

N° d'ordre :

# THÈSE

présentée à la

Faculté des Sciences d'Orsay

Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur 3 ème Cycle

Mention : SPECTRONOMIE

par

Jean François LESPRIT

Laboratoire : AIME COTTON C.N.R.S.

SUJET de la THESE : Application du comptage automatique de franges à la mesure de longueurs d'onde de raies laser infrarouges.

---

Soutenue le

1970 devant la commission d'Examen

M. JACQUINOT .....Président

MM. BROCHARD..... }  
CONNES..... } Examineurs  
GIACOMO..... }

---

ORSAY 1970

## INTRODUCTION

Au cours de recherches effectuées au Laboratoire (1) (2) sur les raies laser des gaz rares dans l'infra-rouge, la précision obtenue avec l'appareillage de mesure de longueurs d'onde n'était pas toujours suffisante pour identifier avec certitude les transitions. Nous nous sommes donc proposés de mettre au point un appareil capable d'effectuer ces mesures avec une très grande précision.

Nous avons choisi d'opérer par comparaison avec une raie étalon visible en utilisant un interféromètre de Michelson et nous avons cherché à obtenir une incertitude inférieure à 1 milli-Kayser ( précision relative de  $5 \cdot 10^{-7}$  pour une longueur d'onde d'environ  $3 \mu$  ). L'appareil utilisé fonctionne dans le vide, ainsi la mesure se fait directement sans correction de dispersion.

Il était inutile de chercher une précision plus grande car nous n'opérons pas sur des raies laser émises en mode unique et stabilisées en fréquence. Nous utilisons un laser multimode mais dans le cas favorable (grande longueur : 7 m) où des modes nombreux et serrés oscillent simultanément sur un intervalle de fréquence le plus souvent supérieur à

la largeur Doppler de la raie.

La précision recherchée peut-être obtenue en employant un appareil de Fabry-Pérot (3). Toutefois de telles mesures ne se font commodément que par comparaison de raies de longueurs d'onde voisines tandis que la méthode choisie n'a pas cet inconvénient.

Dans le compte rendu de notre travail, après avoir rappelé brièvement les différentes méthodes permettant des mesures en valeur absolue avec une grande précision, nous détaillerons le procédé utilisé et étudierons les différentes causes d'erreur, que nous nous efforcerons de chiffrer.

Nous décrirons ensuite la méthode expérimentale et le matériel optique et électronique.

Nous présenterons enfin les résultats obtenus avant de conclure.

## CHAPITRE I

---

### RAPPEL DE DIFFERENTES METHODES DE MESURE DE LONGUEURS D'ONDE

Il semble que les premières mesures précises et systématiques de longueurs d'onde aient été faites par Rowland de 1893 à 1898 sur 20 000 raies du spectre solaire (4) avec un réseau concave, par photographie du spectre.

Rowland utilisait le recouvrement d'ordre pour l'étalonnage et admettait que la dispersion restait linéaire entre plusieurs raies proches. Il estimait l'erreur relative inférieure à  $10^{-6}$ .

Par la suite, des mesures analogues et les mesures interférentielles de Michelson (5) ont montré que les valeurs ainsi déterminées étaient entachées d'une erreur relative d'environ  $1/30.000$ , due aux imperfections du réseau ; le rapport de deux longueurs d'onde était, lui, exact à  $10^{-5}$  près.

Il apparaît ainsi que des mesures précises de longueurs d'onde de raies étalon ne puissent être envisagées que par des méthodes interférométriques.

#### I - COMPARAISON A UNE LONGUEUR, INTERFEROMETRE A DEUX ONDES.

En 1893, au Bureau International des Poids et Mesures, Michelson et Benoît comparèrent pour la première fois, de façon directe, la longueur

d'un étalon matériel à la longueur d'onde d'une raie spectrale : la raie rouge du cadmium (6). L'appareil permettant cette comparaison était un appareil de Michelson et il s'agissait de compter le nombre d'anneaux à l'infini défilant au centre de la plage d'interférence lorsque le miroir mobile parcourait la longueur étalon. Le comptage portait seulement sur 1 200 anneaux, nombre compatible avec le comptage visuel direct, l'étalon utilisé ayant une épaisseur d'environ 0,39 mm. La comparaison d'étalons successifs de plus en plus longs permet finalement d'atteindre la mesure du mètre étalon en longueur d'onde. Les mesures ainsi faites sont précises à  $10^{-6}$  près.

## II - UTILISATION D'UN INTERFEROMETRE A ONDES MULTIPLES.

Le rapport de deux longueurs d'onde peut être déterminé par une méthode très simple. On utilise un étalon interférentiel. On détermine les ordres d'interférence  $p$  et  $p'$  au centre (incidence nulle des rayons lumineux) pour les longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\lambda'$ , on a alors :

$$\frac{p}{p'} = \frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{P + \varepsilon}{P' + \varepsilon'}$$

Les valeurs des excédents fractionnaires  $\varepsilon$  et  $\varepsilon'$  sont déduits de la détermination du diamètre angulaire du premier anneau (7).

La précision de ces mesures est de l'ordre de  $10^{-8}$ . Les premières expériences ont été faites par Fabry et Pérot en 1913 (8).

Les mesures les plus récentes de longueurs d'onde, faites au N. B. S. (9) (10) utilisent une série d'étalons d'épaisseurs différentes ; la figure d'interférence est projetée et centrée sur la fente d'un spectrographe.

Ce dispositif présente l'avantage de permettre la mesure de plusieurs longueurs d'onde simultanément. Kaufman (11) annonce des valeurs ne s'écartant pas de 0,00005 Å et une précision de 0,0001 Å en tenant compte d'erreurs systématiques possibles, pour des raies situées entre 2.000 Å et 8.000 Å, soit une précision relative de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-8}$ .

### III - DETERMINATION DES LONGUEURS D'ONDE PAR COMPTAGE DE FRANGES.

Après la découverte de dispositifs permettant d'obtenir des différences de marche élevées sans dérèglement de l'interféromètre de Michelson quelques auteurs (12) ont décrit le principe de la détermination des longueurs directement par comptage de franges. Le détail en sera développé plus loin.

Diverses méthodes de comptage, décomptage et de détermination de la valeur des excédents fractionnaires ont été employés (13).

Le maximum de précision semble avoir été obtenu en comptant 16.000 franges, l'excédent fractionnaire étant déterminé avec une précision légèrement supérieure à 1/100 de frange. La précision relative annoncée était d'environ  $3 \cdot 10^{-7}$  (obtenue par moyenne quadratique) pour des raies dans le proche infra-rouge (14).

Javan et coll. (14) ont mesuré tout dernièrement des raies laser dans l'infra-rouge lointain par cette méthode avec une précision de  $10^{-6}$ .

## CHAPITRE II

### PRINCIPE DE LA METHODE UTILISEE.

#### I - COMPARAISON DE DEUX LONGUEURS D'ONDE AVEC UN INTERFEROMETRE DE MICHELSON.

Dans un interféromètre de Michelson nous envoyons deux faisceaux lumineux différents. L'un, dont la longueur d'onde est bien déterminée, sera appelé faisceau-étalon, l'autre, situé dans l'infra-rouge, est celui dont nous voulons mesurer la longueur d'onde.

Les deux faisceaux, rendus parallèles, suivent un chemin optique équivalent à travers l'appareil. Ils sont réunis à l'entrée et séparés à la sortie par de petits miroirs inclinés.

L'appareil est réglé de façon à obtenir des anneaux à l'infini à partir d'une source étendue.

Le facteur de transmission de l'appareil, au centre des anneaux, s'écrit en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre :

$$T = T_0 (1 + \cos 2 \pi \sigma \delta)$$

$T_0$  étant le facteur de transmission moyen pour le nombre d'onde  $\sigma$  (nous considérons ici le cas idéal d'une radiation monochromatique).

Une variation de la différence de marche linéaire en fonction du temps permet de recueillir un signal sinusoïdal. Une période de ce signal correspond à une variation de la différence de marche égale à une longueur d'onde de la raie considérée.

Les franges amplifiées et transformées en impulsions sont comptées par des compteurs électroniques.

Si pour un déplacement quelconque du chariot de l'interféromètre  $K_1$  franges d'une radiation de longueur d'onde  $\lambda_1$  sont comptées ainsi que simultanément  $K_2$  franges d'une radiation de longueur d'onde  $\lambda_2$ , on peut écrire :

$$K_1 \lambda_1 = K_2 \lambda_2$$

Si la longueur d'onde  $\lambda_1$  est connue, on a directement la valeur de  $\lambda_2$  :

$$\lambda_2 = \frac{K_1 \lambda_1}{K_2}$$

$\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les longueurs d'onde dans le milieu, air ou vide, dans lequel se trouve l'appareil.

## II - PRECISION THEORIQUE:

La précision avec laquelle nous déterminons  $\lambda_2$  est d'après la formule précédente fonction de la précision avec laquelle nous sont connues  $\lambda_1$  et le rapport  $\left(\frac{K_1}{K_2}\right)$ .

La longueur d'onde  $\lambda_1$ , choisie comme longueur d'onde de comparaison, peut être déterminée avec une très grande précision  $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 10^{-8}\right)$ .

Nous devons donc essentiellement tenir compte de l'indétermination

sur la mesure de  $K_1$  et  $K_2$ . Nous pouvons cependant toujours supposer le nombre de franges  $K_2$  connu exactement et reporter l'erreur sur la valeur du nombre de franges  $K_1$  correspondant.

Si par exemple, ce qui est le cas réellement, 250 000 franges de la raie étalon peuvent être comptées avec une incertitude inférieure à 1/10 de frange, on a :

$$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} \leq 4.10^{-7}$$

### III - REMARQUES GENERALES.

III - 1 - L'erreur relative est indépendante de la valeur de la longueur d'onde mesurée.

III - 2 - Si on peut considérer la limite supérieure de l'erreur absolue  $\Delta K_1$  comme constante (parce que principalement déterminée, comme c'est le cas ici, par le dispositif expérimental) la précision relative ne dépend alors que du nombre de franges  $K_1$  de la longueur d'onde étalon effectivement comptées.

On doit donc essayer de compter le plus grand nombre de franges possible, dans la limite où  $\Delta K_1$  reste constant.

III - 3 - La connaissance de la valeur de la différence de marche en début et en fin de comptage n'est pas nécessaire. La position du chariot de l'interféromètre est théoriquement quelconque au déclenchement du comptage.

Toutefois pour pouvoir compter un nombre maximum de franges, nous devons utiliser tout au long de la mesure un signal entaché d'un bruit minimum, et un taux de modulation convenable. On est donc amené en pratique à faire des mesures entre les deux différences de marche approximativement opposées ( $\delta$  et  $\delta' - \delta$ ).

III - 4 - Le comptage se fait rapidement et automatiquement ; la mesure ne nécessite aucun pointé visuel. Un certain nombre de mesures peuvent être

faites dans un temps relativement court, sans nouveau réglage, (en pratique, nous verrons qu'une mesure dure 10 minutes environ).

#### IV - CAUSES D'ERREURS EXPERIMENTALES.

Nous avons déjà dit qu'une précision de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-7}$  était souhaitable.

Pour obtenir cette précision on doit tenir compte de plusieurs causes d'erreurs systématiques. Nous allons les étudier successivement et en donner un ordre de grandeur dans le cas présent.

##### IV - 1 - Influence de la dimension du diaphragme sortie.

Considérons un rayon lumineux faisant un angle  $i$  avec la direction principale.

Pour une raie monochromatique, la transmission de l'interféromètre s'écrit, en fonction de  $\delta$  (différence de marche pour  $i = 0$ ) :

$$T = T_0 \left[ 1 + \cos 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{i^2}{2} \right) \right]$$

Pour un diaphragme circulaire, uniformément éclairé, l'expression précédente devient :

$$T = \frac{T_0}{\Omega_0} \int_0^{\Omega_0} \left[ 1 + \cos 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{i^2}{2} \right) \right] d\Omega$$

$\Omega_0$  étant l'angle solide sans lequel on voit le diaphragme, du centre de la lentille ( $\Omega_0 = \pi i^2$ ) (Fig. 1).

Donc :

$$T = T_0 \left[ 1 + \frac{\sin \frac{\sigma\delta\Omega_0}{2}}{\frac{\sigma\delta\Omega_0}{2}} \cos 2\pi\sigma\delta \left( 1 - \frac{\Omega_0}{4\pi} \right) \right]$$

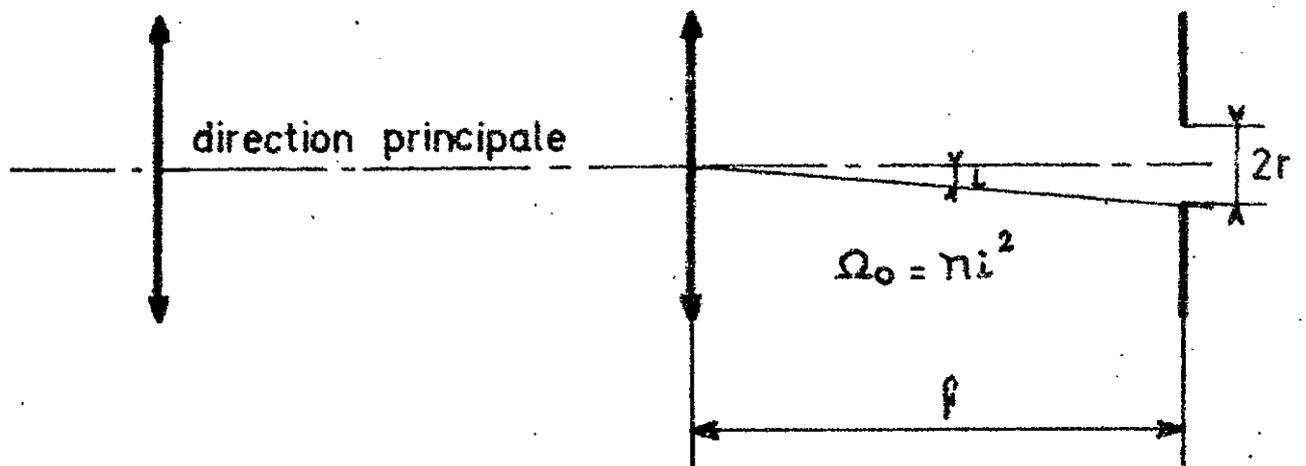


Fig. 1 Schéma optique de l'interferomètre

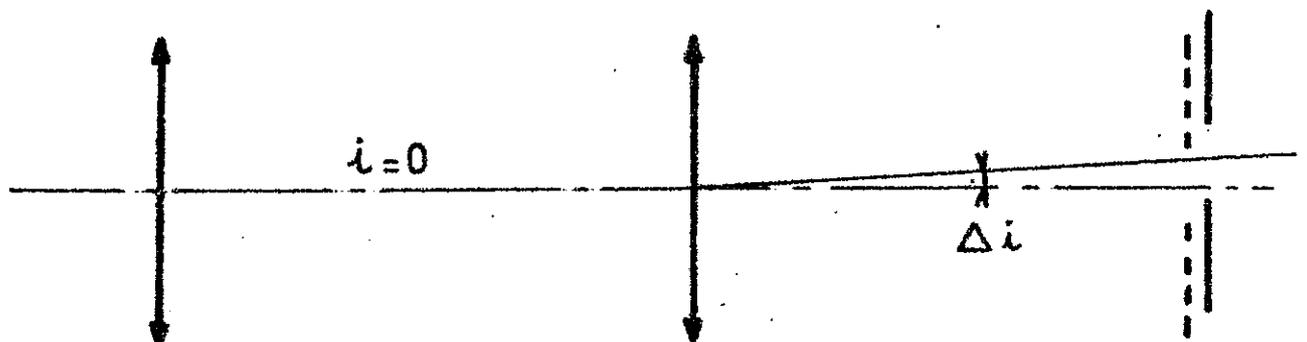


Fig. 2 Déréglage du diaphragme par rapport au centre des anneaux

Le facteur de visibilité (pour une radiation monochromatique n'est plus égal à 1, mais dans nos expériences la perte de visibilité pour cette raison est tout à fait négligeable et très inférieure à celle qui résulte de la largeur de raie. On a en effet :

$$\delta \text{ maximum} = 7,5 \text{ cm}$$

Un trou de sortie de 1 millimètre de diamètre, et une lentille de 70 cm de distance focale, soit  $\Omega_0 = 5 \cdot 10^{-7}$

Et donc :

$$V = \frac{T \text{ max} - T \text{ min}}{T \text{ max} + T \text{ min}} = \frac{\sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}}{\frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}} = 0,988$$

Le système de frange est déplacé par rapport à ce qu'il serait avec, un diaphragme infiniment petit car la différence de marche effective est :

$$\delta' = \delta \left(1 - \frac{\Omega_0}{4\pi}\right)$$

Nous pouvons évaluer l'importance de ce déphasage, en fraction de frange

$$f = \frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{\sigma \delta \Omega_0}{4\pi}$$

pour  $\sigma \delta = 300\,000$  ( nb. de franges de la raie verte du mercure comptées) :

$$f = 0,03 \text{ frange}$$

cela correspond à une erreur relative :

$$\left(\frac{\Delta \sigma_1}{\sigma_1}\right)_i = 1 \cdot 10^{-7}$$

Pour le faisceau laser l'angle solide vaut environ  $0,5 \cdot 10^{-6}$  stéradian. Cette valeur correspond à la fois à l'étendue du faisceau issu du laser (de l'ordre de  $\lambda^2$ ) et à l'angle solide sous lequel est vue la pupille d'entrée dans l'interféromètre (petit miroir de 10 mm de diamètre), de l'extrémité de la cavité laser.

On a donc :

$$\left( \frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} \right)_i = 0,5 \cdot 10^{-7}$$

Ces deux erreurs systématiques sont dans le même sens puisque l'ordre d'interférence diminue toujours lorsqu'on s'éloigne de l'incidence nulle. L'erreur relative totale est donc par différence des deux erreurs relatives :

$$\left( \frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} \right)_{i, \text{total}} \leq 0,5 \cdot 10^{-7}$$

Cette erreur systématique pourrait être corrigée pour chaque mesure. Toutefois nous verrons que sa faible valeur par rapport à d'autres erreurs aléatoires rend cette correction inutile.

Nous pouvons remarquer que si la relation suivante était vérifiée :

$$\sigma_1 \Omega_1 = \sigma_2 \Omega_2$$

l'étendue finie des deux faisceaux ne serait pas cause d'une erreur de mesure.

#### IV - 2 - Effet d'un décentrage des diaphragmes, manque de parallélisme entre les deux faisceaux.

##### IV - 2 - a - Généralités.

J. Pinard a montré (15) que pour un déplacement  $\Delta_i$  du diaphrag-

même par rapport au centre de la figure d'interférence, l'ouverture utilisée étant  $\dots_0$ , on pourrait écrire l'expression du flux lumineux reçu par le récepteur (Fig. 2) :

$$\Phi = I_0 \left[ \Omega_0 + \frac{2 \sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}}{\sigma \delta} \cos 2\pi \sigma \delta \left(1 - \frac{\Omega_0}{4}\right) + \pi^2 i^2 \Delta i^2 \sin 2\pi \sigma \delta \left(1 - \frac{\Omega_0}{4\pi}\right) \right]$$

En développant cette expression sous la forme :

$$\Phi = \Phi_0 + A \cos \left[ 2\pi \sigma \delta \left(1 - \frac{\Omega_0}{4\pi}\right) + \psi \right]$$

L'amplitude A du flux modulé et le déphasage (par rapport au signal observé quand  $\Delta i = 0$ ) s'écrivent :

$$A \propto \left[ \frac{2 \sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}}{\sigma \delta} - \pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma \delta \sin 2\pi \sigma \delta \frac{\Omega_0}{4\pi} \right] \frac{1}{\cos \psi}$$

$$\text{tg } \psi = - \frac{\pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma \delta \cos 2\pi \sigma \delta \frac{\Omega_0}{4\pi}}{2 \sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2} + \pi^2 i^2 \Delta i^2 \sigma \delta \sin 2\pi \sigma \delta \frac{\Omega_0}{4\pi}}$$

Nous voyons que  $\psi$  est fonction de  $\delta$  et de  $\Delta i$  (au second ordre).

Si le terme  $\frac{\sigma \delta \Omega_0}{4\pi}$  est suffisamment petit (c'est le cas ici puisque environ  $10^{-2}$  pour la longueur d'onde de référence), on peut écrire :

$$\text{tg } \psi \approx \psi \approx -\pi \sigma \delta (\Delta i)^2$$

ce qui correspond au déphasage du système de franges dû au décentrage angulaire  $\Delta i$  d'un diaphragme infiniment petit.

Une autre manière d'exprimer ceci est de dire comme certains auteurs (16) que le décalage des franges, dû au diaphragme peut être considéré comme la somme de celui dû à sa dimension finie (paragraphe précédent) et de celui dû à son décentrage éventuel.

#### IV - 2 - b - Déréglage fixe.

L'expression simplifiée de  $\Psi$  nous permet d'écrire directement :

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = -\frac{1}{2} \Delta i^2$$

Le réglage de la position des diaphragmes revêt une grande importance. La méthode pour l'effectuer sera décrit plus loin.

Pour le faisceau de référence on peut estimer que le diaphragme est centré à mieux que 0,2 millimètre (centrage visuel, plus réglage fin pour obtenir le maximum de modulation), ce qui correspond à un déréglage angulaire  $\Delta i$  de 0,3 milliradian.

Le réglage du diaphragme de sortie du faisceau infra-rouge est lié à celui du faisceau visible (détermination de la direction principale) de telle façon que l'on peut écrire :

$$\Delta i_2 = \Delta i_1 + \delta i$$

$\delta i$  étant un écart angulaire supplémentaire. On peut l'estimer du même ordre que  $\Delta i_1$ , quoique légèrement supérieur :

$$\Delta i_2 \leq 0,7 \text{ milliradian}$$

Comme un déréglage ne peut que faire diminuer l'ordre d'interférence observé, les erreurs relatives dues aux deux faisceaux peuvent se soustraire :

$$\left[ \frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} \right]_{\Delta i, \text{ total}} = \frac{1}{2} \left[ \Delta i_2^2 \quad -\Delta i_1^2 \right]$$

Dans le cas favorable où on aurait :

$$\Delta i_1 = \Delta i_2$$

l'erreur s'annulerait mais il subsisterait sur les deux systèmes de franges une perte de visibilité due au dérèglement.

On peut enfin donner une limite supérieure de l'erreur :

$$\left[ \frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} \right]_{\Delta i, \text{ total}} = 2 \cdot 10^{-7}$$

#### IV - 2 - c Effet d'un dérèglement momentané pendant la mesure.

Nous venons de considérer l'importance d'un dérèglement constant pendant la mesure dû à la difficulté de placer avec précision les diaphragmes au centre des anneaux.

Un dérèglement momentané peut se produire : vibration de l'appareil, ou déplacement des faisceaux pendant la variation de la différence de marche.

On observera dans tous les cas une diminution du taux de modulation du signal, cependant celle-ci est faible pour les déplacements possibles.

Exemple :

L'amplitude du flux modulé est proportionnel à la quantité :

$$A = \frac{2 \sin \frac{\sigma \delta \Omega_0}{2}}{\sigma \delta} \left[ 1 - \frac{\pi \Omega_0 \Delta i^2 (\sigma \delta)^2}{2} \right]$$

Si  $\sigma \delta \Omega_0$  est suffisamment petit :

$$\frac{A - A_0}{A_0} = \frac{\pi \Omega_0 \Delta_i (\sigma \delta)^2}{2}$$

Pour  $\Omega_0 = 5 \pi \cdot 10^{-7}$  radian,  $\sigma \delta = 1,5 \cdot 10^5$  et un déplacement angulaire de  $10^{-3}$  radian ( correspondant à un déplacement dans le plan focal de la lentille de sortie de 0,7 mm ) :

$$\frac{A - A_0}{A_0} = 6 \cdot 10^{-2}$$

La variation relative d'amplitude est de 6% pour ce déplacement important.

Pour que le diaphragme de sortie " chevauche " deux franges successives, le taux de modulation devenant nul et le comptage de plusieurs franges impossible, il faudrait :

$$\Delta_i = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ radian, soit } \Delta_r = 2,5 \text{ mm.}$$

Cela est impossible avec notre dispositif.

Si un dérèglement se produit en début ou en fin de mesure ( lors de la détermination de l'excédent fractionnaire ) nous sommes ramenés au cas précédent. Le fait d'effectuer plusieurs mesures successives et d'en prendre la moyenne en élimine l'effet.

#### IV- 3 - Source-étalon.

Le choix de la source et de la longueur d'onde étalon est très important. En effet, la raie émise doit être intense, fine, de longueur d'onde bien déterminée et reproductible avec une très grande précision.

Après essais de plusieurs types de source, en particulier une cathode creuse au baryum émettant la raie de résonance à  $\lambda = 5535,48 \text{ \AA}$ , nous avons utilisé une lampe sans électrode en quartz, contenant du mercure isotopique 202 (1à2 milligrammes). Cette lampe était fabriquée au laboratoire et ne contenait aucun gaz porteur (azote par exemple). Elle était excitée en haute fréquence par un générateur micro-onde (100 MHz) et refroidie en cours de fonctionnement par un jet d'air. Les avantages d'une telle source comme étalon secondaire de longueur d'onde ont été étudiés en détail par ailleurs (17).

La raie utilisée est la raie  $\lambda = 5460,7 \text{ \AA}$ . Très intense, elle peut être facilement isolée par un filtre. Cette raie a été très étudiée du point de vue métrologique et on dispose de mesures très précises (18-20) en particulier celles de Blank(21) faites par comparaison avec la raie rouge du cadmium. Les sources utilisées étaient analogues à celle que nous possédons.

Le tableau ci-dessous donne la valeur mesurée de la longueur d'onde, pour le mercure 198 dans les conditions normales de pression et de température :

Meggors	Barrel	Pérard et Terrien	Blank
$5460,7532 \pm 0,0001$	5460,7531	5460,7533	$5460,75313 \pm 0,00009$

Ceci nous montre que la longueur d'onde est certainement connue à mieux que  $2 \cdot 10^{-8}$ .

Burns et Adams (22) ont mesuré près de 60 raies du mercure à partir de la raie  $5460,7532 \text{ \AA}$  de l'isotope 198 pour tous les isotopes

séparément, dans l'air, et en donnant le nombre d'onde dans le vide, calculé à partir de la formule de Barrel (23). Nous disposons ainsi pour notre raie étalon, relative à l'isotope 202 d'une valeur précise de la longueur d'onde, dans l'air et dans le vide.

Plus récemment, Kaufman (11) a mesuré 27 raies du mercure 198 en les comparant à la raie 6057, 80211 Å du Krypton 86, à l'aide d'une lampe sans électrode remplie d'argon comme gaz porteur. Son but était d'étudier l'influence de la pression sur le déplacement des raies. Ce déplacement est de 0,00009 Å par torr, soit un déplacement relatif de  $2 \cdot 10^{-8}$ . Dans notre cas, la tension de vapeur dans le tube est très faible ( $6 \cdot 10^{-3}$  torr) à la température d'utilisation (40°C). Le déplacement par pression est donc négligeable.

Le phénomène d'autoabsorption est autant que possible évité en observant le tube en travers, suivant la direction de moindre épaisseur.

En conclusion, nous avons adopté comme valeur de la longueur d'onde compte tenu des différentes mesures précitées :

$$\lambda_{\text{air}} = 5460,7355 \text{ \AA}$$

$$\lambda_{\text{vide}} = 5462,2533 \text{ \AA}$$

valeurs que nous pouvons considérer exactes à mieux que  $5 \cdot 10^{-8}$ .

L'enregistrement fait sur un SISAM (fig. 3) au laboratoire (24) de la raie  $\lambda = 1,529 \mu$  avec cette lampe montre que les autres isotopes du mercure en très petite quantité (2%) émettent des raies d'intensité beaucoup trop faible pour être décelées. La largeur enregistrée est de 28 mK, pour une limite de résolution de l'appareil de 27 mK. Nous avons envisagé d'utiliser cette raie comme étalon. La valeur trop élevée de la longueur d'onde (nombre de franges réduit pour une différence de marche donné) nous y a fait renoncer.

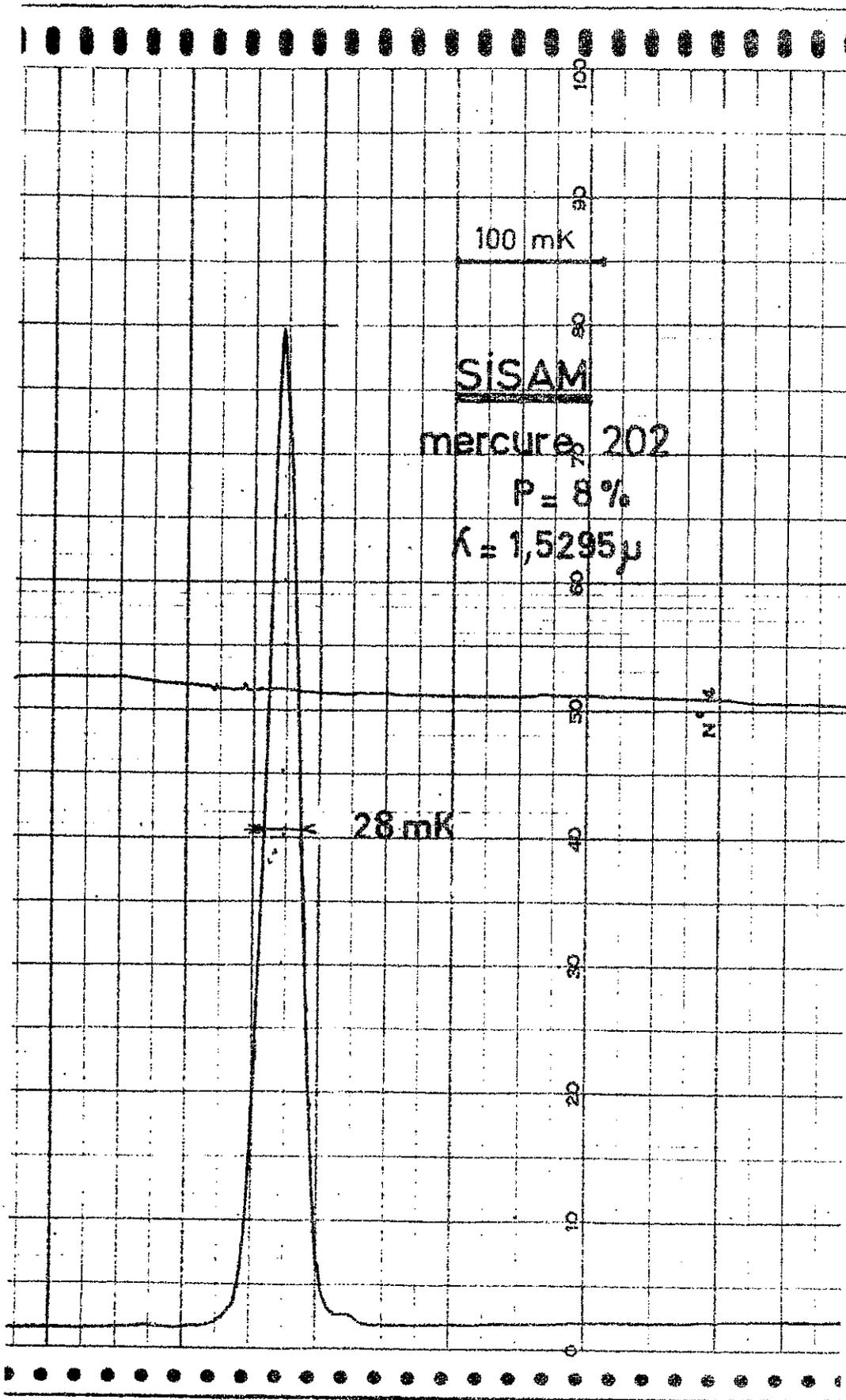


FIG. 3

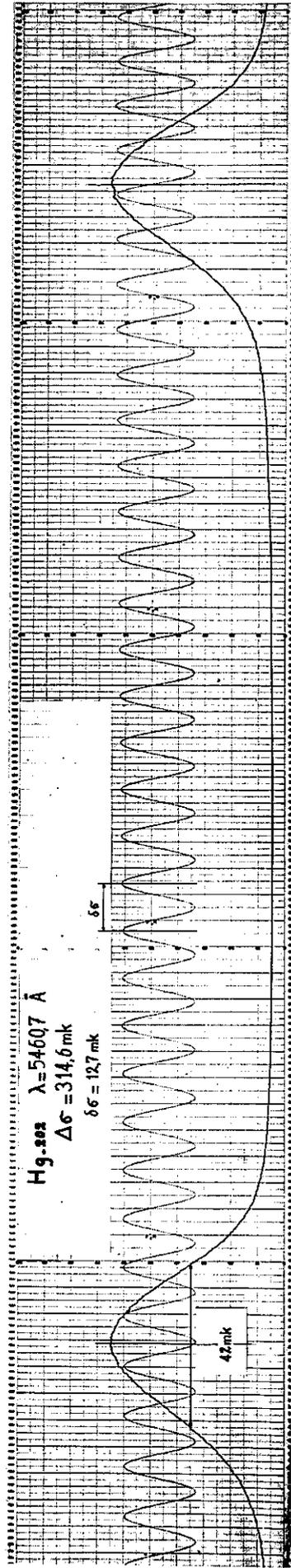


Fig. 4

Un enregistrement de la raie verte avec un HYPERAC (fig. 4) indique une largeur de 42 mK, pour une longueur de la fonction d'appareil d'environ 30 mK.

Sur ces deux enregistrements aucune autoabsorption n'est décelable, le profil enregistré dans les deux cas étant dépourvu de déformation au sommet.

IV - 4 - . Détermination de longueurs d'onde dans le cas d'une structure complexe.

- Nombre d'onde moyen.

Nous n'avons considéré jusqu'à présent que le cas idéal pour lequel la raie à mesurer est une raie strictement monochromatique.

La manière dont nous utilisons l'appareil ne nous permet pas d'avoir d'indications sur la structure de la raie considérée. Nous devons donc nous demander jusqu'à quelles limites des mesures sont possibles pour des raies complexes et quelle est la définition à donner à la longueur d'onde mesurée.

En utilisant les mêmes notations que précédemment, mais en considérant une distribution spectrale  $B(\sigma)$  nous pouvons écrire la partie variable du flux transmis par l'interféromètre :

$$\phi \propto \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma$$

Si nous appelons  $\bar{\sigma}$  la valeur moyenne du nombre d'onde ( centre de gravité de la raie) définie par la relation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) (\sigma - \bar{\sigma}) d\sigma = 0$$

le flux lumineux peut s'écrire :

$$\Phi \propto A \cos ( 2\pi\sigma\delta + \Delta\varphi )$$

$$\text{avec } \Delta\varphi = \text{Aretg} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \sin 2\delta (\sigma - \bar{\sigma}) \delta\sigma}{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \cos 2\delta (\sigma - \bar{\sigma}) \delta\sigma}$$

$\Delta\varphi$  peut être considéré comme un déphasage du système de franges, par rapport au système obtenu avec une raie monochromatique de nombre d'onde  $\bar{\sigma}$ .

Si  $\Delta\varphi$  est suffisamment petit nous pourrions dire que dans le cas d'une structure de raie complexe nous mesurons  $\bar{\sigma}$ .

Si la distribution spectrale est symétrique,  $\Delta\varphi = 0$  : on mesure bien le centre de symétrie de la raie.

Dans ce cas seule la visibilité est altérée. En ce qui concerne la position des franges ( erreur de phase) on peut remplacer toute composante symétrique par une raie monochromatique.

Evaluons  $\Delta\varphi$  dans un cas plus général. Si  $2\pi(\sigma - \bar{\sigma})\delta$  est petit, en utilisant des développements limités, on obtient :

$$\Delta\varphi = - \frac{8\pi^3 \delta^3}{6} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) (\sigma - \bar{\sigma})^3}{\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) d\sigma}$$

$\Delta\varphi$  croît donc comme  $\delta^3$  et il est préférable pour avoir une mesure précise de  $\bar{\sigma}$  de compter un nombre de franges faible avec une grande précision plutôt que le contraire, qui entraîne l'emploi d'une différence de marche plus élevée.

La différence de marche  $\delta$  est ici la différence de marche optique et non le déplacement total du chariot ( celui-ci est de  $2\delta$  et on doit donc estimer avoir un déphasage égal à  $2\Delta\varphi$  )

A titre d'exemple, évaluons l'erreur pour le cas le plus défavorable de deux composantes monochromatiques d'intensités relatives 1 et  $x$  ( fig. 5). Un calcul simple permet d'écrire :

$$\Delta\varphi = \frac{1}{6} (2\pi\delta)^3 \frac{x(x-1)}{(x+1)^3} (\sigma_2 - \sigma_1)^3$$

$\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont les nombres d'onde des deux composantes.

On retrouve bien  $\Delta\varphi = 0$  pour  $x = 0$  ( une seule composante ) et  $x = 1$  ( 2 composantes d'égales intensités ).

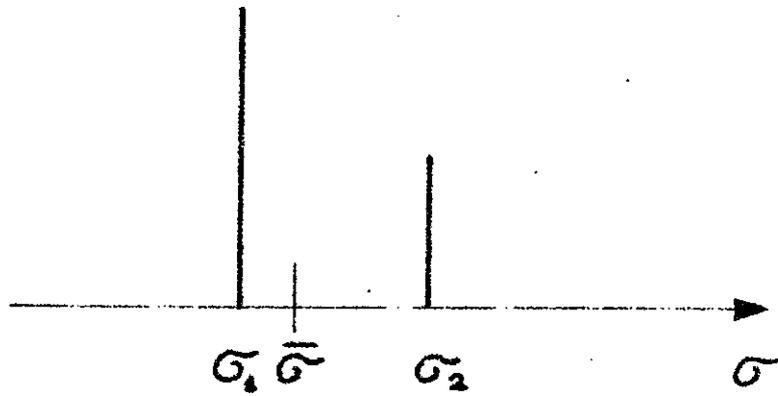


FIG. 5

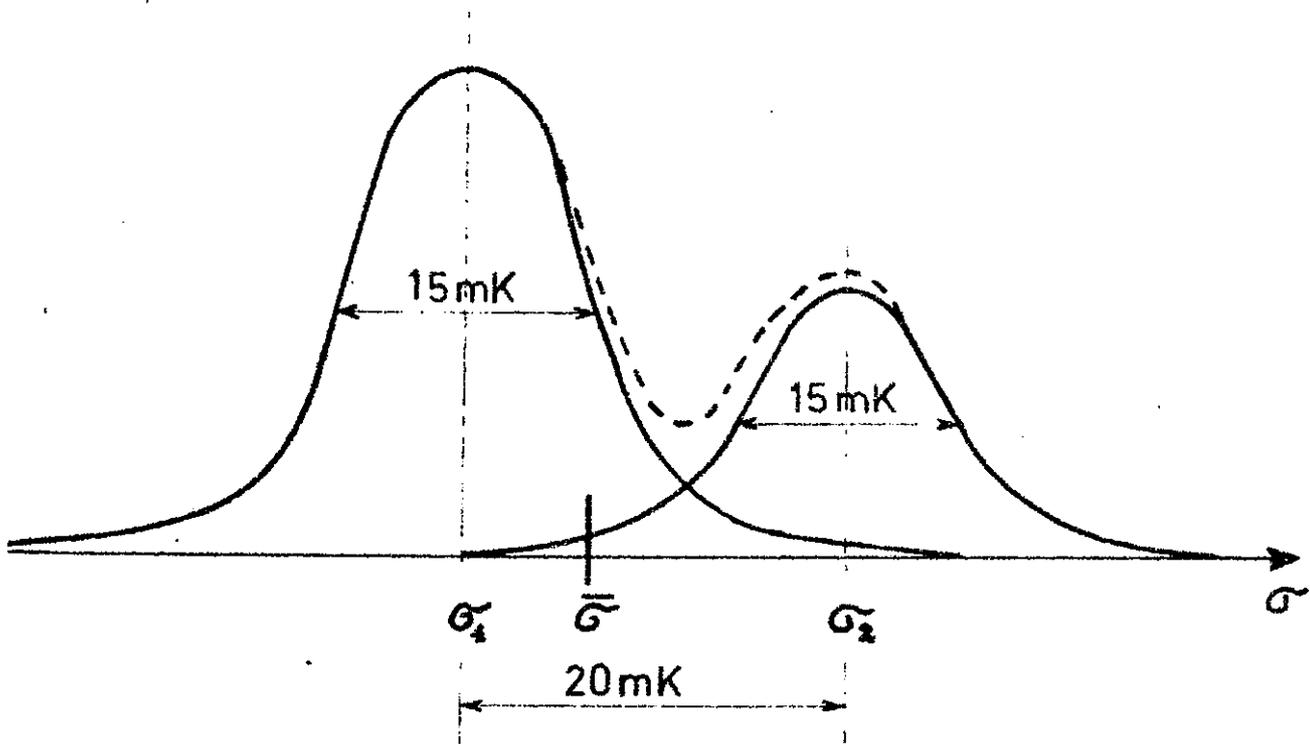


FIG. 6

Si nous supposons  $x = 1/2$  et  $(\sigma_1 - \sigma_2) = 20 \text{ mK}$  on a pour  
 $\delta = 7,5 \text{ cm}$  :

$$\Delta\psi = 10^{-2} \text{ radian}$$

ce qui correspond à un décalage de  $2 \cdot 10^{-3}$  frange par rapport au signal obtenu avec une raie simple de nombre d'onde  $\bar{\sigma}$ , d'où un écart relatif de  $10^{-7}$  (pour  $\bar{\sigma} \simeq 3000 \text{ cm}^{-1}$ )

Dans le cas d'une structure complexe étroite nous mesurons donc bien le nombre d'onde correspondant au centre de gravité de la structure (dans la limite de précision imposée)

Les raies laser ne présentent pas un profil continu mais une structure en modes. Toutefois, dans nos mesures les modes sont nombreux et serrés (0,7 mK entre deux modes dominants successifs), de telle sorte que cette structure n'affecte la symétrie de la raie que de façon négligeable. De plus, la position des modes pouvant varier, la moyenne de plusieurs mesures élimine toute incertitude.

#### - Visibilité des franges.

La visibilité des franges dépend de la répartition spectrale, indépendamment de .

Dans le cas de deux raies monochromatiques d'intensités égales ( $\bar{\sigma} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$ ), la visibilité des franges s'annule pour

$$(\sigma_1 - \sigma_2) = 60 \text{ mK}$$

à une différence de marche de 7,5 cm.

Pour  $(\sigma_1 - \sigma_2) = 20$  mK, dans les mêmes conditions le facteur de visibilité est 0,85, valeur largement suffisante pour les mesures.

Evaluons l'importance de la largeur des raies :

La perte de visibilité due à la largeur Doppler est faible. Pour une raie de 15 mK de large (largeur effective d'une raie du néon vers  $3\mu$  à  $T=120$  °C) la visibilité est 0,95. Si nous considérons deux raies distantes de 20 mK (fig. 6), elle est de 0,8 (toujours à  $\mathcal{L} = 7,5$  cm).

Nous n'avons jamais constaté une perte de visibilité aussi importante. Les raies mesurées ont donc certainement une structure plus serrée.

Nous sommes donc ramenés à ce qui a été dit dans le cas de deux raies monochromatiques de nombre d'onde  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ .

CONCLUSION : Dans le cas général (structure complexe, largeur de raie non négligeable), nous mesurons donc un nombre d'onde moyen défini par la relation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) (\sigma - \bar{\sigma}) = 0$$

avec une incertitude faible tant que l'écart entre les raies demeure suffisamment petit (20 mK) celles-ci ayant une largeur de l'ordre de la largeur Doppler.

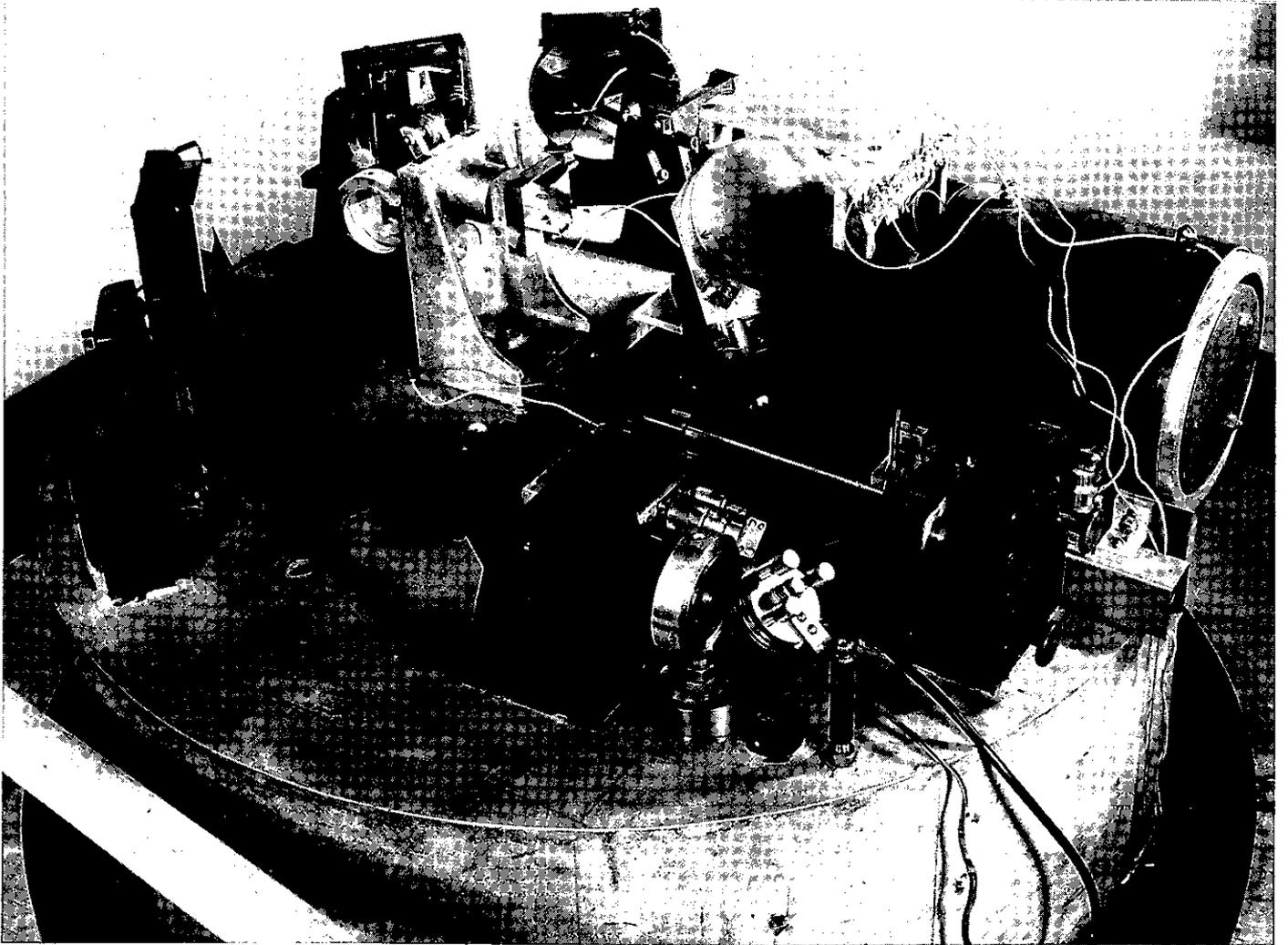


FIG. 7    INTERFÉROMÈTRE

## CHAPITRE III

---

### DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

#### I - L'INTERFEROMETRE.

I-1-Généralités - L'appareil que nous avons utilisé pour ce travail est un interféromètre du type Michelson conçu par P. CONNES et A. MENAGE (25) pour la spectrométrie de Fourier à haute résolution.

Nous avons dû le modifier et l'adapter. Nous allons donc décrire l'appareil tel qu'il fut utilisé ici (fig. 7)

Cet appareil, conçu à l'origine pour pouvoir faire des mesures dans le vide, repose sur une plaque épaisse. Les bras de l'interféromètre sont repliés de façon à permettre la mise en place d'une cloche à vide.

La plaque inférieure a été pourvue de fenêtres étanches permettant l'entrée et la sortie des faisceaux, lorsque l'appareil est sous vide.

Tout ceci explique l'existence d'un grand nombre de miroirs de renvoi qui compliquent un peu l'allure générale du dispositif. (fig. 8)

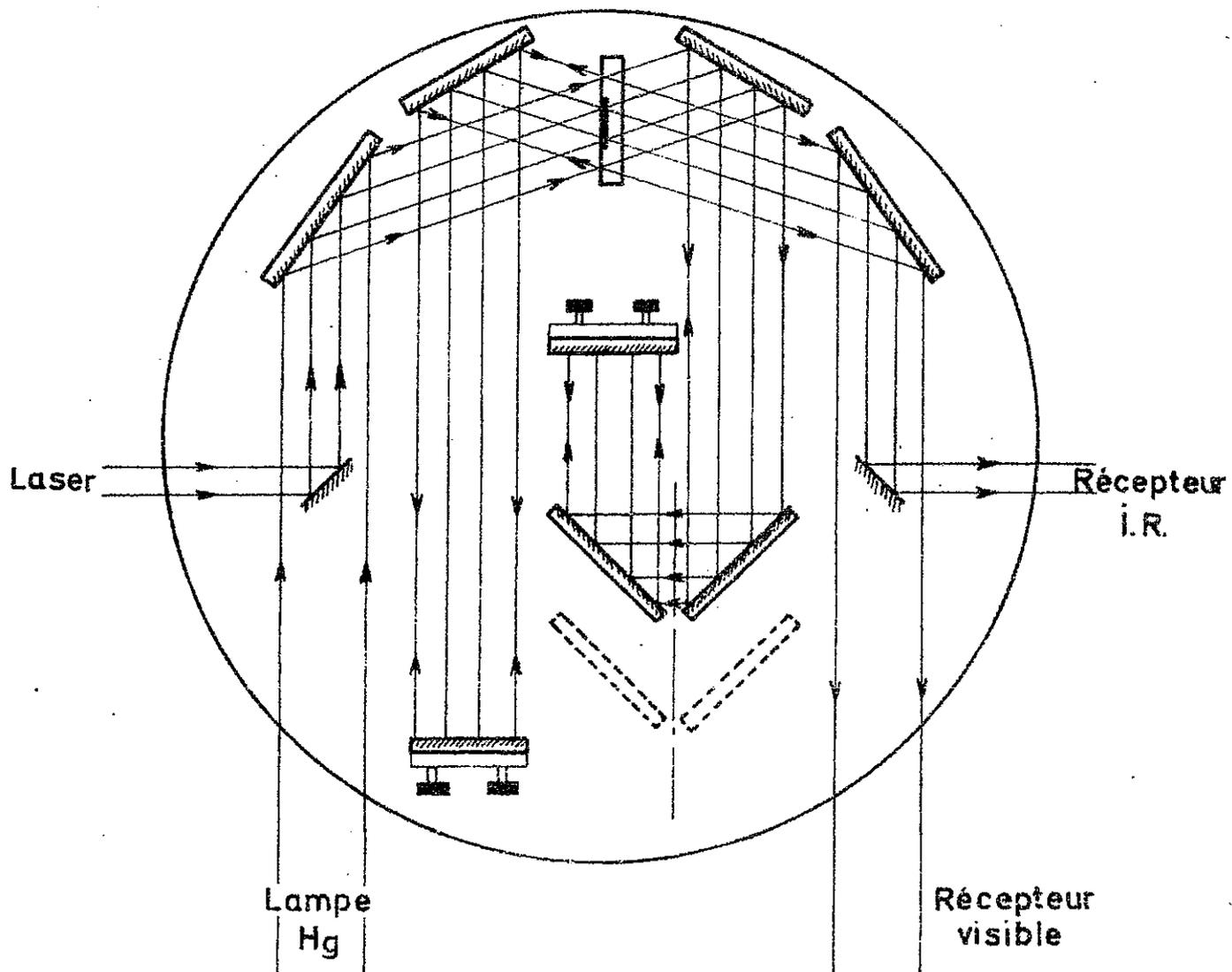


FIG 8 TRAJETS DES FAISCEAUX DANS  
L'INTERFEROMETRE

I-2 Variation de la différence de marche. - La différence de marche entre les deux trajets des rayons lumineux est obtenue en faisant varier la longueur de l'un des bras de l'interféromètre. Chacun des bras se termine par un miroir fixe mais l'un des deux est replié à l'aide d'un trièdre mobile.

Les avantages d'un tel montage sont connus (26)(27) : du moment que la réflexion a bien lieu sur les trois faces du trièdre successivement (à l'aller comme au retour) tout se passe comme si le miroir terminal était remplacé par son symétrique par rapport au sommet du trièdre. Celui-ci au cours de son déplacement peut donc se décaler parallèlement au miroir terminal et tourner autour de son sommet sans provoquer aucun dérèglement.

L'allongement du bras de l'interféromètre est égal à quatre fois le déplacement du chariot, ce qui limite l'encombrement de l'appareil. Le déplacement possible étant de 9 centimètres, la différence de marche peut varier de 36 centimètres.

I-3 Séparatrice - La séparatrice, en fluorine, possède deux plages distinctes. La surface centrale (de 15 millimètres de diamètre) est traitée de façon à avoir des coefficients de transmission et de réflexion aussi semblables que possible dans un intervalle spectral s'étendant de  $3 \mu$  à  $5,5 \mu$ . La couronne externe possède la même propriété pour  $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ .

Nous pouvons admettre que nous avons rigoureusement  $R=T=0,5$  pour le faisceau étalon.

Pour le faisceau infrarouge, le revêtement utilisé (Silicium) nous permet d'avoir des facteurs de transmission et de réflexion de l'ordre de 0,45. Pour les longueurs d'onde mesurées la transmission de l'interféromètre est donc 0,8 (4 RT).

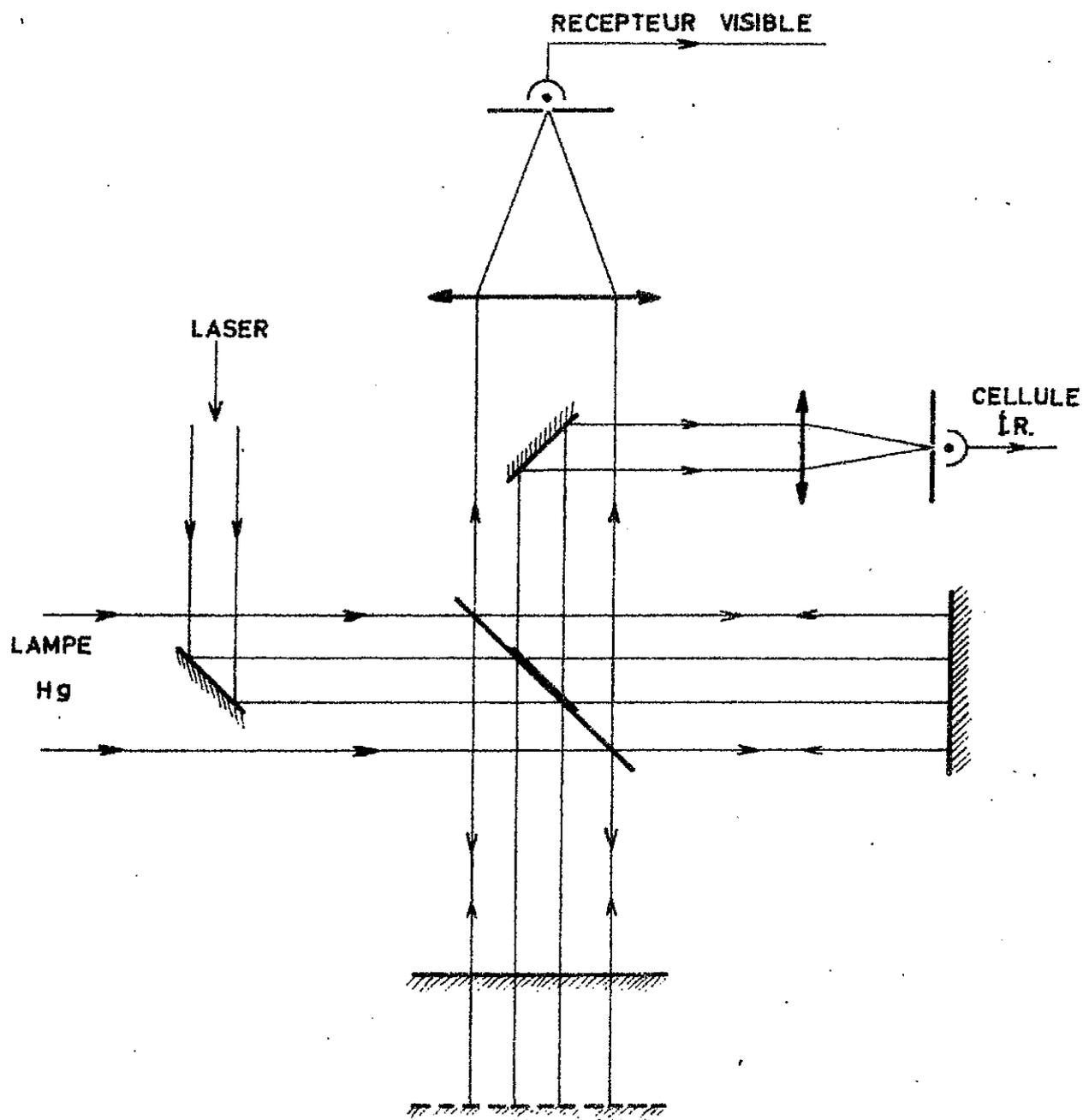


FIG. 9 SCHEMA EQUIVALENT DE  
L'INTERFÉROMÈTRE

Les deux bras ne sont pas symétriques : l'un d'eux contient en plus trois miroirs ( trièdre) ce qui impose six réflexions supplémentaires. Cela est la cause d'une perte de contraste mais pour le faisceau infrarouge ce n'est guère équivalent qu'à une perte de luminosité, indépendante de la différence de marche.

Il n'y a pas de lame compensatrice dans l'appareil : celui-ci n'est pas achromatique ( la différence de marche dépend de la longueur d'onde ). Ce n'est pas un inconvénient grave car nous avons vu que la valeur de la différence de marche n'intervient pas dans la mesure.

I-4 Réglages des faisceaux - Les deux faisceaux pénétrant dans l'appareil sont rendus parallèles puis concentriques. Le faisceau dont la longueur d'onde est à mesurer est au centre; sa direction est réglée par un petit miroir de référence et incliné à environ  $45^\circ$  ( fig. 9)

A la sortie de l'interféromètre un dispositif analogue permet d'isoler le faisceau I.R. du faisceau de référence.

Un réglage fin permet de faibles déplacements des diaphragmes de sortie, afin de pouvoir les placer exactement au milieu du champ d'interférence. Nous avons vu l'importance de cette opération( paragraphe IV-2, chap. II).

Le faisceau de référence est orienté de manière convenable et les miroirs réglés; le trou de sortie est placé au centre du système d'anneaux(visuellement, puis par défilement pour obtenir le maximum de modulation).

La direction principale est alors repérée par deux petits diaphragmes que l'on place dans le faisceau à une certaine distance l'un de l'autre.

Le trajet du faisceau infrarouge est rendu perceptible au moyen du faisceau ( à  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  ) d'un laser Hélium-Néon, passant dans le laser servant de source. Il est orienté ( par le miroir d'entrée) de façon à passer précisément à travers les diaphragmes et, en suivant ainsi la direction principale, à atteindre le même trou de sortie que le faisceau

de référence.

Le miroir isolant le faisceau infrarouge est alors installé et son trou de sortie ajusté.

## II - UTILISATION DE L'APPAREIL SOUS VIDE -

Afin de pouvoir placer l'interféromètre dans le vide une cloche est descendue à l'aide d'un treuil par dessus l'appareil et vient reposer sur une plaque épaisse munie d'un joint torique qui permet d'assurer l'étanchéité.

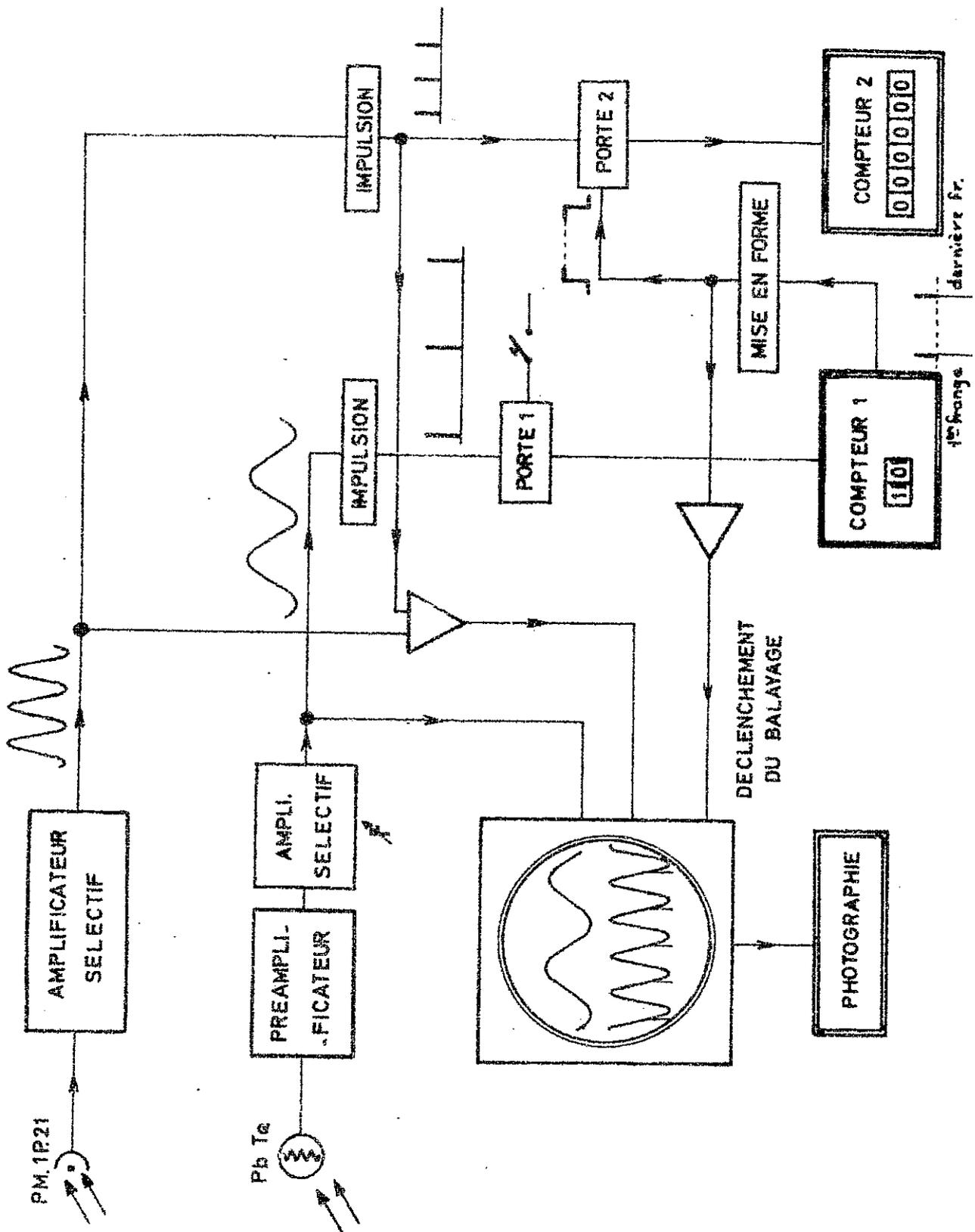
Cette cloche ne possède aucune ouverture. Les entrées et sorties de faisceaux ainsi que le passage des fils électriques se font à travers la plaque inférieure.

La position des miroirs et la direction des faisceaux sont réglés avant la mise en place de la cloche et le pompage. Cependant de petits moteurs électriques permettent un léger réajustement, rendu nécessaire par la mise sous vide qui peut créer des tensions mécaniques.

Une pompe à gros débit nous permet de maintenir une pression inférieure à  $10^{-3}$  torr à l'intérieur de l'enceinte. A cette pression l'indice du gaz résiduel ne diffère de l'unité que de  $4 \cdot 10^{-6}$  environ et toute correction de dispersion est parfaitement inutile.

## III - APPAREILLAGE ELECTRONIQUE ET DETECTION -

La figure 10 représente l'ensemble de cet appareillage. La figure 11 est une photographie de l'ensemble du dispositif ( interféromètre et matériel électronique)



**FIG. 10 DISPOSITIF DE MESURE**

### III- 1- Détection

Le signal donné par la source étalon est recueilli par un photomultiplicateur 1 P 21. Ce signal après amplification est envoyé d'une part sur un oscilloscope à deux voies, d'autre part, dans un amplificateur de mise en forme. Celui-ci produit une impulsion de hauteur constante chaque fois que le signal atteint une valeur fixée (valeur de seuil).

Un dispositif analogue est utilisé pour le signal infrarouge. Ce dernier est recueilli par une cellule photorésistive au tellurure de plomb, refroidie à l'azote liquide et sensible de  $1 \mu$  à  $5,5 \mu$  (fig. 20). Il est ensuite amplifié de manière sélective, un jeu de filtres permettant d'ajuster la bande passante à la fréquence de défilement des franges. Ce signal est envoyé sur l'autre voie de l'oscilloscope et aussi transformé en train d'impulsions.

### III-2- Dispositif de comptage électronique.

Les compteurs utilisés sont des compteurs de marque "Transco". Ils sont capables de compter des impulsions ayant au maximum une fréquence de 100 KHz.

Une commande manuelle ( bouton poussoir) agit sur une porte, permettant ainsi l'accès des impulsions aux compteurs (Porte I).

Chacun des deux trains d'impulsions aboutit à un compteur. Les deux compteurs jouent des rôles différents : le premier compte les franges de référence et possède un affichage par voyants lumineux, le second est à prédétermination c'est-à-dire que le nombre d'impulsions que l'on choisit de compter est préinscrit à l'aide d'un commutateur manuel. Un signal très bref est alors émis à la première et à la dernière impulsion comptée.

Le premier de ces signaux débloque une porte reliée à l'autre compteur, permettant le comptage des franges de référence et l'affichage (Porte II).

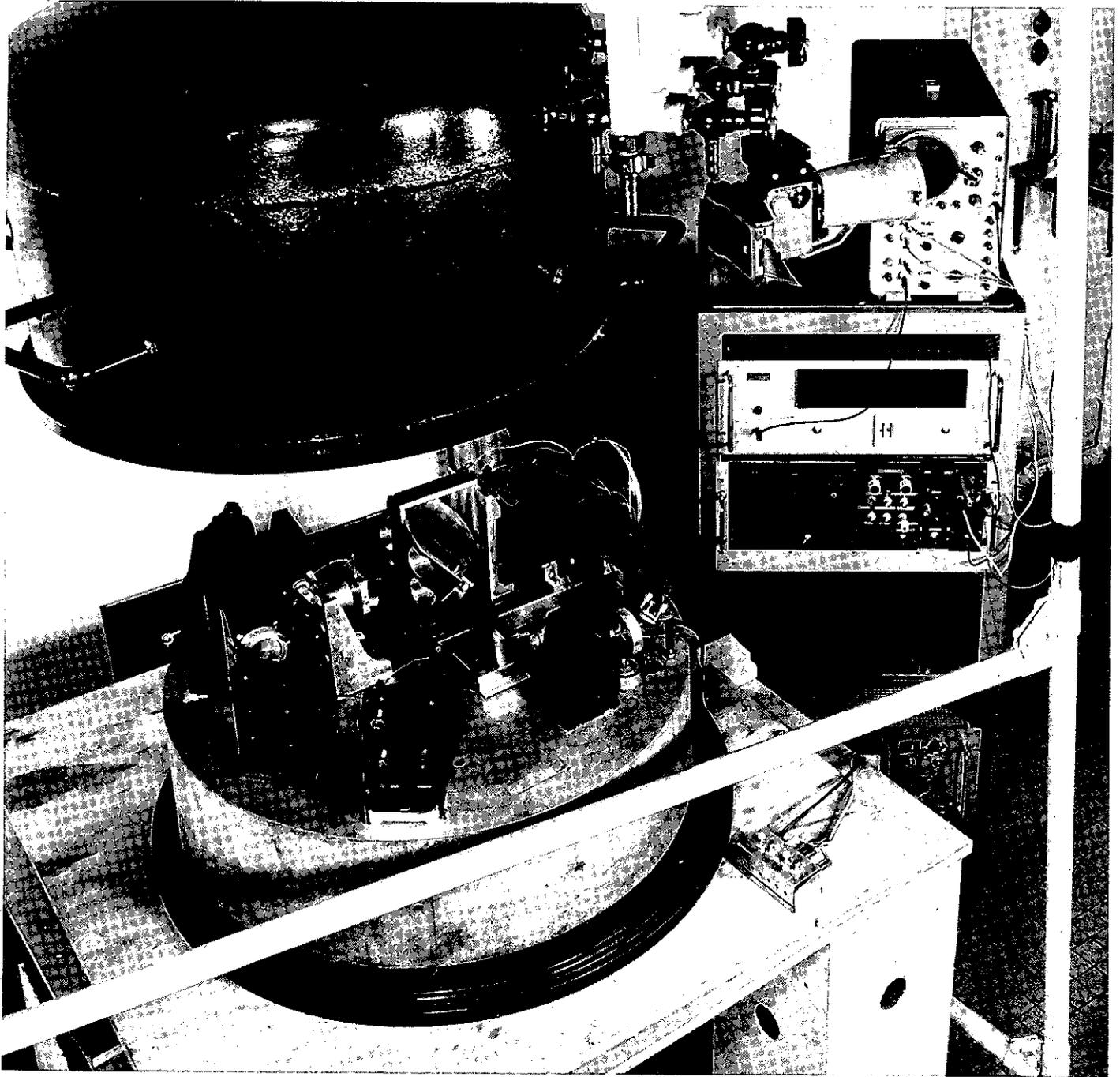


Fig 11    ENSEMBLE DU DISPOSITIF  
EXPERIMENTAL

Le deuxième signal par un processus inverse arrête le comptage des franges de référence.

Nous affichons donc ainsi le nombre de franges de référence qui ont défilé en même temps qu'un nombre de franges prédéterminé, correspondant à l'autre faisceau.

### III - 3- Interprétation du comptage.

L'interprétation exacte d'une telle mesure exige quelques réflexions:

La figure 12 est l'image de deux systèmes de franges, représentés par les impulsions qui en sont issues.

Le défilement d'une frange représente l'intervalle entre deux impulsions successives.

Le nombre de franges correspond donc au nombre d'impulsions soustrait d'une unité.

De plus pour un nombre prédéterminé de franges d'un système, le nombre affiché dépend de la position relative des deux systèmes au moment du déclenchement du comptage. Deux nombres peuvent être obtenus, différents d'une unité.

La détermination du rapport  $\frac{K_1}{K_2}$ , par valeurs entières de  $K_1$  et  $K_2$  nous permet de faire des mesures préliminaires.

## IV-DETERMINATION DE FRACTIONS DE FRANGE .

### IV-1- Photographie du système des franges -

Le nombre de franges de la raie à mesurer, c'est-à-dire le nombre  $K_1$  étant prédéterminé la précision de la mesure peut être améliorée par la détermination de la fraction de frange en début et en fin de comptage, à additionner à la partie entière du nombre  $K_2$  correspondant.

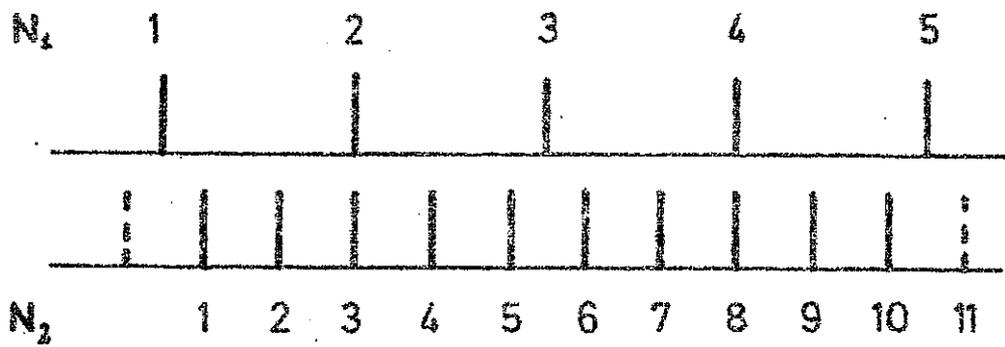


FIG. 12

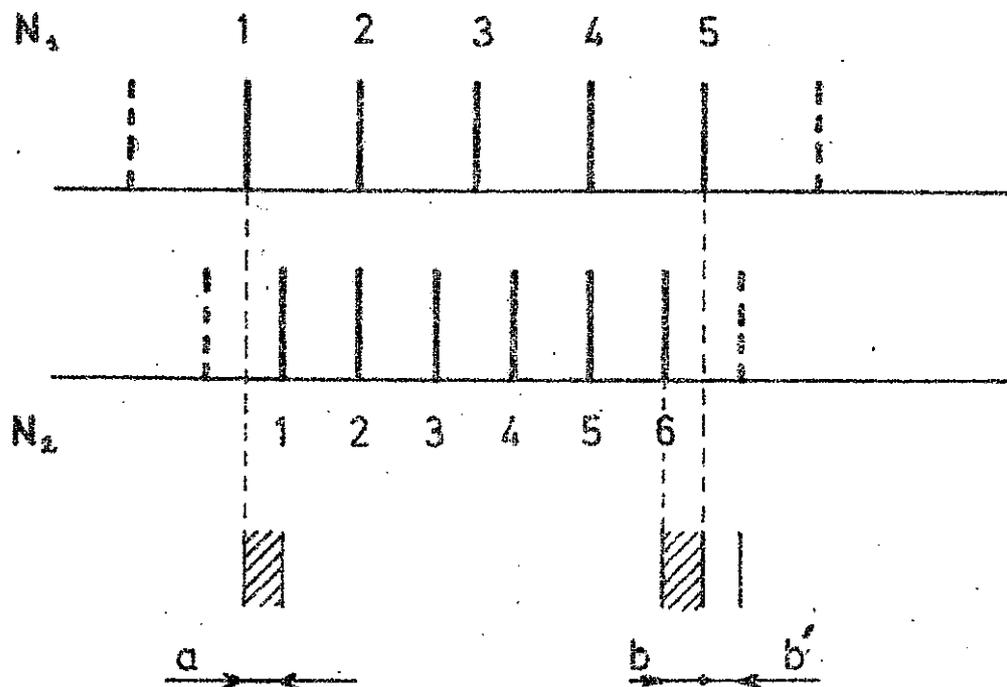
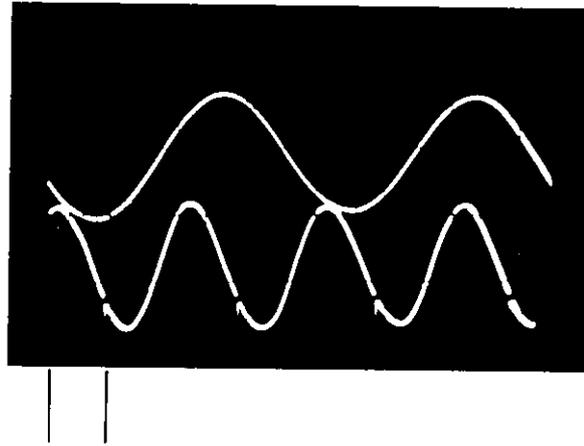


FIG. 13



$$\lambda_1 = 1,014$$

$$\lambda_2 = 0,5460$$

FIG. 14 - PHOTOGRAPHIE DU SYSTEME DE FRANGES -

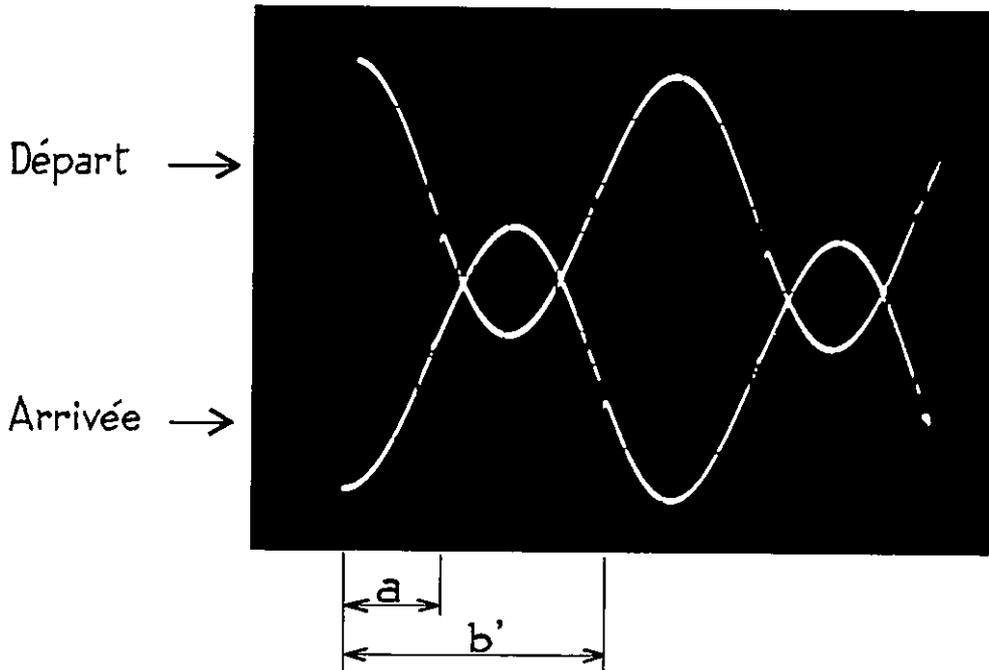


FIG. 15 - DETERMINATION DE L'EXCEDENT FRACTIONNAIRE -

Si a et b sont les fractions de franges (fig. 13),  $N_1$  et  $N_2$  les nombres d'impulsions comptés, on a :

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{N_1 - 1}{(N_2 - 1) + a + b}$$

Pour faire cette mesure nous visualisons sur l'écran d'un oscilloscope les deux systèmes de franges (fig. 14). L'écran n'est pas balayé pendant le comptage même. Le balayage du spot est déclenché seulement par la première et la dernière frange enregistrée par le compteur à prédétermination.

Nous photographions ces deux traces au moyen d'un appareil polaroid adapté à l'oscilloscope.

#### IV-2. Obtention de la valeur de l'excédent fractionnaire -

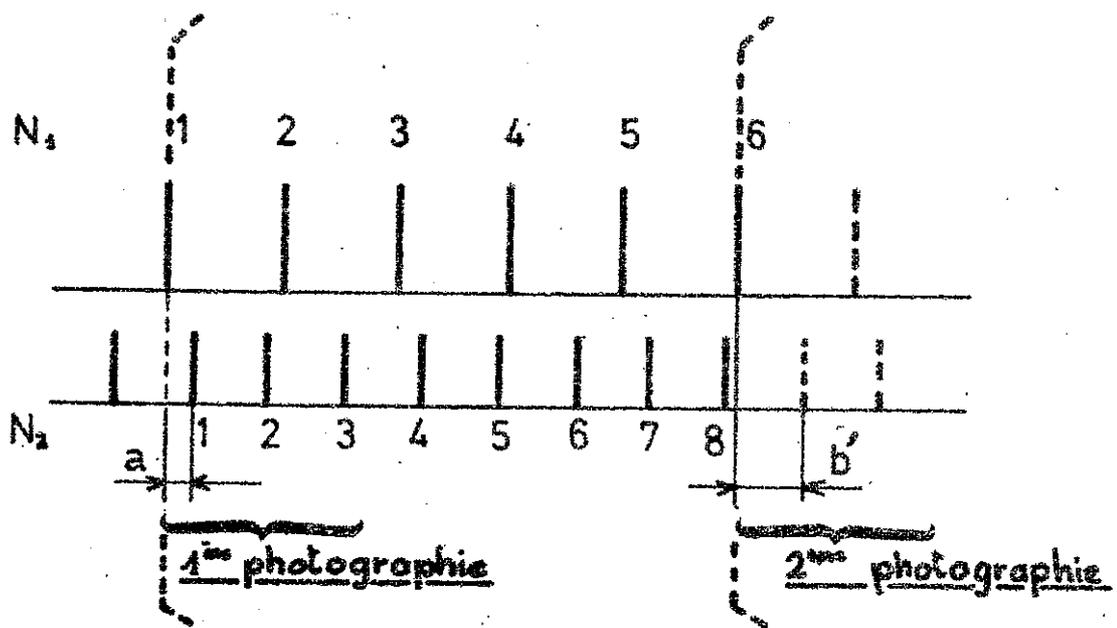
Le dépouillement et l'exploitation des photographies obtenues demandent quelques précautions.

La dernière frange comptée du système 1 déclenche le deuxième balayage du spot, la deuxième photographie représente donc le système de frange après l'arrêt du comptage.

Si a et b sont les valeurs des fractions de frange déterminées (fig. 15) on écrira donc :

$$b' = 1 - b \text{ et } \frac{K_1}{K_2} = \frac{N_1 - 1}{N_2 + a - b'}$$

Pour plusieurs mesures de la même raie, le nombre  $N_2$  choisi étant le même, les valeurs de a et b' pourront être différentes, suivant la position relative des deux systèmes de franges au moment du déclenchement de la mesure.



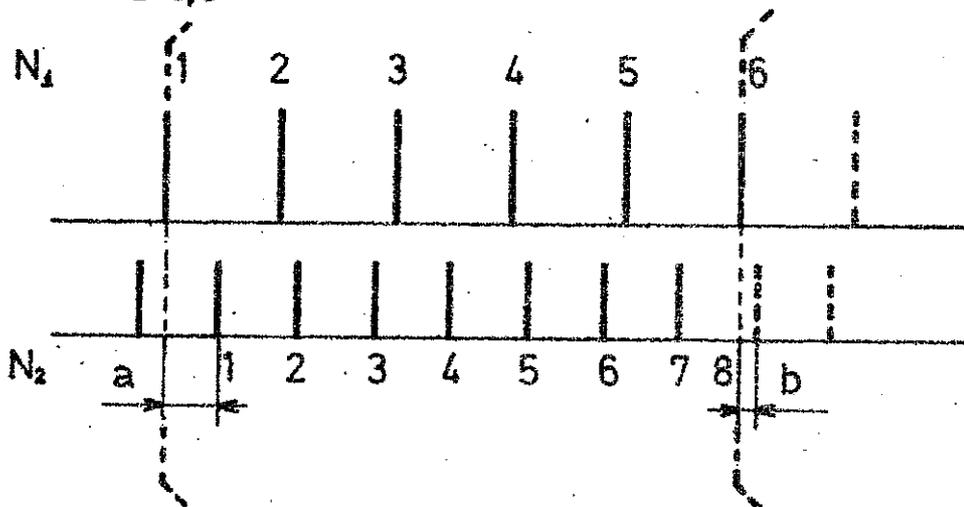
$$N_1 = 6$$

$$N_2 = 8$$

$$a = 0,4$$

$$b' = 0,9$$

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{6 \cdot 1}{8 + 0,4 \cdot 0,9} = \frac{5}{8 \cdot 0,5} = \boxed{\frac{5}{7,5}}$$



$$N_1 = 6$$

$$N_2 = 7$$

$$a = 0,75$$

$$b' = 0,25$$

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{6 \cdot 1}{7 + 0,75 \cdot 0,25} = \frac{5}{7 + 0,5} = \boxed{\frac{5}{7,5}}$$

**FIG. 16 DÉTERMINATION DE L'EXCÉDENT FRACTIONNAIRE**

Cependant le terme  $(a - b')$  ne peut prendre que deux valeurs, l'une négative, l'autre positive supérieure d'une unité. La valeur de  $N_2$  correspondant à ces deux cas diffère aussi d'une unité ( $K_2$  devant rester le même). La figure 16 illustre ceci.

- Problèmes pratiques, limite de précision.

La trace de l'oscilloscope est relativement épaisse, ce qui limite la précision du pointé.

On peut estimer l'erreur totale sur le pointé à 1/100 de frange, soit une imprécision relative de  $0,5 \cdot 10^{-7}$ .

Le signal de frange si le déplacement du chariot de l'interféromètre est linéaire en fonction du temps est une sinusofde, dont la période est fixe. Toutefois en réalité nous observons toujours une certaine distorsion du signal sur les photographies; elle est due à la variation de vitesse du chariot, au défaut de linéarité du système électronique de détection (amplificateurs sélectifs) et au bruit propre du signal.

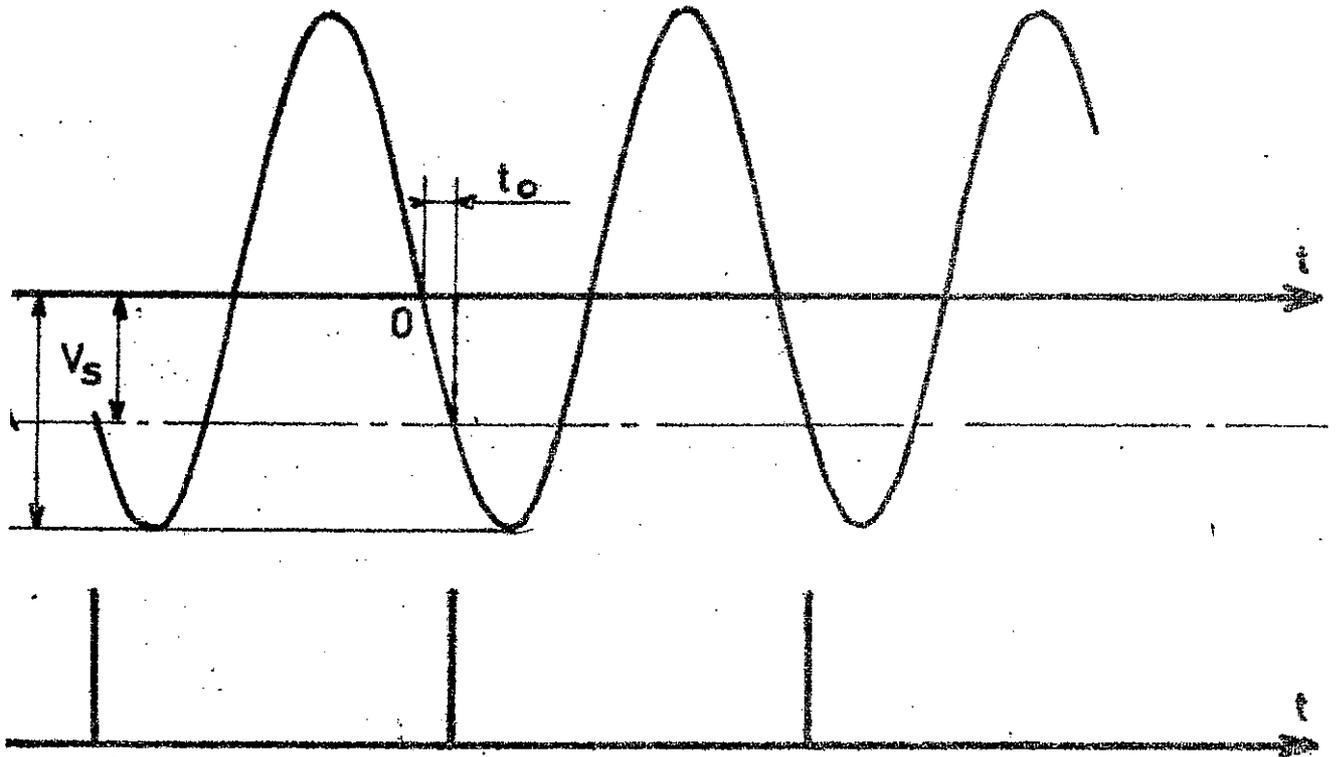
Nous constatons aussi des fluctuations de l'intensité du signal (variation de sensibilité des détecteurs, fluctuations des sources).

Nous allons essayer d'évaluer l'importance de ces phénomènes pour la précision des mesures.

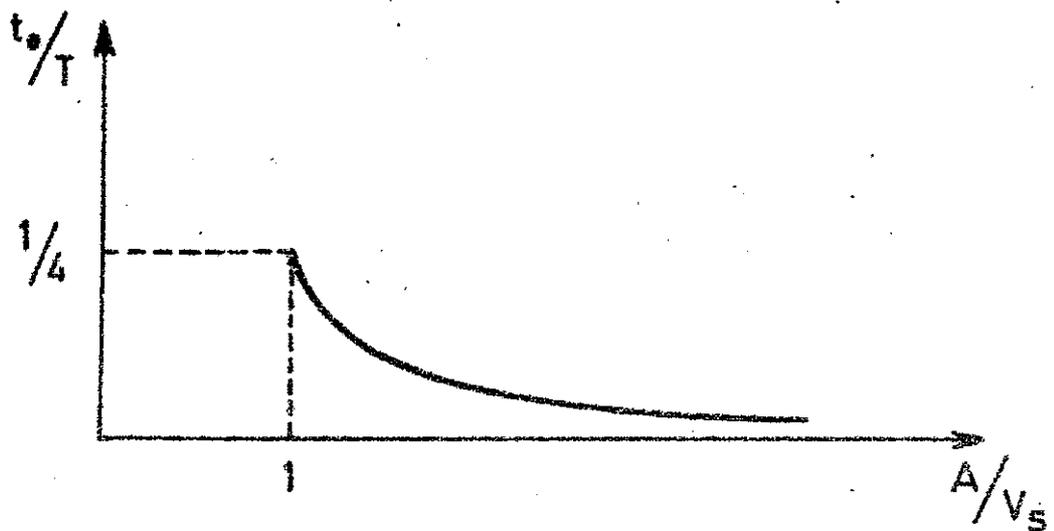
Nous ne considérons seulement que l'influence de l'amplitude des signaux envoyés aux compteurs, celle des autres phénomènes étant du même ordre.

Une impulsion est créée et envoyée sur un compteur dès que le signal atteint une valeur de seuil ( $V_g$ ). Cette valeur, constante tout au long de la mesure, est ajustable.

Si nous choisissons pour chaque frange une origine des temps (par exemple valeur nulle du signal) nous pouvons évaluer le temps  $t_0$  du défilement ( et  $\frac{t_0}{T}$  fraction de frange si  $T$  est la période) avant le



**FIG. 17 COMPTAGE ELECTRONIQUE DES FRANGES**



**FIG. 18**

comptage de la frange considérée ( fig. 17).

Deux valeurs différentes de  $t_0$  en début et en fin de comptage seront source d'erreur : le rapport  $\frac{A}{V_s}$  doit donc être choisi aussi

grand que possible ( A étant l'amplitude du signal). En effet :

$$A \sin 2\pi \frac{t_0}{T} = V_s$$

la fonction  $\frac{t_0}{T} = f\left(\frac{A}{V_s}\right)$  est représenté figure 18.

Nous constatons bien que  $\frac{\Delta t_0}{\Delta A}$  est d'autant plus petit que  $A/V_s$  est grand.

Le taux de modulation devra être aussi semblable que possible à la première et la dernière frange : on fera donc toujours des mesures approximatives entre deux valeurs de la différence de marche  $\delta$  et  $-\delta$

Evaluons l'erreur que nous pouvons commettre : si  $V_s = 0,5$  volts, A ayant une valeur  $A_1 = 5$  volts pour la première frange et  $A_2 = 4$  volts pour la dernière ( signal infrarouge  $\lambda = 3,5 \mu$  )

$$\frac{t_{o1} - t_{o2}}{T} = \frac{1}{250} \text{ frange}$$

ce qui correspond à une erreur relative.

$$\frac{\Delta \delta_1}{\delta_1} = 10^{-7}$$

Dans le cas du faisceau visible les variations de A peuvent parfois être plus grandes que celles envisagées ci-dessus. Mais comme les franges sont beaucoup plus serrées l'erreur est plus faible.

Tous les autres phénomènes énoncés au début du présent paragraphe retarderont ou avanceront le moment où le signal atteint le seuil  $V_s$  ( les deux systèmes sont à considérer) et seront la cause d'une imprécision.

On peut estimer la somme de toutes ces erreurs à  $2 \cdot 10^{-7}$ .

Nous pouvons remarquer que les défauts du signal et même la forme du signal n'a que peu d'importance pendant la mesure même (dans la mesure où le comptage est exact, c'est-à-dire qu'on ne manque pas le comptage de certaines franges).

## V. - ASSERVISSEMENT DE LA VITESSE DU CHARIOT DE L'INTERFEROMETRE.

### V - 1. But de l'asservissement et matériel -

Nous pouvions penser au début de notre travail que la variation de la différence de marche n'avait pas besoin d'être très linéaire en fonction du temps. Des différences de vitesse du défilement des franges ne doivent pas en effet altérer le comptage dans la mesure où la bande passante du système électronique est assez large pour que certains signaux ne soient pas atténués au point d'empêcher le déclenchement du compteur.

Nos premiers essais eurent donc lieu en ajoutant aux frottements solides qui freinent irrégulièrement l'avancement du chariot un frottement visqueux important, chargé de limiter les écarts de vitesse.

Cette méthode n'a pas donné de bons résultats : le chariot présentant quelques points durs, pour régulariser convenablement la vitesse, il aurait fallu accroître de façon prohibitive la force motrice (et corrélativement le frottement visqueux). La mauvaise régulation obtenue obligeait à utiliser des filtres à bandes passantes larges, ce qui

entraînait un mauvais rapport signal sur bruit, au point de rendre le comptage incertain. On a donc pensé pour améliorer ce rapport à employer une détection plus sélective et faire défiler les franges à la fréquence optimale correspondante. Pour cela la vitesse de déplacement du chariot doit avoir une valeur constante, ce qui nous assure de plus contre tout retour en arrière et arrêt pendant la mesure.

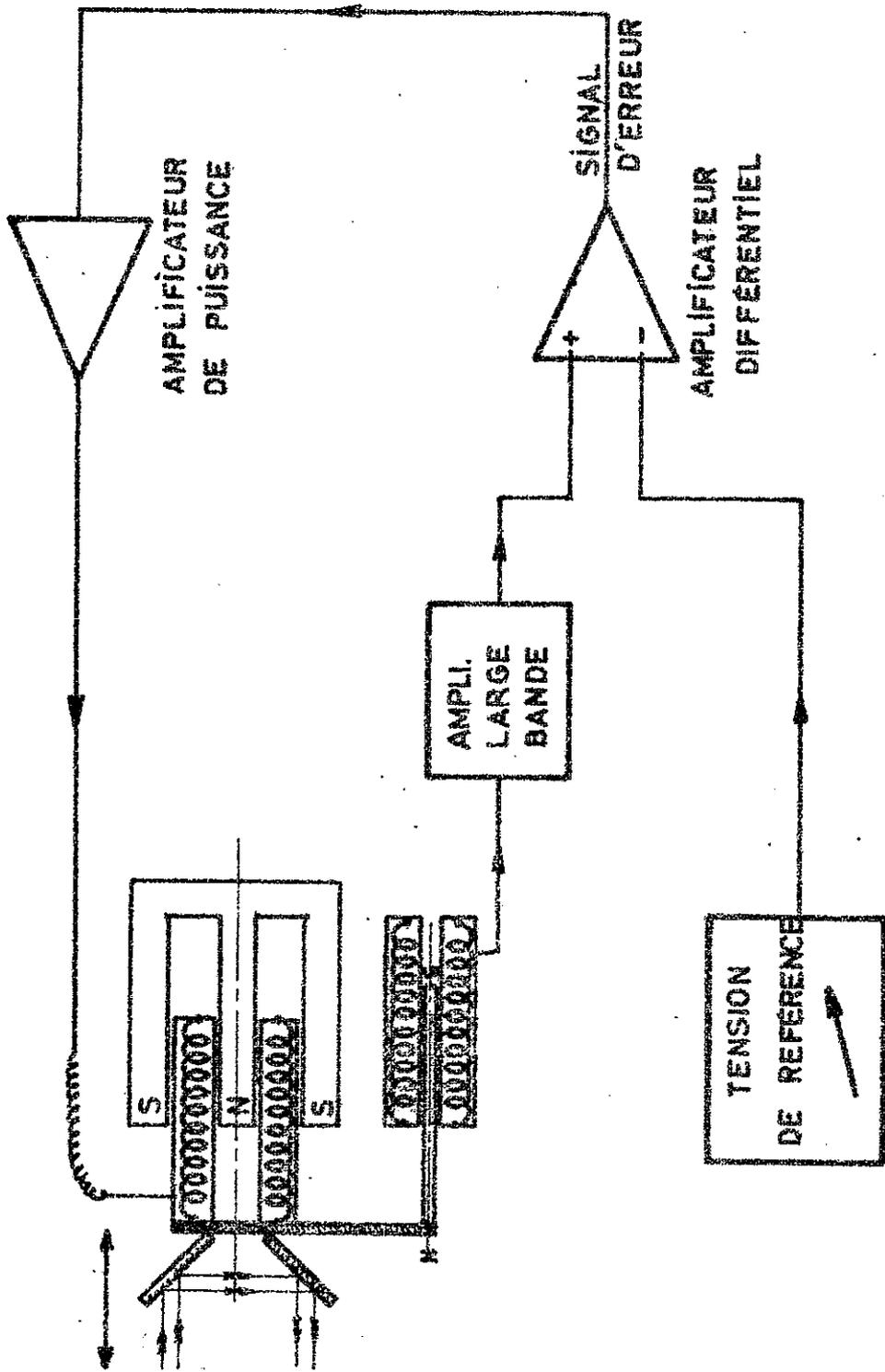
Nous avons donc asservi la vitesse du chariot de l'interféromètre. Toutefois un écart de quelques pour cent était tolérable.

Nous avons conçu cet asservissement en fonction de la manière dont était réalisé le chariot de l'interféromètre.

Le trièdre réfléchissant, décrit en détail par M. CUISENIER(25) se compose de trois miroirs appliqués sur un support en duralumin, de façon à être placé chacun dans un plan perpendiculaire aux deux autres. Ce support est fixé à un chariot roulant sur trois billes placées dans des glissières en V. La force motrice est la force électromagnétique exercée par un fort aimant annulaire sur une bobine parcourue par un courant électrique et placé derrière le trièdre, sur le chariot. Le déplacement maximum est de 9 centimètres.

La vitesse du chariot est mesurée à chaque instant par un transducteur de vitesse fixé à l'ensemble du trièdre. Ce dispositif (Sanborn LV syn. transducer type 6LV 4) est composé d'une tige aimantée plongeant dans une bobine. Cette dernière est construite de telle manière que la tension apparaissant à ses bornes est directement proportionnelle à la vitesse de la tige, pour une longueur de 10 centimètres. La tige est fixée rigidement au chariot, dont la vitesse peut ainsi être évaluée.

Le transducteur et le système moteur du chariot sont isolés des champs magnétiques extérieurs au moyen d'importants blindages ( $\mu$  - métal et fer doux).



**FIG- 19 SCHEMA DE L'ASSERVISSEMENT DU CHARIOT (Principe)**

### V-2. Réalisation pratique - dispositif électronique -

On compare à tout instant à l'aide d'un amplificateur différentiel le signal du transducteur, après amplification, à une tension de référence (tension continue, régulée). Le signal d'erreur obtenu à la sortie de l'amplificateur différentiel sert à commander le courant envoyé dans la bobine du chariot, au moyen d'un amplificateur de puissance.

Un réglage manuel de la tension de référence permet de choisir la vitesse du chariot.

La figure 19 donne un schéma de ce dispositif.

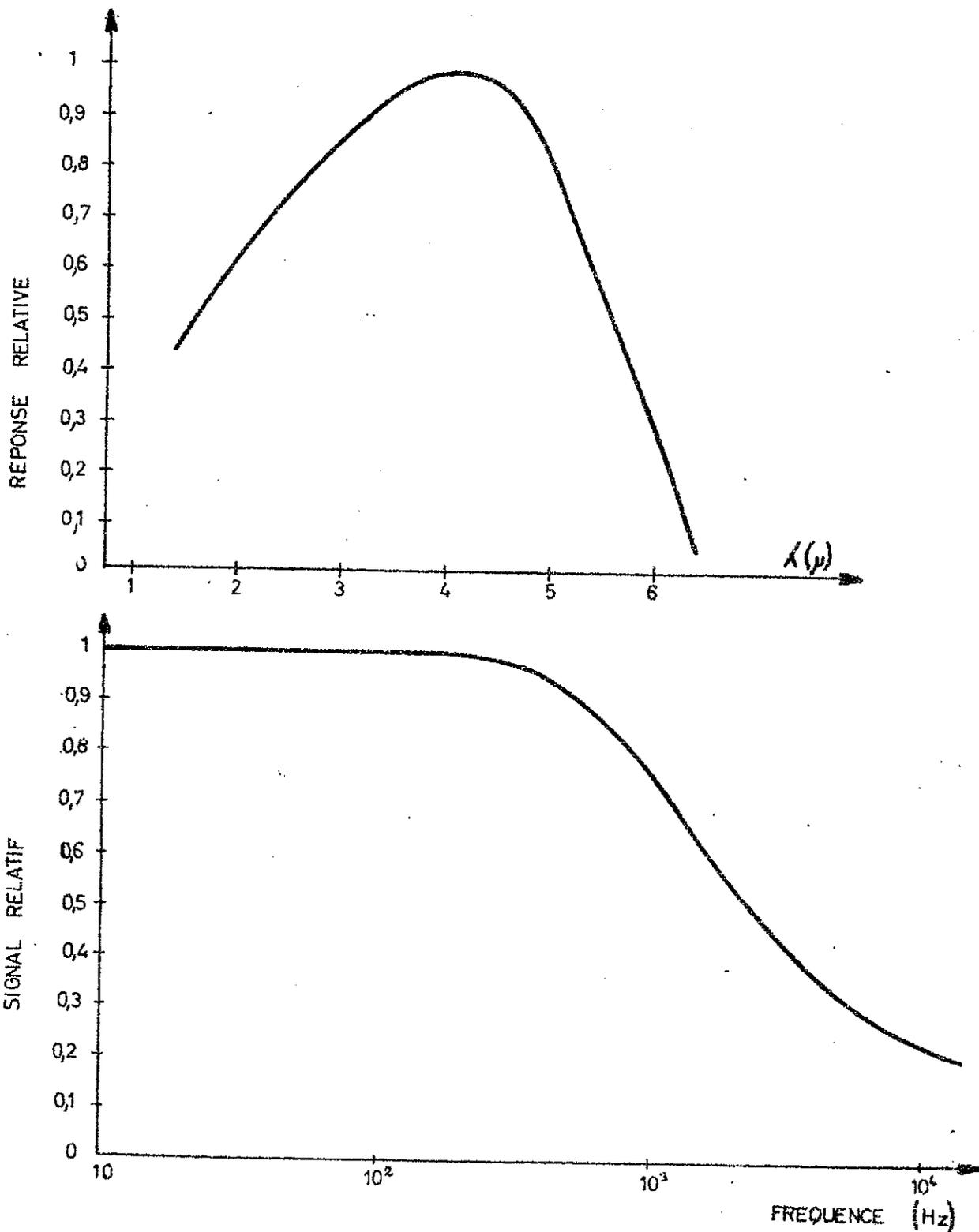
La bande passante du dispositif de détection et d'amplification des signaux lumineux est adaptée à la vitesse de défilement des franges par un jeu de filtres.

### V-3. Performances -

La vitesse maximale du chariot est d'environ 0,1 millimètre par seconde. Elle correspond à une fréquence de défilement des franges issues de la raie étalon de 750 Hz.

Si nous comptons 250000 franges, la durée de la mesure est alors d'environ 6 minutes.

La précision limite de l'asservissement est déterminée par le bruit dû à l'électronique et à des couplages parasites. Son amplitude est de 0,1 volt au niveau de l'amplificateur différentiel alors que l'amplitude totale du signal à la vitesse maximale du chariot est de 6 volts. On ne peut donc obtenir une précision meilleure que 2 %.



**FIG. 20. REPOSE SPECTRALE ET REPOSE EN FREQUENCE DU DETECTEUR I.R. (PbTe)**

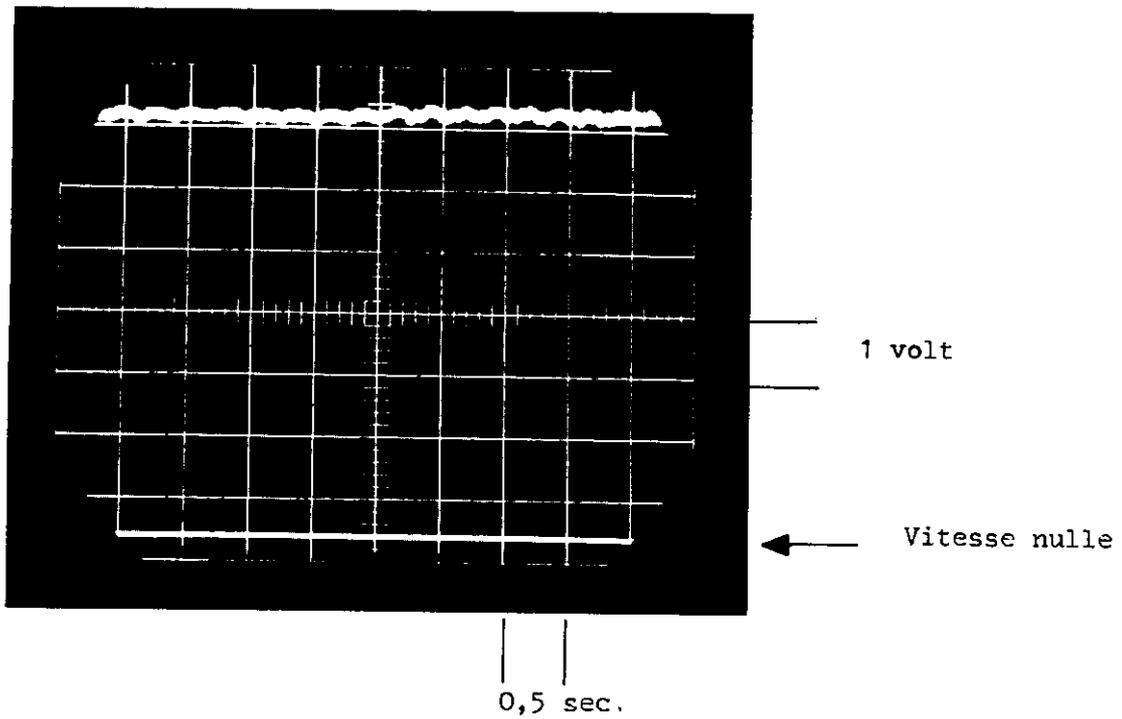


FIG 21 - SIGNAL VITESSE DONNE PAR LE TRANSDUCTEUR -

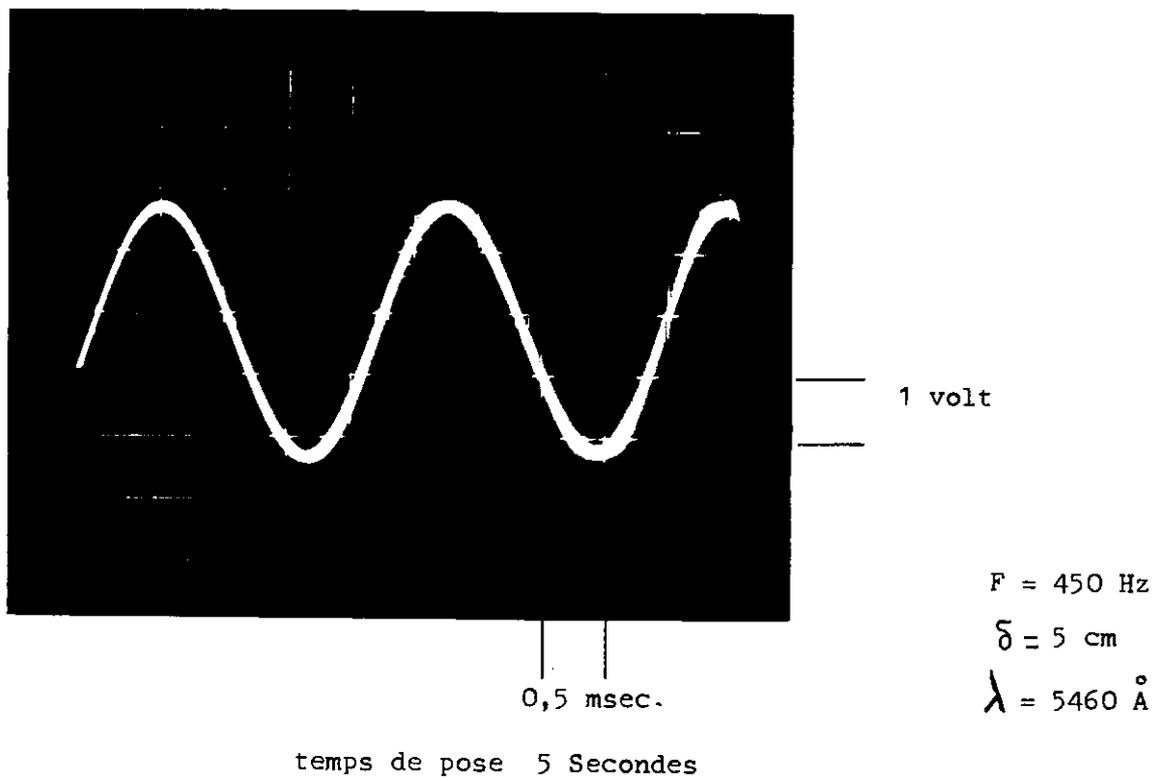


FIG 22 - STABILITE DU DEFILEMENT DES FRANGES -

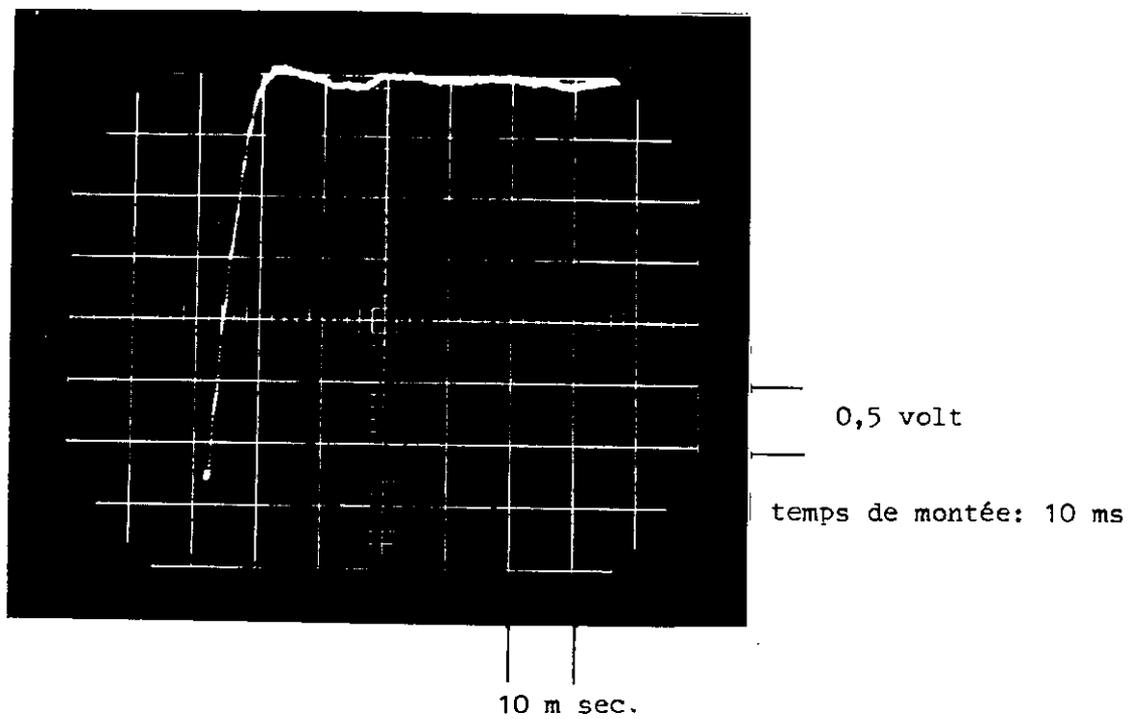
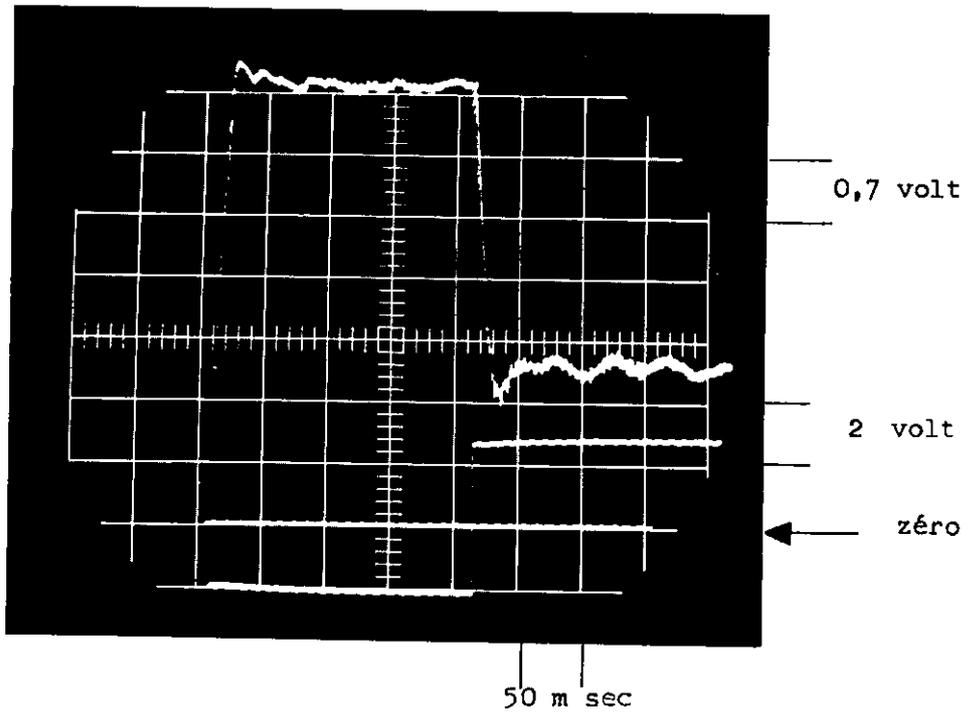


FIG. 23 Et FIG 24 - TEMPS DE REPOSE DE L'ASSERVISSEMENT -

La courbe de réponse en fréquence du récepteur infrarouge utilisé conduit à limiter la fréquence de défilement des franges à 200 Hz environ (fig. 20).

En réalité, pour la vitesse du chariot couramment utilisée, la précision est de l'ordre de 5 % .

Les figures 21 et 22 montrent cette précision : la première photographie représente le signal fourni par le transducteur, pendant le déplacement du chariot ; la seconde figure est une photographie du défilement des franges, sur l'oscillographe, pendant 5 secondes, le balayage étant synchronisé. La comparaison des épaisseurs des traits à droite et à gauche permet d'apprécier la variation de fréquence du signal.

Les figures 23 et 24 montrent à deux échelles différentes (rapport 5 ) la réponse de l'ensemble chariot plus asservissement à une perturbation importante et brutale. Un signal rectangle d'une amplitude de 5 volts est ajouté au signal d'erreur, l'enregistrement du signal vitesse nous permet d'évaluer à 10 millisecondes le temps de réponse du système (temps de défilement de 5 franges) avec peu d'oscillations résiduelles.

## CHAPITRE IV

### I - METHODES GENERALES DE MESURE

I - 1 - Source infrarouge - Nous avons déjà vu que la source employée est un grand laser dont la cavité est longue de sept mètres -(longueur de décharge six mètres)-

Nous ne nous étendrons donc pas sur la description de ce laser dont l'utilisation a déjà fait l'objet de plusieurs publications ( 1 - 2 )

I - 2 - Sélection des différentes raies - N'ayant eu à mesurer que des raies fortes, assez bien isolées, nous n'avons pas utilisé le monochromateur prévu entre l'interféromètre et le récepteur infrarouge.

Il nous a suffi pour sélectionner la transition dont la longueur d'onde était à mesurer, en même temps que pour la favoriser, d'utiliser un prisme de petit angle placé dans la cavité ( fig. 25 ). Le faisceau de sortie est prélevé par réflexion sur l'une des faces du prisme orientée à 45° de l'axe du laser ( l'autre face étant inclinée sous l'angle de Brewster).

Le réglage de la cavité pour la longueur d'onde désirée se fait par rotation du miroir qui suit le prisme.

Pour le néon la raie à  $\lambda = 3,39\mu$ , ayant un très fort coefficient d'amplification, apparaît pour des positions du sélecteur correspondant à l'optimum d'oscillation sur d'autres raies. Une cuve, remplie de méthane, évite ce grave inconvénient.

I - 3 - Mesures dans le vide et dans l'air - Nous avons fait des mesures dans le vide, mais nous avons fait aussi des mesures dans l'air. L'utilisation d'une longueur d'onde de référence réduit la correction d'indice de

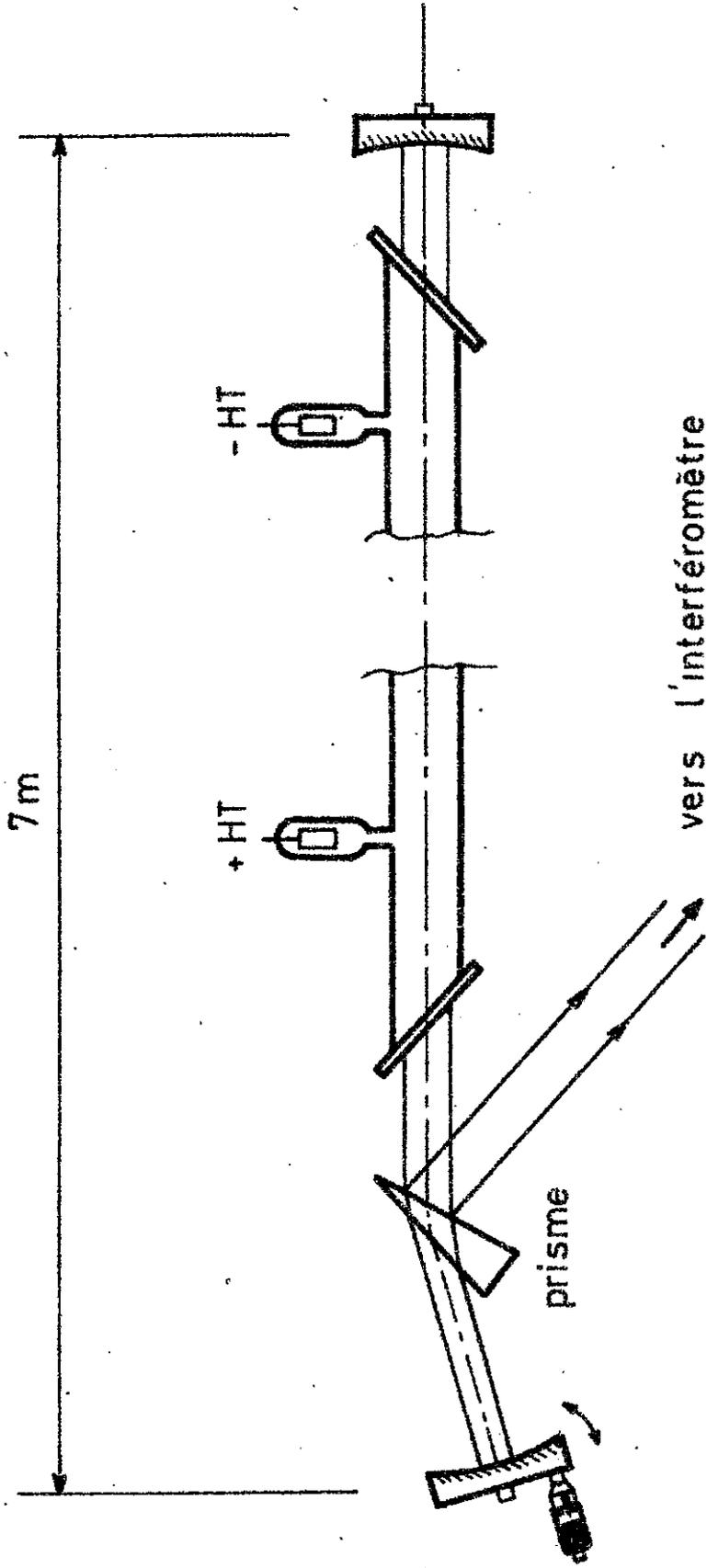


Fig. 21. LASER ET DISPOSITIF DE SELECTION DES LONGUEURS D'ONDE

l'air qu'il faut faire pour se ramener dans les conditions normales de pression et de température ( dans le rapport  $\frac{\Delta n}{n-1} = 5.10^{-6}$  ).

Si le nombre de franges sont  $N_1$  et  $N_2$  le rapport des deux nombres d'onde dans l'air normal s'écrit :

$$\frac{\sigma_{2 \text{ normal}}}{\sigma_{1 \text{ normal}}} = \frac{N_2}{N_1} (1 + \varepsilon)$$

où :

$$\varepsilon = \frac{n_{2 \text{ normal}}}{n_2} \frac{n_1}{n_{1 \text{ normal}}} - 1$$

Avec des notations évidentes .

D'après T. MASUI ( 29 ), en ne tenant compte que de la pression et de la température :

$$\varepsilon = \left[ 5,65 (t - 15) - 2,13 (p - 760) \right] (\sigma_2^2 - \sigma_1^2) 10^{-17}$$

$\sigma_1$  et  $\sigma_2$  étant exprimés en  $\text{cm}^{-1}$ .

Cette expression en fait n'est applicable que dans le domaine visible et dans les conditions voisines de celles de l'air normal.

Toutefois, pour fixer les idées on peut évaluer le terme correctif pour  $t = 25^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_1 = 3000 \text{ cm}^{-1}$  et  $\sigma_2 = 20000 \text{ cm}^{-1}$ ; sa valeur est :

$$\varepsilon = 1,5 \cdot 10^{-7}$$

I - 4- Méthode de mesure - Nous commençons toujours par faire un certain nombre de mesures sans déterminer l'excédent fractionnaire en augmentant peu à peu la différence de marche ( saut de 10000 en 10000 pour le nombre de franges prédéterminé ). Le choix final de ce nombre dépend du nombre de franges visibles qu'il est possible de compter avant de constater une perte de contraste suffisante pour altérer la précision.

Lorsque nous faisons des photographies et mesurons l'excédent fractionnaire le nombre entier de franges visibles est déjà connu avec exactitude.

Les photographies sont utilisées après agrandissement.

Pour presque toutes nos mesures, nous avons compté entre 200000 et 250000 franges visibles. Un nombre supérieur, entre 300000 et 400000 franges, peut être atteint mais nous avons préféré faire un plus grand nombre de mesures, et en prendre la moyenne, sur un nombre de franges moindre, la précision n'étant pas améliorée.

## II - MESURES PRELIMINAIRES - LONGUEURS D'ONDE D'UNE RAIE DU MERCURE 202, DANS LE PROCHE INFRAROUGE -

Notre première mesure, pour tester le dispositif, fut la mesure de la longueur d'onde de la raie  $1^1P_0 \longrightarrow 2^1S_0$  du mercure, la source étant la lampe étalon elle-même. L'emploi d'un filtre chimique (Filtre Schott) pour isoler cette radiation atténuant beaucoup l'énergie transmise nous avons dû employer une étendue de faisceaux assez grande, nécessitant une correction de l'erreur systématique qui en découle.

Pour 89999 franges I. R. comptées ( prédétermination 90000 ) nous avons compté en moyenne 167114,9 franges visibles dans l'air (écart maximum à la moyenne 0,1 frange ) l'angle solide utilisé étant

de  $2 \cdot 10^{-5}$  radian (  $r=0,5$  mm,  $f = 200$  mm), la correction relative est de  $1,5 \cdot 10^{-6}$ .

La valeur mesurée, ramenée au vide (30) après correction est =

$$\lambda_{\mu} = 1,0142546 \pm 6$$

La valeur calculée à partir de l'énergie des niveaux ( 31 ) est :

$$\lambda = 1,0142541 \mu .$$

PINARD (32) a obtenu (valeur rapportée au vide, après correction d'angle solide ) :

$$\lambda = 1,0142543 \mu \text{ par transformation de Fourier.}$$

### III - ECART ISOTOPIQUE D'UNE RAIE DE L'HELIUM ( $\lambda = 4,60 \mu$ )

Cette raie est l'une des deux raies obtenues avec le laser utilisé.

Nous avons mesuré la longueur d'onde correspondant à chacun des deux isotopes, par des mesures séparées, dans l'air.

Nous avons compté :

Pour He<sup>4</sup> 252999,05  $\pm$  0,1 franges visibles  
pour 29999 franges I. R.

Pour He<sup>3</sup> 253016,7  $\pm$  0,1 franges visibles  
pour 29999 franges I. R.

La différence des nombres d'onde nous permet de donner l'écart isotopique en milli Kayser.

Le même écart a été mesuré par S. LIBERMAN au moyen d'un interféromètre de type Fabry-Perot, les deux isotopes étant mélangés dans le tube.

La meilleure valeur théorique est obtenue à partir des calculs très précis de PEKERIS concernant les fonctions d'onde des niveaux  $[5^1S_0 \longrightarrow 4^1P_1]$  ( 33 ).

Nous pouvons comparer les nombres d'onde mesurés, ramenés au vide, aux valeurs calculées à partir des énergies des niveaux (obtenues par des mesures dans le visible ) (31).

		Ch. Moore (Tables)	Pekeris	Fabry - Perot
$He^3 . cm^{-1}$	$2170,641_1$	-----	2171,005	-----
$He^4 . cm^{-1}$	$2170,792_6$	2170,83	2171,157	-----
$\Delta\sigma$ mK	$151,5 \pm 1,5$	-----	152,0	$153,5 \pm 0,8$

La précision relative sur les valeurs absolues peut être évaluée à  $4.10^{-7}$ .

L'écart est donc déterminé à 1,5 mK près.

La différence entre les deux valeurs expérimentales peut être attribuée à des déplacements par pression, différents suivant qu'on opère avec des isotopes séparés ou avec des mélanges; cependant l'écart entre les deux mesures reste dans la limite d'erreur.

L'oscillation laser est obtenue dans un intervalle de pression trop petit (0,2 à 0,4 torr dans le cas d'un seul isotope) pour permettre une étude de cet effet.

Dans le cas de  $\text{He}^4$  nous avons cependant tenté de mettre en évidence un écart entre deux séries de mesures, l'une à 0,25 torr, l'autre à 0,35 torr : la différence est de 0,15 frange ( ce qui correspond à un déplacement de l'ordre de  $1,5 \pm 1$  mK ).

L'effet différentiel qui intervient dans la mesure de l'écart isotopique est certainement inférieur à 1 mK.

#### IV - MESURES DE QUELQUES RAIES DU NEON -

Nos principales mesures ont porté sur des raies du néon naturel dans le vide et dans l'air. Comme l'effet laser n'est pas linéaire les longueurs d'onde mesurées ne correspondent pas exactement au centre de gravité des raies, mais la proportion de  $\text{Ne}^{22}$  est faible (9,5%) ainsi que les écarts isotopiques. Les erreurs qui en résultent sont nettement en dessous de la limite de précision.

Les résultats obtenus sont réunis dans le tableau 26.

Nous avons comparé ces résultats aux longueurs d'onde calculées à partir des niveaux d'énergie (31).

Le rapport  $\frac{\lambda_{\text{vide}}}{\lambda_{\text{air}}}$  est aux erreurs d'expérience près égal à l'indice de l'air. Le tableau permet de comparer les valeurs ainsi mesurées et celles déduites de la loi de Edlèn (30). Celle-ci ne tient pas compte de l'influence des bandes d'absorption ( $\text{CO}_2$  -  $\text{H}_2\text{O}$ ).

Classification (Racah)	$\lambda_{\text{air}} (\mu)$	$\lambda_{\text{vide}} (\mu)$	$\lambda_{\text{vide}}$ diff. entre niveaux	$\left( \frac{\lambda_{\text{vide}}}{\lambda_{\text{air}}} - 1 \right) 10^3$	$(n-1) 10^3 (*)$
$4p'(\frac{1}{2})_0 \rightarrow 3d'(\frac{3}{2})_1$	5, 403296 + 3	5, 404752 + 3	5, 404757	0, 2696 +10	0, 2726
$4p'(\frac{1}{2})_0 \rightarrow 3d'(\frac{3}{2})_2$	3, 773577 + 2	3, 774608 + 2	3, 774606	0, 2733 +10	0, 2727 <sub>0</sub>
$5s'(\frac{1}{2})_1 \rightarrow 4p'(\frac{3}{2})_2$	3, 391304 + 2	3, 392230 + 2	3, 392229	0, 2733 +10	0, 2727 <sub>3</sub>
$5s'(\frac{1}{2})_1 \rightarrow 4p'(\frac{1}{2})_0$	3, 071154 + 2	3, 071984 + 2	3, 071991	0, 2727 <sub>3</sub> +10	0, 2727 <sub>6</sub>
(*) Loi de Edlèn (30)					

TABLEAU 26

## CONCLUSION

Les mesures faites montrent que nous pouvons obtenir une précision relative supérieure à  $5 \cdot 10^{-7}$ . L'utilisation d'une raie étalon plus fine ( laser asservi en fréquence) permettrait sans modification de l'appareillage de multiplier en principe cette précision par trois (utilisation d'une différence de marche maximale). Toutefois notre travail a montré la difficulté d'obtenir par cette méthode et avec ce dispositif une précision très supérieure ( importance des erreurs systématiques et obligation de prendre en considération des phénomènes jusqu'ici négligés). De plus, un gain en précision n'aurait d'utilité que pour des raies définies avec la précision correspondante, ce qui, dans le cas des raies laser, signifie qu'elles soient sans structure et symétriques.

Telle que nous l'avons mise en oeuvre la méthode de comptage automatique de franges permet déjà des mesures très précises, bien que rapides.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur JACQUINOT et Monsieur le Professeur CHABBAL d'avoir accepté de m'accueillir au Laboratoire.

J'exprime à Monsieur le Professeur BROCHARD qui m'a conseillé et guidé pendant ce travail, toute ma gratitude.

Je tiens à citer ici S. LIBERMAN dont l'aide m'a été très précieuse ainsi que les électroniciens du Laboratoire, en particulier Messieurs J. SEGUIN et G. MICHEL.

Mes remerciements vont également à toutes les personnes du Laboratoire qui ont bien voulu m'aider.

## BIBLIOGRAPHIE

- (1) S. LIBERMAN et J. BROCHARD, C.R. 260 p.6827 (1965)
- (2) S. LIBERMAN, C.R. 261, p.2601 (1965)
- (3) Karl Wilh. MEISSNER, J.O.S.A. , 31, p. 405 (1941)
- (4) H.A. ROWLAND, " on a table of Standard Wave-lengths of the spectral lines". Memoirs of the Academy of Arts and Science XII 101-186 (1896)
- (5) A. A. MICHELSON et E. W. MORLEY, Am. J. Sci. 34 427 (1887)
- (6) MICHELSON et BENOIT, Travaux et mémoires du B.I.P.M. T. 11 (1895)
- (7) BUISSON et C. FABRY, J. de Phys. 7 169 (1908)
- (8) FABRY et PEROT, Travaux et mémoires du B.I.P.M. T. 15 (1913)
- (9) MEGGERS et HUMPHREYS, J. Research 13 293 (1934)
- (10) BURNS et ADAMS, J.O.S.A. 40 339 (1950)
- (11) KAUFMAN, J.O.S.A. Vol. 52 (1962)
- (12) PECK, J.O.S.A. 45 795 (1955)
- (13) PECK et OBETZ, J.O.S.A. 43 505 (1953)
- (14) V. DANEU, L.O.HOCKER, A. JAVAN, D.RAMACHANDRA RAO et A.SZOKE, Zernike. Physics Letters 29 A, n° 6, p.319 (1969)
- (15) J. PINARD, Thèse- Paris (1968)
- (16) BRUCE, Australian J. Phys. 8 n°2 (1955)
- (17) MEGGERS, J.O.S.A. 38, 7, (1948)
- (18) PERARD et TERRIEN, C.R. 228, 964 (1949)
- (19) W.F. MEGGERS et F.O. WESTFALL, J. Research Natl. Bur. Stand. , 44 , 455 (1950)
- (20) H. BARREL et PUTTOCK, C.R. des Sciences-Neuvième conférence générale des Poids et Mesures, 77 (1948)
- (21) BLANK, J.O.S.A. 40, 345 (1950)
- (22) BURNS et ADAMS, J.O.S.A. 42 , 56 (1952)

- (23) BARREL, J.O.S.A. 41, 295 (1951)
- (24) J. VERGES, Journal de Physique, 28, colloque II, 176 (1967)
- (25) MENAGE, D.E.S. -Paris.
- (26) PECK, J.O.S.A. 38 , 1015 (1948)
- (27) MURTY, J.O.S.A. 50, 7 , (1960)
- (28) CUISENIER, Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle- Paris (1964)
- (29) T. MASUI, Rev. d'Optique T 36 , p. 281 ( 1957)
- (30) Table of Wavenumbers. N. B. S. Monograph 3.
- (31) G. E. MOORE, Atomic Energy Levels N. B. S. incular 467.
- (32) J. PINARD, Communication personnelle.
- (33) C. L. PEKERIS, Phys. Rev. T. 127, n° 2 ( 1962). p. 509.

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION .....	1
<u>CHAPITRE I : RAPPEL DE DIFFERENTES METHODES DE</u> <u>MESURE DE LONGUEURS D'ONDE .....</u>	3
I - COMPARAISON A UNE LONGUEUR, INTERFEROMETRE A DEUX ONDES .....	3
II - UTILISATION D'UN INTERFEROMETRE A ONDES MULTIPLES .....	4
III - DETERMINATION DES LONGUEURS D'ONDE PAR COMPTAGE DE FRANGES .....	5
<u>CHAPITRE II : PRINCIPES DE LA METHODE UTILISEE .....</u>	6
I - COMPARAISON DE DEUX LONGUEURS D'ONDE AVEC UN INTERFEROMETRE DE MICHELSON .....	6
II - PRECISION THEORIQUE .....	7
III - REMARQUES GENERALES .....	8
IV - CAUSES D'ERREURS EXPERIMENTALES .....	9
IV- 1 - Influence de la dimension du diaphragme de sortie .....	9
IV- 2 - Effet d'un décentrage des diaphragmes, manque de parallélisme entre les deux faisceaux .....	11
IV-2-a- Généralités .....	11
IV-2-b- Déréglaage fixe .....	13
IV-2-c- Effet d'un déréglaage momentané pendant la mesure.....	14

IV - 3 - Source étalon .....	15
IV - 4 - Détermination de longueurs d'onde dans le cas d'une structure complexe .....	18
-Nombre d'onde moyen .....	18
-Visibilité des franges .....	21
- Conclusion .....	22
<u>CHAPITRE III : DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE</u> .....	23
I - L'INTERFEROMETRE .....	23
I- 1- Généralités .....	23
I- 2 - Variation de la différence de marche .....	24
I- 3- Séparatrice .....	24
I -4- Réglage des faisceaux .....	25
II - UTILISATION DE L'APPAREIL SOUS VIDE .....	26
III - APPAREILLAGE ELECTRONIQUE ET DETECTION.	26
III - 1- Détection .....	27
III - 2- Dispositif de comptage électronique .....	27
III - 3- Interprétation du comptage .....	28
IV - DETERMINATION DE FRACTIONS DE FRANGES ...	28
IV - 1- Photographie du système de franges .....	28
IV - 2- Obtention de la valeur de l'excédent fractionnaire .....	29
- Problèmes pratiques, limite de précision, ..	30
V - ASSERVISSEMENT DE LA VITESSE DU CHARIOT DE L'INTERFEROMETRE .....	32
V - 1- But de l'asservissement et matériel, .....	32
V - 2- Réalisation pratique - dispositif électronique.	34
V - 3- Performances .....	34

<u>CHAPITRE IV</u> .....	36
I - GENERALITES - METHODES DE MESURE ...	36
I - 1 - Source infrarouge .....	36
I - 2 - Sélections des différentes raies ..	36
I - 3 - Mesures dans le vide et dans l'air.	36
I - 4 - Méthodes de mesure .....	38
II - MESURES PRELIMINAIRES - LONGUEURS D'ONDE D'UNE RAIE DU MERCURE 202 DANS LE PROCHE INFRAROUGE .....	38
III - ECART ISOTOPIQUE D'UNE RAIE DE L'HELIUM ( $\lambda = 4,60 \mu$ ) .....	39
IV - MESURES DE QUELQUES RAIES DU NEON .....	41
V- CONCLUSION .....	42

---

