si δ_0 est égale à $k\lambda$.

Déplaçons par translation l'une des lames de manière à faire varier δ_0 et observons la pupille de sortie, du centre des anneaux. Nous la voyons alternativement obscure, et uniformément brillante.

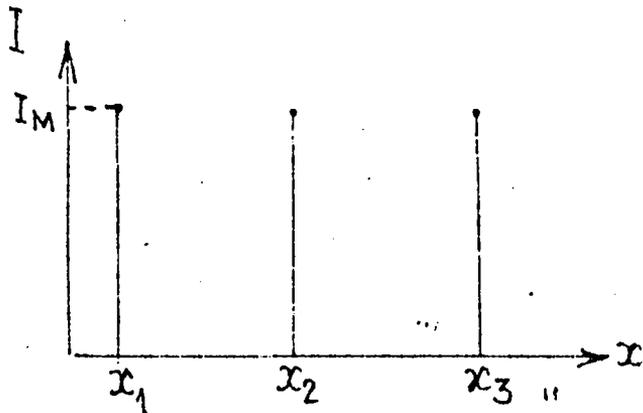


Fig. (5)

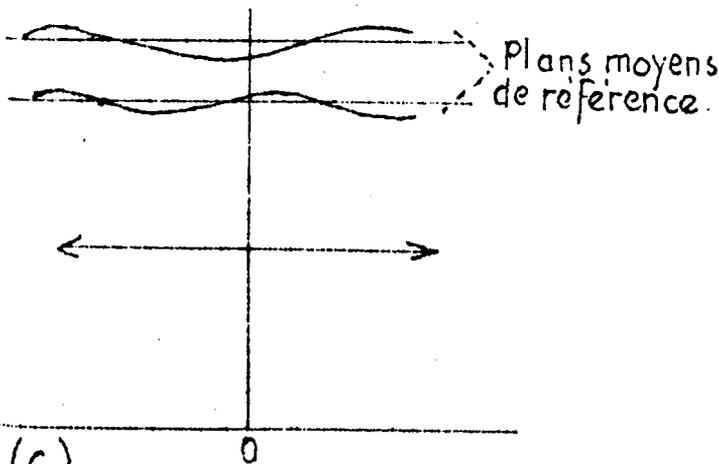
(x représente le double du déplacement de la lame).

Représentons l'intensité du centre des anneaux en fonction du déplacement de la lame, nous aurons la distribution lumineuse donnée par la figure 5.

L'intensité est maximum lorsque l'ordre d'interférence est un entier.

$$p_0 = \frac{\delta_0}{\lambda} + \frac{x}{\lambda} = \text{un entier}$$

- Lames imparfaites, de pouvoir réflecteur égal à 1; raie parfaitement monochromatique.



Observons toujours le centre des anneaux. Les rayons qui convergent en O ont la même différence de marche δ_0 par rapport aux plans moyens de référence.

Mais la différence de marche réelle $\delta' = \delta_0 + u$ dépend des défauts de planéité des lames.

Nous admettrons pour simplifier que les lames ont une structure en gradins, et sont formées d'éléments de surface parallèles. Nous verrons que cette hypothèse n'est pas restrictive. L'ordre d'interférence réel en O est donc pour les rayons qui ont traversé les lames en un point M :

$$p = p_0 + \frac{u}{\lambda} = p_0 + dp$$

Dans le cas général u est compris entre deux limites u_1 et u_2 avec $u_2 + u_1 \ll \lambda$.

Si parmi toutes les valeurs de $p_0 + dp$ il n'y en a aucune qui corresponde à un nombre entier, tous les points de la pupille de sortie sont obscurs (nous supposons $f = 1$).

Faisons subir à l'une des lames un mouvement de translation. Soit x le double du déplacement.

L'ordre d'interférence devient =

$$p = p_0 + \frac{u+x}{\lambda}$$

A un certain moment, parmi toutes les valeurs de $p_0 + dp$ l'une correspond à un nombre entier.

Sur la pupille de sortie se dessine une ligne lumineuse. Semblent brillants les points ayant une valeur de u telle que :

$$p_0 + \frac{u+x}{\lambda} \text{ soit égal à un entier}$$

La ligne lumineuse est donc une courbe de niveau du relief des lames. L'intensité correspondante se rassemble au point O. Cherchons le lien entre l'intensité en O et l'indicatrice de relief. La ligne de niveau est la limite de l'élément de surface $L(u)$ du compris entre les cotes u et $u + du$, défini précédemment, quand " du " tend vers 0.

L'énergie lumineuse transmise est proportionnelle à : $L(u) du$.
 $\times i_{\max}$ (si la pupille est uniformément éclairée,
 i_{\max} sera une constante.

Donc quelque petit que soit l'intervalle du , cette énergie est proportionnelle à $L(u)$.

$$I = k L(u) = k y$$

On n'observera au point d'observation que la lumière provenant d'éléments tels que : $p = p_0 + \frac{u+x}{\lambda} = \text{un entier}$; quand x varie, les valeurs correspondantes de u sont données par :

$$u + x = cte$$

Le résultat précédent peut s'écrire :

$$I = k L(u) = k L(-x)$$

La variation de l'intensité lumineuse du centre des anneaux, observée lors de la translation de l'une des lames, donne la forme de l'indicatrice, c'est-à-dire renseigne sur les défauts

de planéité des lames.

Optique imparfaite de pouvoir réflecteur différent
de 1 ; raie parfaitement monochromatique

Nous supposons que la pupille est éclairée en lumière incohérente et que nous ne recueillons que les rayons qui ont traversé les lames sous l'incidence normale; dans ces conditions l'intensité reçue au point O centre des anneaux, où nous avons placé un diaphragme de faible rayon est proportionnelle à la somme des intensité réparties sur la pupille de sortie de l'interféromètre, c'est-à-dire pratiquement sur la lame de sortie.

Considérons l'élément total de surface " dS" compris entre les cotes u et u + du.

L'éclairement moyen incident est i, le pouvoir réflecteur moyen sur dS est f, le pouvoir de transmission moyen pour l'ensemble des deux lames et pour dS est τ .

Généralement i, f, τ sont des fonctions de u.

L'énergie incidente sur dS est i (u) L (u) du; après la traversée de l'interféromètre elle est multipliée par le facteur :

$$\frac{1}{1 - 2f \cos \varphi + f^2}$$

$$\varphi = 2\pi \frac{S_0 + u}{\lambda} = \varphi_0 + \frac{2\pi u}{\lambda}$$

L'intensité recueillie par la cellule sera :

$$I(\varphi) = \int_{-\varepsilon_1}^{+\varepsilon_2} \frac{i(u) \tau(u) L(u)}{1 - 2f(u) \cos \varphi(u) + f^2(u)} du$$

E_1 et E_2 limites de la variation de u -

On peut dans ces conditions, introduire une indicatrice géométrique.

$$y = L(u)$$

Elle suffira à déterminer les aberrations si la pupille est uniformément éclairée et si f et ζ sont uniformes. Si l'éclairement sur la pupille est variable, on pourra utiliser une indicatrice "optique".

$$L(u) = i(u) L(u)$$

Enfin si f et ζ sont variables, il faudra connaître leur distribution en fonction de u .

Pupille éclairée en lumière cohérente

Supposons que, pour obtenir un éclairement plus uniforme de la pupille, nous fassions l'image de la source sur le plan où se focalisent les anneaux; les lames de l'interféromètre sont éclairées par un faisceau normal et cohérent.

Comment calculer l'intensité au point O ?

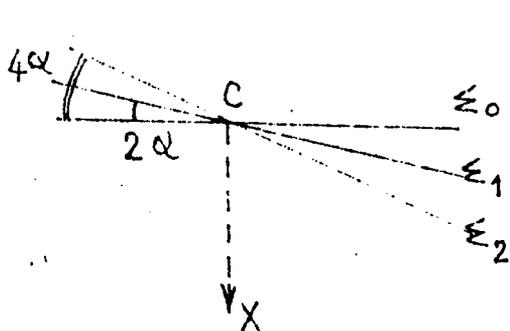
S'il s'agit de déterminer l'intensité au centre géométrique des anneaux, c'est-à-dire pour le point à l'infini dans la direction de la normale aux lames, nous ne pouvons appliquer le calcul précédent; les vibrations réparties sur la pupille doivent être composées en tenant compte de leurs amplitudes et de leurs phases.

Mais ce calcul est ici sans intérêt; il faut calculer non pas l'énergie reçue en O mais l'énergie qui a traversé le diaphragme d'entrée de la cellule; supposons que les lames de l'interféromètre soient diaphragmées par une ouverture de 1 cm de dia-

mètre; cela donne pour la tache de diffraction une ouverture angulaire de l'ordre de $\frac{\lambda}{R}$ ou 5×10^{-5} radians; avec un objectif de 1 mètre de distance focale, cette tache aura dans le plan focal, un diamètre de 50 microns; or le diamètre du diaphragme de cellule est 2 millimètres environ. Ce diaphragme intègre toute l'énergie qui est répartie sur la figure de diffraction, c'est-à-dire toute l'énergie qui sort de l'interféromètre, quand il est éclairé sous incidence normale. Il suffit de calculer cette énergie sur la pupille de sortie, c'est-à-dire de faire la somme des éclairagements répartis sur cette pupille, sans se préoccuper des interférences ultérieures; on obtient le même calcul que pour un éclairage incohérent.

Exemple :

Pour préciser le raisonnement précédent, supposons que les lames soient parfaitement planes et forment un dièdre d'angle α . On peut considérer les ondes successives passant par



le point C, centre des lames; elles font avec la première onde des angles $2\alpha, 4\alpha, \dots, 2n\alpha$

Si e est l'épaisseur moyenne =

$$\varphi_0 = \frac{2\pi e}{\lambda}$$

Fig. (7)

les différences de phase entre les rayons successifs passant par C sont $\varphi_0, 2\varphi_0, \dots, 2n\varphi_0$ au second ordre près. On peut montrer que ces termes du 2ème ordre sont négligeables si u est de l'ordre de λ . A partir du point C, ces ondes se

propagent suivant leur normale, c'est-à-dire dans des directions différentes; mais pour chaque direction C X on peut calculer l'intensité résultante en tenant compte des facteurs d'amplitude imposés par la diffraction. Il faudra enfin, intégrer pour toutes les directions C X. On peut aussi conduire le calcul comme précédemment en faisant la somme des éclairagements résultants sur la surface Σ_0 , compte tenu des variations locales de l'épaisseur. Les deux calculs sont identiques, le second est plus aisé.

Supposons que les lames soient limitées par un carré dont les côtés sont perpendiculaires ou parallèles à l'arête du dièdre; soit λ le côté du carré.

Dans le deuxième mode de calcul, les franges disparaissent et donnent un éclairagement uniforme si :

$$E_2 - E_1 = \lambda$$

l'intégration qui donne $I(\varphi_0)$ porte en effet sur une période des anneaux.

Mais on a alors :
$$\alpha = \frac{E_2 - E_1}{a} \quad 2\alpha = \frac{2(E_2 - E_1)}{a} = \frac{2\lambda}{a}$$

La largeur totale du maxima central de diffraction est précisément $\frac{2\lambda}{a}$. En première approximation on peut se limiter à la tache centrale de diffraction pour chaque faisceau. Ces taches étant juxtaposées, les faisceaux n'interfèrent pas et l'énergie reçue est indépendante de φ ; nous retrouvons bien la conclusion précédente.

Cas d'une raie élargie

Nous supposons f et ζ constants, mais la raie n'est plus monochromatique. Pour des lames parfaites et parfaitement réglées on aura une distribution lumineuse

$$I_1 = I(\varphi)$$

Dans le cas de l'optique imparfaite :

$$I(\varphi_0) = \int_{-\varepsilon_1}^{+\varepsilon_1} L(u) I(\varphi) du \quad \varphi = \varphi_0 + \frac{2\pi u}{\lambda}$$

I_1 pourra être déterminé expérimentalement si l'on a de bonnes lames.

Application : indicatrice rectangulaire

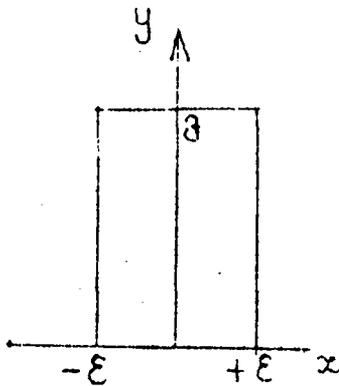


Fig.(8)

Reprenons l'exemple décrit précédemment (dièdre plan) nous considérons que i , f et ζ sont constants.

$$L(u) = a \text{ constant}$$

La surface de la pupille est

$$\Sigma = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} L(u) du = 2\varepsilon a$$

$$a = \frac{\Sigma}{2\varepsilon}$$

Soit δ la différence de marche pour $\varepsilon = 0$

En un point P de la pupille :

$$\delta' = \delta + u$$

L'intensité observée en P sera :

$$I_{\delta} = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} L(u) i(\delta+u) du = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \frac{a I_0}{1 - 2f \cos 2\pi \left(\frac{\delta+u}{\lambda} \right) + f^2} du = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \frac{\Sigma I_0 / 2\varepsilon}{1 - 2f \cos 2\pi \left(\frac{\delta+u}{\lambda} \right) + f^2} du$$

Nous négligerons les facteurs constants dans les calculs suivants:

$$2 \varepsilon i(\delta) = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} \frac{1}{1 + f^2 - 2f \cos 2\pi \frac{(\delta+u)}{\lambda}} du$$

Posons $\frac{\delta+u}{\lambda} = \frac{\nu}{2\pi}$

$$2 \varepsilon i(\delta) = \int \frac{2\pi \frac{(\delta+\varepsilon)}{\lambda}}{2\pi \frac{(\delta-\varepsilon)}{\lambda}} \frac{1}{1 + f^2 - 2f \cos \nu} d\nu$$

on intègre facilement en posant $t = \operatorname{tg} \frac{\nu}{2}$

on obtient finalement :

$$\operatorname{tg} 2 i \varepsilon = \frac{(1-f^2) \sin 2\pi \frac{\varepsilon}{\lambda}}{(1+f^2) \cos 2\pi \frac{\varepsilon}{\lambda} - 2f \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}}$$

On peut ainsi calculer i pour chaque valeur de δ . Lorsque ε tend vers 0, nous retrouvons à un facteur près, l'expression donnée par la théorie classique.

$$i = \frac{1}{1 - 2f \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} + f^2}$$

CHAPITRE III

ROLE DE LA LARGEUR DE LA RAIE

Nous aurons à discuter le rôle de la largeur des raies sur la distribution lumineuse dans les anneaux.

Nous supposerons l'optique parfaite ; de plus nous supposerons que la raie est une raie monochromatique élargie par effet Doppler.

Si ν est le nombre d'ondes au centre de la raie; $\nu + \eta$ en un point courant, nous supposerons que la distribution lumineuse dans la raie est en première approximation :

$$J_1(\eta) = e^{-\eta^2/p^2}$$

Le problème a été étudié dans diverses manières :

- (1) Burger et Van Cittert Zs für Phys 44 - 1927, p.58
- (2) Minkowski et Bruck Zs für Phys 95 - 1935, p.300
- (3) Born : Optik (1933) p.486 (Tables numériques)
- (4) Roig : Journal de Physique - 9 - 1938, p.17.

On observe sous l'incidence normale et on fait varier l'épaisseur e de l'étalon.

Posons, au centre de la figure d'interférences :

$$\varphi = 2\pi n + \gamma \quad -\pi < \gamma < \pi \quad n \text{ entier}$$

$$\gamma = \frac{4\pi e}{\lambda} - 2\pi n$$

$$\gamma = 4\pi(\nu + \eta) - 2\pi n$$

Pour une radiation monochromatique

$$J = \frac{1}{1 + 4 a \sin^2 \gamma / 2} \quad a = \frac{f}{(1-f)^2}$$

Si le pouvoir réflecteur n'est pas trop petit, on peut avec une bonne approximation remplacer J par la formule approchée :

$$J_2 = \frac{1}{1 + a \gamma^2}$$

surtout si l'on superpose en fin de calcul les intensités calculées pour les ordres voisins à l'aide de cette formule (1).

L'abscisse du point pour lequel $J = \frac{1}{2}$ est en unités angulaires (échelle de phases en radians) donnée par

$$j^2 = \frac{1}{a} \quad j = \frac{1-f}{\sqrt{f}}$$

c'est ce que nous appellerons la demi-largeur de la frange.

Nous poserons : $q = 4\pi e x p$ $\mu = 4\pi e - 2n\pi$

$$y = \frac{\gamma}{q} \quad \varepsilon = \frac{j}{q} \quad \alpha = \frac{\mu}{q}$$

On aura alors :

$$\gamma = \mu + 4\pi e \eta \quad y = \alpha + \frac{4\pi e \eta}{q} = \alpha + \frac{\eta}{p}$$

La distribution de la raie s'écrira :

$$J_1 = e^{-\frac{(y-\alpha)^2}{\varepsilon^2}}$$

La distribution dans la frange monochromatique

$$J_2 = \frac{1}{1 + \frac{y^2}{\varepsilon^2}}$$

L'intensité résultante sera pour chaque valeur de e (donc de μ et de α) :

$$P(\alpha, \varepsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{(y-\alpha)^2}{\varepsilon^2}}}{1 + \frac{y^2}{\varepsilon^2}} dy$$

(1) Roig - C R , 1942 - tome 215 page 463.

Pour un maximum, $\alpha = 0$; si nous prenons pour unité l'intensité du maximum, la distribution lumineuse observée sera finalement :

$$J = \frac{P(\alpha, \epsilon)}{P(0, \epsilon)}$$

Il est commode de lier le paramètre q , à la demi-largeur v de la raie mesurée en unités angulaires (échelle des phases).

$$e^{-\eta^2/p^2} = 1/2 \quad \frac{\eta^2}{p^2} = \log_e 2 \quad \eta = p \sqrt{\log_e 2}$$

Calculons la demi-largeur v mesurée en unités angulaires

$$\varphi = \frac{4\pi e}{\lambda} = 4\pi v e$$

$$v = \Delta\varphi = 4\pi e \Delta v = 2\pi e \eta = 4\pi e p \sqrt{\log_e 2} = q \sqrt{\log_e 2}$$

$$v = q \sqrt{\log_e 2}$$

$$\text{calcul de } j = \frac{P(\alpha, \epsilon)}{P(0, \epsilon)}$$

Born (loc. cit) a donné des tables de la fonction

$$\varphi(x, \beta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{(x-z)}{\beta}}}{1+z^2} dz$$

Posons $z = \frac{y}{\epsilon}$

$$\varphi(x, \beta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\beta\epsilon} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{x}{\beta} - \frac{y}{\beta\epsilon}\right)}}{1 + \frac{y^2}{\epsilon^2}} dy$$

Posons $\beta\epsilon = 1$ $\frac{x}{\beta} = \alpha$

ou :

$$\beta = \frac{1}{\epsilon} = \frac{q}{d} \quad x = \frac{\alpha}{\epsilon} = \frac{q}{d} \times \frac{\mu}{q} = \frac{\mu}{d}$$

On a alors :

$$P(x, \varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Psi\left(\frac{\mu}{j}, \frac{q}{j}\right) \quad \mu = 4\pi e - 2n\pi$$

Quand l'épaisseur e des lames varie, l'intensité au centre des anneaux devient :

$$J(e) = \frac{\Psi\left(\frac{\mu}{j}, \frac{q}{j}\right)}{\Psi\left(0, \frac{q}{j}\right)}$$

Born donne pour Ψ les valeurs :

x	$\frac{1}{1+x^2}$	$\Psi(x, 2)$	$\Psi(x, 1)$	$\Psi(x, \frac{1}{2})$	$\Psi(x, \frac{1}{10})$
0,0	1,000	0,545	0,758	0,910	0,995
0,2	0,962	0,542	0,749	0,890	0,958
0,4	0,862	0,534	0,714	0,835	0,861
0,6	0,735	0,518	0,663	0,751	0,735
0,8	0,610	0,497	0,606	0,632	0,610
1,0	0,500	0,473	0,532	0,525	0,501
1,2	0,410	0,444	0,461	0,434	0,411
1,4	0,338	0,410	0,405	0,356	0,339
1,6	0,281	0,374	0,346	0,301	0,282
1,8	0,236	0,342	0,292	0,251	0,237
2,0	0,200	0,308	0,254	0,212	0,201
2,2	0,171	0,286	0,212	0,179	0,171
2,4	0,148	0,255	0,180	0,156	0,148
2,6	0,129	0,228	0,155	0,134	0,129
2,8	0,113	0,201	0,138	0,117	0,113
3,0	0,100	0,180	0,117	0,103	0,100
3,2	0,089	0,162	0,101	0,092	0,089
3,4	0,080	0,149	0,090	0,082	0,080
3,6	0,072	0,140	0,080	0,074	0,072
3,8	0,065	0,133	0,072	0,066	0,065
4,0	0,059	0,127	0,065	0,060	0,059

Largeur résultante des franges :

Si l'on superpose la largeur propre des anneaux (j) et la largeur propre de la raie (v), on obtient pour la distribution lumineuse résultante, une frange dont la demi-largeur sera v' .

Minkowski et Bruck ont donné un diaphragme qui représente $\frac{v}{v'}$ en fonction de $\frac{j}{v'}$

j se calcule facilement à partir du pouvoir réflecteur; v' se mesure sur les enregistrements; le graphique donne v . (graphique III bis).

Au voisinage de $\frac{j}{v'} = 1$, on peut écrire :

$$v'^2 = j^2 + 2,15 v^2$$

Au voisinage de $\frac{j}{v'} = 0$

$$v' = v + 0,54 j.$$

Influence de la largeur de la raie sur le contraste des franges

Nous supposons que $2v$ et $2j$ sont petits par rapport à l'interfrange (v et $j \ll \pi$).

Dans ces conditions l'éclairement au voisinage d'un minimum varie lentement et le contraste des franges est surtout modifié par la variation de l'ordonnée en un maximum.

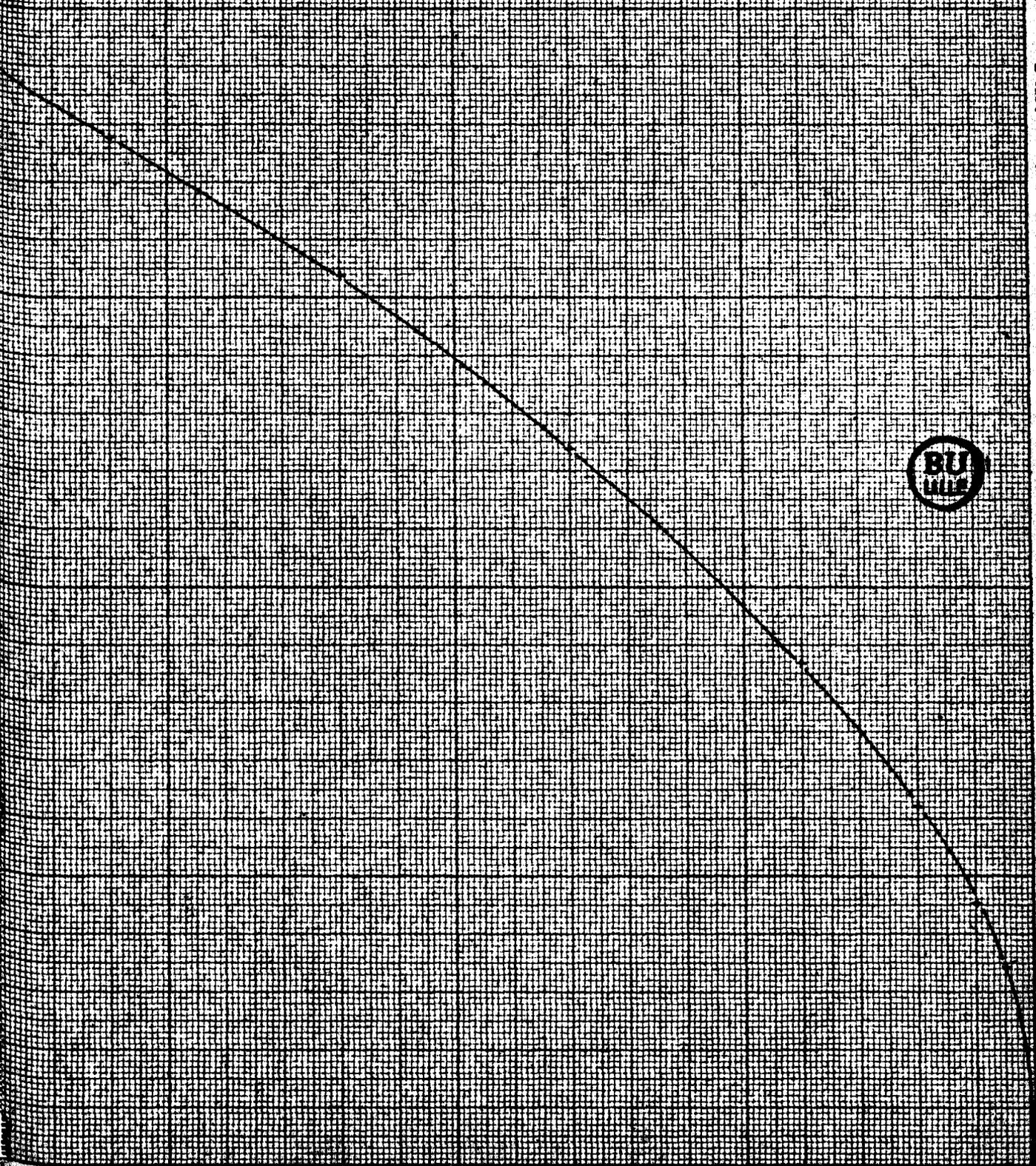
L'éclairement du maximum sera multiplié par le facteur :

$$R = \frac{\psi(0, \frac{q}{j})}{\psi(0, 0)}$$

Ce même facteur k multipliera le contraste théorique.

Nous allons calculer les valeurs de $\frac{v'}{j}$ en fonction de $\frac{v}{j}$.
 $\frac{v}{j}$ est le coefficient angulaire d'une droite, passant par l'origine et qui coupe la courbe de Minkowski au point d'abscisse

J largeur imposée par l'argenture
v largeur de la rate
v largeur de la flange

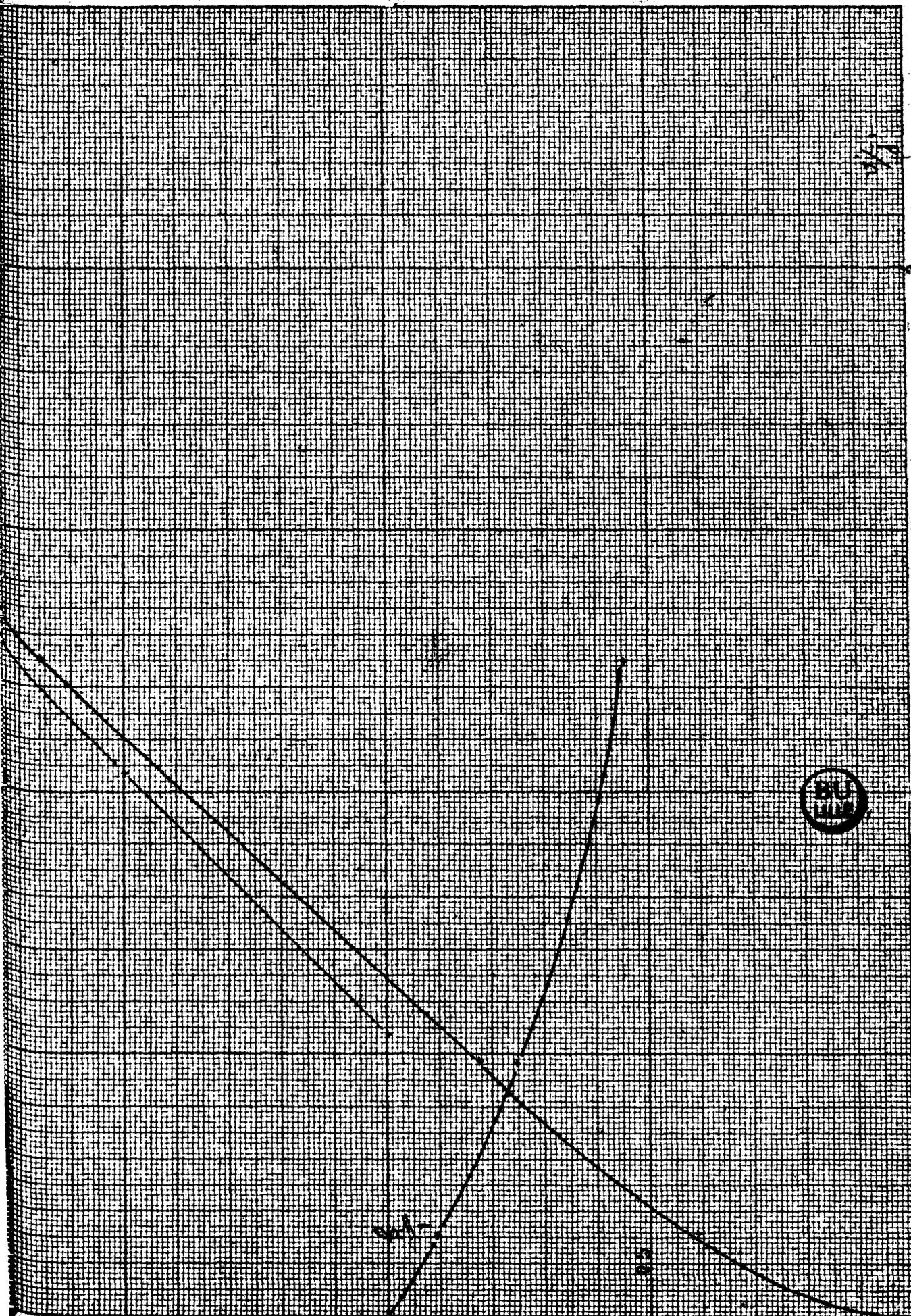


j/v' . Nous calculerons également k en fonction v'/j .

Nous avons $\frac{v}{j} = \frac{q}{j} \sqrt{\rho_0 g e^2} = \frac{0,839}{j}$

β	0	0,1	0,5	1	2
$\frac{v}{j}$	0	0,083	0,415	0,83	1,66
$\frac{v'}{j}$	1	1,007	1,15	1,49	2,25
k	1	0,995	0,910	0,758	0,545

Les résultats sont portés sur le diagramme III₃.



1/2

3

III

2



1

2

0

CHAPITRE IV

PROGRAMME DES MESURES

Nous nous sommes proposés :

- 1) de comparer la répartition lumineuse dans les franges données par les lames parallèles de l'interféromètre, à la répartition théorique, et de rechercher comment il était possible de se rapprocher de l'optique parfaite.
- 2) Les anneaux étant déréglés d'une quantité connue, d'étudier les modifications dans la répartition de l'intensité lumineuse; en particulier d'essayer d'obtenir une indicatrice rectangulaire et de comparer les résultats des mesures et du calcul.

Notre but était surtout de réaliser un premier montage et de dégrossir les problèmes en vue d'un montage définitif. Nous nous sommes attachés à étudier diverses méthodes de mesure beaucoup plus qu'à rechercher leur application détaillée à un problème particulier. En conséquence nous avons choisi les conditions de travail les plus commodes.

Source lumineuse :

Le courant de cellule attaquait directement le millivolt mètre enregistreur; le montage définitif comportera un transformateur d'impédance et un refroidissement de la cellule par l'air liquide. Dans nos mesures nous devons employer une

source lumineuse assez intense (lampe spectrale au cadmium Philips).

Il y aura évidemment intérêt à la remplacer par une lampe de Schüller refroidie à l'air liquide, ou une lampe à mercure I98.

Séparateur de radiations :

Toujours pour obtenir une grande intensité lumineuse, nous n'avons pas utilisé un monochromateur mais des écrans de gélatine colorée Guilleminot qui permettent un bon isolement de la raie rouge et de la raie verte du cadmium.

Largeur des raies :

Nous avons étudié rapidement la largeur des raies par la méthode de la disparition des anneaux.

La raie 6.438 Å est une raie simple, et ses anneaux disparaissent pour e : 69 millimètres, ce qui donne une largeur :

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2e} = \frac{0.644}{138 \times 10^3} \times 10^4 \times 0.644 \text{ Å} = \frac{3}{100} \text{ Å}$$

Malheureusement cette raie était trop faible et nous avons dû utiliser la raie verte qui est beaucoup moins intéressante. La raie 5.086 Å possède 3 composantes : + 100, 0, et - 200 x 10⁻³ cm⁻¹, avec les intensités théoriques respectives : 1-9-5.

100 x 10⁻³ cm⁻¹ correspondent à $\frac{2.6}{100} \text{ Å}$

Les anneaux disparaissent pour e : 23 mm, ce qui pour une raie monochromatique donnerait une largeur :

$$\Delta \lambda = \frac{26}{4.6} \times \frac{1}{100} = \frac{5.65}{100} \text{ Å}$$

Ils ne reparaissent pas pour des valeurs supérieures de e.

Pour ne pas être trop gênés par la largeur de la raie, nous avons travaillé à faible différence de marche : $e = 2$ mm, les cales maintenant les lames ne permettant pas de les rapprocher davantage.

La largeur de $\frac{5,65}{100} \text{ \AA}$ représente alors les $\frac{8,7}{100}$ du domaine spectral.

Compte tenu de l'empiètement des 3 composantes dont la largeur individuelle doit être comparable à celle de la raie rouge, nous assimilerons dans la discussion des résultats, la raie à une raie monochromatique de largeur $\frac{5,65}{100} \text{ \AA}$; cette approximation nous donnera au moins un ordre de grandeur.

I - Etude des anneaux réglés

- Mode opératoire.

Les anneaux étant parfaitement réglés, nous chauffons la cloche et suivons les déplacements de l'index du potentiomètre enregistreur.

Nous obtenons sur l'enregistrement une suite de maxima et minima dont les valeurs I_M et I_m sont proportionnelles à l'intensité lumineuse des anneaux. Le courant d'obscurité de la cellule n'est jamais nul et il est nécessaire de le connaître pour déterminer I_M et I_m . Pour cela nous cachons quelques instants le faisceau lumineux

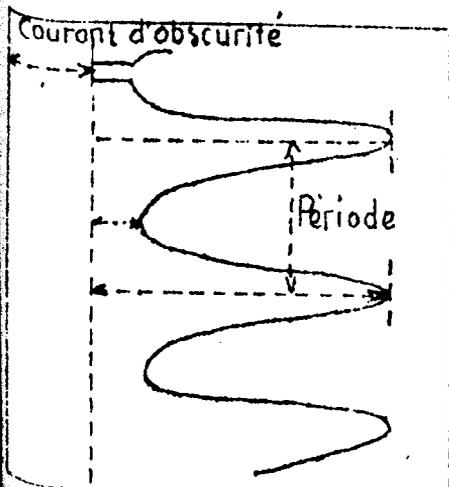
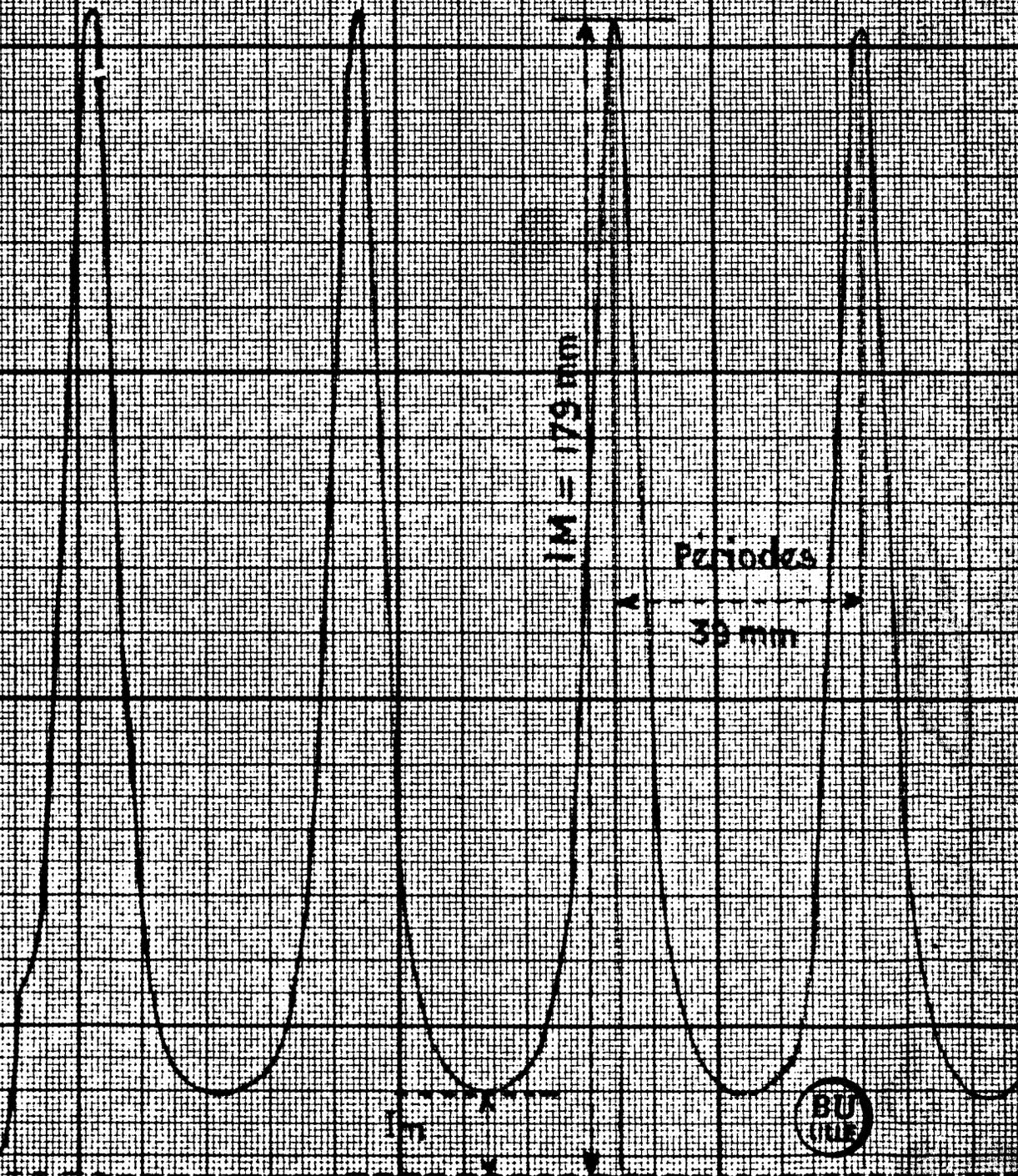


Fig.(9)

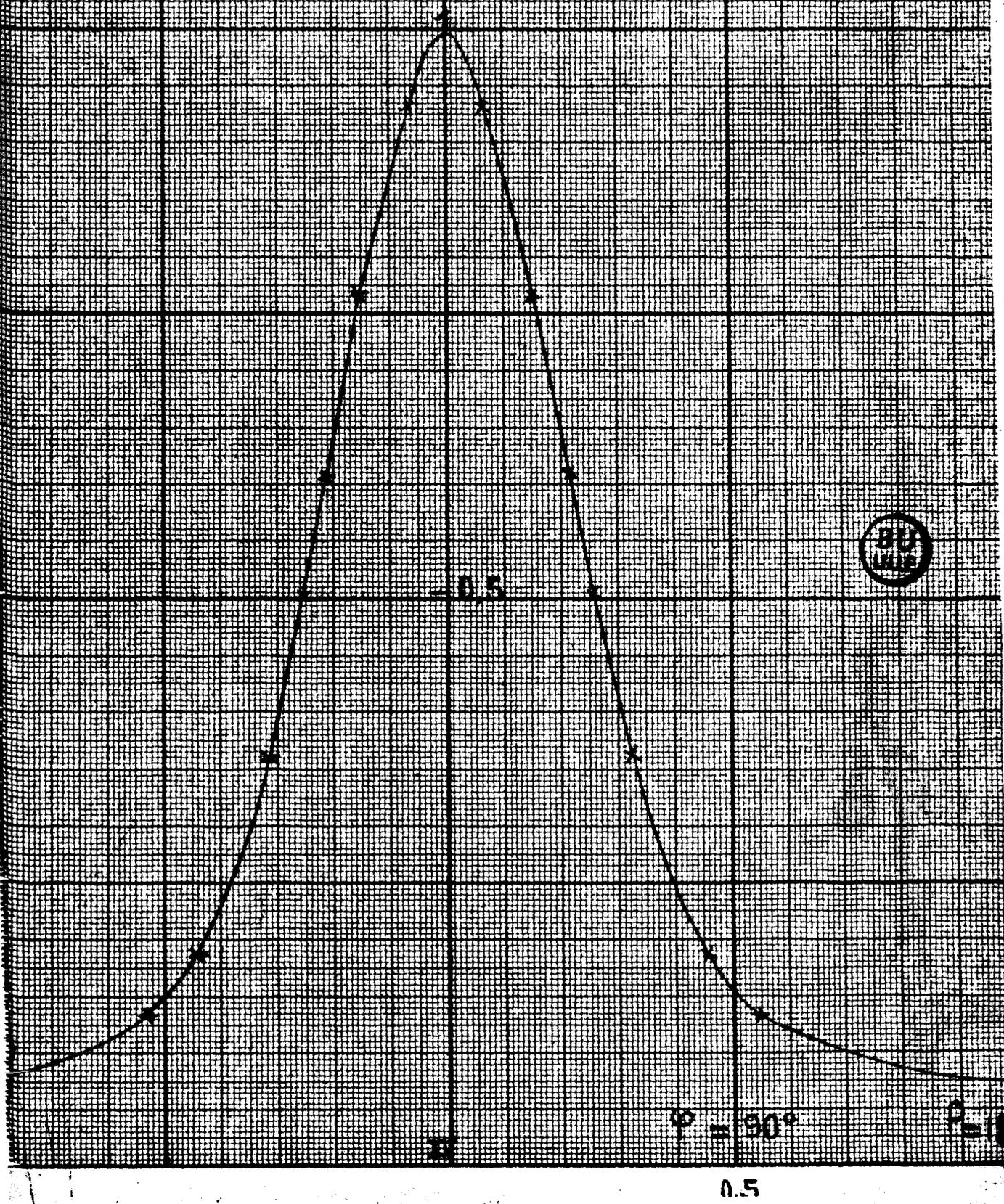
Reproduction de l'enregistrement 1

(partie terminale correspondant à la fin de la derive rectiligne)



Annexe 1

Stabilité en latitude en fonction de la différence de marche



avant son entrée dans l'interféromètre. La position de l'index donne la valeur du courant d'obscurité et l'origine des intensités.

De légères variations de I_M , pendant l'enregistrement indiquent/le réglage des anneaux se modifie.

Exemples :

- Enregistrement M

{ 1er anneau : $I_M = 14,1$ cm
{ 6° anneau : $I_M = 12,6$ cm

Pendant le chauffage les anneaux se sont légèrement réglés, ce qui donne une variation d'intensité de $\frac{I}{10}$

- Enregistrement N

{ 1er anneau : $I_M = 17,7$ cm
{ 8° anneau = $I_M = 18,2$ cm

Pendant le chauffage le réglage des anneaux s'est amélioré, ce qui donne une variation d'intensité de $\frac{I}{30}$.

Dans le premier cas nous étudions la distribution lumineuse du premier anneau dont la dérive soit rectiligne (L'étude de la dérive a été exposée précédemment).

Dans le deuxième cas, nous étudions celle de l'anneau qui tout en gardant une dérive rectiligne corresponde au plus grand déplacement de l'index au maximum.

- Etude de la distribution lumineuse.

Rappelons quelques notions théoriques. La valeur de l'intensité lumineuse rapportée à celle d'un maximum est donnée par :

$$I = \frac{1 + \rho^2 - 2\rho}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos \varphi}$$

Le contraste est lié au pouvoir réflecteur par la relation :

$$C = \frac{I_M}{I_m} = \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2$$

La finesse des anneaux est caractérisée par la valeur θ de la phase qui correspond à l'intensité $\frac{I_M}{2}$, nous avons la relation:

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{1 - \rho}{2\sqrt{\rho}}$$

L'étude de la courbe enregistrée nous permet donc de calculer le pouvoir réflecteur de deux façons :

à partir du contraste soit f_c , et à partir de la finesse soit f_θ

Pour faciliter l'étude des divers enregistrements, nous avons, pour chacun, tracé point par point une courbe homothétique de la courbe enregistrée en prenant pour unité d'ordonnée l'intensité maximum, et pour unité en abscisses la période des anneaux, c'est-à-dire l'interfrange.

La figure 10 donne une reproduction de l'enregistrement N. Le graphique IV montre la courbe homothétique obtenue en divisant pour chaque point de la courbe la largeur par 3,9 mm. et l'ordonnée par 173 mm.

- Comparaison entre les mesures et les formules théoriques

Le pouvoir réflecteur des lames, pour la radiation 5.086 \AA du cadmium, mesuré directement au spectro photomètre est de 78 % - Nous avons calculé la répartition lumineuse théorique correspon-

dante (graphique V).

A partir de la répartition lumineuse donnée par l'enregistrement C (graphique V) nous avons calculé :

- le contraste : $C = 28,2$
- la finesse : $= 26^{\circ}30'$

- le pouvoir réflecteur : $f_c = 0,68$
calculé à partir du contraste.

- Le pouvoir réflecteur : $f_\theta = 0,63$
calculé à partir de la finesse.

Puis nous avons calculé la répartition lumineuse théorique correspondant à f_c et f_θ (Graphique V).

La courbe enregistrée s'écarte sensiblement de la courbe théorique déterminée à partir du pouvoir réflecteur réel des lames.

On note un écart entre f_c et f_θ , le pouvoir réflecteur calculé à partir du contraste étant supérieur au pouvoir réflecteur calculé à partir de la finesse.

Evidemment la courbe théorique calculée à partir de f_c donne une meilleure représentation au voisinage d'un minimum et, à partir de f_θ , au voisinage d'un maximum. Résultats analogues à ceux de Roig, Thèse page 80, Paris 1937. Peut-être la perturbation du minimum est-elle due à l'influence d'un fond continu parasite provenant d'autres ordres. On pourrait, dans ce cas, obtenir une meilleure approximation/un paramètre "a" tel que :

$$I = a + \frac{1}{1 - 2f \cos \varphi + f^2}$$

Le calcul étant fait avec f mesuré directement, et sur le meilleur enregistrement.

Nous avons :

$$v' = 0,150$$

$$j = \frac{1-0,78}{\sqrt{0,78}} \times \frac{1}{\pi} = 0,080$$

(v' et j désignent ici les largeurs en interfranges)

$$\frac{v'}{j} = \frac{0,150}{0,080} = 1,88$$

Le graphique III₃ donne alors $\frac{v}{j} = 1,26$ $v = 0,100$ interfrange

Le domaine spectral, puisque $e = 2$ mm, est :

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2e} = \frac{0,509^2}{2 \times 2 \times 10^{-3}} \times 10^4 \text{ \AA} = 0,65 \text{ \AA}$$

On en déduirait $v = 0,065 \text{ \AA}$

Une mesure directe par disparition d'anneau donne : $0,0565 \text{ \AA}$

La concordance des résultats est satisfaisante si l'on admet pour les lames, quelques défauts résiduels de planéité; de plus la raie n'a pas une distribution rigoureusement assimilable à un élargissement Doppler. Enfin la distance des lames n'a été déterminée qu'à $0,2$ mm près.

Faisons le calcul en sens inverse à partir de $v = 0,0565 \text{ \AA}$

$$v = 0,087 \text{ interfrange} : \frac{v}{j} = 1,08 \quad \frac{v'}{j} = 1,72$$

$$v' = 1,72 \times 0,080 = 0,138 ; \text{ la mesure donne : } 0,150.$$

Au point de vue contraste nous devrions théoriquement avoir :

$$C = \left(\frac{1,78}{0,22} \right)^2 = 65$$

$$\text{Le facteur } k \text{ est pour } \frac{v'}{j} = 1,88 \quad k = 0,63$$

Ce qui donnerait $C = 41$; la mesure donne 28 , c'est-à-dire seulement le $0,68$ de la valeur calculée ($k = 0,43$).

Vraisemblablement la forme de la raie diffère de la distribution Doppler et possède un maximum plus écrasé; le maximum des anneaux pour une raie monochromatique est très aigu; il est particulièrement sensible à la forme d'une raie élargie.

Rôle des diaphragmes

Nous avons effectué divers enregistrements en essayant d'améliorer les conditions expérimentales par l'introduction de diaphragmes circulaires sur la surface des lames.

Le dispositif optique exposé précédemment, permet d'agir sur le diaphragme de l'extérieur de la cloche, au cours du chauffage.

Les lames diaphragmées présentent alors des défauts de planéité moins gênants.

Pour chaque enregistrement nous avons noté la valeur du diamètre du diaphragme : d , le contraste C , le pouvoir réflecteur calculé à partir du contraste f_c , la finesse θ , le pouvoir réflecteur calculé à partir de la finesse f_θ .

Nous avons consigné ces résultats sur le graphique VI et dans le tableau suivant :

d_{mm}	C	θ	f_c	f_θ
10	14,3	46°	0,58	0,46
3,5	16,2	32°	0,60	0,56
1,7	16,7	30°	0,61	0,59
courbe théorique	37	18°	0,72	0,72

L'emploi d'un diaphragme assez ouvert ne modifie guère le contraste des anneaux mais affecte plus énergiquement la largeur de la frange.

Le pouvoir réflecteur expérimental reste très inférieur au pouvoir théorique.

Le pouvoir réflecteur f_{θ} calculé à partir de la finesse reste inférieur au pouvoir réflecteur f_c calculé à partir du contraste, mais la différence $(f_c - f_{\theta})$ diminue.

Les expériences ne sont pas assez nombreuses pour permettre de généraliser, mais il semble qu'en diaphragmant la surface des lames on tende vers les conditions idéales : optique parfaite, raie monochromatique, lames rigoureusement parallèles.

Rôle de la largeur de la raie

Si nous nous plaçons dans les meilleures conditions ($d = 1,7$ mm)

$$j = 0,100$$

$$\frac{v'}{j} = \frac{30}{18} = 1,67$$

$$\frac{v}{j} = 1,03$$

$$v = 0,103 \quad \Delta\lambda = 0,067 \lambda \quad \text{c'est-à-dire sensiblement}$$

le même résultat que précédemment.

$$C = 37 \quad k = 0,69 \quad C' = 25,5 \quad C \text{ mesuré} = 16,7$$

$$k \text{ mesuré} : 0,450 \quad \frac{C \text{ mesuré}}{C \text{ calculé}} = 0,66$$

Le fait que C dépende assez peu du diaphragme pour $d \leq 4$ mm, indique que les écarts ne sont pas dus dans ces conditions à des défauts de planéité, mais plus vraisemblablement à la répartition spectrale dans la raie utilisée.

CHAPITRE V

ETUDE DES ANNEAUX DEREGLES

Les anneaux étant légèrement dérégles nous avons cherché à déterminer l'angle des lames correspondant.

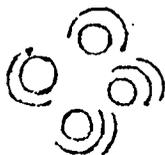
Détermination de l'angle des lames

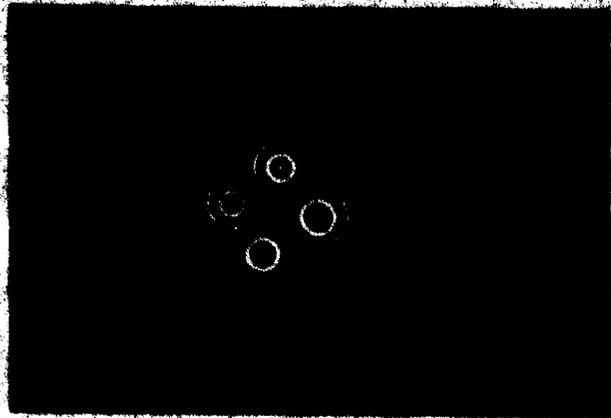
- Montage

Nous photographions les anneaux à l'infini en mettant entre la lentille L_2 située après la cloche, et l'objectif de l'appareil photographique une lentille divergente de façon à confondre le plan focal du système centré convergent ainsi réalisé et la plaque photographique (fig.II).

Cet artifice permet de ne pas dérégler L_2 et d'avoir un diamètre raisonnable pour l'image des anneaux.

Sur les lames est projetée l'image d'un diaphragme D_1 percé de 4 orifices disposés au sommet d'un carré. Un disque placé devant le diaphragme permet d'obturer 3 orifices sur 4, et d'éclairer successivement les lames en 4 points : 1, 2, 3, 4.





19 4/4

Nous avons cherché à faire quatre photos successives sur la même plaque correspondant chacune aux 4 positions possibles du diaphragme.

Mais la position du centre des anneaux sur la plaque ne dépend pas de la région éclairée des lames.

Pour séparer les images sur la plaque, nous avons interposé un prisme de petit angle entre la lentille divergente et la lentille L_2 . Avant chaque photo, nous tournons le prisme de 90° dans son plan, de telle sorte que les 4 positions du diaphragme donnent 4 figures d'anneaux sur la plaque photographique.

Nous avons utilisé des plaques Gevachromes orthochromatiques en posant 1 m I5s pour chaque photographie.

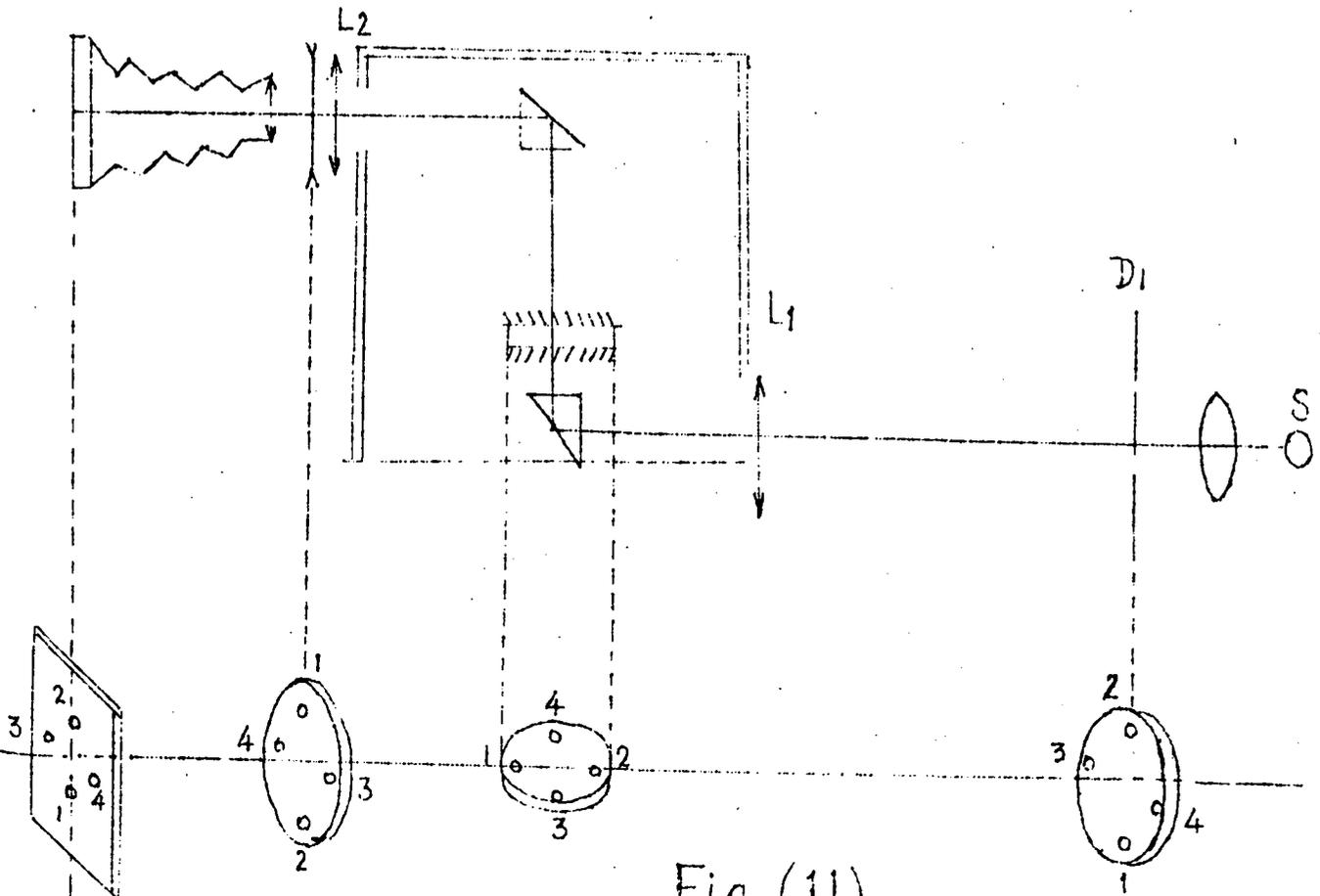


Fig. (11)

Détermination de l'ordre d'interférence en 4 points des lames

Sur la plaque nous avons 4 systèmes d'anneaux, chacun correspondant à une région donnée de la lame. Nous mesurons les rayons au comparateur Huet, et portons en abscisse le carré des rayons successifs, et en ordonnée la suite des nombres entiers affectés du signe négatif, car l'ordre d'interférence des anneaux décroît du centre vers la périphérie. L'ordonnée, à l'origine, donne l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence au centre des anneaux (diagramme VII et VIII). Nous déterminons ainsi 4 valeurs k_1, k_2, k_3, k_4 correspondant aux régions, 1, 2, 3, 4, des lames.

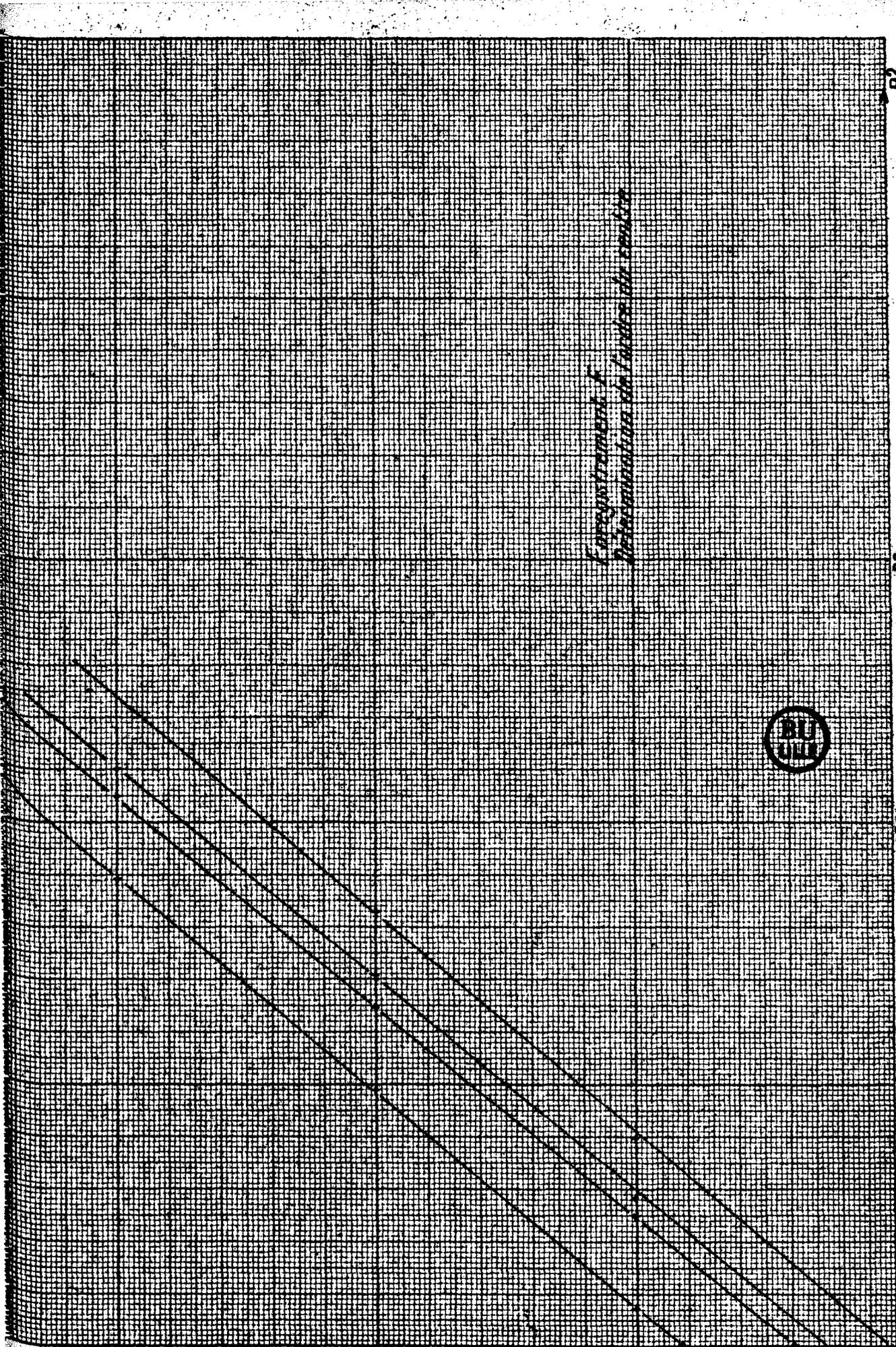
Détermination de l'angle des lames

Nous avons mis un écran vert sur le trajet du faisceau lumineux. Seule traverse l'interféromètre la lumière verte du cadmium de 5086 \AA .

Si en deux points des lames il défile une frange, les ordres d'interférence diffèrent de 1, et l'écart des lames en ces points diffère de $\frac{5086}{2} \text{ \AA}$.

Des valeurs de k_1, k_2, k_3, k_4 il est donc facile de déduire la cote des régions (1) (2) (3) (4) de la lame supérieure par rapport à un plan arbitrairement choisi, mais parallèle à la lame inférieure. Les cotes permettent de déterminer la ligne de plus grande pente, d'où l'angle des lames.

On peut vérifier rapidement par une observation visuelle les valeurs entières des paramètres k ; k est généralement inférieur à 1 en valeur absolue.



Forequivalent F
 Determination of the value of the

R2

30

20

10

-3

-2

-1

R0

R1

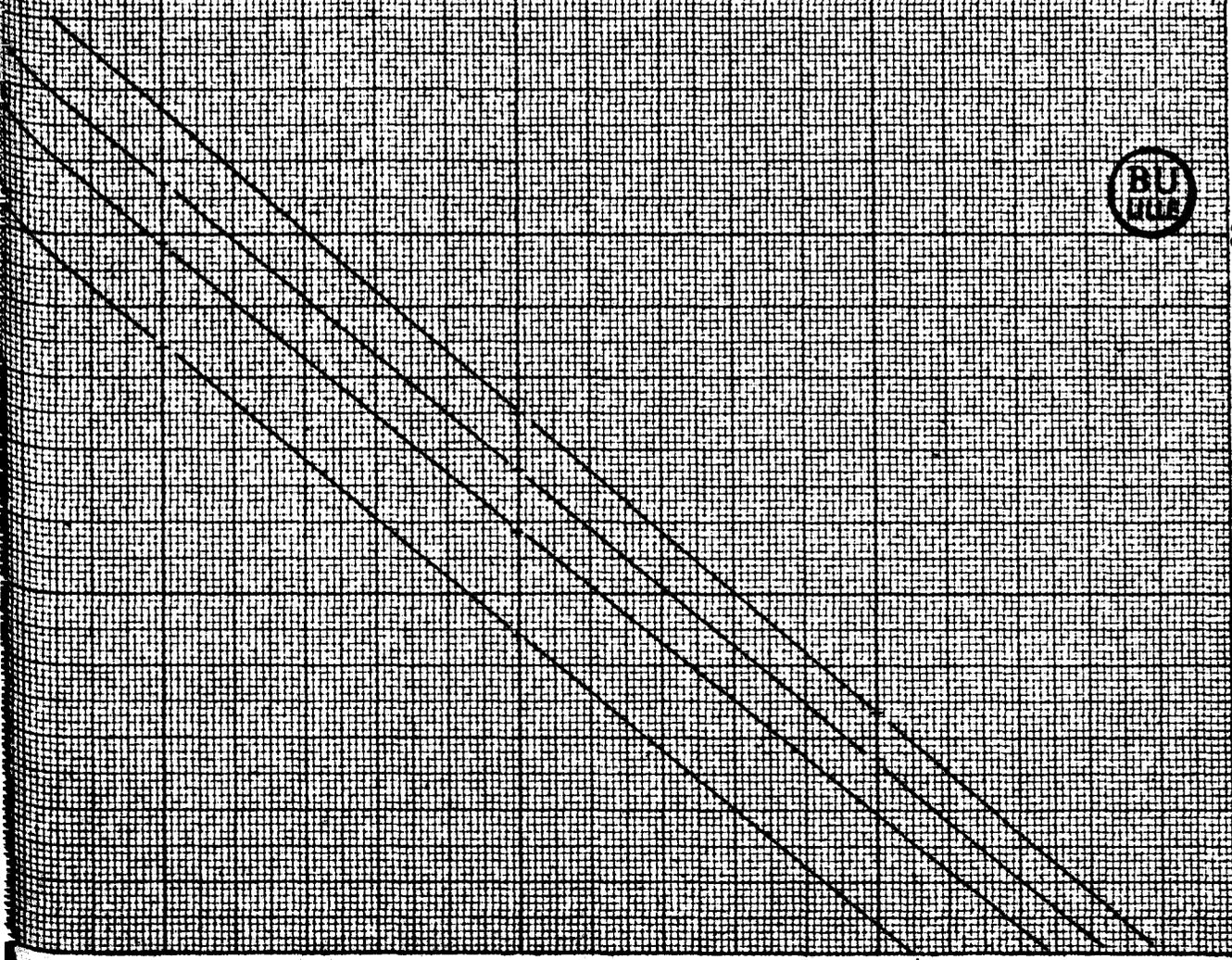
R2

R3



VII

Enregistrement E_1
Détermination de l'ordre au centre



R^2

40

30

20

10

VII



5

2

r_4

r_1

r_2

r_3

Mesures

Nous avons étudié si le réglage se conserve au cours du temps.

Les photos E et E₁ prises à une heure d'intervalle donnent les résultats suivants : (graphique VII et VIII)

E	Position 1		Position 2		Position 3		Position 4	
	R	R ²						
- 1	2.23	4.97	2.39	5.71	2.83	8.00	1.40	1.54
- 2	3.59	12.90	3.76	14.20	4.07	16.60	3.13	9.80
- 3	4.58	21.00	4.70	22.00			4.22	17.82
- 4	5.35	28.62					5.08	25.82
∅	k ₁ = - 0,38		k ₂ = - 0,26		k ₃ = 0		k ₄ = - 0,82	
E ₁	Position 1		Position 2		Position 3		Position 4	
	R	R ²						
- 1	3.42	11.70	2.28	5.20	2.60	6.76	2.97	8.83
- 2	4.45	19.78	3.67	13.40	3.87	15.00	4.10	16.85
- 3	5.23	27.40	4.63	21.40			5.00	25
- 4							5.75	33.2
∅	k ₁ = - 0,5		k ₂ = - 0,35		k ₃ = - 0,20		k ₄ = - 0,90	

En comparant les valeurs de k nous avons :

$$\Delta k_1 = - 0,38 + 0,50 = 0,12$$

$$\Delta k_2 = - 0,26 + 0,35 = 0,09$$

$$\Delta k_3 = + 0,20$$

$$\Delta k_4 = - 0,82 + 0,90 = 0,08$$

Les lames ne se sont pas rigoureusement déplacées parallèlement à elles-mêmes. En une heure, sans chauffer la cloche, l'angle des lames s'est modifié.

Toutefois la méthode ne sera absolument concluante que si les 4 figures d'interférence sont enregistrées simultanément.

Nous avons ensuite comparé l'angle des lames avant le chauffage de la cloche, et après le refroidissement.

Les photos F_1 et F_2 prises à 1 heure 15 minutes d'intervalles donnent :

Position 1	Position 2	Position 3	Position 4
F_1 $k_1 = -0,65$	$k_2 = - 0,30$	$k_3 = - 0,65$	$k_4 = - 0,52$
F_2 $k_1 = -0,74$	$k_2 = - 0,20$	$k_3 = - 0,55$	$k_4 = - 0,36$

La comparaison des valeurs de k nous donne :

$$\Delta k_1 = -0,65 + 0,74 = 0,09$$

$$\Delta k_2 = -0,30 + 0,20 = - 0,10$$

$$\Delta k_3 = -0,65 + 0,55 = - 0,10$$

$$\Delta k_4 = -0,52 + 0,36 = - 0,16$$

L'angle des lames se modifie au cours du chauffage. Il y a intérêt à faire une détermination d'angle avant le chauffage et à étudier sur l'enregistrement les caractéristiques du premier

anneau correspondant à une dérive thermique linéaire.

Cette méthode donne la valeur des cotes à un multiple près de la demi-longueur d'onde : il est donc nécessaire de regarder approximativement, avant de photographier les anneaux, de combien de franges les anneaux sont dérégés.

Sur la pupille de sortie de la lame, il apparaît un anneau en déplaçant l'oeil de 1 vers 2 (fig.11).

Il apparaît une dilatation de moins d'une frange en déplaçant l'oeil de 3 vers 4.

Nous en déduisons :

$$k_2 > k_1$$

$$k_4 > k_3$$

Les centres des 4 diaphragmes sont situés au sommet d'un carré dont la diagonale de 9 mm est environ le tiers du diamètre de la surface de la pupille de sortie des lames.

Nous en déduisons finalement :

$$k_2 - k_1 < 1$$

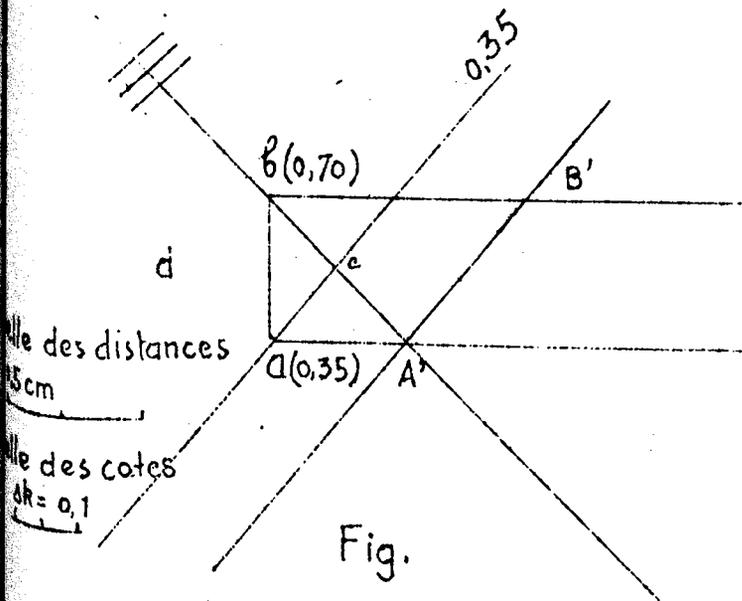
$$k_3 - k_4 < 1$$

Calculons l'angle correspondant à F_1 ; les valeurs de k étant :

$$k_1 = -0,65; k_2 = -0,30; k_3 = -0,65; k_4 = -0,52.$$

Appelons A B C D les centres des régions 1,2,3,4 de la lame supérieure. Soient a, b, c, d, leurs projections sur le plan de cote nulle.

L'angle des lames étant très petit nous pouvons considérer que a, b, c, d se trouvent au sommet d'un carré de diagonale 9 mm.



Nous rabattons sur le plan de côte nulle, le plan qui lui est perpendiculaire et qui contient A B.

Nous déterminons ainsi une droite A'B' sur laquelle il est facile de déterminer le point de la droite A B ayant la

même cote que C (Dans le cas présent : A).

La droite a c représente la trace d'une horizontale du plan de la lame supérieure.

La droite b c, donc ici, représente la trace de la ligne de plus grande pente.

La différence de côte de B et C est :

$$\Delta h = \frac{5086}{2} \times 10^{-7} \times [0,70 - 0,35] = 890 \cdot 10^{-7} \text{ mm}$$

(Pour plus de facilité nous avons donné aux cotes des valeurs positives.)

La distance entre b et c est 6 mm.

L'angle des lames est donc :

$$\alpha = \frac{890 \times 10^{-7}}{6} = 148 \times 10^{-7} \text{ radians} \approx 3''$$

La même mesure effectuée avec les cotes de B D A donne :

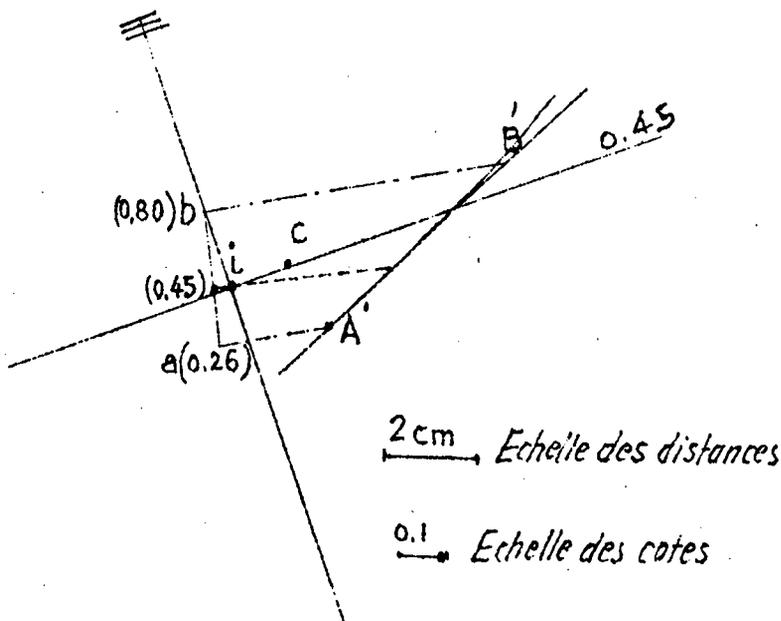
$$\alpha = 98 \cdot 10^{-7} \text{ radians}$$

ceci est dû au fait soit que les lames ne soient pas parfaitement

planes, soit que les photos des quatre systèmes d'anneaux ne soient pas simultanées.

Calculons l'angle correspondant à F_2 , les valeurs de k étant :

$$k_1 = - 0,74; k_2 = - 0,20; k_3 = - 0,55; k_4 = - 0,36.$$



La ligne de plus grande pente coupe en "c" l'horizontale de cote 0,45.

Différence de cote entre B et I :

$$\Delta h = 2.543 \cdot 10^{-7} \times 0.35 = 890 \cdot 10^{-7} \text{ mm.}$$

Distance entre b et c : 5,5 mm.

Angle des lames :

$$\alpha = \frac{890 \cdot 10^{-7}}{5,5} = 161 \cdot 10^{-7} \text{ radians} \approx 3''.$$

La même mesure effectuée avec A D B donne : $180 \cdot 10^{-7}$ radians.

La méthode est très approximative. Pour plus de précision il faudrait réaliser un dispositif permettant de photographier simultanément les quatre systèmes d'anneaux.

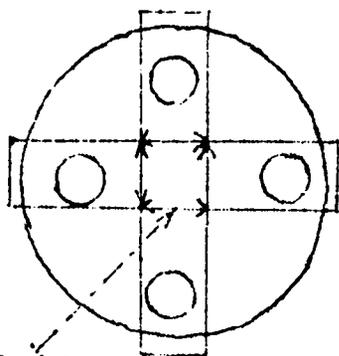
Peut-être pourrait-on placer après la lentille L_2 , une lentille L_3 plus convergente de façon à donner une image réelle des diaphragmes d_1, d_2, d_3, d_4 .

4 prismes seraient disposés dans le plan conjugué des lames par rapport à $L_2 L_3$, de façon que leurs arêtes soient parallèles deux à deux, et que chacun des prismes soit placé sur une

image de l'un des 4 diaphragmes.

A la suite des prismes on placerait une lentille L_4 qui donnerait sur la plaque photographique simultanément les 4 systèmes d'anneaux.

Après la photographie, il suffirait pour enregistrer la distribution lumineuse du centre des anneaux projetés sur le diaphragme D_2 situé dans le plan focal de L_2 , d'escamoter les 4 prismes, la lentille L_3 et l'appareil photographique.



tête du prisme

Plan conjugué des lames par rapport à $L_2 L_3$

Diaphragme circulaire :

Le graphique IX permet de comparer : la répartition lumineuse obtenue avec un diaphragme de 8,5 mm de diamètre projeté sur les lames parallèles, et la répartition théorique obtenue dans les mêmes conditions avec des lames faisant entre elles un angle de 4 secondes.

α	0	4"
C	15,3	6,0
f_c	0,58	0,42
θ	30°	84° 12'

Courbes expérimentales pour des lames faisant un angle de 4°
parallèles

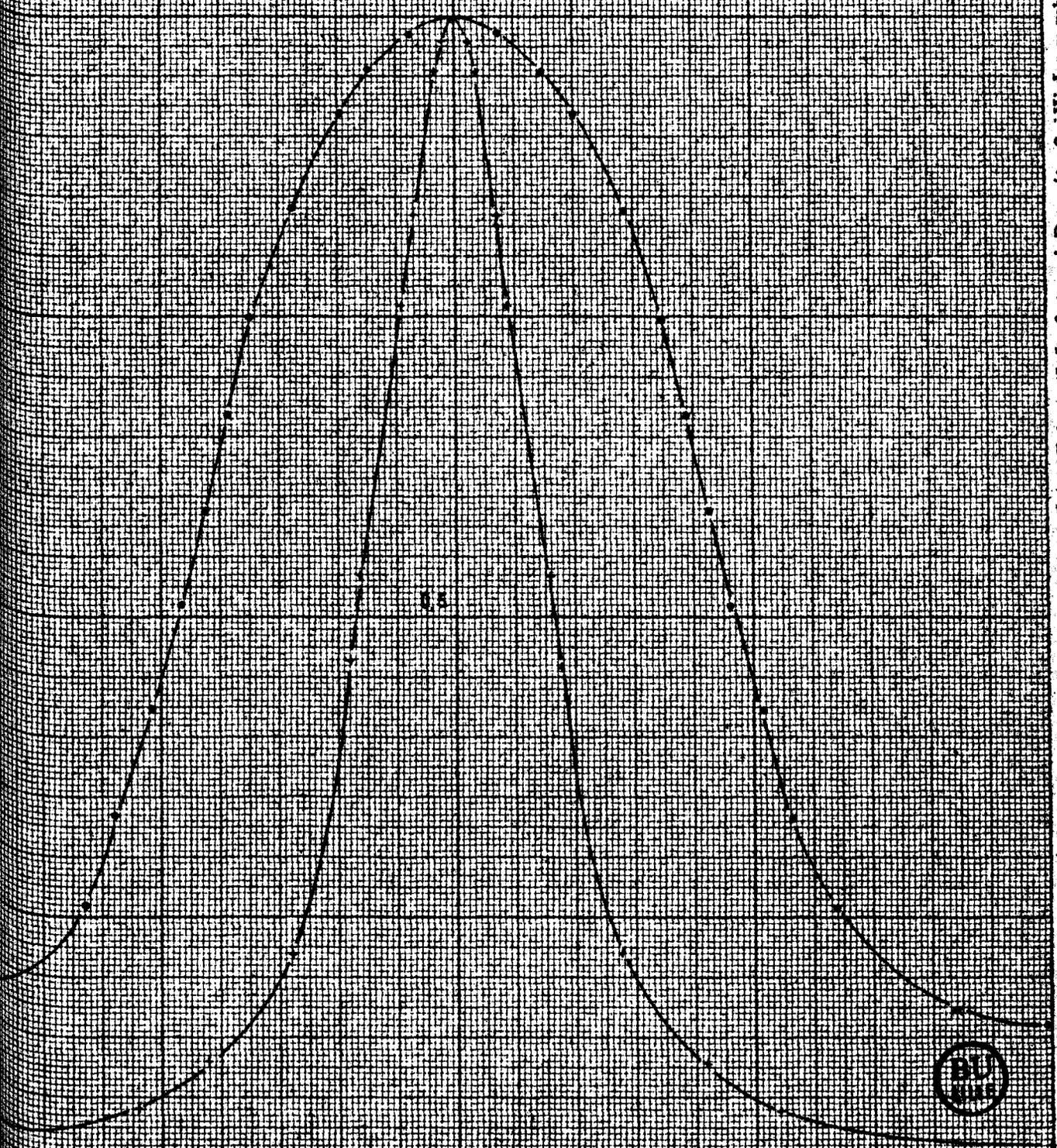


Tableau des courbes expérimentales pour des lames faisant un angle de 4° parallèles



On voit l'élargissement considérable des anneaux quand il y a, dans le réglage, une erreur de parallélisme.

Nous avons pris dans les deux cas l'intensité maximum comme unité; mais une erreur de parallélisme se traduit essentiellement par une chute du maximum.

Diaphragme rectangulaire :

- Mode opératoire.

Nous supprimons le diaphragme D_1 de façon à voir à travers le système [L_2 , lentille divergente] toute la surface utile des lames (figure II). Nous agissons sur le réglage, de sorte que les anneaux soient légèrement dérégés dans une direction horizontale, et que leur réglage se maintienne dans une direction verticale. Nous plaçons une fente horizontalement dans le plan qu'occupait le diaphragme D_1 et vérifions sur la pupille de sortie des lames que son grand côté se trouve parallèle à la ligne de plus grande pente de la lame, c'est-à-dire la direction [3,4] du schéma 11, ou encore la direction suivant laquelle les anneaux sont le plus dérégés.

Pour tracer l'indication de relief, il faut connaître la variation Δk de l'ordre d'interférence au centre des anneaux sur toute la longueur de la fente.

Nous remplaçons la fente par le diaphragme à 4 orifices décrit précédemment et déterminons k_3 et k_4 . Dans le cas présent les diaphragmes 3 et 4 sont distants sur les lames de 12 mm. La longueur sur les lames, de la fente, est 24 mm.

$$\Delta k = 2 \quad |k_4 - k_3|$$

Nous substituons la fente au diaphragme à 4 orifices, supprimons le système (objectif de l'appareil photographique, prisme, lentille divergente) et enregistrons.

- Résultats -

enregistrement	$k_3 - k_4$	k	C	f_c	θ
G_2	0	0	15,3	0,582	$30^\circ 12'$
K_2	0,07	0,14	12,1	0,550	$34^\circ 36'$
P_2	0,24	0,48	5,9	0,41	$59^\circ 30'$
N_2	0,33	0,66	2,69	0,24	140°

Contrairement aux autres enregistrements, l'enregistrement N_2 donne une distribution lumineuse dans la frange, fortement dissymétrique (graphique X).

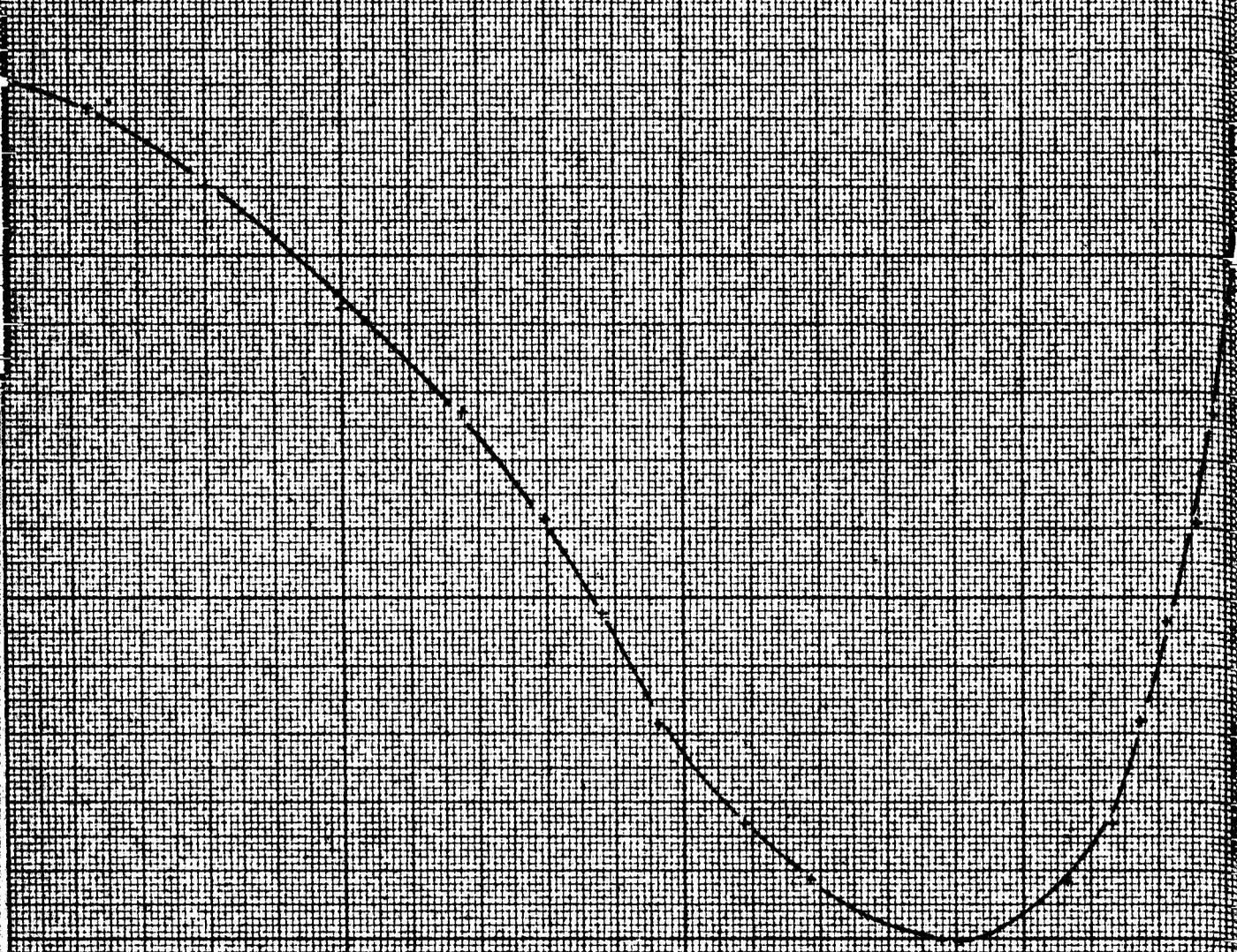
Le seul aspect de l'enregistrement montre que nous n'avons certainement pas réalisé une indicatrice rectangulaire mais plutôt une indicatrice en forme de triangle scalène.

Vraisemblablement nous n'avons pas obtenu un éclaircissement uniforme de la pupille; il faut d'autre part, tenir compte des défauts de planéité des lames qui se superposent aux aberrations dues à l'inclinaison mutuelle qui leur a été donnée. Enfin un défaut de mise au point peut également modifier l'indicatrice.

X

57

80



576

Dans ces conditions, la forme de l'indicatrice est certainement très différente de celle que nous pourrions déduire de la valeur de α et une comparaison des mesures et du calcul est illusoire. Nous pourrions tout au plus, comparer des ordres de grandeur.

Ces réserves étant faites, nous avons fait abstraction de la dissymétrie des anneaux en prenant pour chaque intensité I la largeur du palier correspondant; et en portant en ordonnées les valeurs de I et en abscisses les valeurs $\pm \frac{x}{2}$.

Nous avons obtenu les résultats consignés dans le tableau précédent, et dans le graphique XI.

Comparaison entre les mesures et le calcul

La courbe pour $\frac{2\varepsilon}{\lambda} = 0$ diffère notablement de la courbe théorique calculée à partir de $f = 0,72$. Cette différence est essentiellement due à la largeur de la raie.

Nous utiliserons de préférence le mode de calcul indiqué au chapitre II (cas d'une raie élargie).

Nous partirons de la courbe expérimentale pour $\frac{2\varepsilon}{\lambda} = 0$, soit $I(\varphi)$ et nous calculerons

$$I(\varphi_0) = \int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon} I(\varphi) du \quad \varphi = \varphi_0 + \frac{2\pi u}{\lambda}$$

il suffira de faire des intégrations graphiques ou, ce qui revient au même, des sommes portant sur les ordonnées de la courbe $I(\varphi)$ prises pour des abscisses équidistantes et suffisamment rapprochées.

Nous calculerons les valeurs de I (φ) pour les cas :

$$\frac{2\varepsilon}{\lambda} = 0,15 ; 0,50 ; 0,70$$

Les résultats obtenus sont les suivants :

	x		0	0,15	0,25	0,50	I
(0,14)	0,15	I = 1	0,710 (0,650)	0,405 (0,370)	0,184 (0,134)	0,081 (0,032)	
(0,48)	0,50	I = 1	1	0,950 (0,800)	0,595 (0,480)	0,195 (0,200)	
(0,66)	0,70	I = 1	1	0,990 (0,940)	0,900 (0,700)	0,298 (0,375)	

(courbes XI)

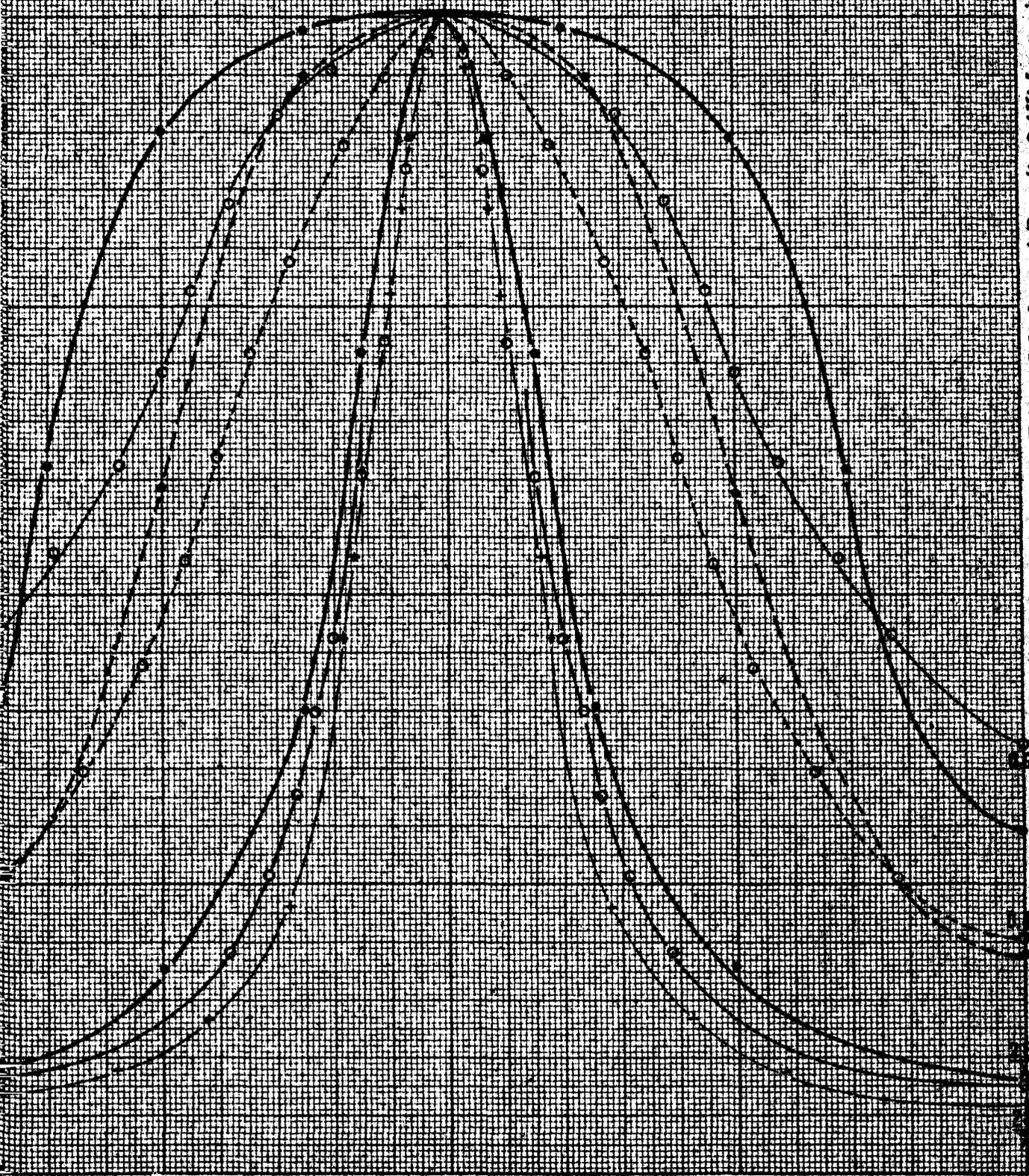
Les valeurs entre parenthèses donnent les résultats des mesures.

On voit que le calcul redonne au moins l'ordre de grandeur des minima et de la largeur des anneaux.

x	largeur mesurée	largeur calculée
0,15 (0,14)	0,190	0,205
0,50 (0,48)	0,490	0,505
0,70 (0,66)	0,730	0,720

Mais la courbe théorique a un maximum beaucoup plus aplati. Les

Courbe 2E 0
 Courbe mesurée 2E 0.14 0.42 0.66
 Courbe calculée 2E 0.14 0.50 0.70



Laboratoire de Médecine Générale - Centre de Santé de Paris - 11, rue de Valenciennes - 75013 Paris

écarts ne sont d'ailleurs pas surprenants d'après les remarques déjà faites; l'indicatrice réelle ressemble davantage à une indicatrice triangulaire qu'à une indicatrice rectangulaire

Conclusion

La comparaison des résultats expérimentaux et des calculs dans nos diverses mesures, est aussi satisfaisante que le permettraient nos conditions de travail. Nous avons indiqué les modifications de montage qui permettront des mesures plus précises. Il sera en particulier nécessaire de contrôler la répartition lumineuse sur la pupille d'entrée de l'appareil, en l'absence d'interférences; et d'enregistrer simultanément les quatre systèmes d'anneaux de contrôle. Les mesures devront utiliser la raie rouge du cadmium ou la raie verte d'une lampe à mercure I98.

Cette étude a été faite dans les Laboratoires de l'Institut de Physique de La Faculté de Lille sous la direction de Monsieur Roig.

Je tiens à lui témoigner ici ma profonde reconnaissance pour l'aide qu'il m'a donnée et pour les conseils qu'il m'a prodigués avec sa coutumière bienveillance.

J'y joins mes remerciements à l'égard de Monsieur Gobert et des membres des Laboratoires qui m'ont aimablement fait profiter de leur expérience.

A. M. Copin