

N° d'ordre :

Puig

THÈSE

présentée à la
Faculté des Sciences de l'Université de Paris
pour obtenir

le Titre de Docteur de 3^{ème} Cycle
Spectroscopie

par

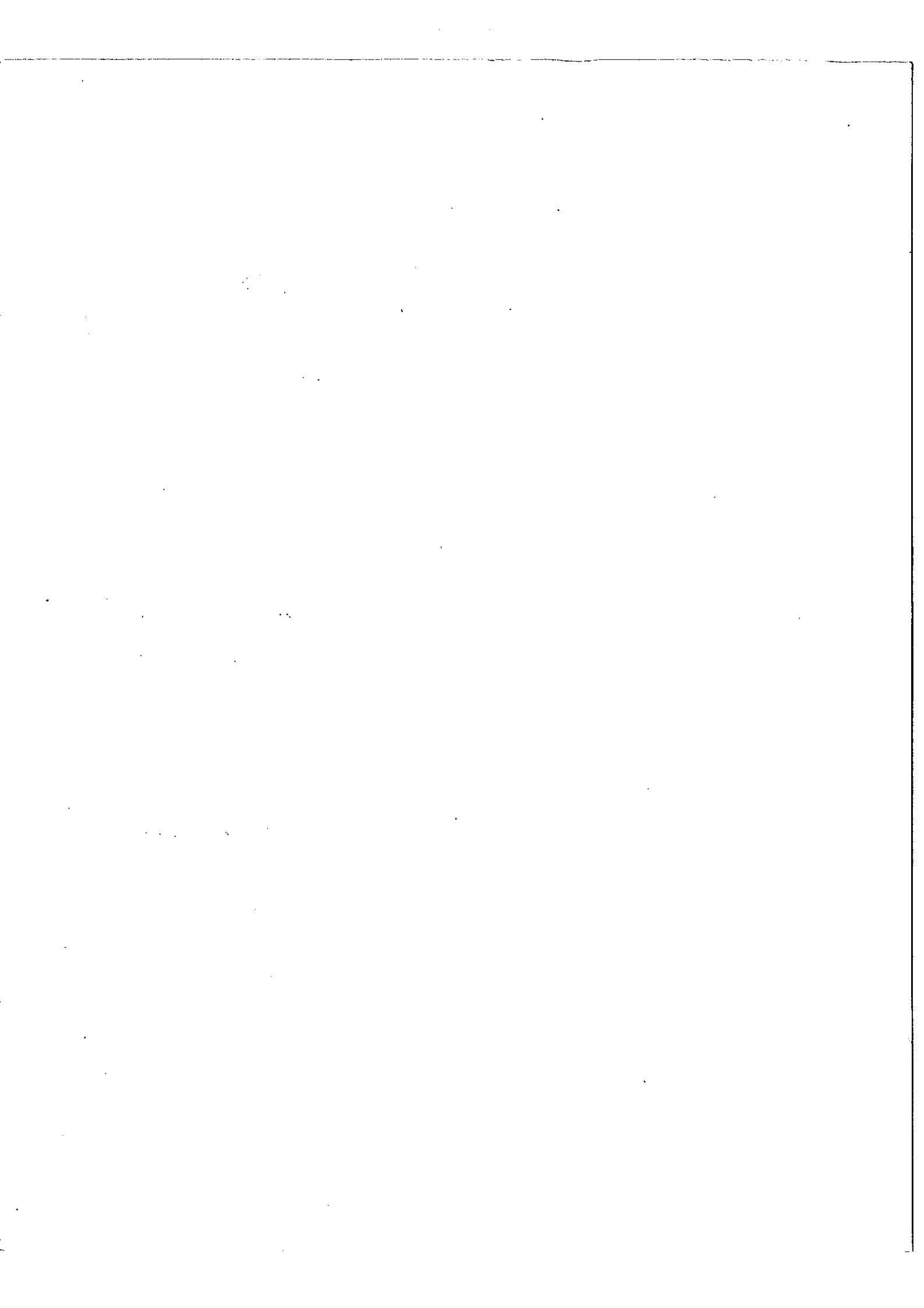
Maximilien CUISENIER

Étude et réalisation d'un interféromètre de Michelson permettant l'utilisation de la spectroscopie par transformation de Fourier à haute résolution sur un intervalle spectral étendu.

Soutenue le

1964 devant la Commission d'Examen

PARIS 1964



HISTORIQUE DE LA SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMATION DE FOURIER

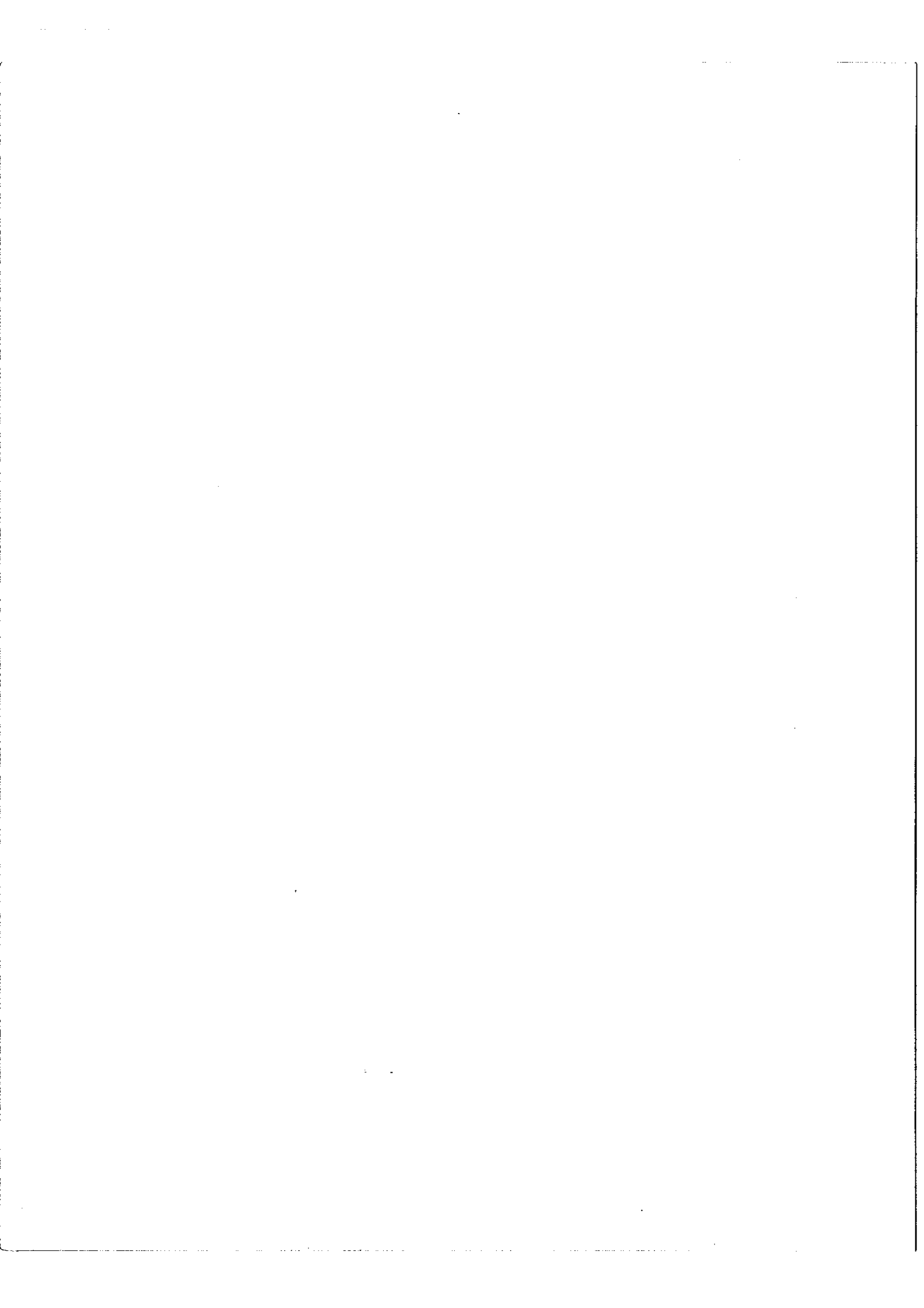
La méthode de spectroscopie par transformation de Fourier (Spectrométrie de Fourier) repose sur le fait que si l'on éclaire un interféromètre à deux ondes par un faisceau de lumière de composition spectrale quelconque, le flux lumineux sortant est une fonction de la différence de marche (Interférogramme) représentant la transformée de Fourier en cosinus de la repartition spectrale de la lumière incidente (spectre). La transformation de Fourier étant une opération réciproque il suffit de l'appliquer à l'interférogramme pour obtenir le spectre.

Bien avant de réaliser effectivement toutes les opérations d'une véritable analyse par transformation de Fourier, Michelson en 1891 [1] utilisa un interféromètre à différence de marche variable pour résoudre des structures simples ne comprenant que quelques raies. Il observait la diminution de la visibilité des franges avec l'augmentation de la différence de marche et en déduisait des renseignements sur les largeurs ou les écarts des raies. La méthode ne pouvait ainsi s'appliquer qu'à des domaines spectraux réduits et de plus elle pouvait conduire à des ambiguïtés dans le cas de raies n'ayant pas un profil symétrique ainsi que l'a montré Lord Rayleigh.

En 1910, Rubens et Wood dans l'infra-rouge lointain utilisèrent l'ensemble de l'interférogramme pour calculer le spectre de la lumière incidente mais celui-ci n'était obtenu qu'avec un pouvoir de résolution très faible.

A partir de 1951 Felgett et P. Jacquinot dégagèrent indépendamment les avantages de la méthode de spectrométrie de Fourier et en particulier ils mirent en évidence le gain que l'on pouvait en attendre par rapport aux méthodes de spectrométrie classique. Ce gain provient de ce que chaque élément spectral envoie de la lumière sur le récepteur pendant toute la durée de l'enregistrement, soit T , au lieu du temps $\frac{T}{M}$ si M est le nombre d'éléments spectraux étudiés dans une méthode séquentielle.

Depuis cette époque les réalisations expérimentales commencèrent à se succéder.



En 1952 Felgett [4] avec un interféromètre de Michelson à triédres étudia des spectres stellaires entre 1μ et 3μ avec un pouvoir de résolution de l'ordre de 10^2 . Le calcul de la transformée de Fourier de l'interférogramme était fait par une machine EDSAC II.

En 1956 Strong et Vanasse [5] avec un réseau lamellaire à profondeur de traits variable, obtinrent les premiers spectres dans l'infra-rouge lointain, jusqu'à 1000μ . Le spectre était obtenu directement en envoyant le signal de l'interféromètre dans un calculateur analogique très simple à dix canaux en parallèles.

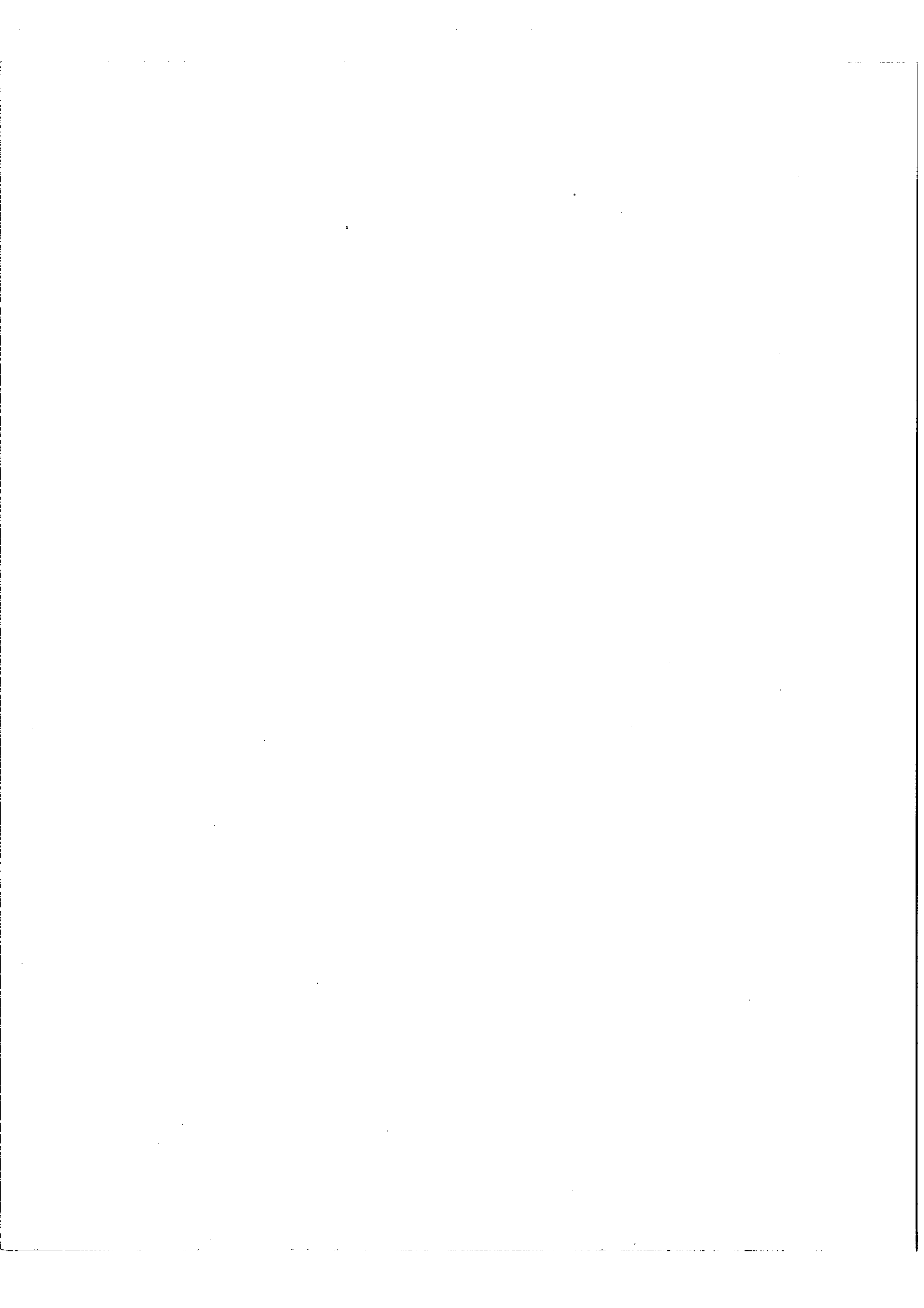
En 1958 Mertz [6] avec un interféromètre à polarisation, étudia des spectres stellaires vers 4000 \AA avec un pouvoir de résolution qui était toujours de l'ordre de 10^2 .

Ce furent seulement J. Connes et H.P. Gush [7], avec un interféromètre de Michelson classique qui purent réaliser des pouvoirs de résolution un peu plus élevés, de l'ordre de 2.10^3 . Le nombre d'éléments spectraux était de 400 environ et le calcul du spectre à partir de l'interférogramme était fait par un calculateur IBM 704.

Depuis cette époque de nombreux travaux ont été poursuivis dans l'infra-rouge en spectroscopie moléculaire ou en spectroscopie du ciel nocturne. La méthode est encore perfectible mais néanmoins utilisable. Par contre en ce qui concerne la spectroscopie atomique à haute résolution de nombreux problèmes non résolus subsistent.

Une étude détaillée faite par J. Connes [8] montre que la durée du calcul d'un spectre par une méthode digitale devient rapidement prohibitive quand on veut, à la fois, une haute résolution et un domaine spectral étendu. Ainsi pour étudier un spectre de 12000 cm^{-1} à $28\ 000\text{ cm}^{-1}$ (région visible) avec un pouvoir de résolution de 10^6 on trouve une durée de calcul de 140 ans. Depuis cette époque la vitesse de fonctionnement des calculateurs a augmenté mais pas de façon telle que cette durée puisse devenir raisonnable.

En 1960 P. Connes imagina un calculateur spécialisé semi-analogique et semi-digital qui pourrait permettre de gagner un facteur 100 sur le temps d'analyse d'un spectre. Ce



qui laissait encore le temps nécessaire à l'étude de 10^6 éléments spectraux supérieur à un an.

Ce calculateur fut cependant construit au laboratoire Aimé Cotton à Bellevue par G. Michel [9], et J. Pinard [10] étudia un procédé nouveau d'enregistrement de l'interférogramme qui avait pour but de ramener, avec le calculateur précédent, le temps de calcul d'un spectre étendu à une valeur raisonnable.

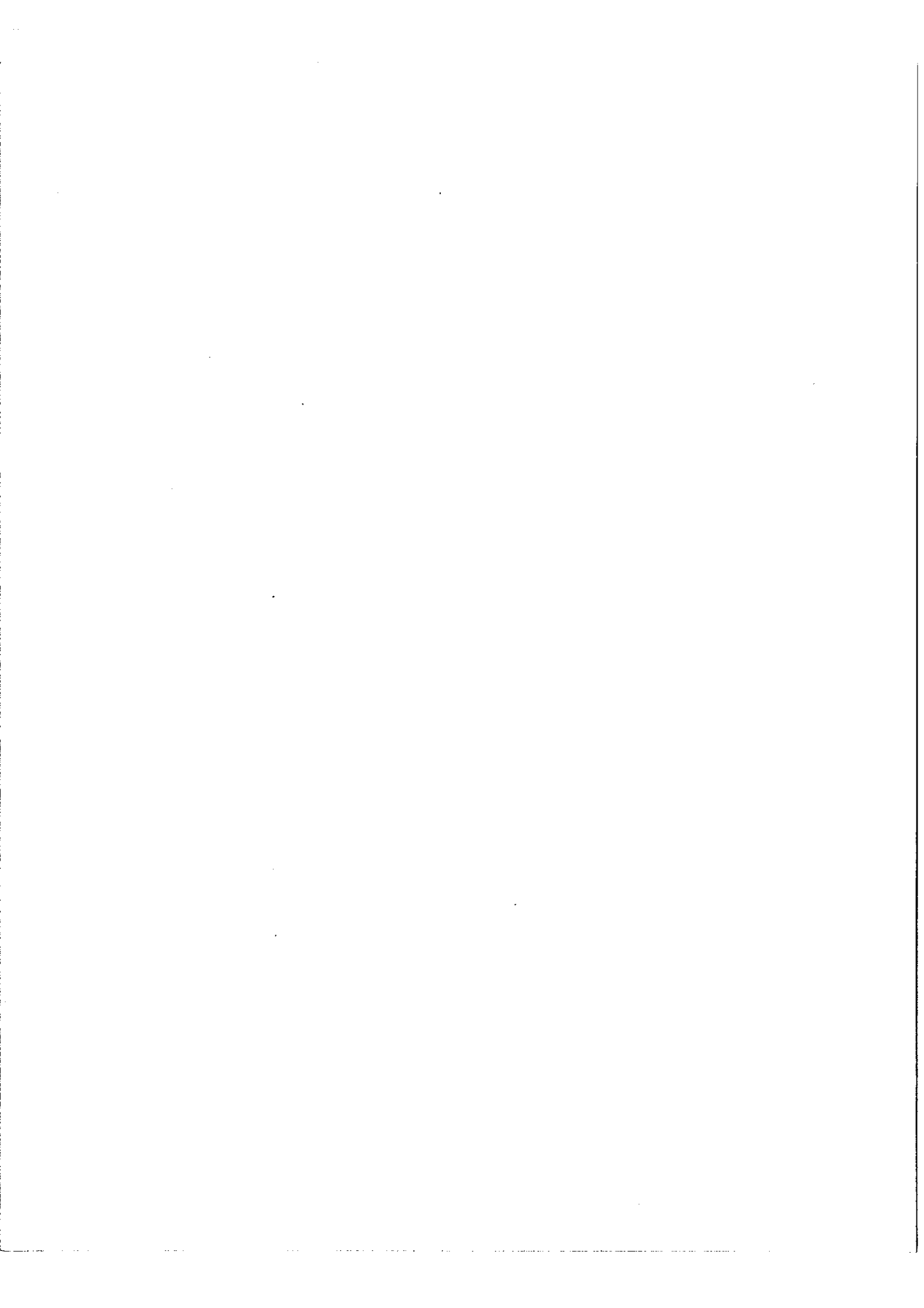
Ce calculateur associé à cette méthode d'enregistrement permettant l'utilisation de la spectrométrie de Fourier à haute résolution sur un domaine spectral étendu il est devenu nécessaire de réaliser un interféromètre qui soit capable de fournir un interférogramme à grande différence de marche adapté à la méthode de calcul et c'est la raison pour laquelle la présente étude a été entreprise.

Dans une première partie nous rappellerons très brièvement le principe de la méthode de spectrométrie de Fourier ainsi que celui du calculateur analogique construit au laboratoire, puis nous décrirons la méthode d'enregistrement que nous nous proposons d'utiliser et nous montrerons de quelle manière elle peut réduire le temps de calcul.

Dans une deuxième partie nous décrirons l'interféromètre de Michelson sur lequel furent faits les premiers essais et nous montrerons sur cet appareil les défauts qui nous ont conduit à construire un autre type d'interféromètre.

Ce nouvel interféromètre sera décrit dans une troisième partie et nous exposerons les performances qu'il nous a déjà permit de réaliser.

Enfin dans une quatrième partie nous donnerons le principe d'un polychromateur qui s'adaptera facilement à la sortie de l'interféromètre et qui devra nécessairement être utilisé pour l'étude des spectres étendus.



I-ère PARTIE

RAPPEL DES RESULTATS THEORIQUES ET DES PRINCIPES DE CALCUL

I. - Principe de la Spectroscopie par transformation de Fourier -

Considérons un interféromètre de Michelson (Figure 1) dont un de ses miroirs se déplace à la vitesse v . La différence de marche est alors une fonction du temps $\delta = 2vt$. La forme du signal recueilli sur le récepteur R en fonction du temps dépend de la répartition spectrale dans la source S.

Si l'on considère une source monochromatique de nombre d'onde σ on obtiendra à la sortie un interférogramme $I(\delta) = I_0 \cos^2 \pi \sigma \delta = \frac{I_0}{2} (1 + \cos 2\pi \sigma \delta)$ c'est à dire à une constante additive près

$$I(\delta) = \frac{I_0}{2} \cos 2\pi \sigma \delta$$

Si maintenant la source émet une lumière dans laquelle la répartition spectrale de la luminance est $B(\sigma)$ chaque tranche $d\sigma$ contribue à l'interférogramme par

$$B(\sigma) d\sigma \cos 2\pi \sigma \delta$$

et l'interférogramme est $I(\delta) = \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi \sigma \delta d\sigma$

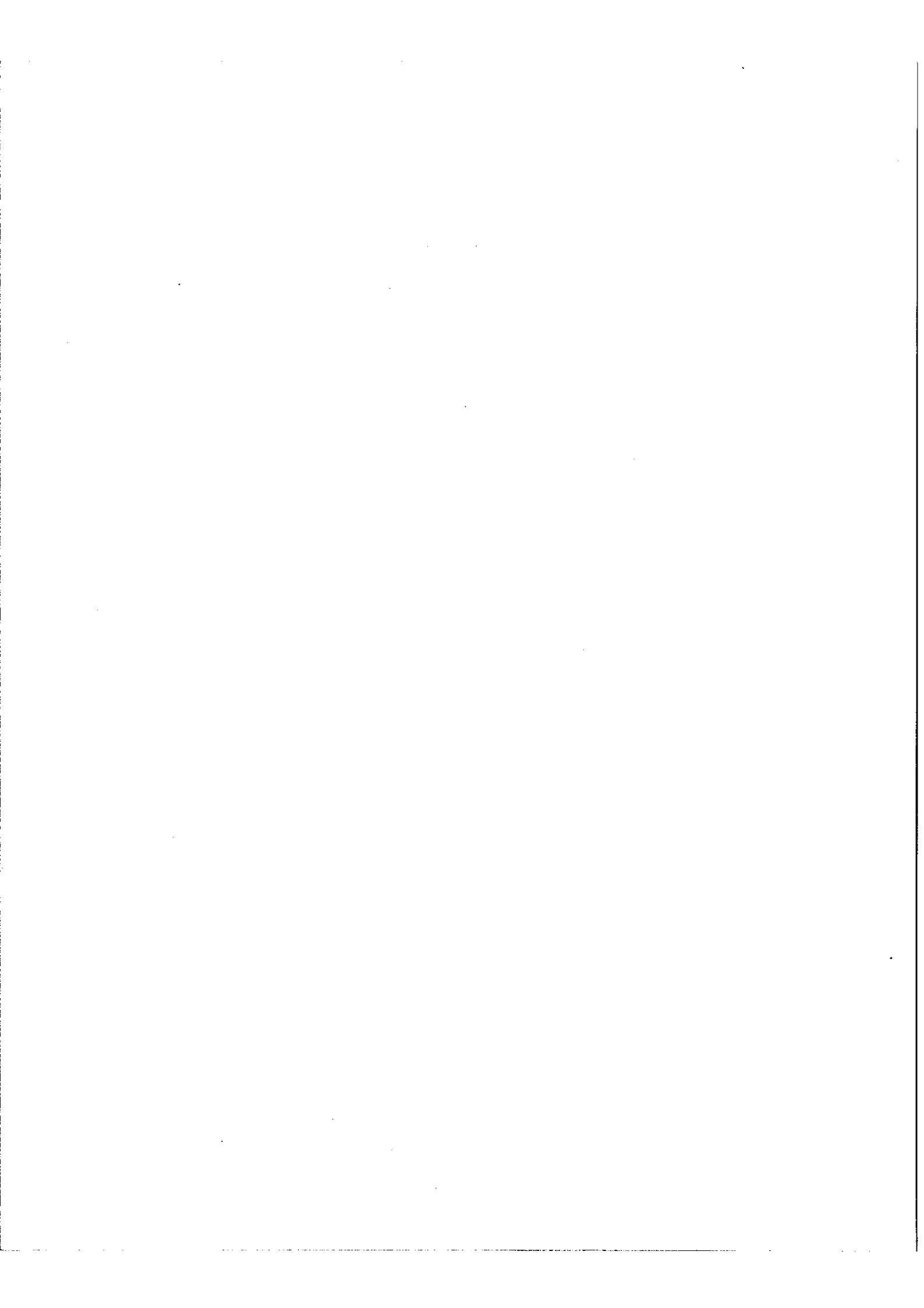
est donc toujours une fonction paire que nous pouvons écrire

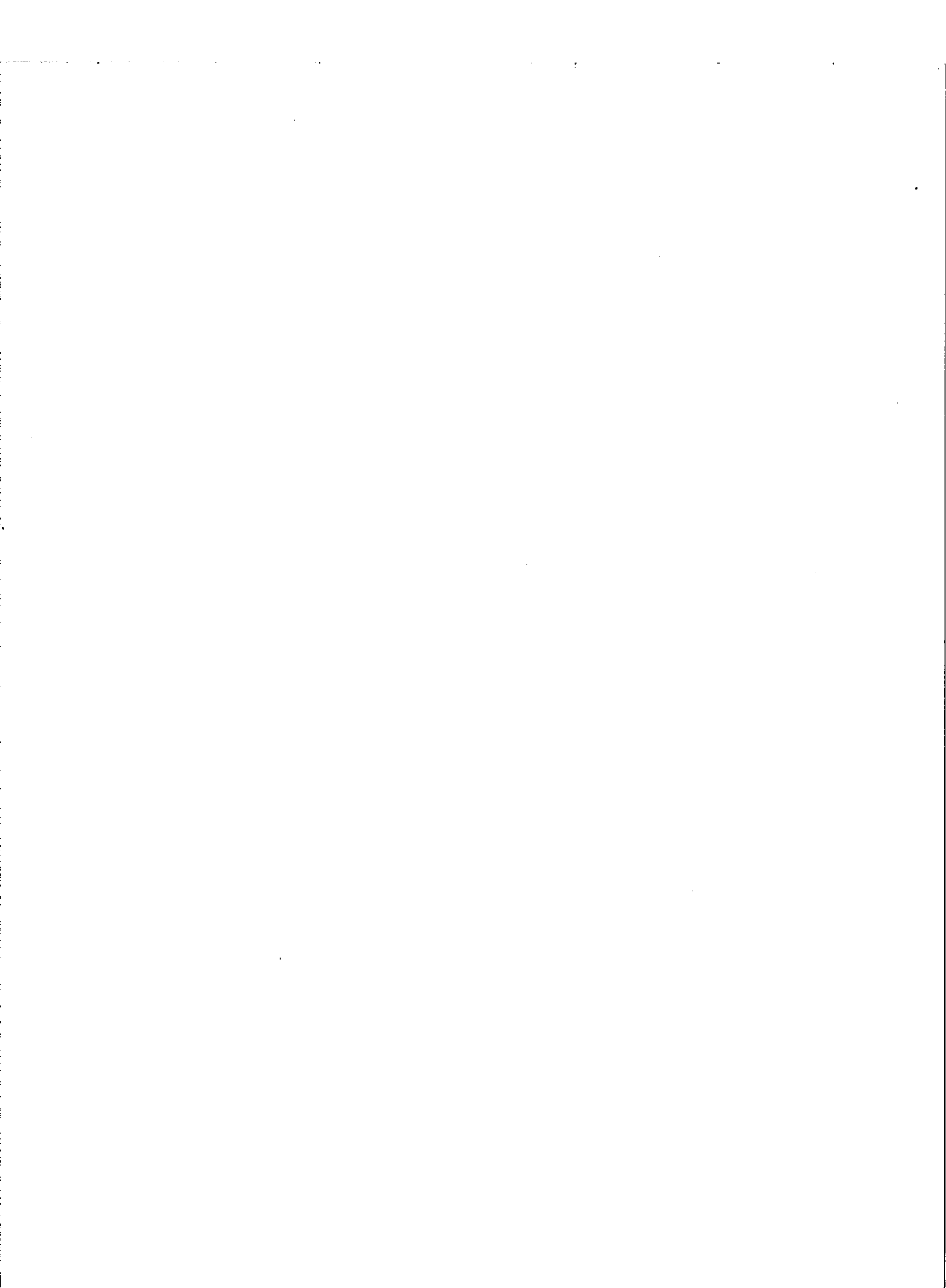
$$\begin{aligned} I(\delta) &= \frac{1}{2} \int_0^\infty B(\sigma) e^{2\pi j \sigma \delta} d\sigma + \frac{1}{2} \int_0^\infty B(\sigma) e^{-2\pi j \sigma \delta} d\sigma \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty B(\sigma) e^{2\pi j \sigma \delta} d\sigma + \frac{1}{2} \int_0^\infty B(-\sigma) e^{2\pi j \sigma \delta} d\sigma \end{aligned}$$

ou encore

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B^+(\sigma) + B^-(\sigma)}{2} e^{2\pi j \sigma \delta} d\sigma$$

$B^+(\sigma)$ et $B^-(\sigma)$ étant deux fonctions définies de $-\infty$ à $+\infty$ et identiques respectivement à $B(\sigma)$ pour $\sigma > 0$ et à $B(-\sigma)$ pour $\sigma < 0$





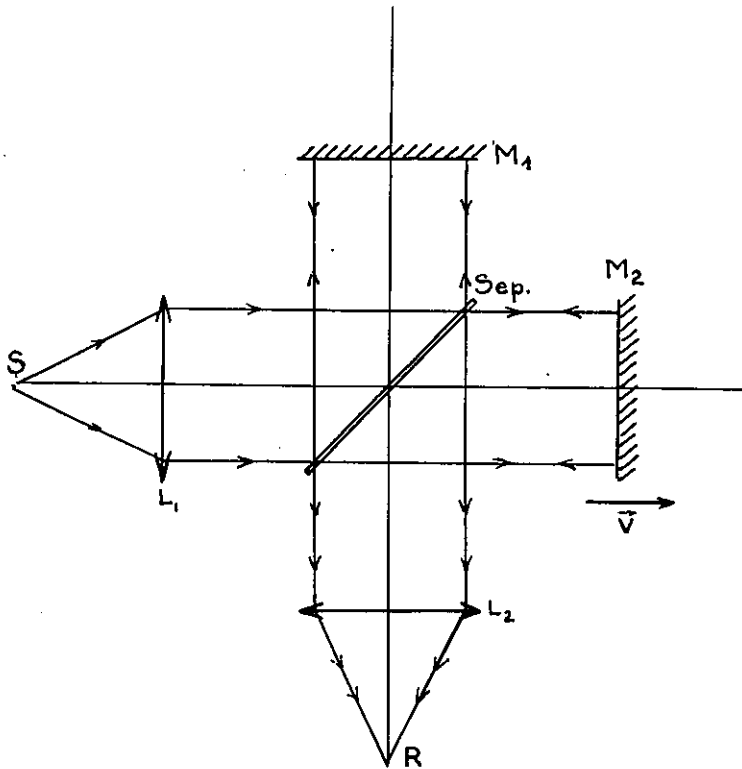


Figure 1. Interféromètre schématique.

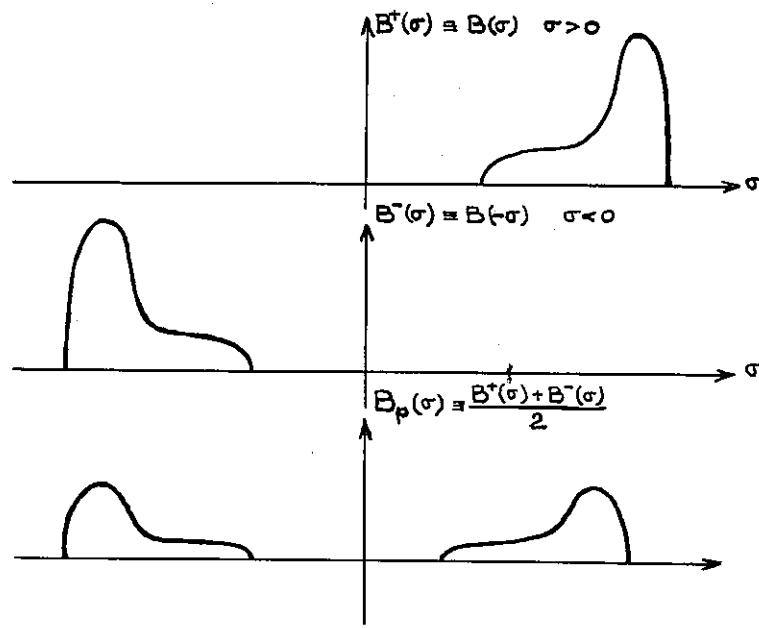


Figure 2. Spectre et sa partie paire.

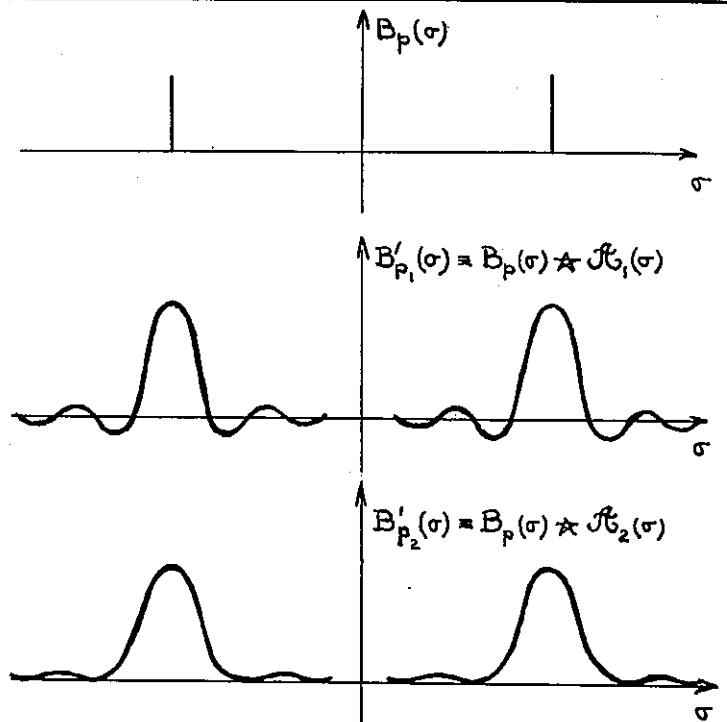
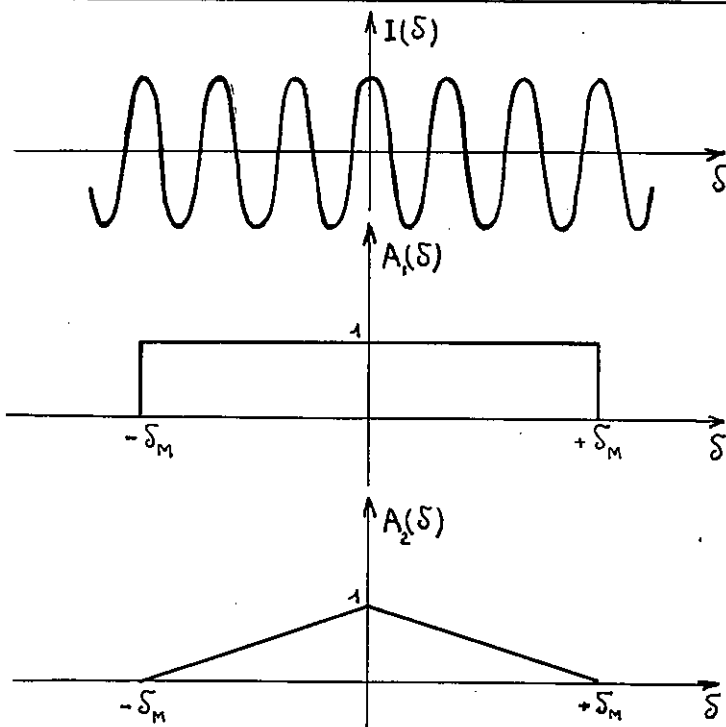


Figure 3. Apodisation. Fonction d'appareil.

$B_p(\sigma) = \frac{B^+(\sigma) + B^-(\sigma)}{2}$ sera appelée partie paire du spectre étudié (figure 2)

Dans ces conditions, $I(\delta)$ est la transformée de Fourier de $B_p(\sigma)$ et inversement $B_p(\sigma)$ sera la transformée de $I(\delta)$

$$B_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) e^{2\pi j \sigma \delta} d\delta$$

En se limitant à l'interférogramme $I(\delta)$ avec $\delta > 0$ on déduit

$$B_p(\sigma) = 2 \int_0^{\infty} I(\delta) \cos 2\pi \sigma \delta d\delta \quad \text{et on trouve pour } \sigma > 0$$

$B(\sigma) = \frac{B_p(\sigma)}{2}$ c'est à dire que $B(\sigma)$ est la transformée de Fourier en cosinus de $I(\delta)$

Mais pratiquement l'interférogramme n'est pas connu de $\delta = 0$ à l' ∞ . On connaît seulement le produit de $I(\delta)$ par fonction qui vaut 0 à partir d'une valeur δ_M . Soit $A(\delta)$ cette fonction.

On trouve donc $B'_p(\sigma) = 2 \int_0^{\infty} I(\delta) A(\delta) \cos 2\pi \sigma \delta d\delta$ c'est à dire

$$B'_p(\sigma) = B_p(\sigma) \star \mathcal{K}(\sigma)$$

$\mathcal{K}(\sigma)$ étant la transformée de Fourier de $A(\delta)$.

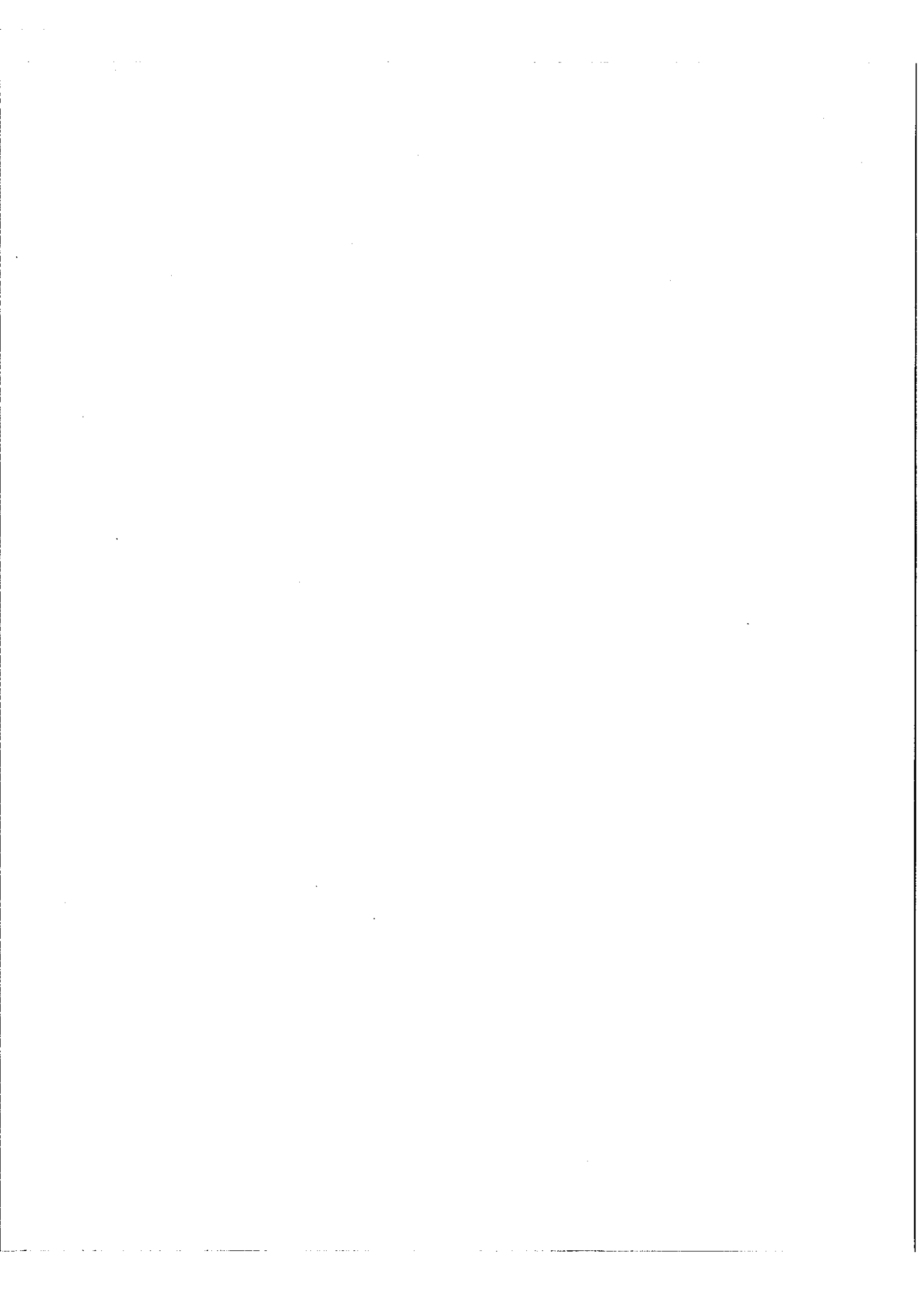
Si le spectre $B(\sigma)$ étudié est représenté par une fonction de Dirac, $B'_p(\sigma)$ représentera la fonction d'appareil (figure 3)

1er Cas : $A(\delta)$ est une fonction rectangulaire égale à 1 entre $-\delta_M$ et $+\delta_M$ et nulle en dehors

$$B'_p(\sigma) = \mathcal{K}(\sigma) = \frac{\sin 2\pi \sigma \delta_M}{2\pi \sigma \delta_M}$$

2ème Cas : $A(\delta)$ est une fonction triangulaire égale à 1 pour $\delta = 0$ et nulle en dehors de $[-\delta_M, +\delta_M]$

$$B'_p(\sigma) = \mathcal{K}(\sigma) = \left(\frac{\sin \pi \sigma \delta_M}{\pi \sigma \delta_M} \right)^2$$



Le deuxième cas est celui où l'on utilise une apodisation en triangle, on voit que la fonction d'appareil correspondante est plus large que sans apodisation mais elle est cependant préférable car les pieds sont beaucoup moins importants. Nous nous placerons toujours dans ce cas et en utilisant le critère de Rayleigh on pourra définir un pouvoir de résolution théorique qui vaudra

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma}{\delta\sigma} = \frac{\sigma}{1/\delta_M} = \sigma \delta_M = \frac{\delta_M}{\lambda} = N$$

On voit que \mathcal{R} est égal au nombre de franges enregistrées quand la différence de marche varie de 0 à δ_M

On peut utiliser aussi des fonctions apodisantes autres que le rectangle ou le triangle et par suite choisir la fonction d'appareil que l'on désire. Cette possibilité constitue d'ailleurs un des avantages de la spectrométrie de Fourier par rapport aux méthodes classiques de spectrométrie où la forme de la fonction d'appareil est imposée.

II. - Analyse de l'Interférogramme, calcul du spectre.

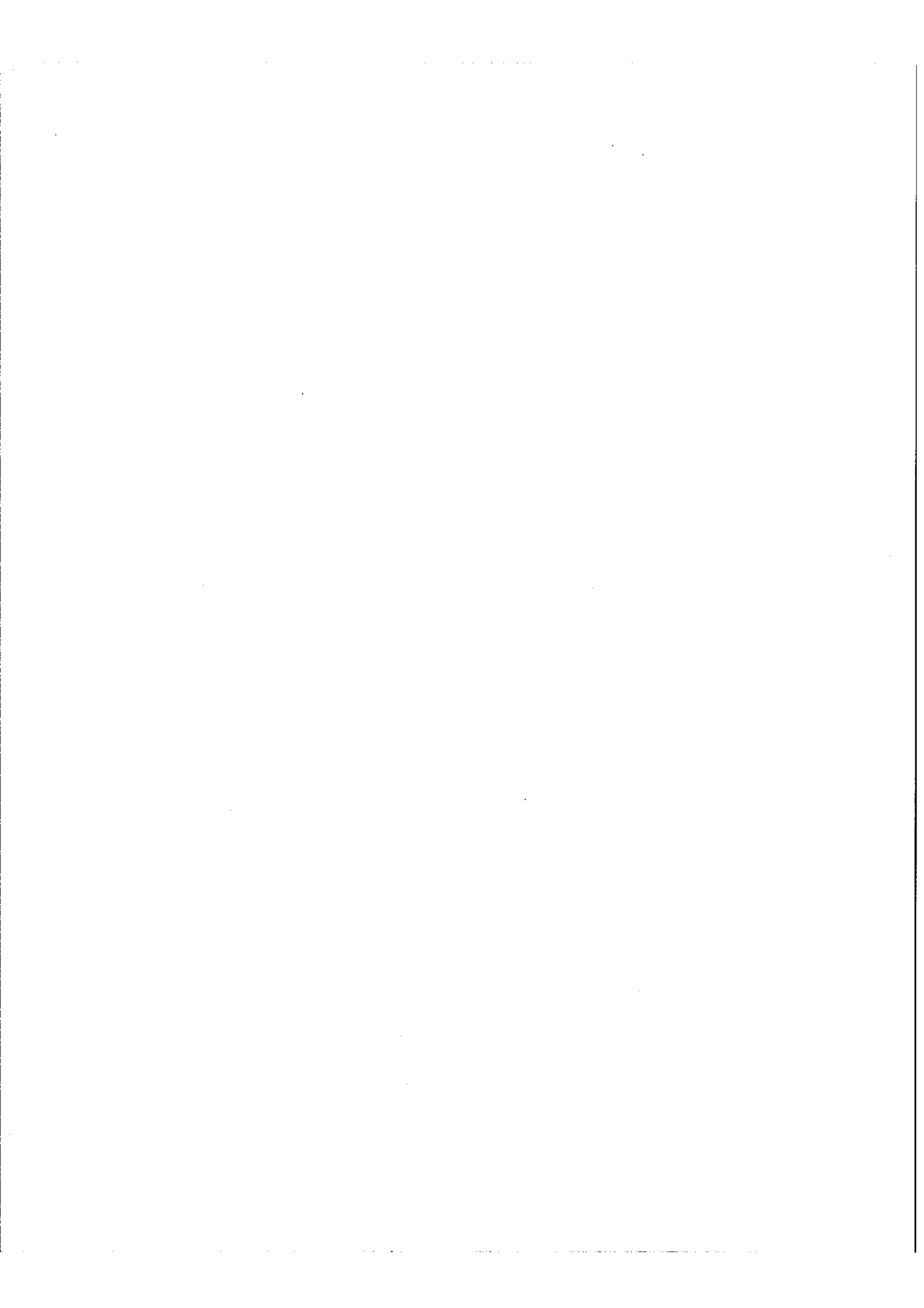
Plusieurs méthodes sont en principe utilisables pour obtenir le spectre à partir de l'interférogramme mais nous nous bornerons ici à en exposer deux. L'une qui consiste à utiliser un ordinateur digital après avoir échantillonner l'interférogramme et une autre qui utilise un ordinateur analogique spécialisé.

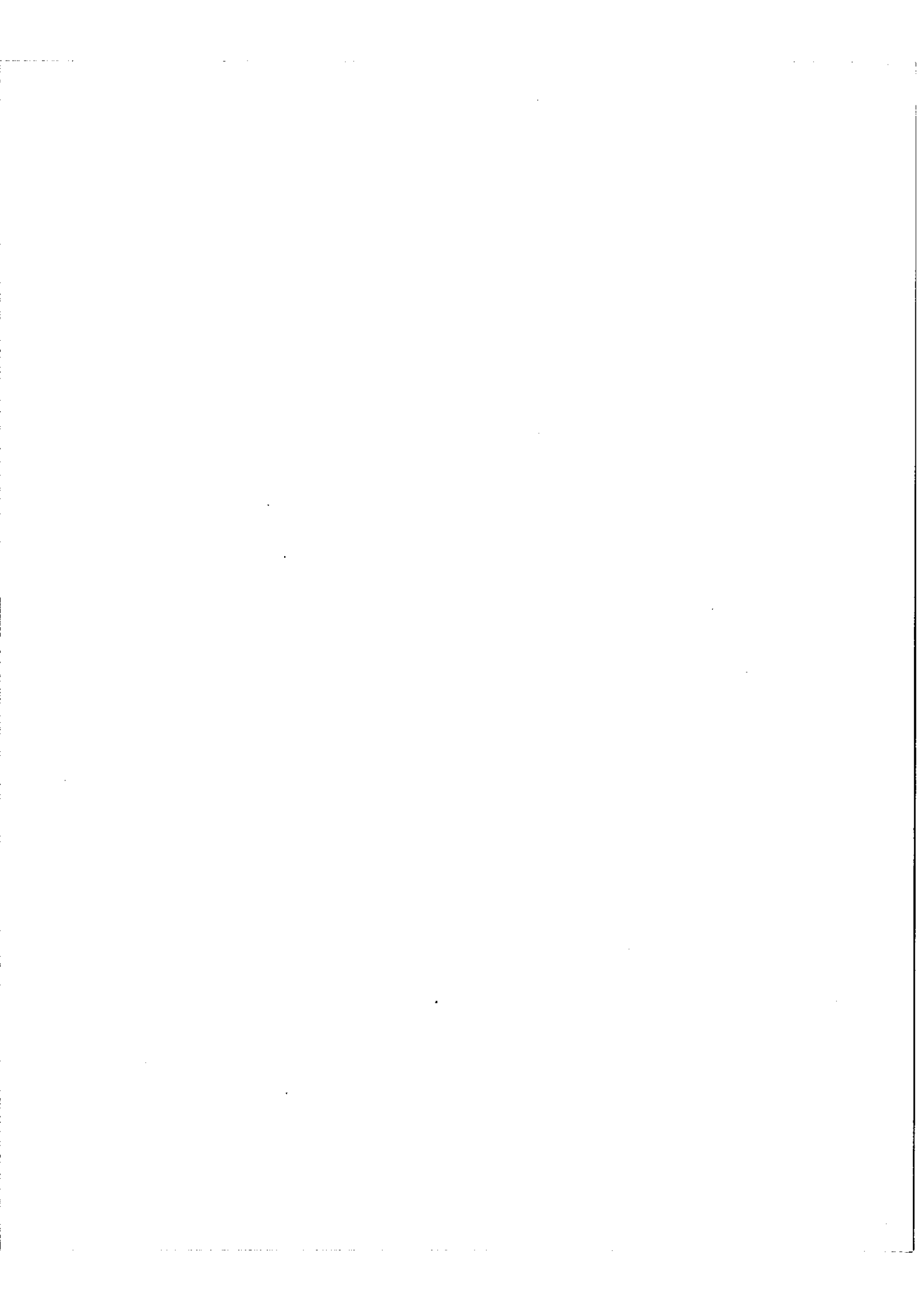
II. 1 - Echantillonnage de l'Interférogramme et calcul digital

En vue d'un calcul numérique, on peut utiliser qu'une suite discrète de valeurs prélevées sur l'interférogramme, c'est à dire que l'on doit l'échantillonner.

Si Δ est le pas d'échantillonnage on ne mesurera que $I(n\Delta)$. L'échantillonnage consiste à faire le produit de $I(\delta)$ par le peigne de Dirac

$$P_{\Delta}(\delta) = \sum_n \delta(\delta - n\Delta) \quad \text{de pas } \Delta$$





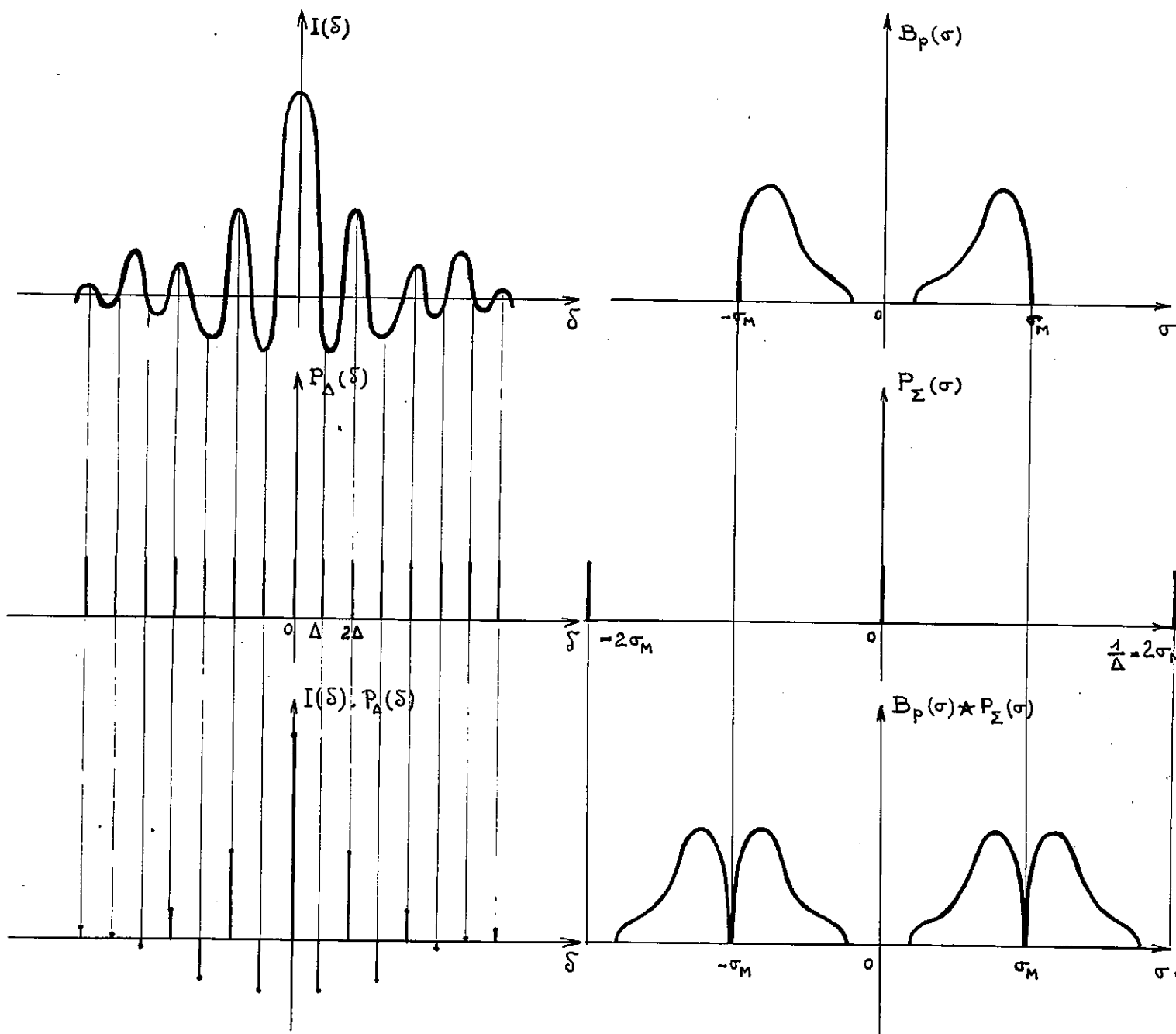


Figure 4. Echantillonnage de l'interférogramme avec le pas optimum —

On calculera ensuite la transformée de Fourier de ce produit, ce qui donne

$$\begin{aligned} \text{T.F.} [I(\delta) \cdot P_{\Delta}(\delta)] &= \text{T.F.} [I(\delta)] \star \text{T.F.} [P_{\Delta}(\delta)] \\ &= B_p(\sigma) \star P_{\Sigma}(\sigma) \end{aligned}$$

c'est à dire le produit de composition de $B_p(\sigma)$ cherché par un peigne de Dirac de pas $\Sigma = \frac{1}{\Delta}$. Ceci représente un spectre $B_p(\sigma)$ répété avec une période Σ (figure 4). Il n'y aura pas de recouvrement entre les répétitions successives, donc pas de perturbations, si $\Sigma \geq 2 \sigma_M$. $[-\sigma_M, +\sigma_M]$ étant l'intervalle spectral occupé par le spectre $B_p(\sigma)$. Ce qui conduit à une valeur maximum du pas d'échantillonnage Δ . par ailleurs le calcul numérique sera d'autant plus rapide que moins de points seront relevés sur l'interférogramme ce qui conduit à adopter le pas maximum $\Delta = \frac{1}{2\sigma_M}$. Ceci étant on montre que le nombre minimum N de points à prendre sur l'interférogramme est égal au double du nombre M d'éléments spectraux étudiés.

$$N = 2M = 2 \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma}$$

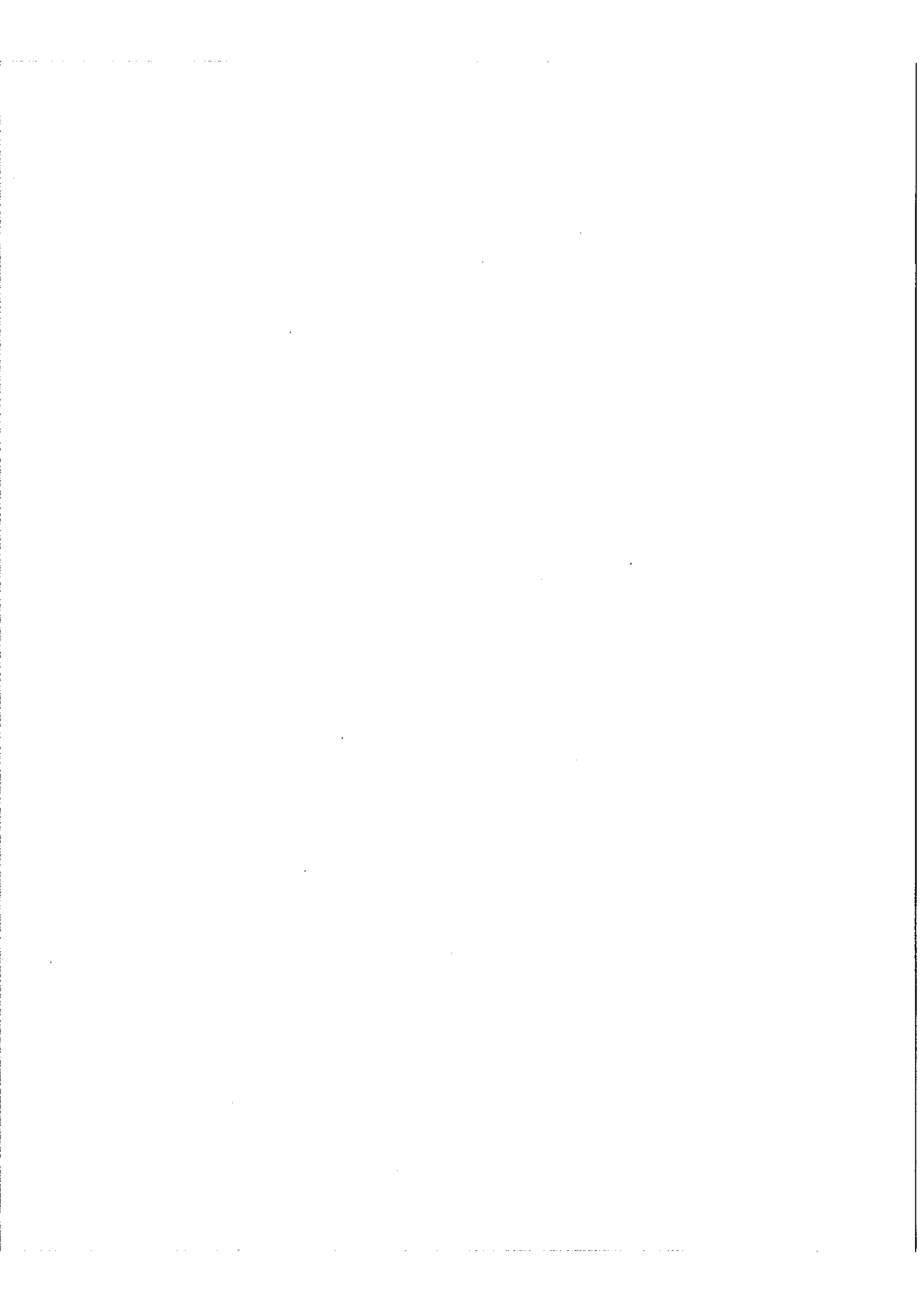
où $\Delta\sigma$ est la largeur spectrale étudiée et $\delta\sigma$ la limite de résolution cherchée.

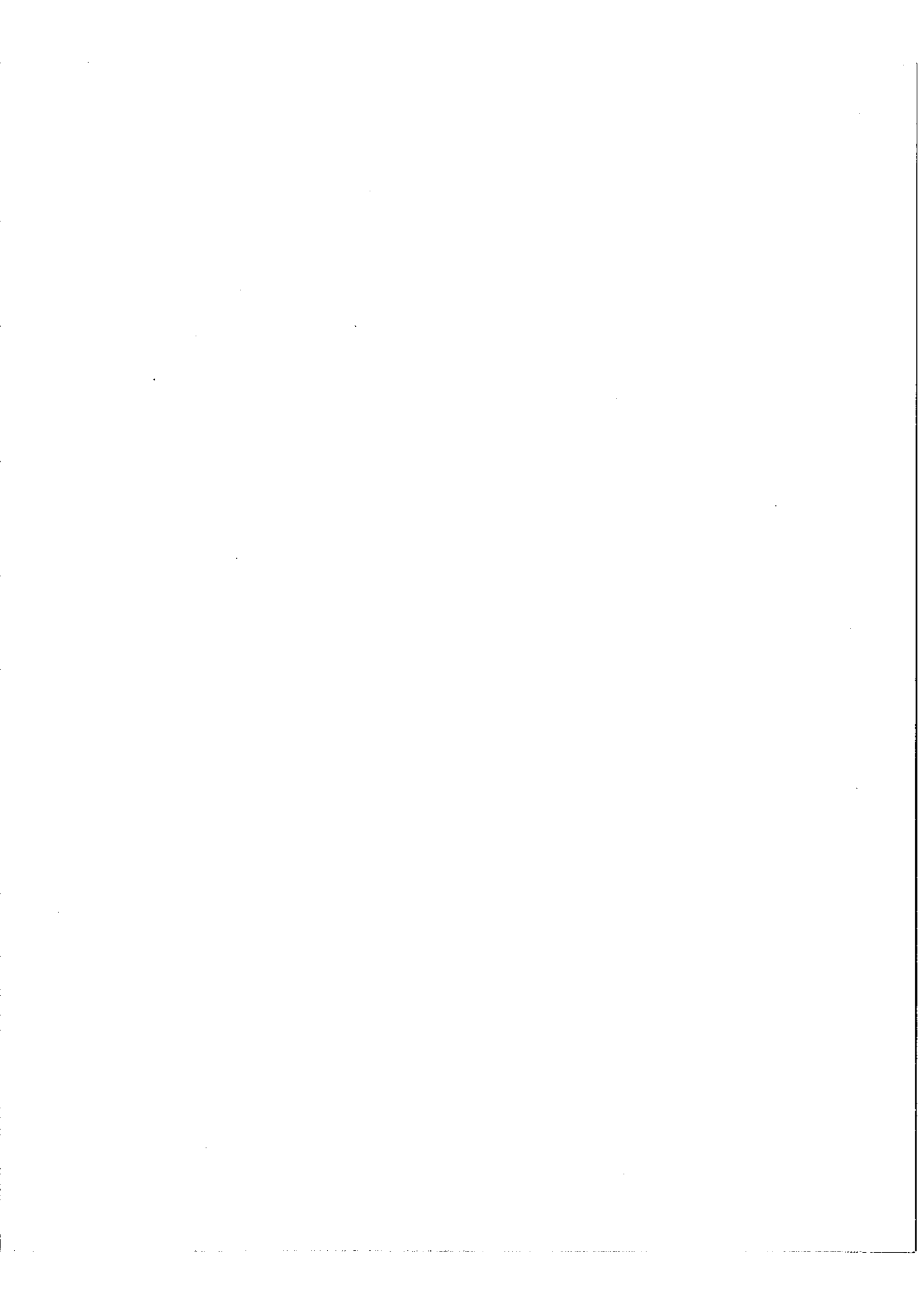
A partir des N points pris sur l'interférogramme on obtient après calcul numérique de la transformée de Fourier une succession de points entre lesquels il faut interpoler pour retrouver le spectre. Là encore le nombre minimum de points pour faire une interpolation correcte est égal au double du nombre d'éléments spectraux, soit encore $2M$.

La durée du calcul est donc donnée par $T = 4 M^2 \tau$; τ étant le temps de calcul par point d'entrée et par point de sortie du calculateur numérique. Par exemple sur I BM 704 J. Connes indique $\tau = 10^{-3}$ seconde donc $T = 4 \cdot 10^{-3} M^2$.

II. 2. - Analyse de l'Interférogramme par calcul analogique.

Le calculateur utilisé est à la fois digital et analogique (Figure 5). Les fréquences spectrales sont mesurées par rapport à une raie de référence par un procédé





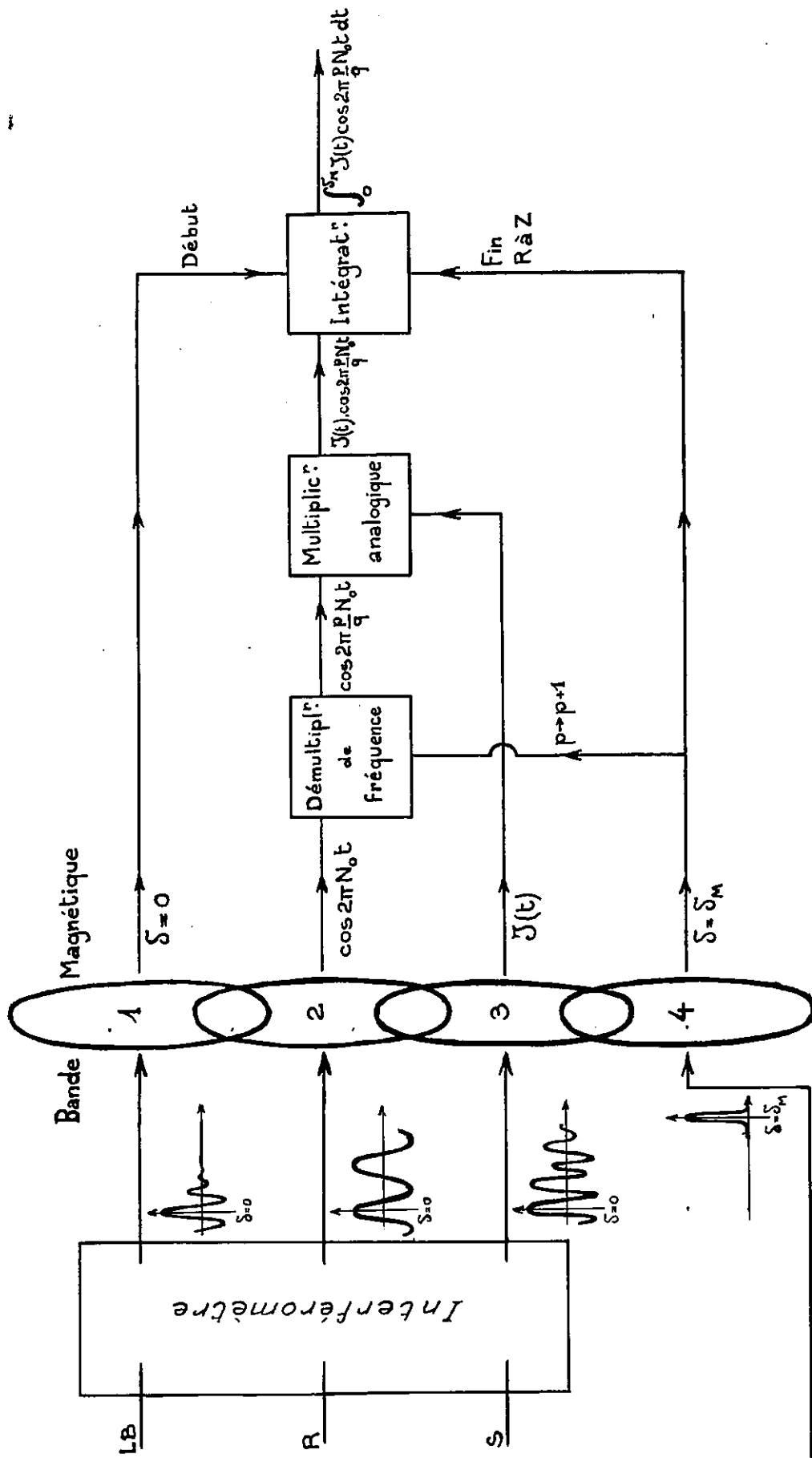


Figure 5. Enregistrement de l'interférogramme et calcul analogique du spectre

purement digital et les amplitudes sont mesurées par un procédé analogique.

L'utilisation de cette méthode comprend deux étapes : l'enregistrement de l'interférogramme et son analyse.

- Enregistrement.

L'interféromètre fournit simultanément trois interférogrammes qui proviennent de trois faisceaux et de trois récepteurs distincts.

Un faisceau qui transporte la lumière à analyser.

Un faisceau qui transporte de la lumière blanche.

Un faisceau qui transporte une radiation monochromatique.

Les 3 interférogrammes sont enregistrés simultanément sur 3 pistes parallèles d'une bande magnétique en boucle fermée.

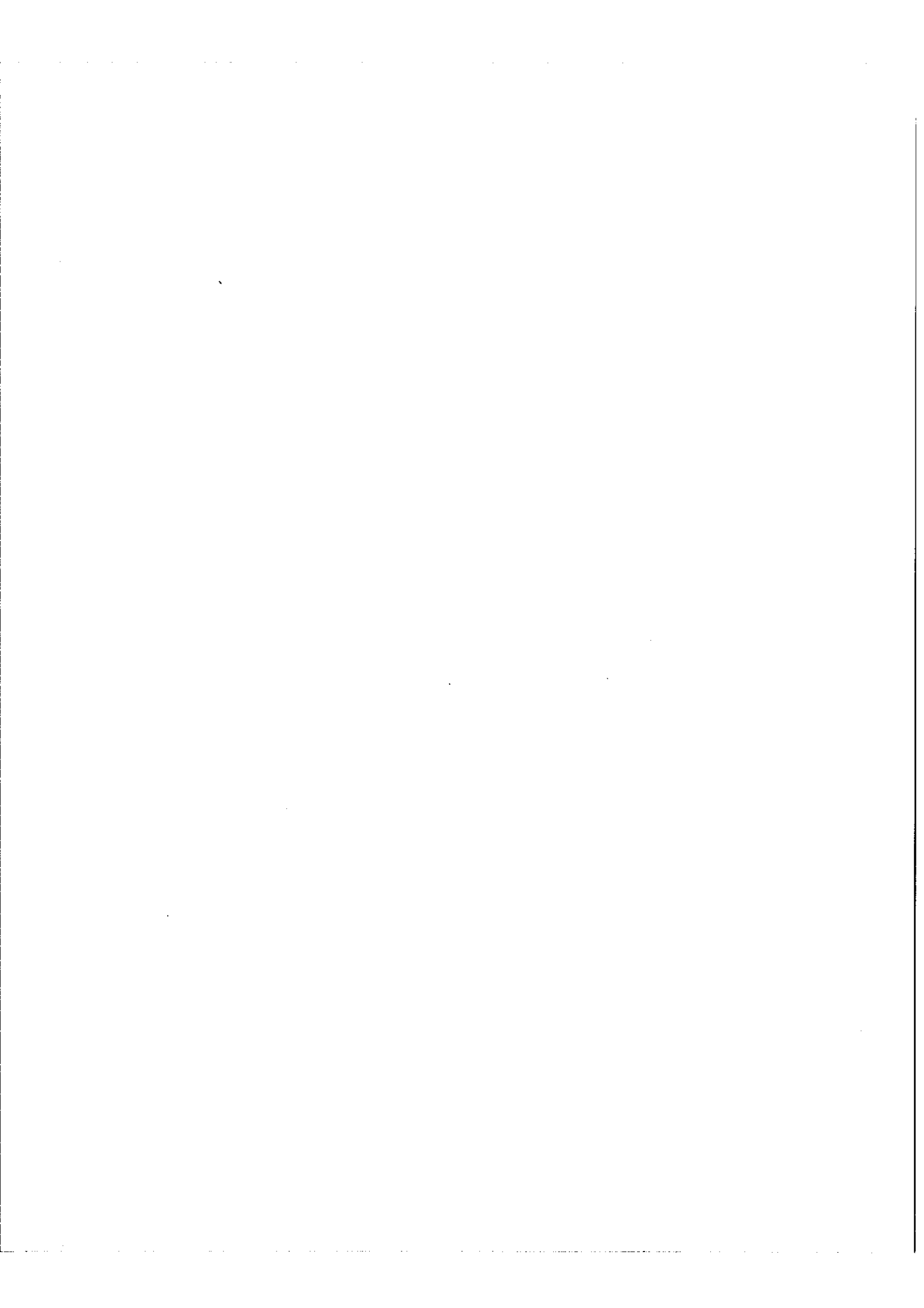
Sur une 4ème piste, une impulsion marquant la fin de l'enregistrement est simultanément enregistrée. Sur les 3 pistes on dispose donc de 3 signaux.

$I(t)$ qui est l'interférogramme à étudier.

$\cos 2\pi N_0 t$ qui est l'interférogramme de la raie de référence, et une fonction présentant un maximum pour $\delta = 0$ entouré de très peu de franges d'amplitudes beaucoup plus petites qui est l'interférogramme du spectre continu de la lumière blanche.

L'enregistrement se fait à vitesse lente, la bande se déroulant à 6 mm/s.

A l'analyse la bande défile à la vitesse maximum ici de 15 m/s.



- CALCUL -

Le signal de référence est appliqué à un ensemble démultiplicateur de fréquence qui fournit un signal $\cos 2\pi p/q N_0 t$. q à la valeur fixe 2^{20} et p peut prendre toutes les valeurs entières entre 1 et 2^{20} . C'est à dire que l'appareil fournit des fonctions sinusoïdales de fréquence $\frac{N_0}{q}$, $\frac{2 N_0}{q}$, ..., $\frac{p N_0}{q}$..., N_0 .

L'une de ces fonctions et l'interférogramme à étudier sont appliqués aux deux entrées d'un multiplicateur analogique qui effectue le produit $I(t) \cdot \cos 2\pi \frac{p}{q} N_0 t$.

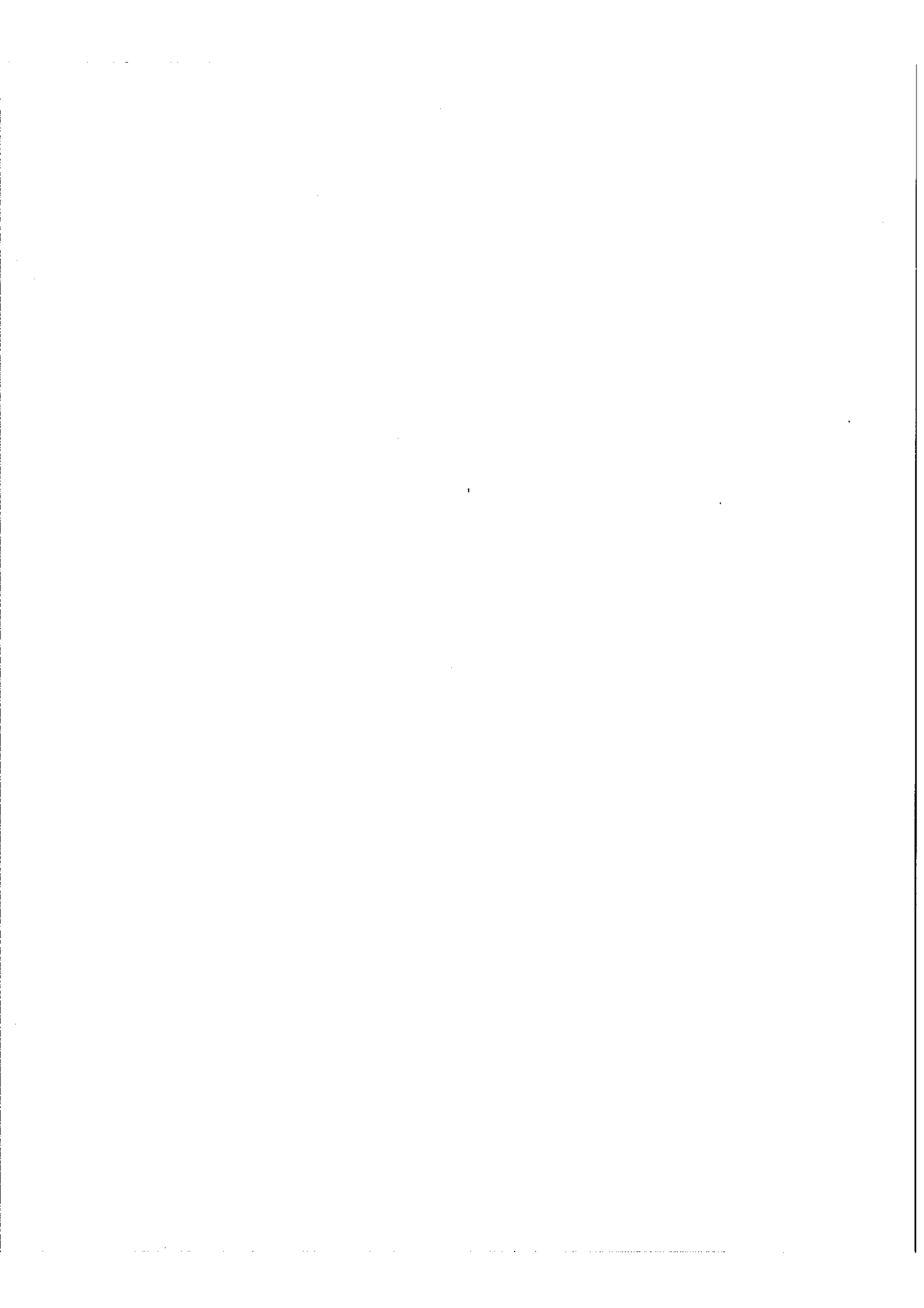
Puis ce produit effectué attaque un intégrateur qui fournit $\int_0^{\delta_M} I(t) \cos 2\pi \frac{p}{q} N_0 t dt$ c'est à dire un point du spectre correspondant à la fréquence $\frac{p}{q} N_0$. Les limites d'intégration sont données au début par le signal de lumière blanche qui marque la différence de marche $\delta = 0$ et à la fin par l'impulsion qui marque la différence de marche maximum atteinte $\delta = \delta_M$.

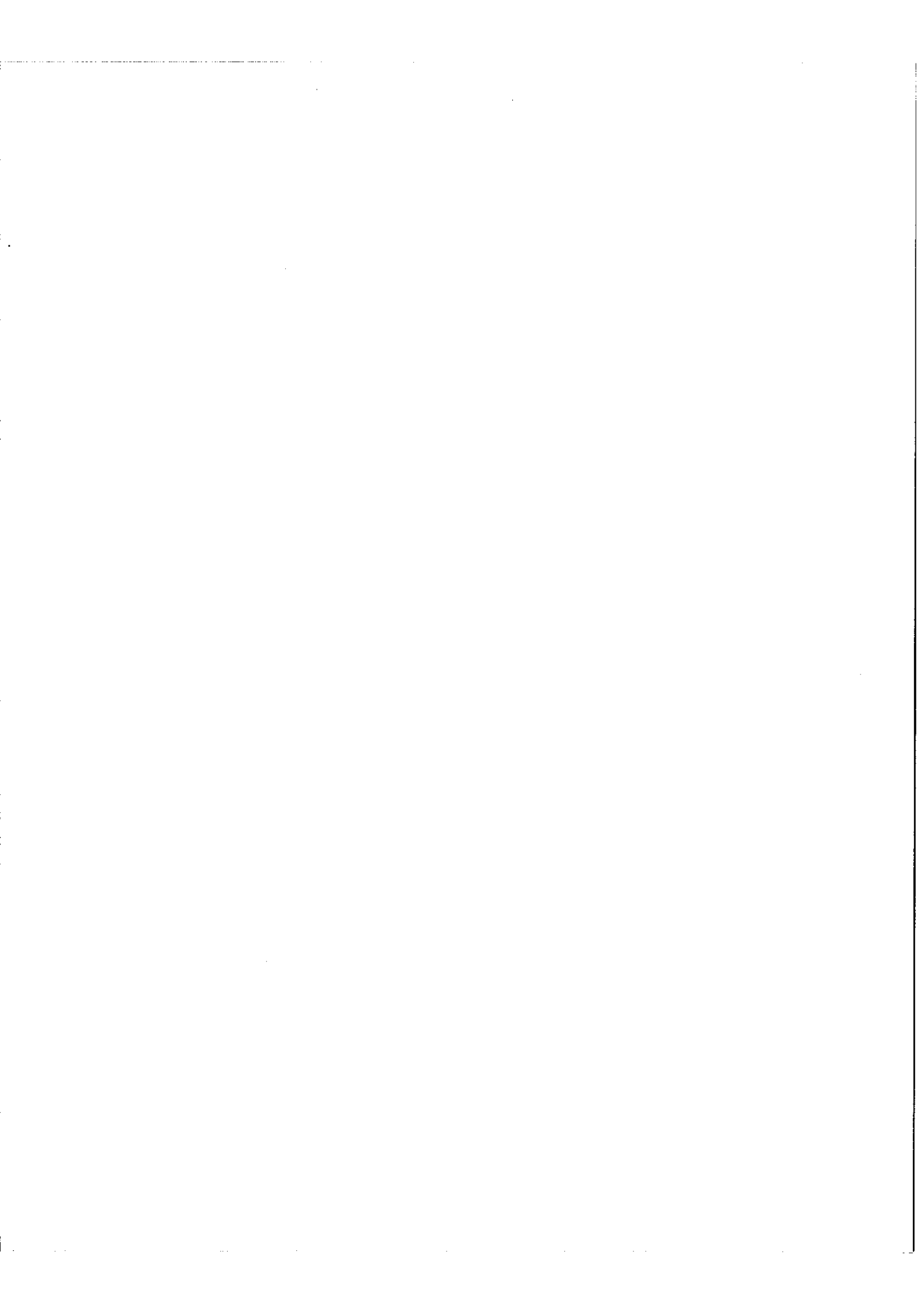
Le signal qui arrête l'intégration déclenche l'inscription du point du spectre sur un enregistreur quelconque et commande simultanément l'augmentation du nombre p d'une unité, il remet aussi l'intégrateur à zéro en vue du calcul du point suivant.

La vitesse de calcul par cette méthode dépend de la vitesse à laquelle peut fonctionner le démultiplicateur et de la fréquence maximum que peut passer l'enregistreur magnétique.

Avec le calculateur actuel, la bande passante est limitée à 50 KHz ce qui conduit à un gain de l'ordre de 100 par rapport à la méthode numérique décrite plus haut.

Ce temps est encore trop grand quand le nombre d'éléments spectraux est de l'ordre





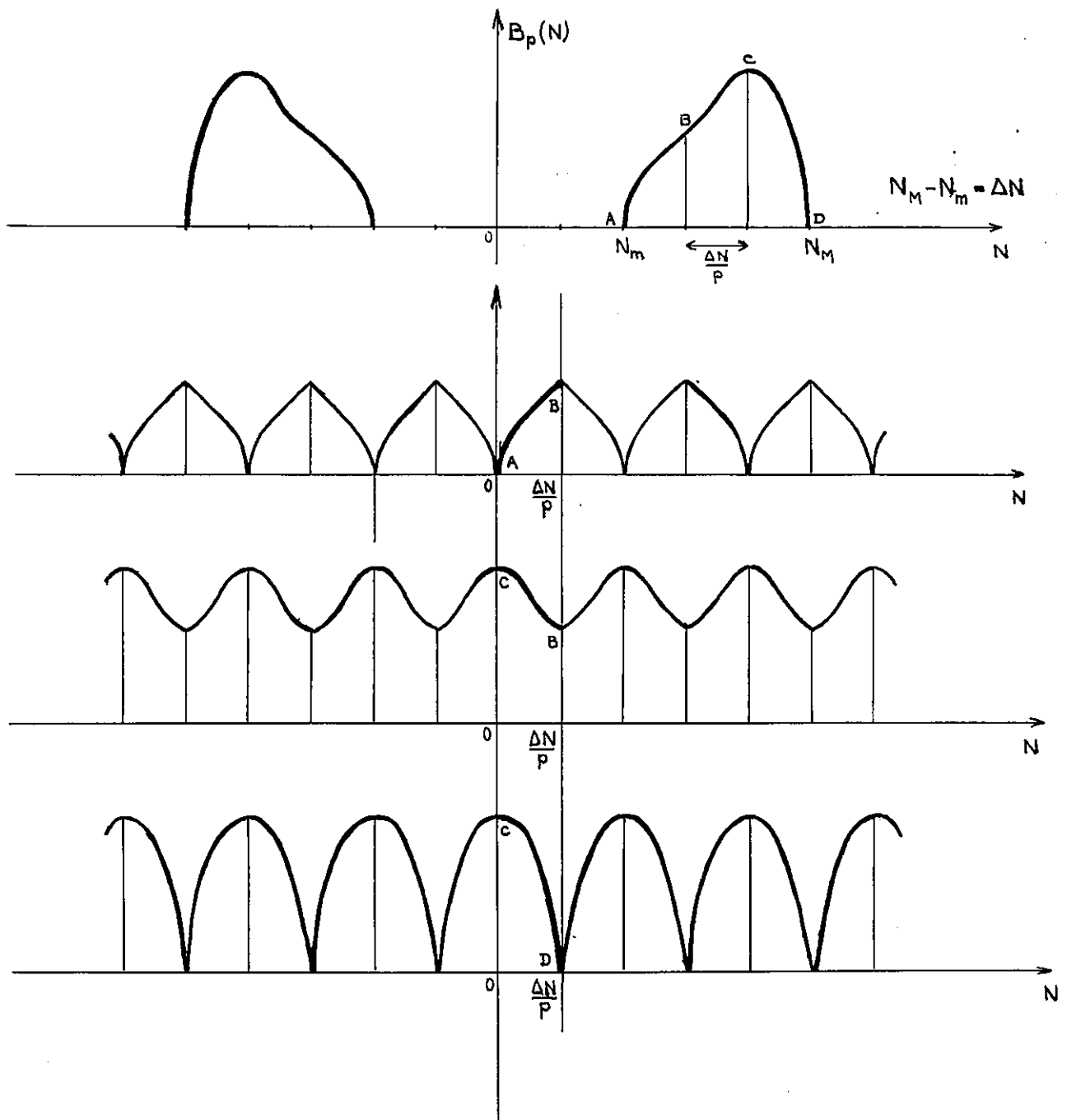


Figure 6. Partage du spectre et échantillonnage

du million, c'est la raison pour laquelle nous allons nous intéresser maintenant à une méthode d'enregistrement différente qui doit ramener à une durée raisonnable le temps de calcul.

III. - Utilisation de l'échantillonnage associé à l'emploi d'un polychromateur pour réduire le temps de calcul des spectres étendus.

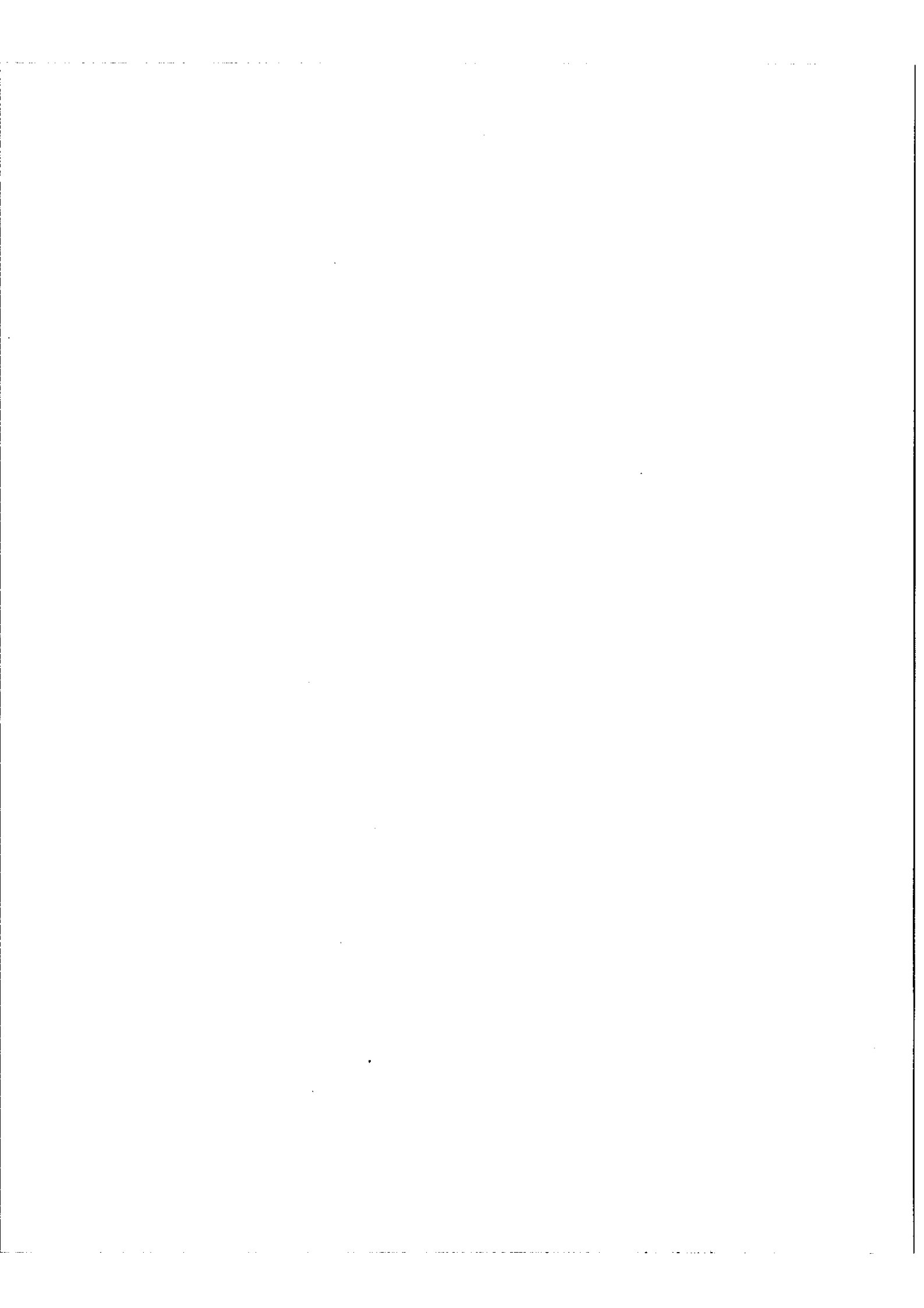
Considérons l'interférogramme $I(t)$ d'un spectre étendu $B_p(N)$, donné par un interféromètre. Plaçons à la sortie de l'interféromètre un polychromateur qui sépare l'interférogramme $I(t)$ en une suite d'interférogrammes partiels $I_1(t)$, $I_2(t)$ $I_p(t)$ correspondant à des portions successives du spectre de largeurs $\frac{\Delta N}{p}$. ΔN est ici la largeur totale du spectre $\Delta N = N_M - N_m$ et nous poserons $N_m = k \frac{\Delta N}{p}$ avec k entier.

Chacun des p interférogrammes peut être échantillonné avec un pas $\frac{p}{2 \Delta N}$. Cette opération a pour effet de faire, pour chacun des p spectres, un véritable changement de fréquence l'amenant entre 0 et $\frac{\Delta N}{p}$ (figure 6).

En enregistrant les p interférogrammes ainsi échantillonnés sur p pistes parallèles de la même bande magnétique on pourra les analyser simultanément dans p canaux parallèles avec le même signal sortant du démultiplicateur de fréquence. Les avantages de cette méthode sont alors les suivants :

- La fréquence maximum à enregistrer est $\frac{\Delta N}{p}$ au lieu de N_M d'où un gain de $\frac{N_M}{\Delta N/p} = k + p$ sur le temps d'analyse.

En effet, plus la fréquence enregistrée est faible plus la vitesse de la bande à la lecture pourra être grande sans que le calculateur ait à fonctionner à une fréquence supérieure à la fréquence maximum de fonctionnement des bascules qui le constituent.



- L'analyse simultanée des p interférogrammes par le même signal sinusoïdal donne p points du spectre à la fois d'où un gain p sur le temps de calcul. Au total le gain est donc $p (k + p)$. Par exemple pour un spectre s'étendant de $12\ 000\text{ cm}^{-1}$ à $28\ 000\text{ cm}^{-1}$ partagé en 4 parties de $4\ 000\text{ cm}^{-1}$ le gain serait de $4 \times (3 + 4) = 28$ et réduirait de 1 an à 15 jours le temps de calcul.

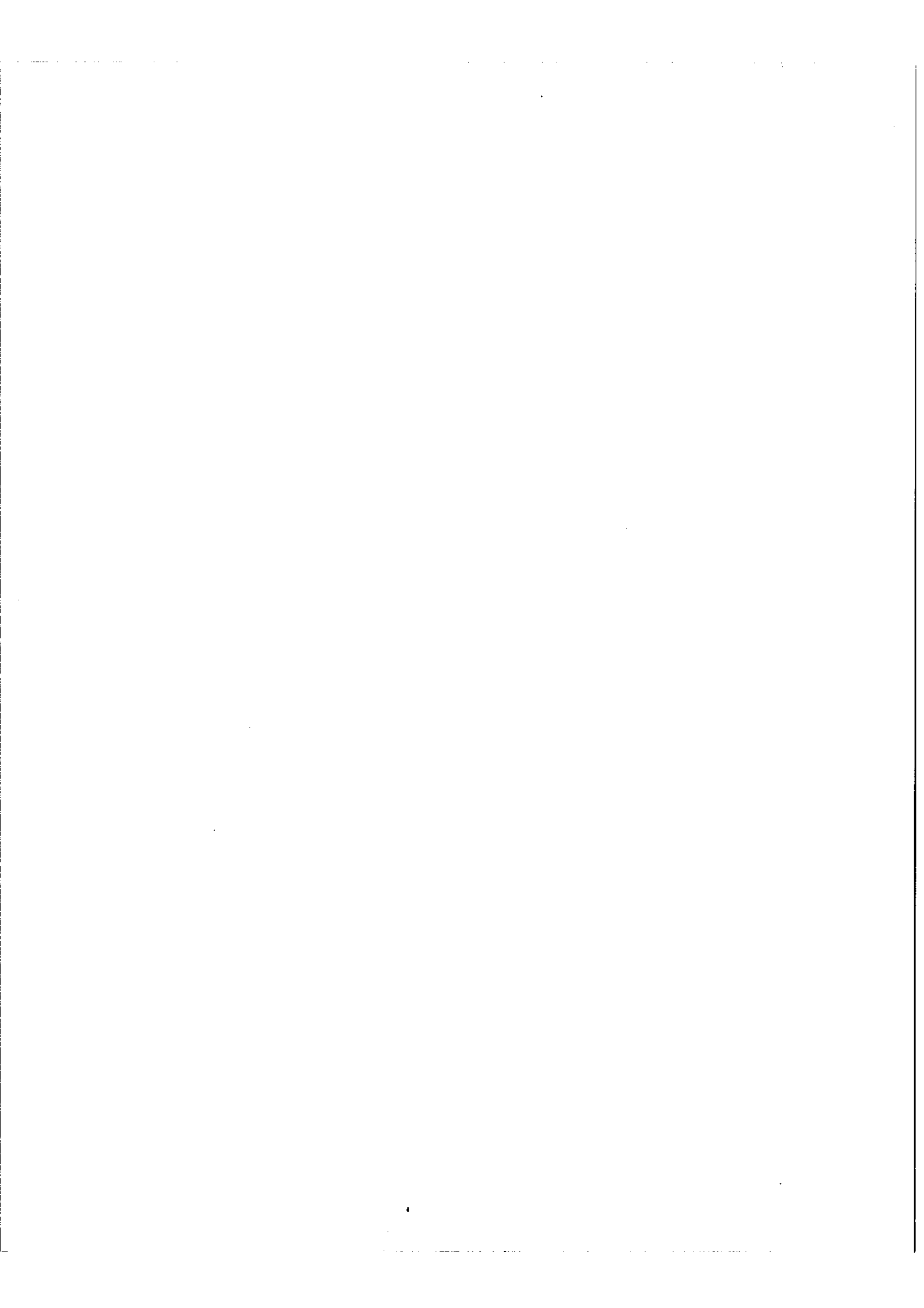
Nous verrons plus précisément dans la quatrième partie comment cette méthode peut effectivement être utilisée mais nous pouvons dire dès maintenant quelles en seront les grandes lignes.

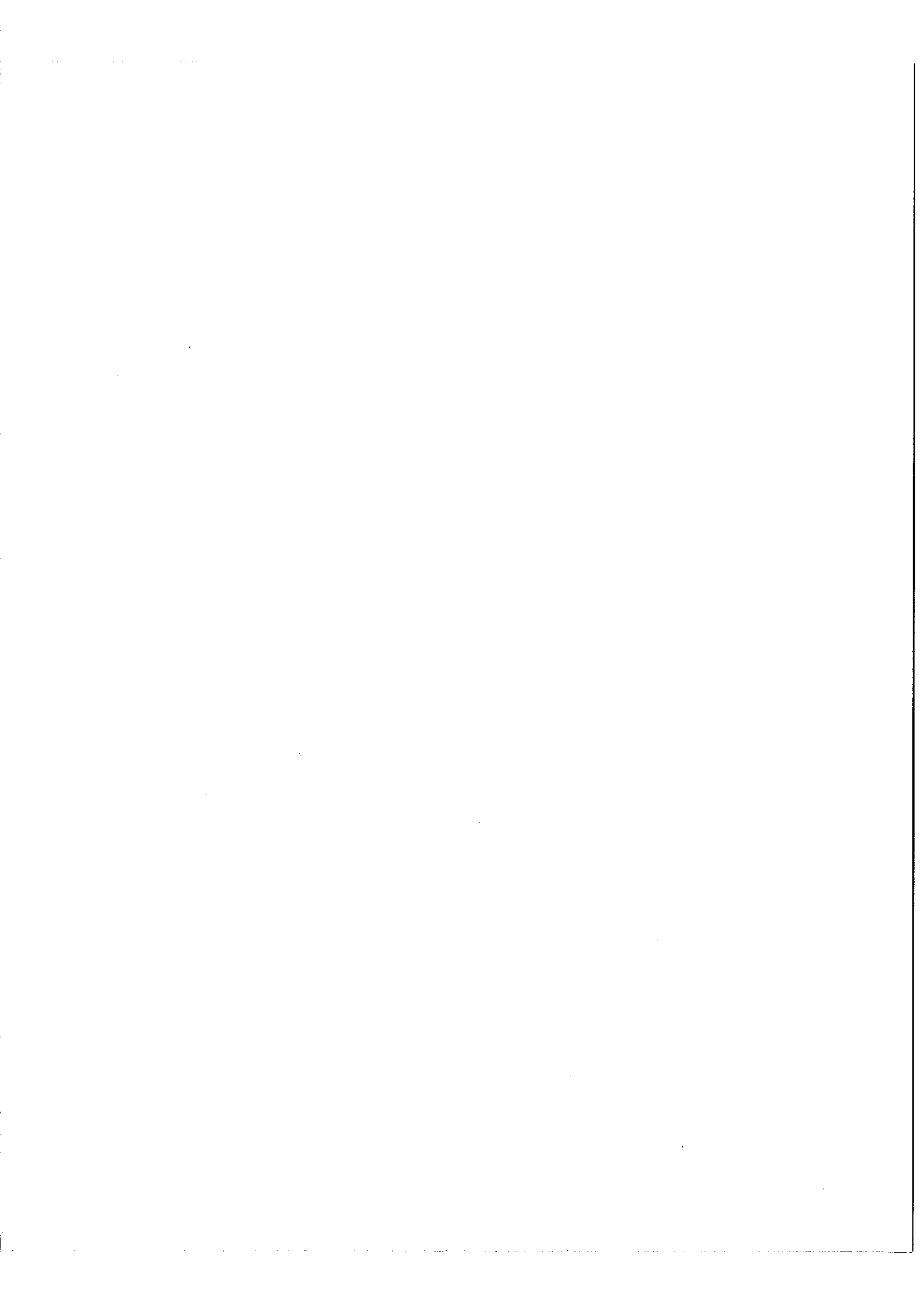
La différence de marche de l'interféromètre varie de façon discontinue. Elle est constante et égale à $n \Delta$ pendant un temps ΔT puis elle passe brusquement à $(n+1) \Delta$ et garde cette valeur pendant un temps ΔT etc....

Le signal lumineux à la sortie de l'interféromètre est envoyé dans un polychromateur et à chacun des p faisceaux sortants correspond un canal d'enregistrement. Chacun de ces canaux comprend un récepteur, un intégrateur et un dispositif d'enregistrement du résultat de l'intégration après chaque période ΔT .

Ainsi l'utilisation d'un interféromètre où la différence de marche varie pas à pas, l'introduction d'un polychromateur à la sortie, l'enregistrement sur bande magnétique en boucle fermée et le calcul par voie analogique conduisent à un gain très important sur le temps de calcul et peuvent permettre une extension de la méthode de spectrométrie de Fourier à l'étude de spectres étendus avec un haut pouvoir de résolution.

Nous allons maintenant montrer comment pratiquement il est possible de réaliser un interféromètre qui satisfasse aux conditions imposées par la méthode.





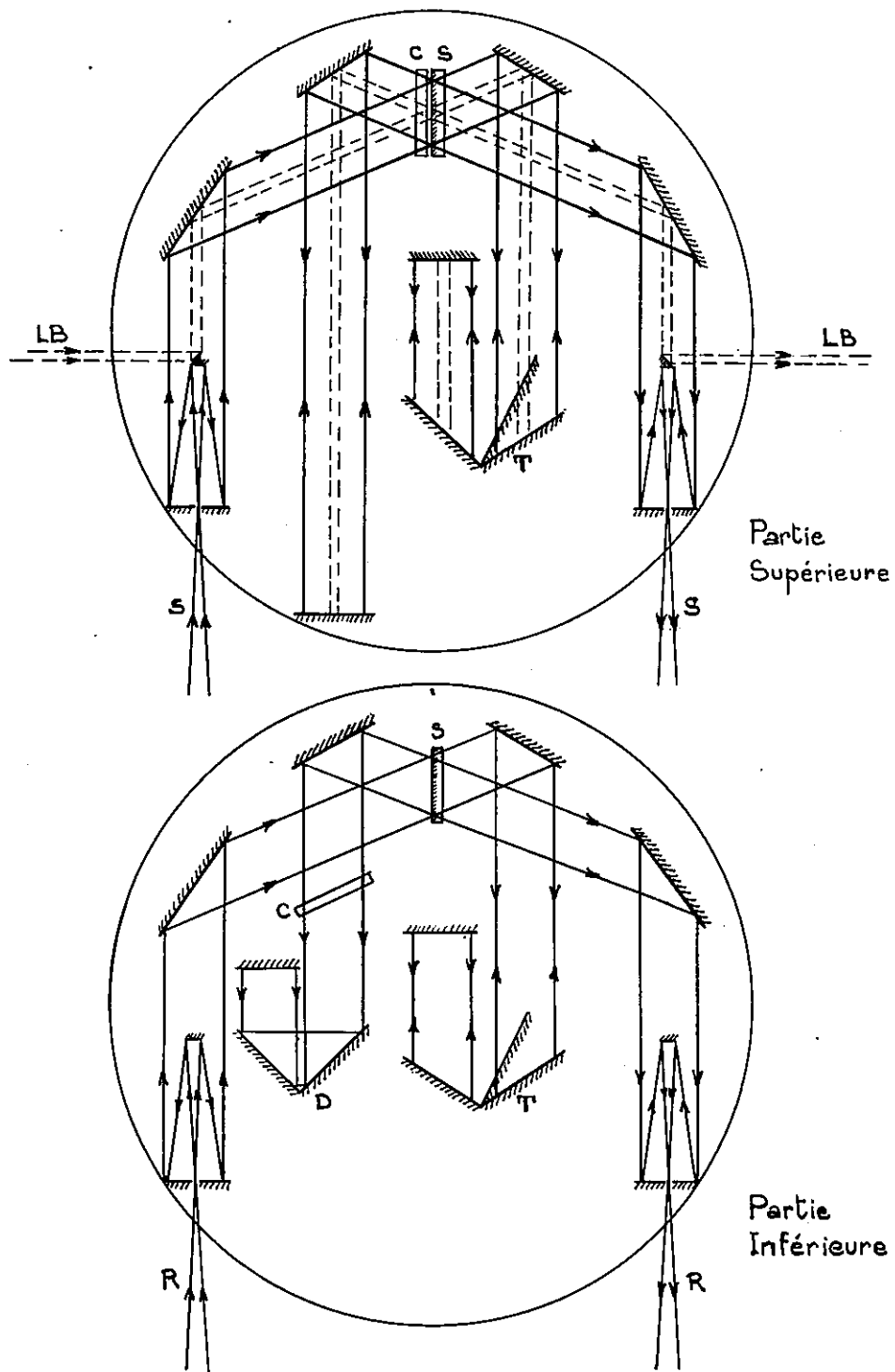


Figure 7. Interféromètre de Michelson —

2ème PARTIE

INTERFEROMETRE DE MICHELSON A DIFFERENCE DE MARCHE VARIABLE

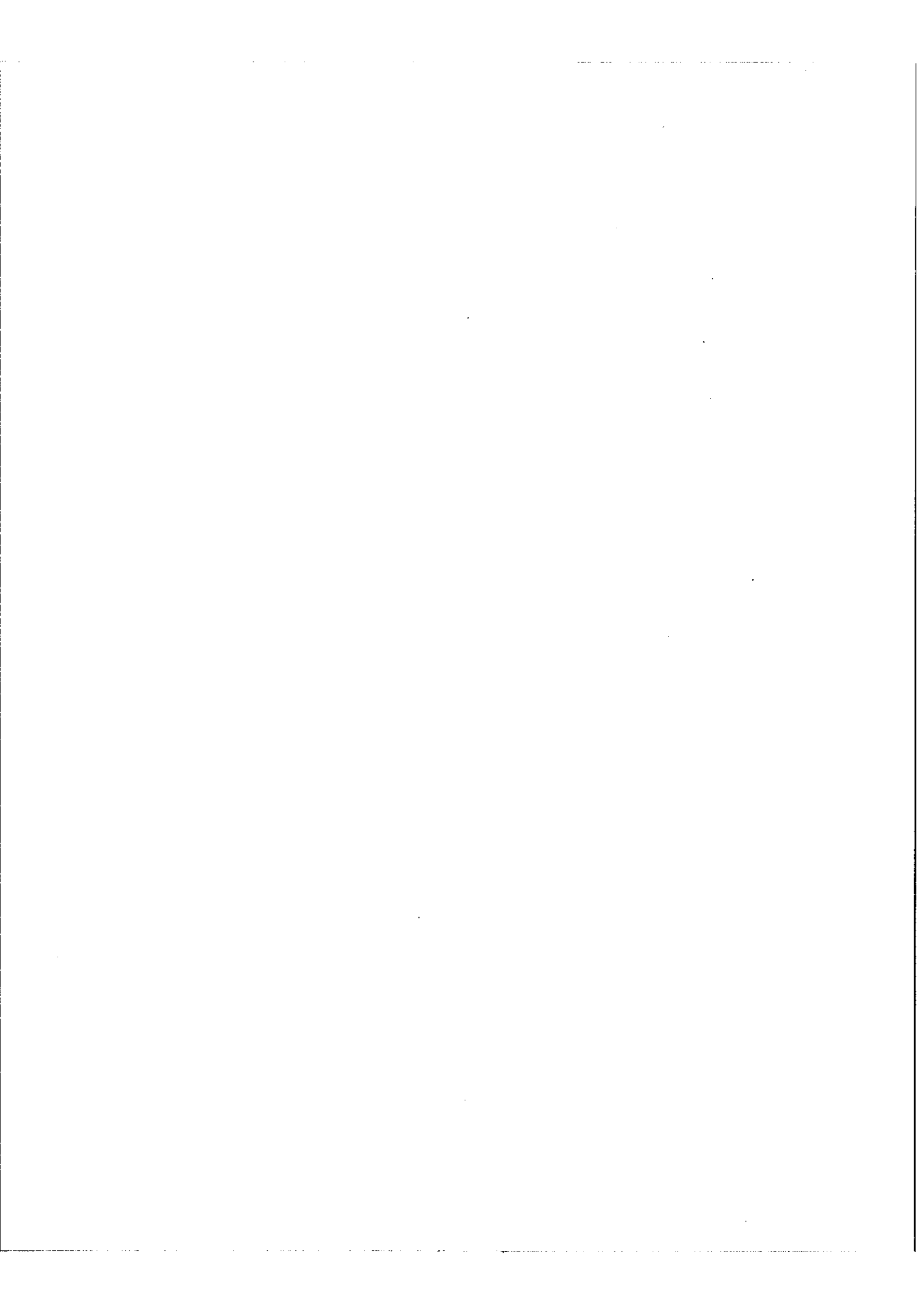
I. - Description de l'appareil au début de la présente étude

L'appareil dont nous allons parler d'une façon sommaire est celui qui fut utilisé par A. Ménége [11]. Sa construction répondait déjà à la nécessité de posséder un interféromètre adapté à la spectrométrie de Fourier à haute résolution mais il est apparu que de graves défauts y subsistaient et c'est afin de les mettre en évidence que nous reprenons sa description.

Il comporte en fait deux interféromètres superposés et il permet d'obtenir les trois interférogrammes nécessaires à la mise en oeuvre de la méthode utilisant le calcul analogique (figure 7)

- La variation de la différence de marche est obtenue en faisant varier la longueur d'un des bras de l'interféromètre au moyen d'un trièdre réfléchissant T. Ce trièdre fournit d'un faisceau incident parallèle, un faisceau émergent parallèle et parallèle au faisceau incident quelle que soit son orientation (du moins tant qu'aucune diaphragmation ne se produit et que le faisceau subit 3 réflexions successives sur les 3 miroirs). Cette propriété à l'intérêt de ne pas introduire de déraglage de l'appareil même si le trièdre tourne au cours de son déplacement.

Ce déplacement est obtenu en faisant glisser le support du trièdre sur un rail au moyen d'une vis et d'un contrepoids. La vis a une longueur de quelques centimètres et n'est utilisée que pour se placer au voisinage de la différence de marche zéro.



Autour de cette position de petits déplacements sont obtenus en appliquant plus ou moins le support du triédre contre la vis.

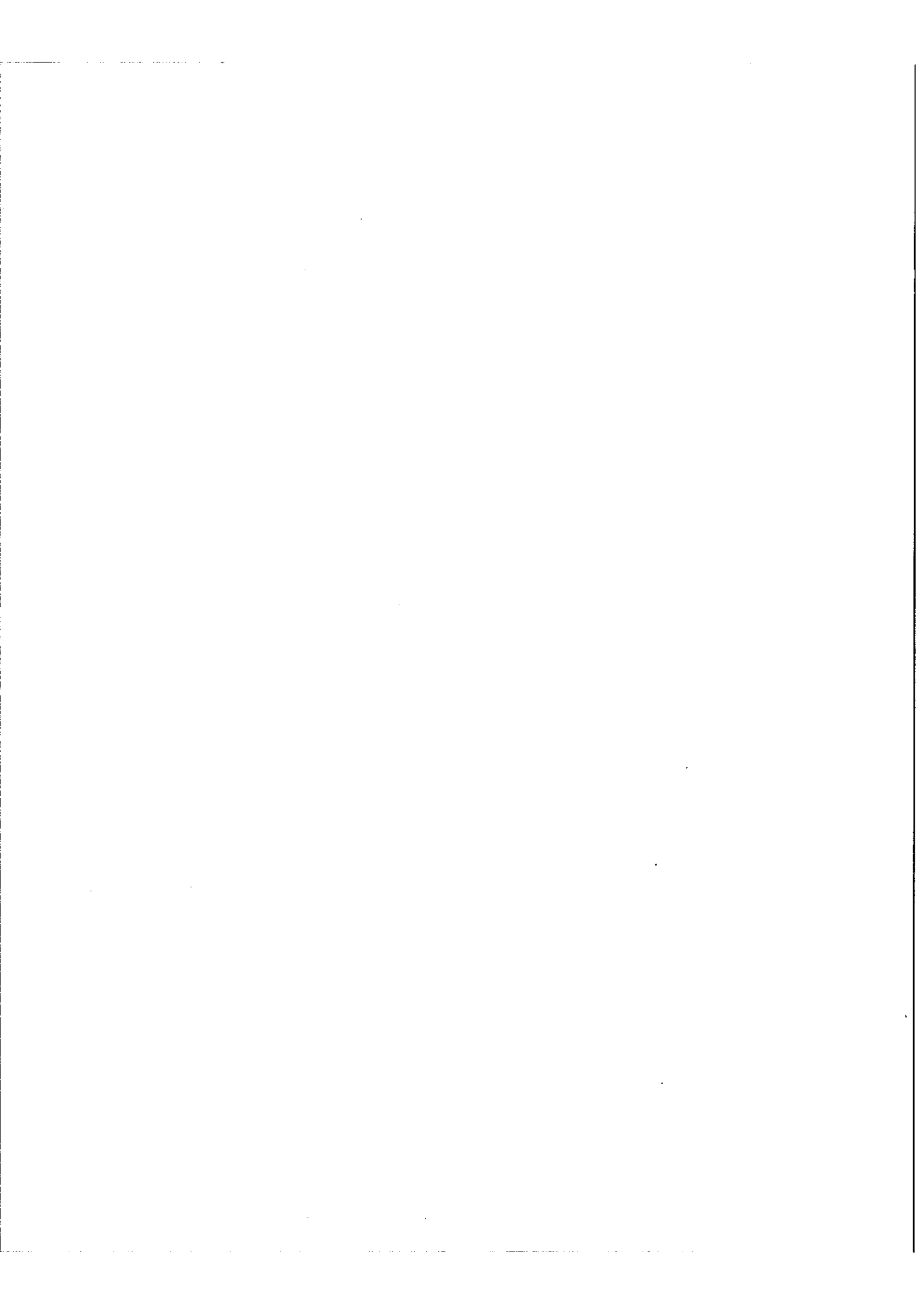
Il n'est donc pas question avec ce système d'obtenir de grandes variations de la différence de marche, ce qui n'était pas le but recherché à ce moment là.

- Le faisceau de lumière provenant de la source à étudier traverse l'appareil à sa partie supérieure.

Il rentre et il sort par l'intermédiaire de deux systèmes cassegrain introduits ici pour le cas où la source à étudier émettrait des radiations nécessitant des miroirs au lieu de lentilles.

- Le faisceau de lumière blanche rentre et sort latéralement dans l'appareil et suit le trajet du faisceau précédent dans tout son parcours entre les systèmes cassegrain.

- Le faisceau provenant de la source monochromatique traverse l'appareil à sa partie inférieure. Sur son trajet on note deux particularités. D'abord la compensatrice orientable dans le but de régler les phases du signal à étudier et du signal de référence, ensuite le bras de longueur fixe de l'interféromètre qui peut avoir une longueur différente de celle du bras correspondant pour le faisceau supérieur. Ceci est obtenu par interposition d'un dièdre mobile, l'installation de ce dispositif avait été nécessaire dans l'éventualité d'une utilisation de l'appareil à grande différence de marche. En effet, à ce moment la raie de référence avait forcément une largeur non négligeable et afin d'avoir toujours des franges d'interférences nettes sur le faisceau référence on devait pouvoir lui conserver une différence de marche relativement faible alors que celle du faisceau signal était plus grande.



- Les séparatrices des deux faisceaux, signal et référence, sont superposées et peuvent être constituées par des lames de verres différents ^{avec} des coatings différents suivant les régions spectrales étudiées.

La compensatrice sur le faisceau signal est fixée à la séparatrice alors qu'elle est orientable sur le faisceau référence ainsi que nous venons de le voir.

II. - Etude de l'achromatisme de l'interféromètre

L'appareil étant construit de la façon qui vient d'être indiquée on a constaté immédiatement que l'interférogramme correspondant au faisceau de lumière blanche n'était pas symétrique par rapport à la différence de marche zéro. Ceci montrait sans ambiguïté que toutes les longueurs d'onde du spectre de la lumière blanche n'étaient pas simultanément à la différence de marche zéro c'est à dire que l'appareil introduisait entre ses deux bras une différence de marche fonction de la longueur d'onde.

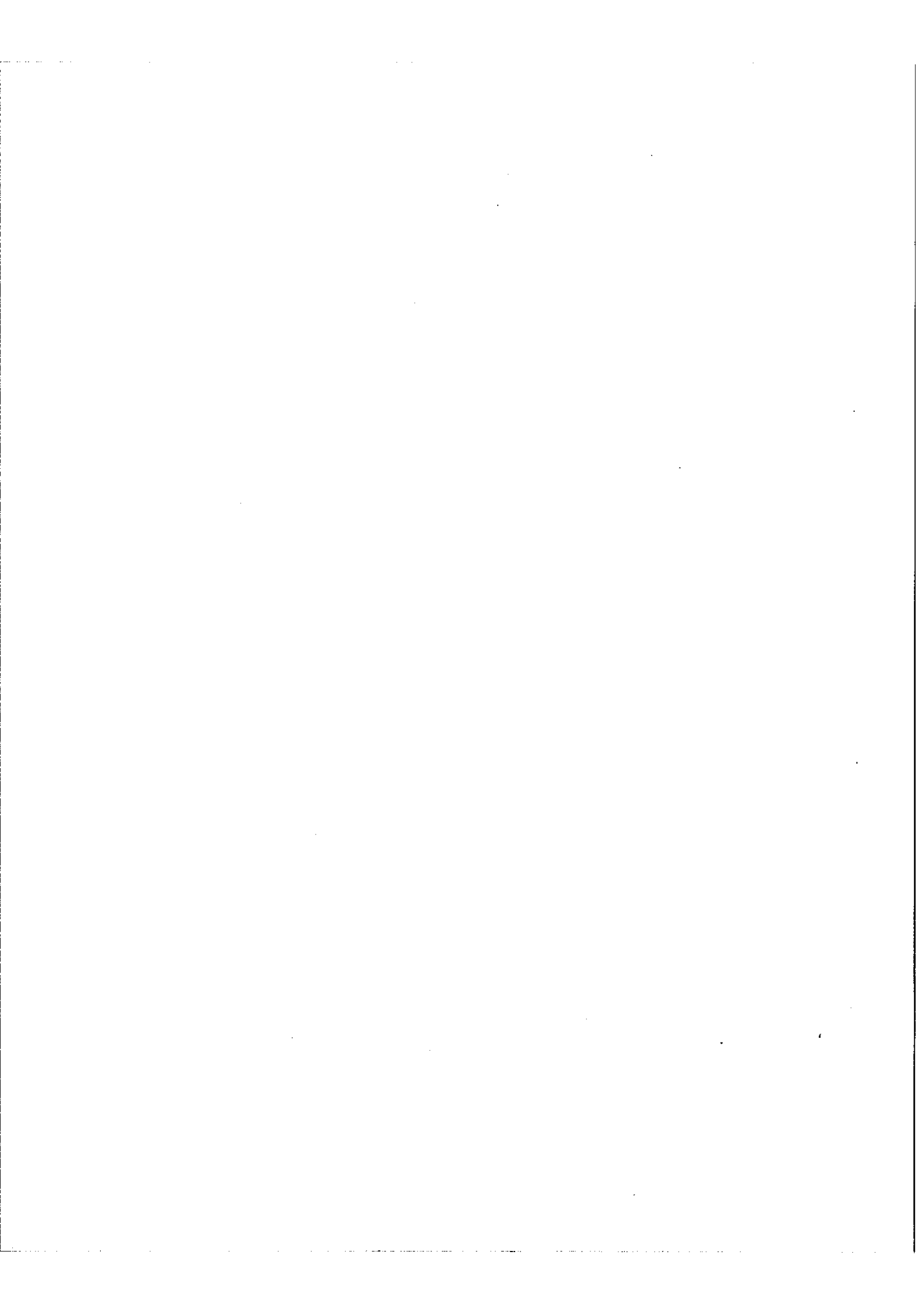
La cause de ce déphasage pouvait être recherchée soit dans le nombre différent de réflexions métalliques subies par les faisceaux dans les deux bras, soit dans un déphasage introduit lors de la réflexion sur la séparatrice.

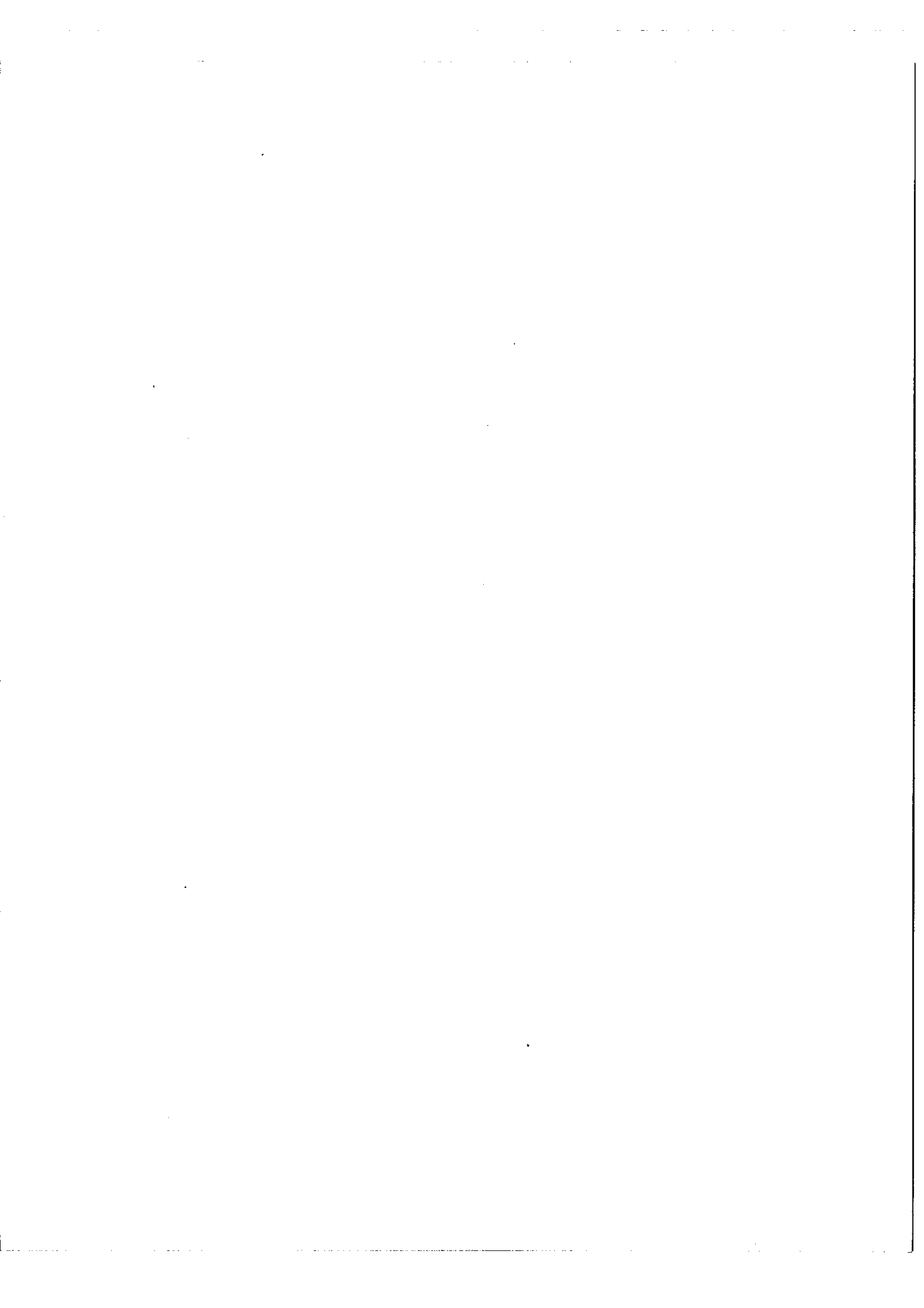
Nous commencerons par étudier cette dernière cause possible d'achromatisme car c'est celle-ci qui fut envisagée tout d'abord.

II. 1. - Achromatisme de l'ensemble séparatrice - compensatrice

A. - Causes de l'Achromatisme - A. a. - Différence d'épaisseur Optique

Les deux lames séparatrice et compensatrice de l'interféromètre de Michelson introduisent des différences de marche sur chaque bras qui sont différentes si





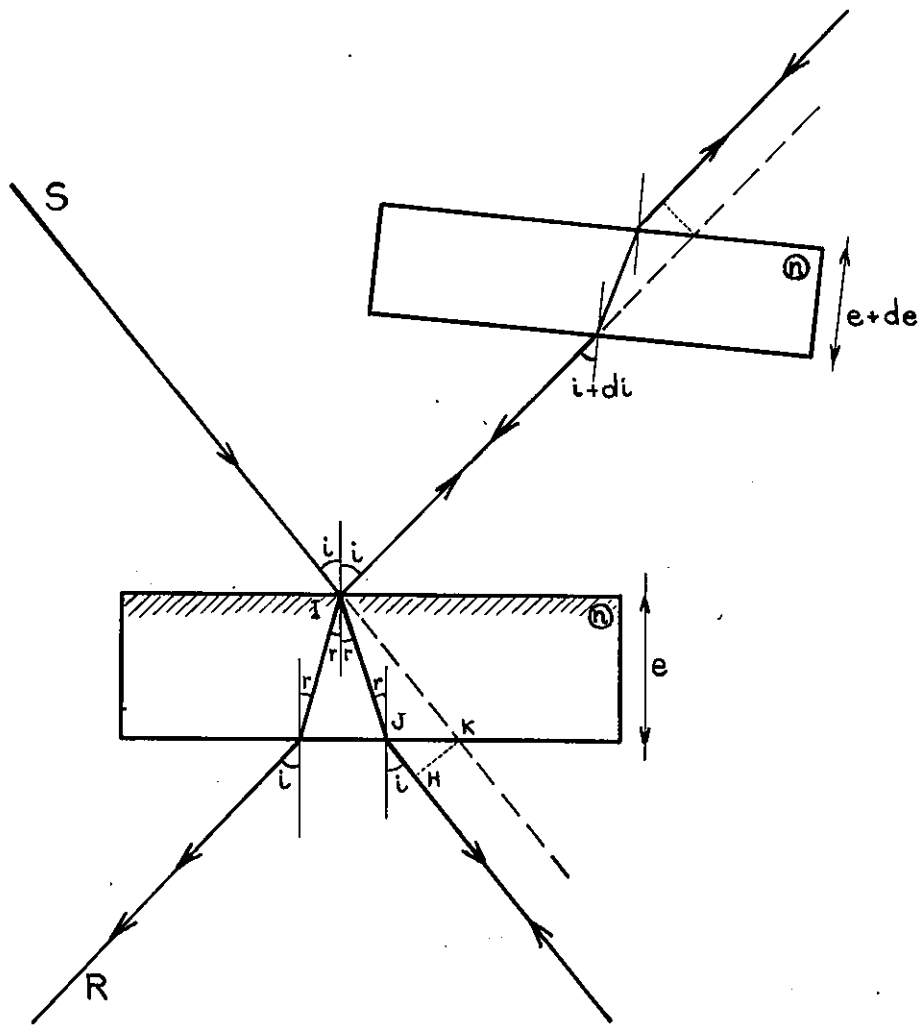


Figure 8. Différence de marche introduite
par les lames

leurs épaisseurs optiques sont différentes.

La traversée d'une lame d'épaisseur e et d'indice de réfraction n avec un angle d'incidence i introduit un retard (Figure 8)

$$-\frac{e}{\cos i} + \left[\frac{ne}{\cos r} + \sin i \left(-\frac{e}{\cos r} \sin r + \frac{e}{\cos i} \sin i \right) \right]$$

$$\text{soit } \frac{e}{\cos r} (n - \sin i \sin r - \cos r \cos i) = \frac{e}{\cos r} (n - \cos(i-r))$$

que l'on peut écrire $e(n \cos r - \cos i)$

Appelons d_e et d_i les différences d'épaisseur et d'angle d'incidence de la séparatrice et de la compensatrice.

La différence de marche introduite entre les deux bras du Michelson, d_e et d_i étant des quantités petites, est alors $\delta = 2d[e(n \cos r - \cos i)]$

qui peut se mettre sous la forme

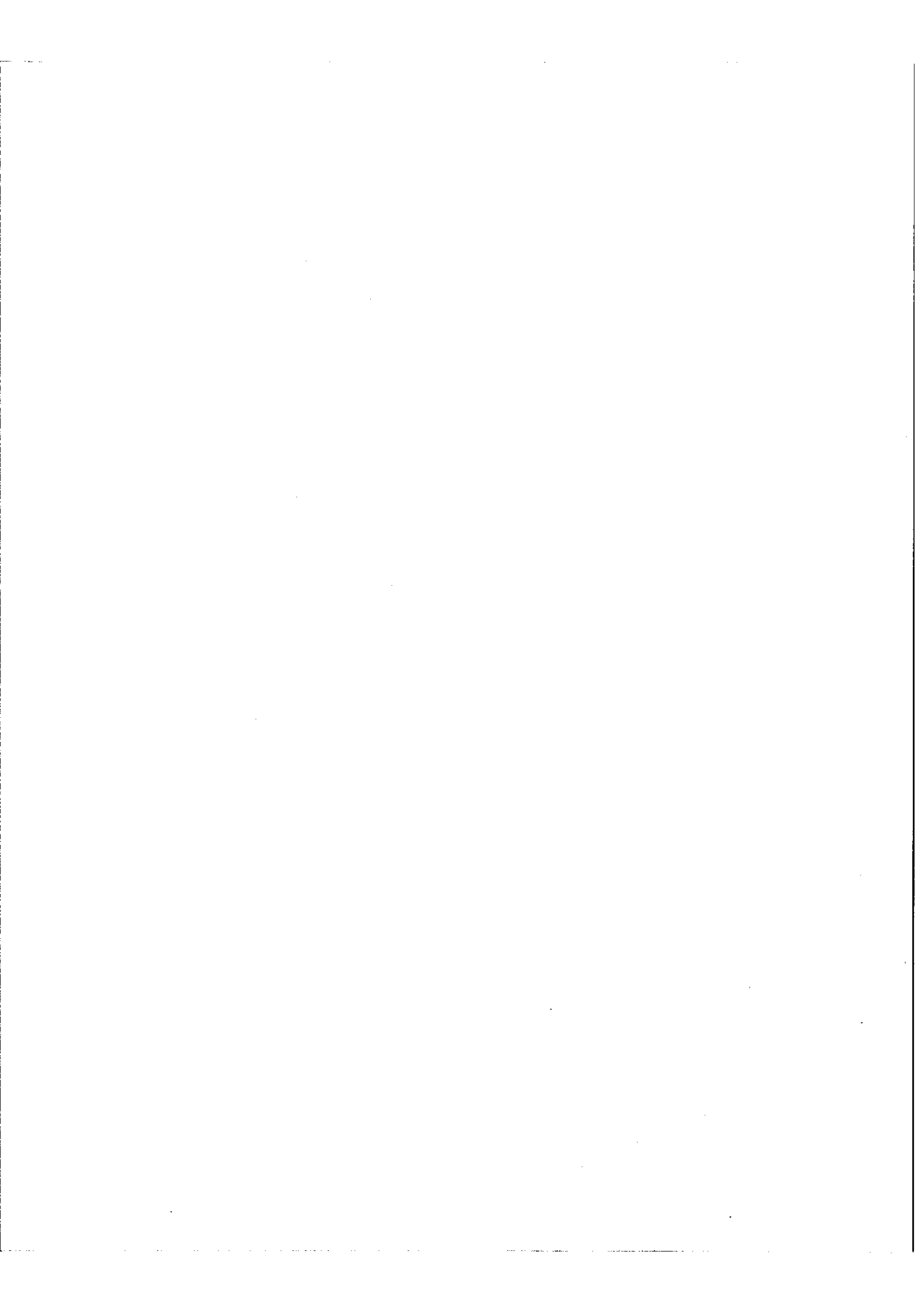
$$\delta = 2(n \cos r - \cos i) d_e + 2(1 - \operatorname{tg} r) e \cos i d_i$$

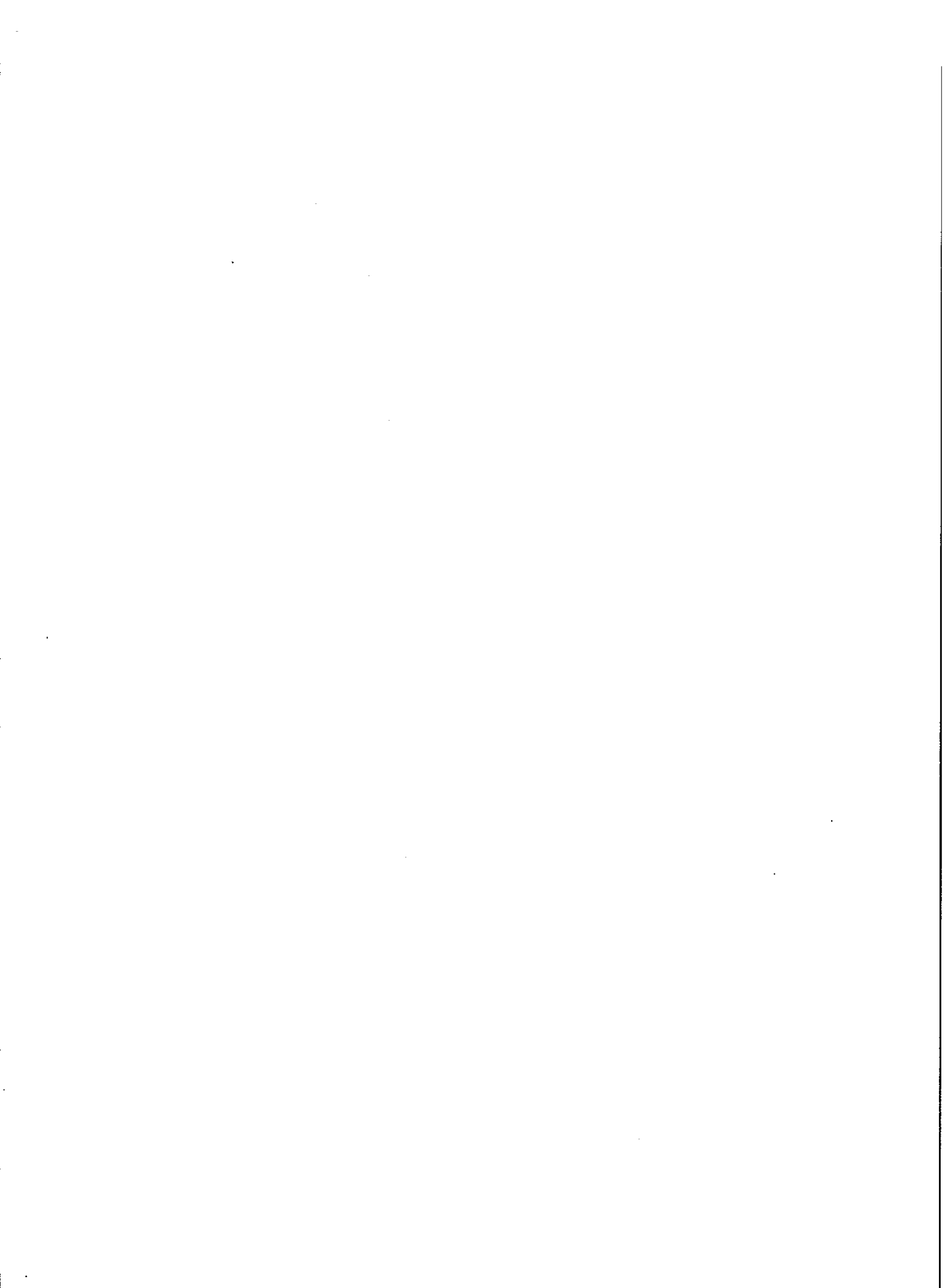
Dans un domaine spectral réduit on peut faire $\delta = 0$ en choisissant convenablement d_i (la quantité d_e étant donnée). Mais la seule manière de rendre cette différence nulle simultanément pour toutes les longueurs d'onde est de faire $d_e = 0$ et $d_i = 0$ c'est à dire d'avoir des séparatrices et compensatrices d'épaisseurs égales et attaquées sous le même angle d'incidence.

Nous verrons plus loin comment nous avons tenté de réaliser ces deux conditions.

A.b. - Déphasages à réflexion^{la}.

Mais cette différence de marche δ introduite entre les deux faisceaux par l'ensemble séparatrice-compensatrice ne tient pas compte du déphasage qui se produit lors des réflexions et transmissions sur ou à travers le coating semi-réfléchissant.





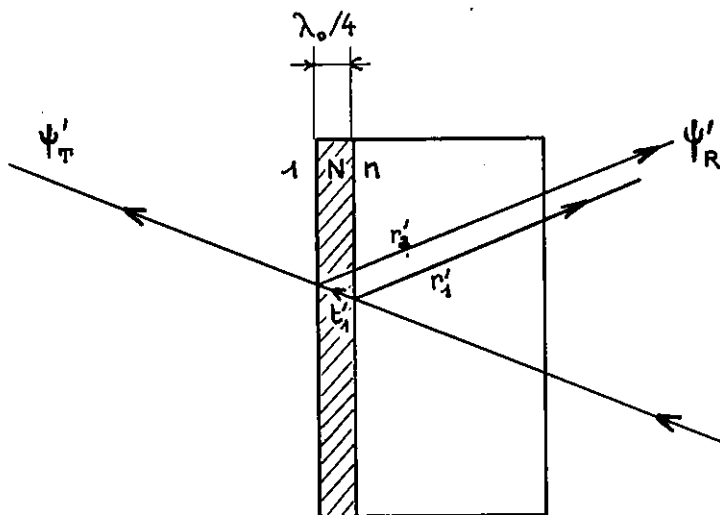
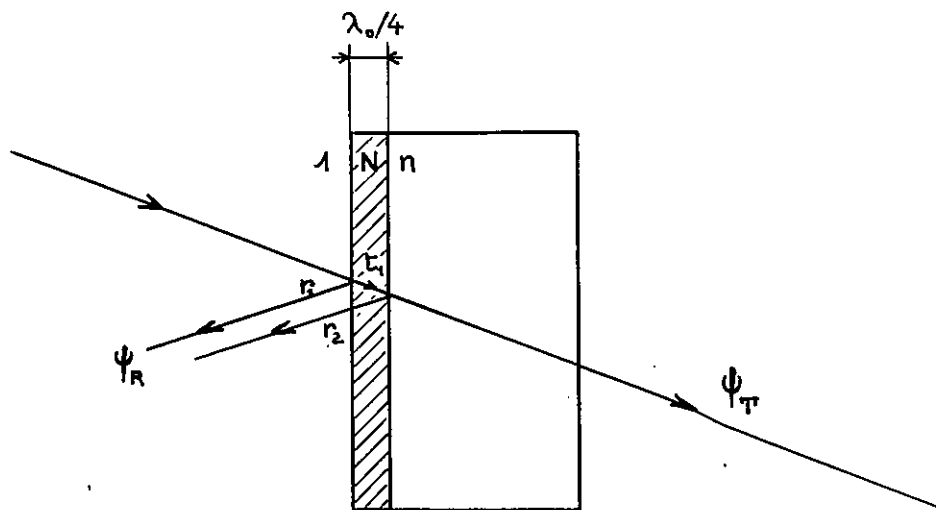


Figure 9. Déphasage introduit
par les réflexions

Le coating est une couche d'indice N placée entre deux milieux d'indice 1 et d'indice n . Ainsi placé le coating peut être un diélectrique ou un métal qui peut être en outre absorbant. Dans tous les cas un déphasage se produit entre les faisceaux réfléchis dans le sens air-verre et dans le sens verre-air. A la transmission par contre le déphasage est sensiblement le même quel que soit le sens de propagation.

Nous donnerons ici un exemple de calcul de ces différents déphasages dans le cas d'un coating diélectrique non absorbant en incidence quasi normale (Figure 9).

Pour le dioptre $1 - N$ le coefficient de réflexion est $r_1 = \frac{1-N}{1+N}$
 et le coefficient de transmission est $t_1 = \frac{2\sqrt{N}}{1+N}$

Pour le dioptre $N - n$ $r_2 = \frac{N-n}{N+n}$ $t_2 = \frac{2\sqrt{Nn}}{N+n}$

Pour le dioptre $n - N$ $r'_1 = \frac{n-N}{n+N}$ $t'_1 = \frac{2\sqrt{nN}}{n+N}$

Pour le dioptre $N - 1$ $r'_2 = \frac{N-1}{N+1}$ $t'_2 = \frac{2\sqrt{N}}{N+1}$

On posera $r_1 r_2 = \rho$ $t_1 t_2 = \tau$ $r'_1 r'_2 = \rho'$ $t'_1 t'_2 = \tau'$

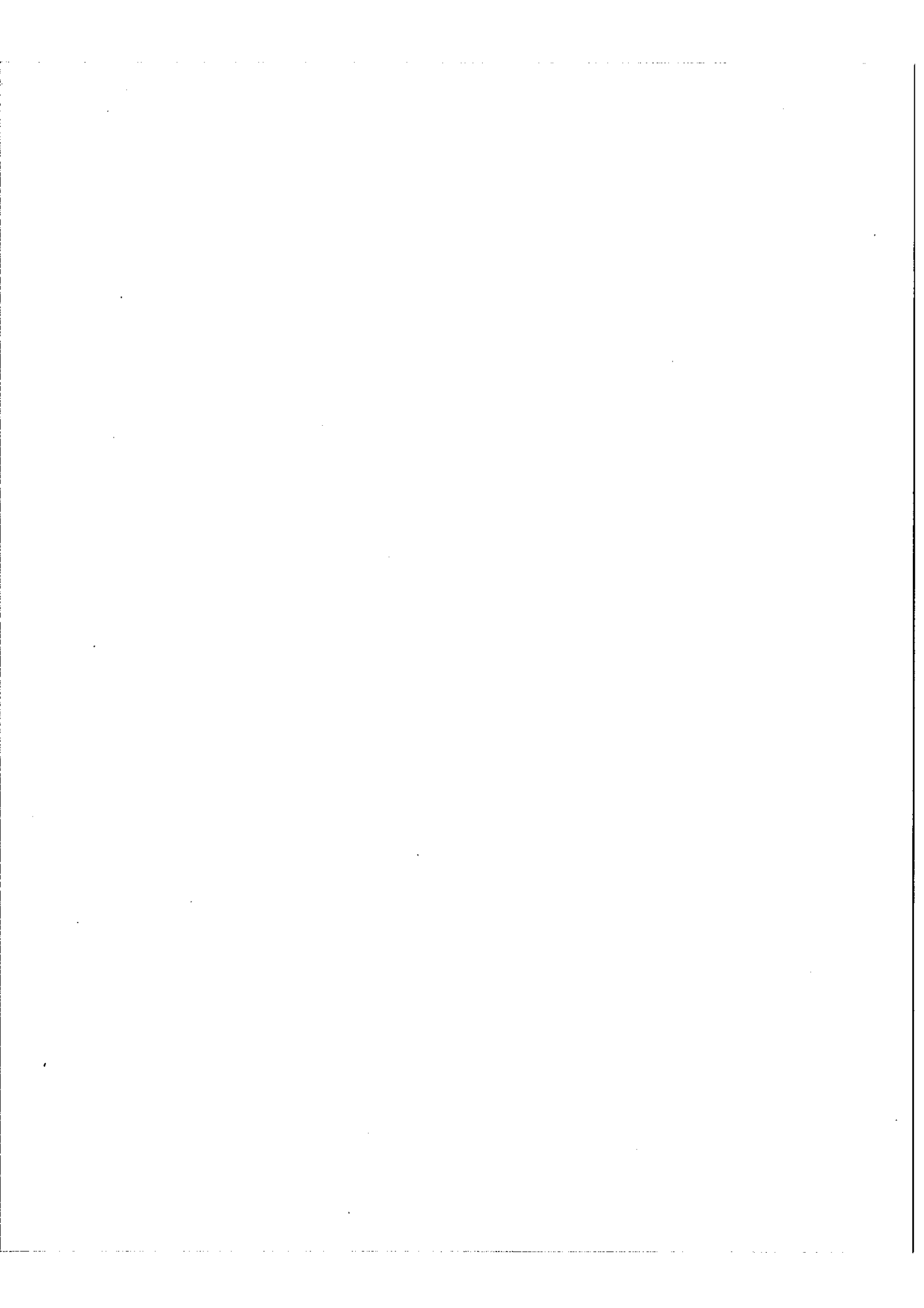
Le calcul de l'amplitude de la vibration transmise dans le sens air-verre conduit à

$$A_{\pi} = A_0 \frac{\tau e^{-j\frac{\theta}{2}}}{1 + \rho e^{-j\theta}} \quad \text{avec} \quad \theta = \pi N \frac{\sigma}{\sigma_0}$$

et où l'on appelle σ le nombre d'onde de la radiation considérée et σ_0 le nombre d'onde de la radiation pour laquelle le coating est $\lambda/4$.

On en déduit $L_{\pi} = B_0 \frac{\tau^2}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta}$ $B_0 = |A_0|^2$

et $\text{tg } \psi_{\pi} = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \text{tg } \frac{\theta}{2}$



ψ_{π} est le déphasage qui nous intéresse, il se produit lors de la transmission à travers le diélectrique dans le sens air-verre, et on voit qu'il dépend de σ

Dans le sens contraire on trouve de même

$$A'_{\pi} = A_0 \frac{\tau' e^{-j\frac{\theta}{2}}}{1 + \rho' e^{-j\theta}}$$

$$L'_{\pi} = B_0 \frac{\tau'^2}{1 + \rho'^2 + 2\rho' \cos \theta}$$

$$\text{tg } \psi'_{\pi} = \frac{\rho' - 1}{\rho' + 1} \text{tg } \frac{\theta}{2}$$

Or on a évidemment $r' = r$ et $\tau' = \tau$ par conséquent les quantités A'_{π} , L'_{π} et ψ'_{π} ont les mêmes valeurs respectivement que A_{π} , L_{π} et ψ_{π} . Il n'y a donc pas de déphasage entre les faisceaux transmis dans un sens et dans l'autre à travers le diélectrique.

Calculons maintenant l'amplitude de la vibration réfléchie dans l'air, on trouve :

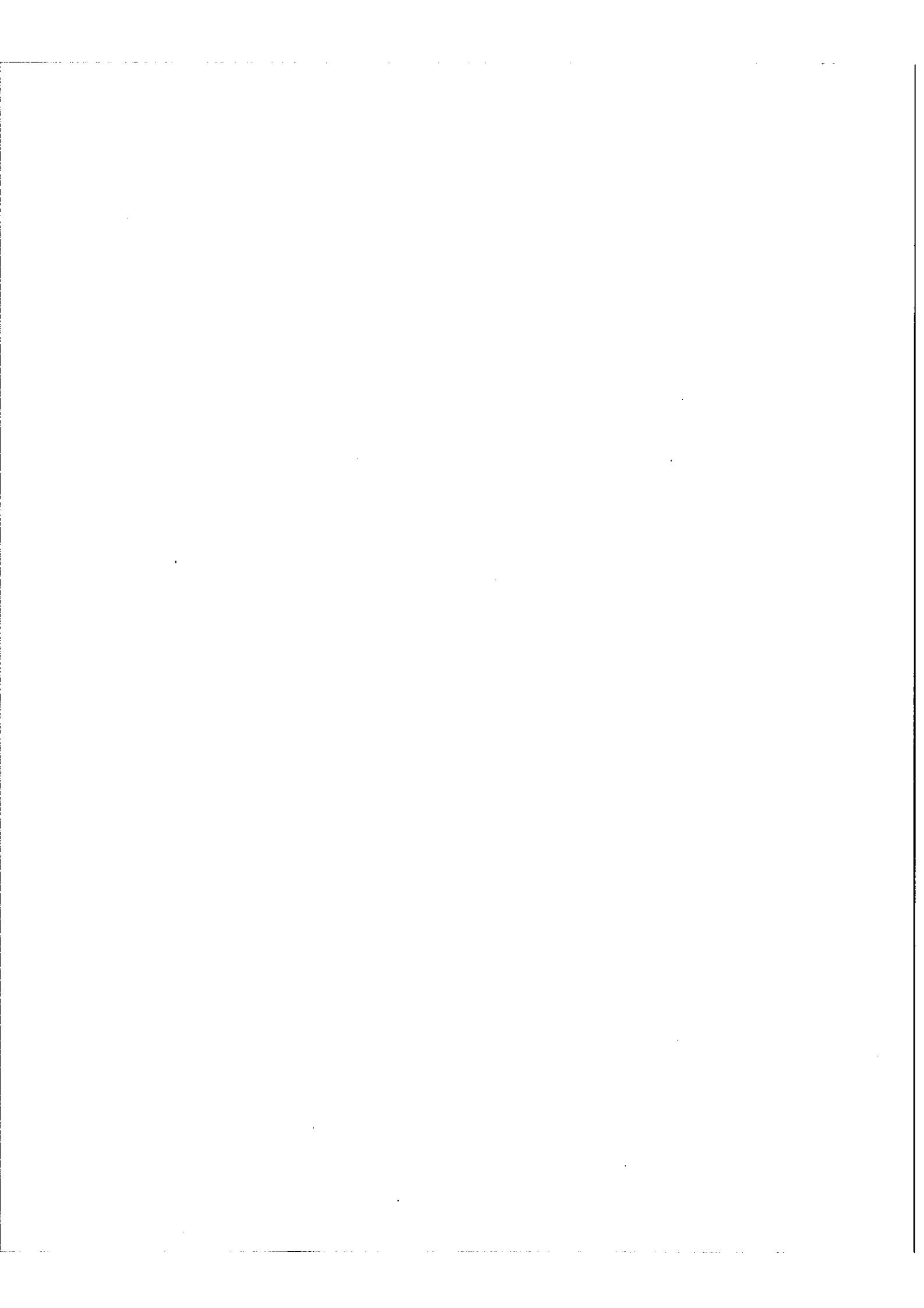
$$A_R = A_0 \left[r_1 + \frac{r_2 t_1^2 e^{-j\theta}}{1 + \rho e^{-j\theta}} \right]$$

D'où l'on déduit
$$L_R = B_0 \left[1 - \frac{\tau^2}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta} \right]$$

$$\text{tg } \psi_R = \frac{(\rho r_1 - r_2) \sin \theta}{r_1 + \rho r_2 + \cos \theta (r_2 + \rho r_1)}$$

Et pour la vibration réfléchie dans le verre

$$\begin{aligned} A'_R &= A_0 \left[r'_1 + \frac{r'_2 t_1^2 e^{-j\theta}}{1 + \rho' e^{-j\theta}} \right] \\ &= -A_0 \left[r_2 + \frac{r_1 t_2^2 e^{-j\theta}}{1 + \rho e^{-j\theta}} \right] \end{aligned}$$



$$L'_R = B_0 \left[1 - \frac{\tau'^2}{1 + \rho'^2 + 2\rho' \cos \theta} \right] = L_R$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \psi'_R &= \frac{(\rho' n'_1 - n'_2) \sin \theta}{n'_1 + \rho' n'_2 + \cos \theta (n'_2 + \rho' n'_1)} \\ &= \frac{(\rho n_2 - n_1) \sin \theta}{n_2 + \rho n_1 + \cos \theta (n_1 + \rho n_2)} \neq \operatorname{tg} \psi_R \end{aligned}$$

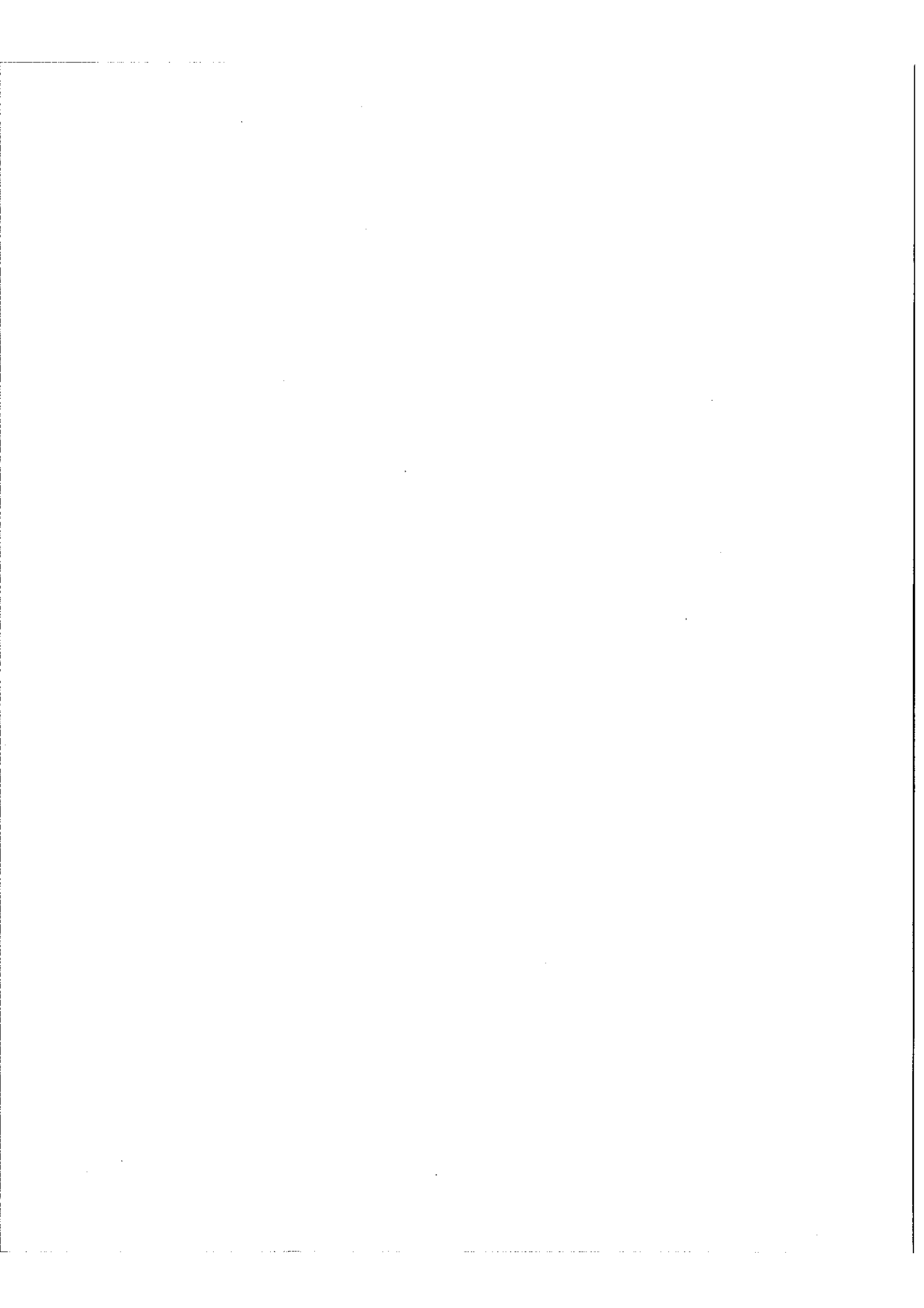
Dans ce cas on observe donc un déphasage $\psi = \psi_R - \psi'_R$ entre les faisceaux réfléchis sur le diélectrique dans l'air et dans le verre. De plus ce déphasage dépend de σ .

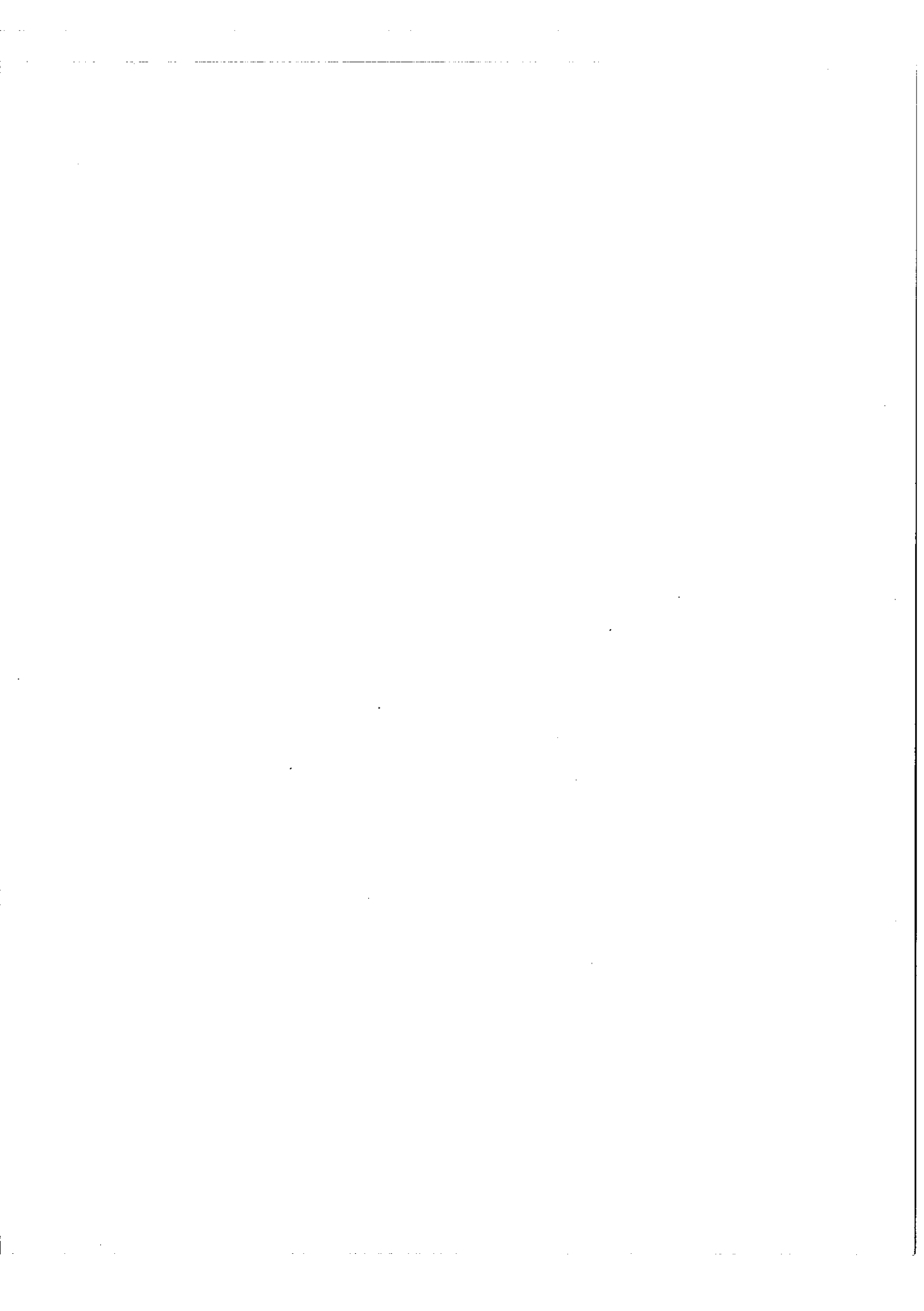
Les résultats précédents sont empruntés à A. Ménage [11] et montrent qu'un ensemble séparatrice-compensatrice classique crée toujours un déplacement de la différence de marche zéro fonction de la longueur d'onde.

La seule possibilité de rendre ce déphasage nul est de rendre totalement symétrique le bloc séparatrice-compensatrice en plaçant la couche semi-réfléchissante entre deux milieux de même indice.

En résumé, cette étude rapide nous a conduit à tenter de réaliser trois conditions :

- a)- Epaisseurs égales de la séparatrice ^{et de la} compensatrice.
- b)- Angles d'incidence égaux sur la séparatrice et la compensatrice.
- c)- Même indice de réfraction de part et d'autre du coating.





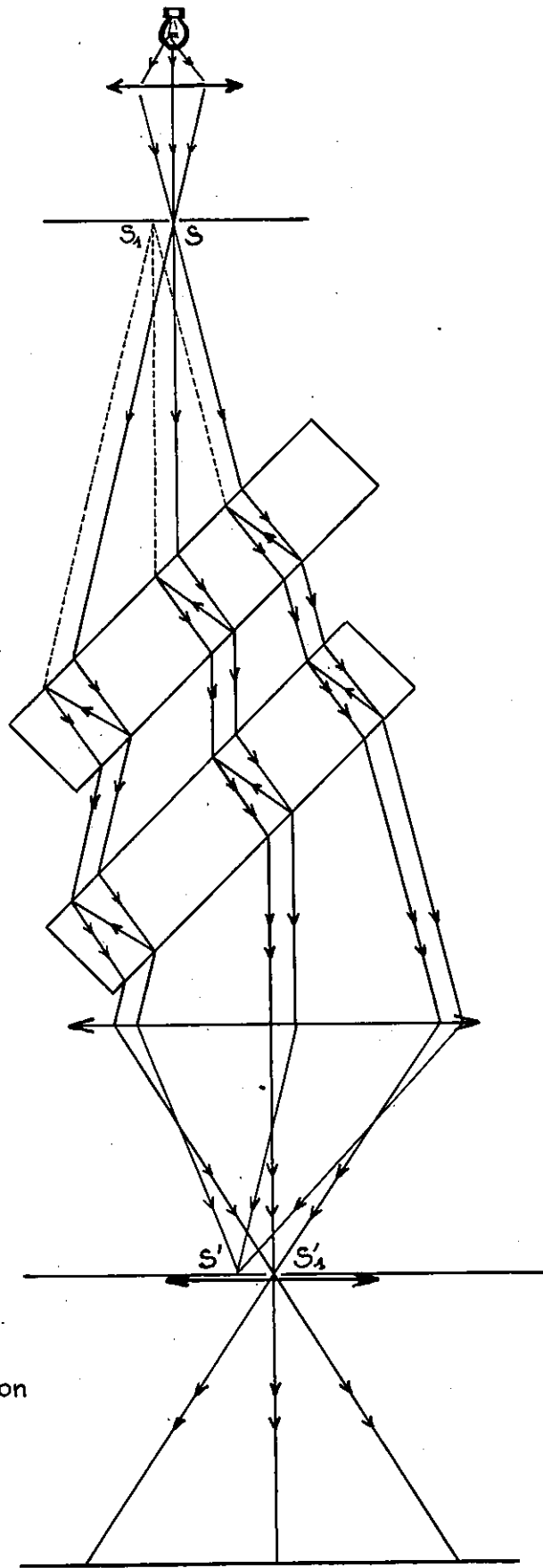


Figure 10.
Franges de superposition

Nous allons voir comment cette réalisation a pu se faire.

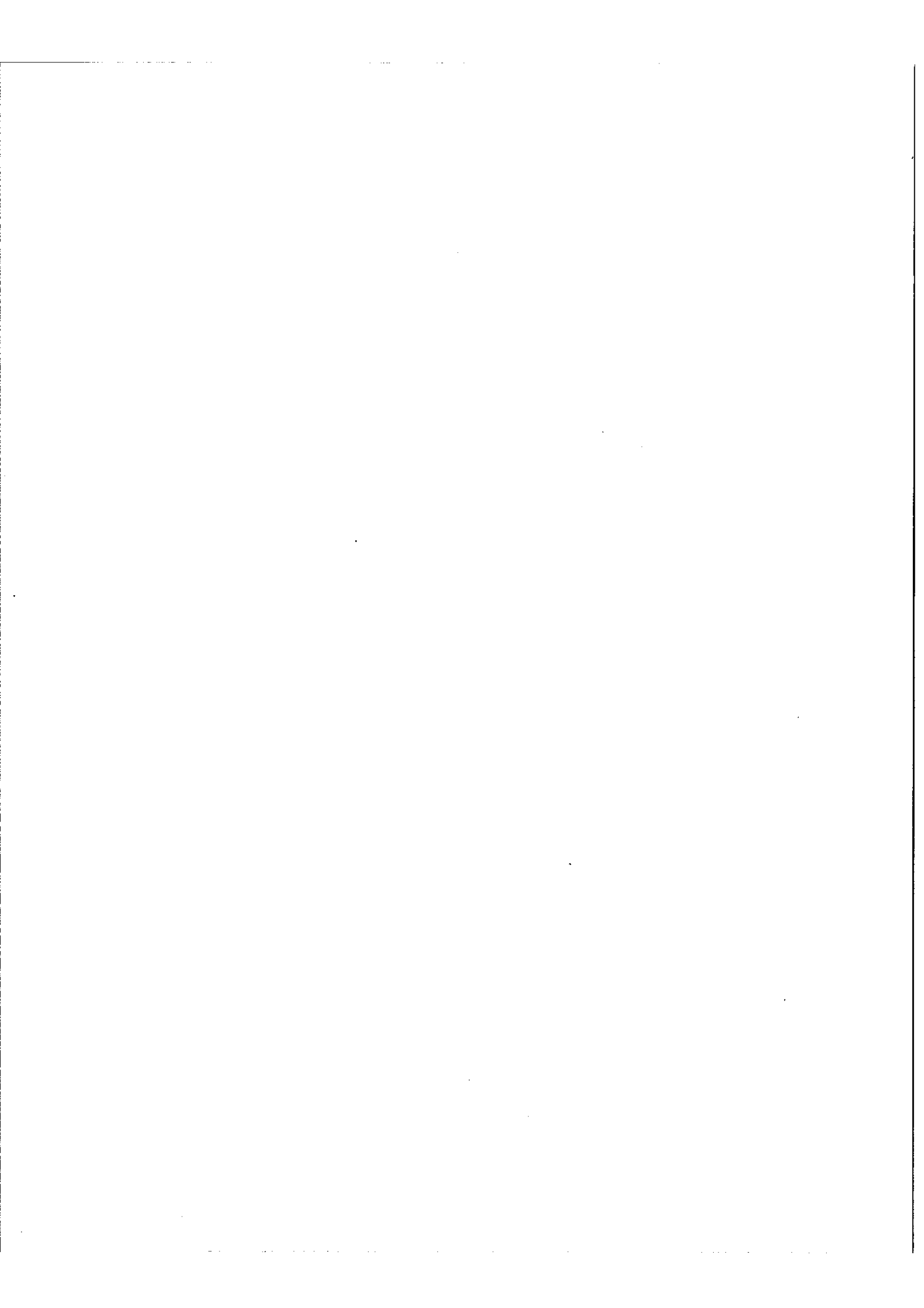
B.- Réalisation d'un ensemble séparatrice-compensatrice achromatique;

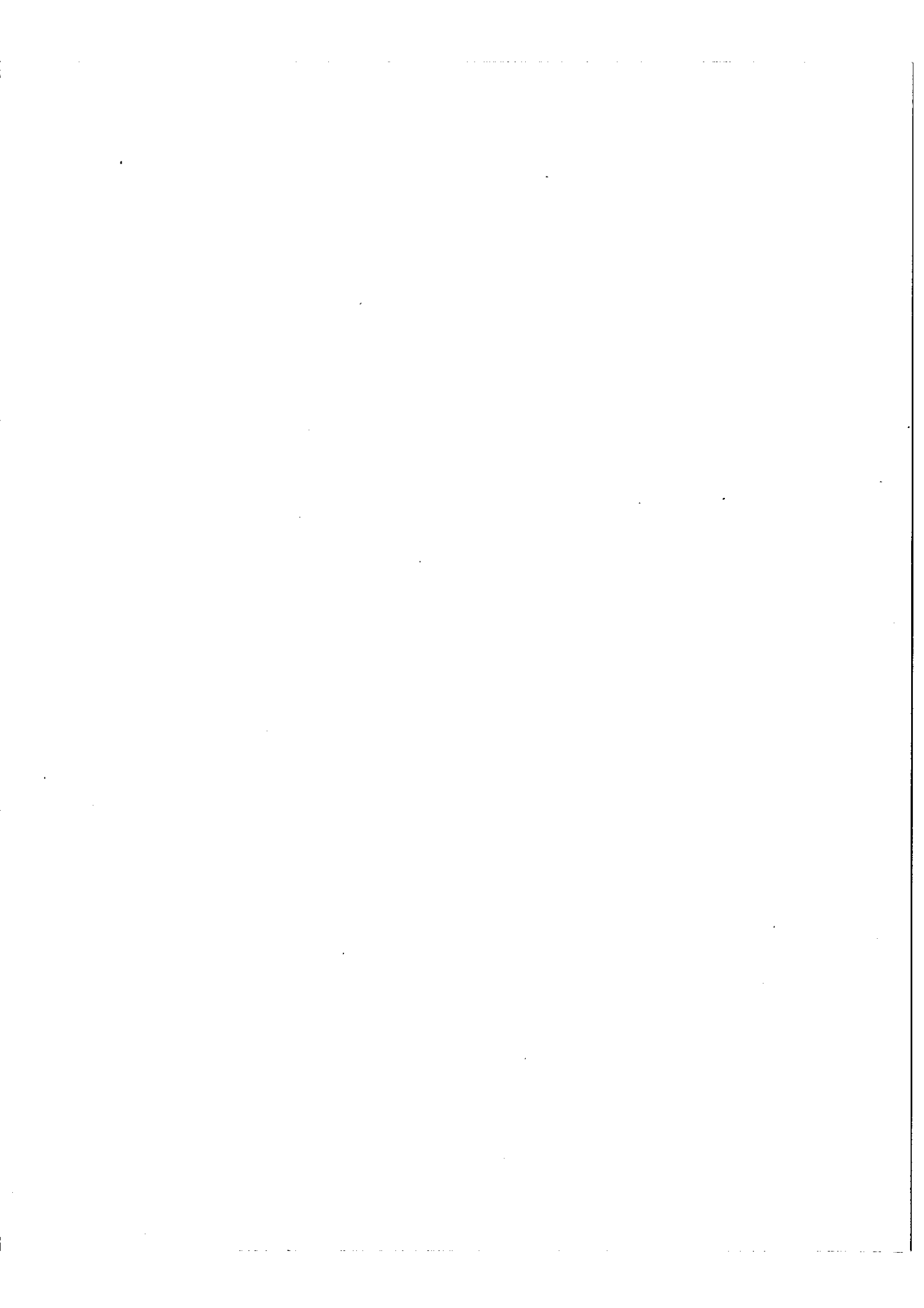
B. a. - Comparaison des épaisseurs de deux lames épaisses.

Pour réaliser deux lames de verre de ~~mêmes~~ épaisseurs il est nécessaire de polir simultanément les deux dans une pièce unique. Puis on scie la lame en deux. S'il était possible de s'en tenir là, le problème serait résolu puisque les épaisseurs seraient rigoureusement les mêmes. En réalité lorsque l'on scie le verre il se produit des déformations et les surfaces des deux lames obtenues ont besoin d'être polies pour atteindre la qualité $\lambda/5$ environ. Or les épaisseurs des lames doivent être égales avec une précision qui est de cet ordre et par conséquent au cours de cet ultime polissage on doit pouvoir contrôler les épaisseurs à une fraction de λ près ou plus exactement on doit pouvoir comparer les épaisseurs des deux lames à une fraction de λ près ce qui ne peut pas se faire par un procédé mécanique.

La nécessité d'une telle précision sur l'égalité des épaisseurs résulte de la déformation de la fonction d'appareil qui se produit lorsque la différence de marche zéro est connue avec une certaine erreur. Si δ est la différence d'épaisseur des lames, la formule du Aa indique que la variation de différence de marche, donc, l'erreur sur la différence de marche zéro est de l'ordre de δ et les calculs de J. Connes montrent que l'on ne doit pas admettre une erreur supérieure à $\lambda/4$ qui conduirait à une fonction d'appareil totalement asymétrique.

C'est la raison qui nous a conduit à imaginer un dispositif optique simple qui puisse faire cette comparaison. Son principe est basé sur l'utilisation des franges de superposition en lumière blanche entre deux lames épaisses. La figure 10 donne le schéma de principe de l'appareil.





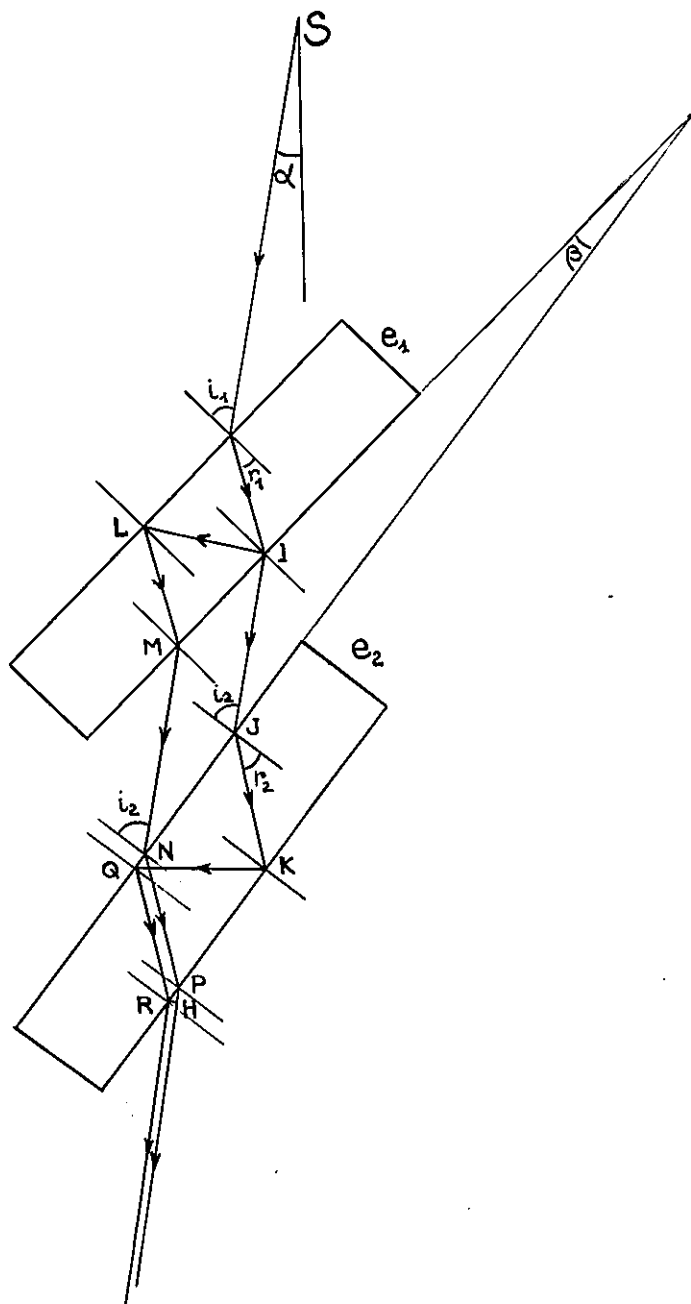


Figure 11. Franges de superposition

Il comporte un trou source qui éclaire l'ensemble des deux lames à comparer. Une lentille forme l'image du trou source et dans le plan de cette image un diaphragme isole le faisceau qui a subi deux réflexions à l'intérieur des lames. Une lentille de champ placée contre ce diaphragme forme l'image des lames dans un plan où l'on observe les franges de superposition en lumière blanche.

La différence de marche entre deux rayons émergents provenant du même incident est (Figure 11)

$$\delta = n(IL + LM + NP) + MN + PH - n(JK + KR + QR) - IJ$$

$$\delta = 2n(e_1 \cos r_1 - e_2 \cos r_2)$$

en posant $i_1 = i + \alpha$

$$\delta = 2n \left[e_1 \sqrt{1 - \frac{\sin^2(i+\alpha)}{n^2}} - e_2 \sqrt{1 - \frac{\sin^2(i+\alpha-\beta)}{n^2}} \right]$$

$$\delta = 2 \left[e_1 \sqrt{n^2 - \sin^2(i+\alpha)} - e_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(i+\alpha-\beta)} \right]$$

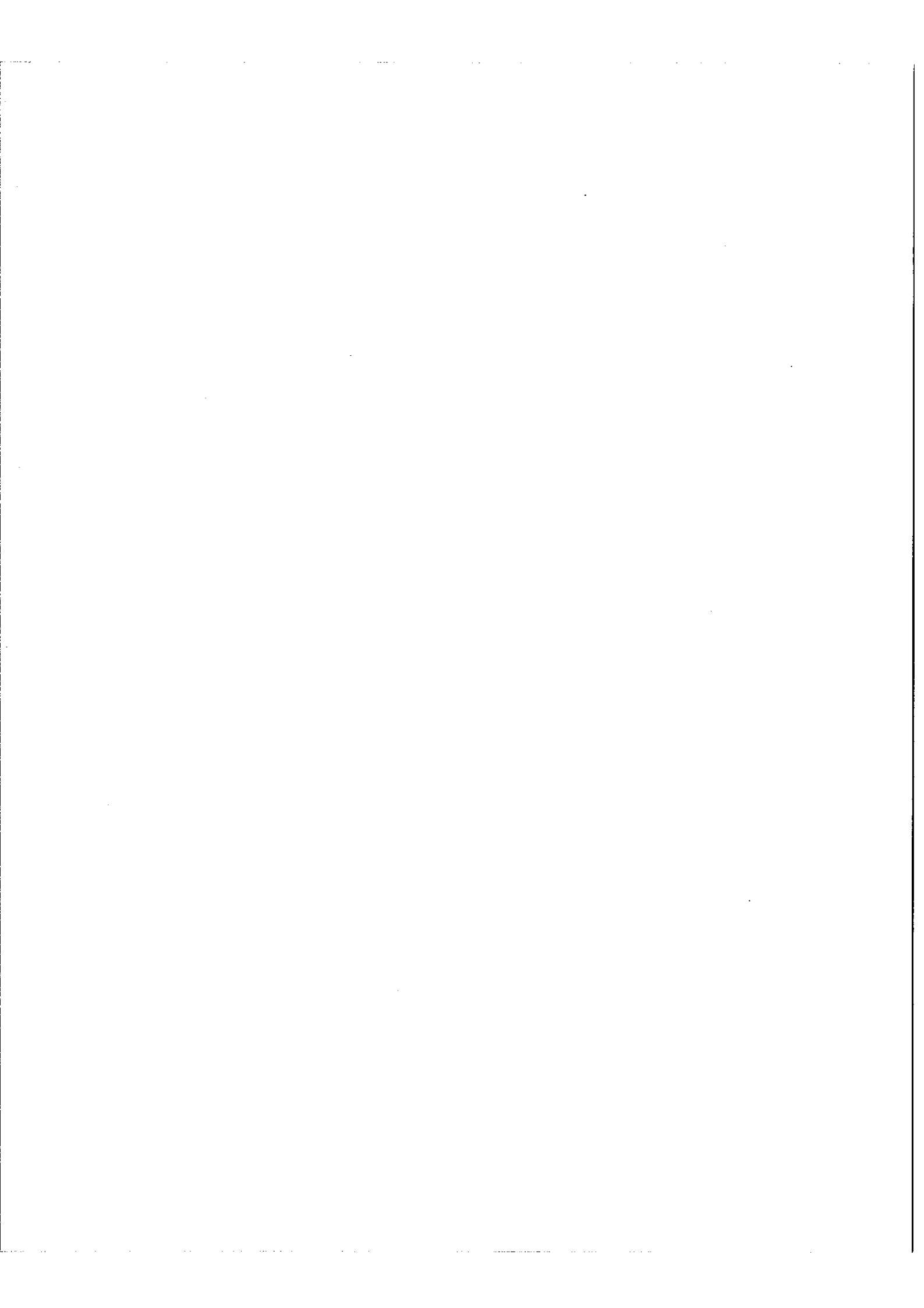
La différence de marche est fonction de α . Toutes choses égales d'ailleurs on observe donc des franges rectilignes parallèles à l'arête du dièdre de rectiligne β .

Deux possibilités sont alors offertes : ou bien observer les franges en lumière blanche en s'arrangeant pour avoir $\delta = 0$ au milieu du champ et observer dans ces conditions l'angle qui existe entre les lames. Ou bien placer les lames parallèles et observer au spectroscopie le spectre cannelé de la lumière transmise.

Dans le 1er cas l'angle des lames renseigne sur la différence des épaisseurs et le signe de cette différence. Dans le 2ème cas le nombre de cannelures renseigne sur la différence des épaisseurs mais pas sur le signe de cette différence.

1er CAS : Au centre du champ $\alpha = 0$ donc

$$\delta = 2 \left[e_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - e_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(i-\beta)} \right]$$



Si on y observe la frange centrale, $\delta = 0$ donc

$$e_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = e_2 \sqrt{n^2 - \sin^2(i - \beta)}$$

L'angle i a une valeur fixée quelconque, par exemple

$$i = \frac{\pi}{4} \quad \text{dans ce cas} \quad \left(\frac{e_1}{e_2}\right)^2 = 2 \frac{n^2 - \sin^2\left(\frac{\pi}{4} - \beta\right)}{2n^2 - 1}$$

$$\text{d'où l'on déduit} \quad \left(\frac{e_1}{e_2}\right)^2 = 1 + \frac{\sin 2\beta}{2n^2 - 1}$$

Si on admet que $e_2 = e_1 - \mathcal{E} = e$, β sera petit et on aura sensiblement

$$\left(\frac{e + \mathcal{E}}{e}\right)^2 = 1 + \frac{2\beta}{2n^2 - 1}$$

et par suite

$$\mathcal{E} = \frac{e}{2n^2 - 1} \beta$$

$$\text{Avec } e = 15 \text{ mm} \quad n = 1,5 \quad \mathcal{E}_\mu = \frac{15 \cdot 10^3}{3,5} \beta = 4,3 \cdot 10^3 \beta$$

$$\mathcal{E} = 2 \mu \quad \beta = 1' 32''$$

$$\mathcal{E} = 1 \mu \quad \beta = 46''$$

$$\mathcal{E} = 0,1 \mu \quad \beta = 4,6''$$

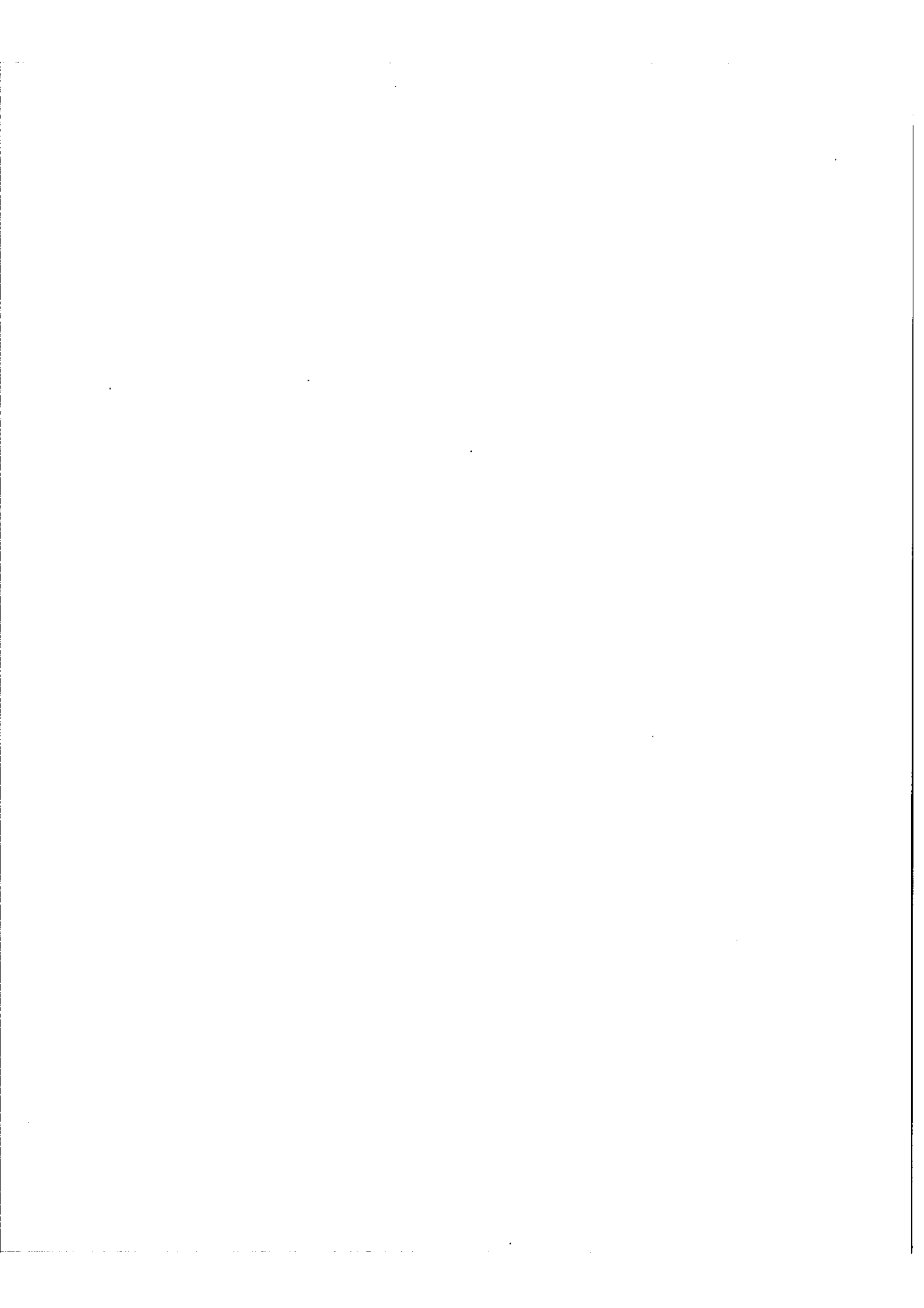
De plus d'après la formule $\delta = 2n(e_1 \cos r_1 - e_2 \cos r_2)$

Pour $\delta = 0$ on a $e_1 \cos r_1 = e_2 \cos r_2$

et si $e_1 > e_2$ $\cos r_2 > \cos r_1$

$$r_1 > r_2$$

$$i_1 > i_2$$



Il s'en suit que la lame la plus épaisse est la plus inclinée sur l'axe.

La mesure de cette inclinaison ainsi que celle de l'angle β peut se faire facilement en utilisant par exemple une lunette autocollimatrice.

2ème CAS - Les deux lames sont parallèles ($\beta = 0$), la fente d'entrée du spectroscope est placée sur l'axe de l'appareil et parallèle au dièdre de rectiligne

β donc $\alpha = 0$.

On a dans ces conditions

$$\delta = 2 [e_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - e_2 \sqrt{n^2 - \sin^2 i}]$$

$$\delta = 2 (e_1 - e_2) \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

Soit
$$\delta = 2 \varepsilon \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

On observe une cannelure sombre pour $\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$

soit
$$2 \varepsilon \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Soit λ_1 , la position de la 1ère cannelure $2 \varepsilon \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k_m + 1) \frac{\lambda_1}{2}$

et λ_2 la position de la N^{ème} et dernière $2 \varepsilon \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k_m + 1) \frac{\lambda_2}{2}$

$$N = 1 + k_m - k_m \quad \text{donc} \quad N = 1 + 2 \varepsilon \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

avec $n = 1,5$ $i = \frac{\pi}{4}$
$$N = 1 + 2,64 \varepsilon \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

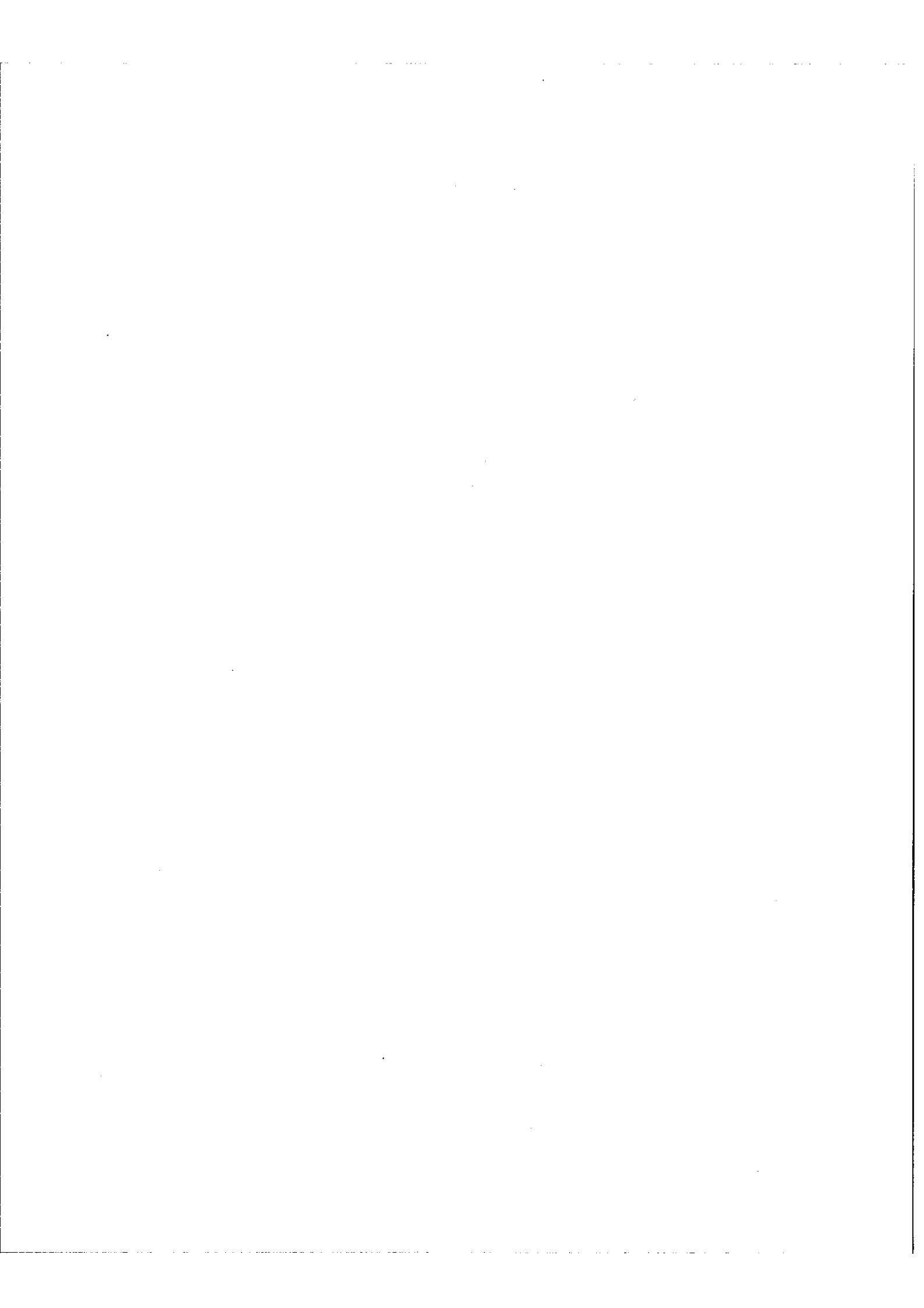
Si λ_1 et λ_2 sont aux extrémités du spectre visible on a sensiblement

$$N = 1 + 3,3 \varepsilon \mu$$

$$\varepsilon = 2 \mu \quad N = 7$$

$$\varepsilon = 1 \mu \quad N = 3$$

$$\varepsilon = 0,1 \mu \quad N = 1$$



Quand \mathcal{E} devient très petit, on apprécie mal le nombre de cannelures sombres mais dans ces conditions il vaut mieux observer les franges elles-mêmes. on observe en général une ténite presque plate qui le devient tout à fait en même temps qu'elle devient blanche (frange centrale) pour des épaisseurs égales des deux lames. La méthode est alors très sensible et permet facilement de déceler des différences

$$\mathcal{E} = 0,05 \mu .$$

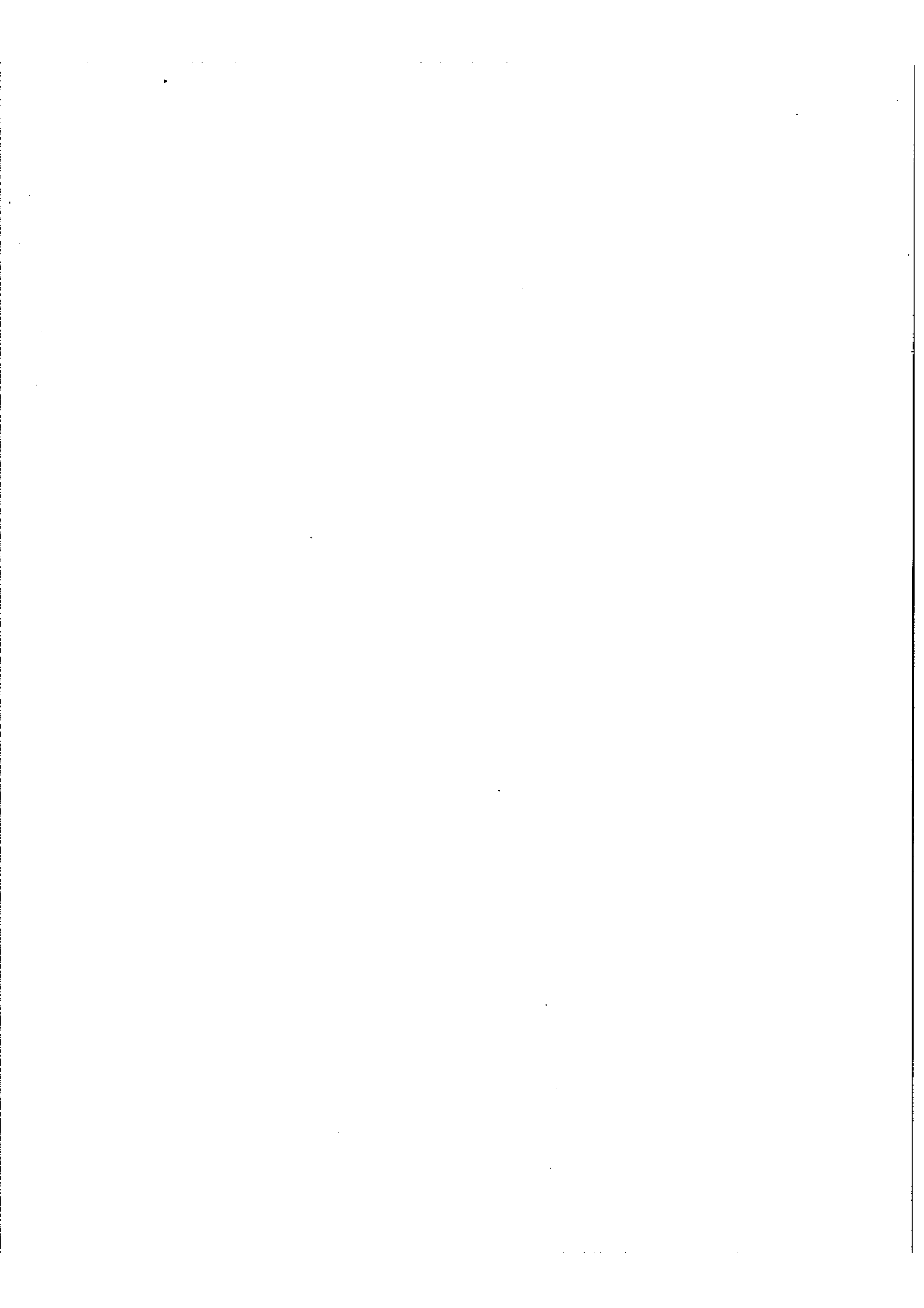
En contrôlant ainsi les lames au cours de leur polissage on satisfait à la condition a). Il reste les deux autres conditions b) et c).

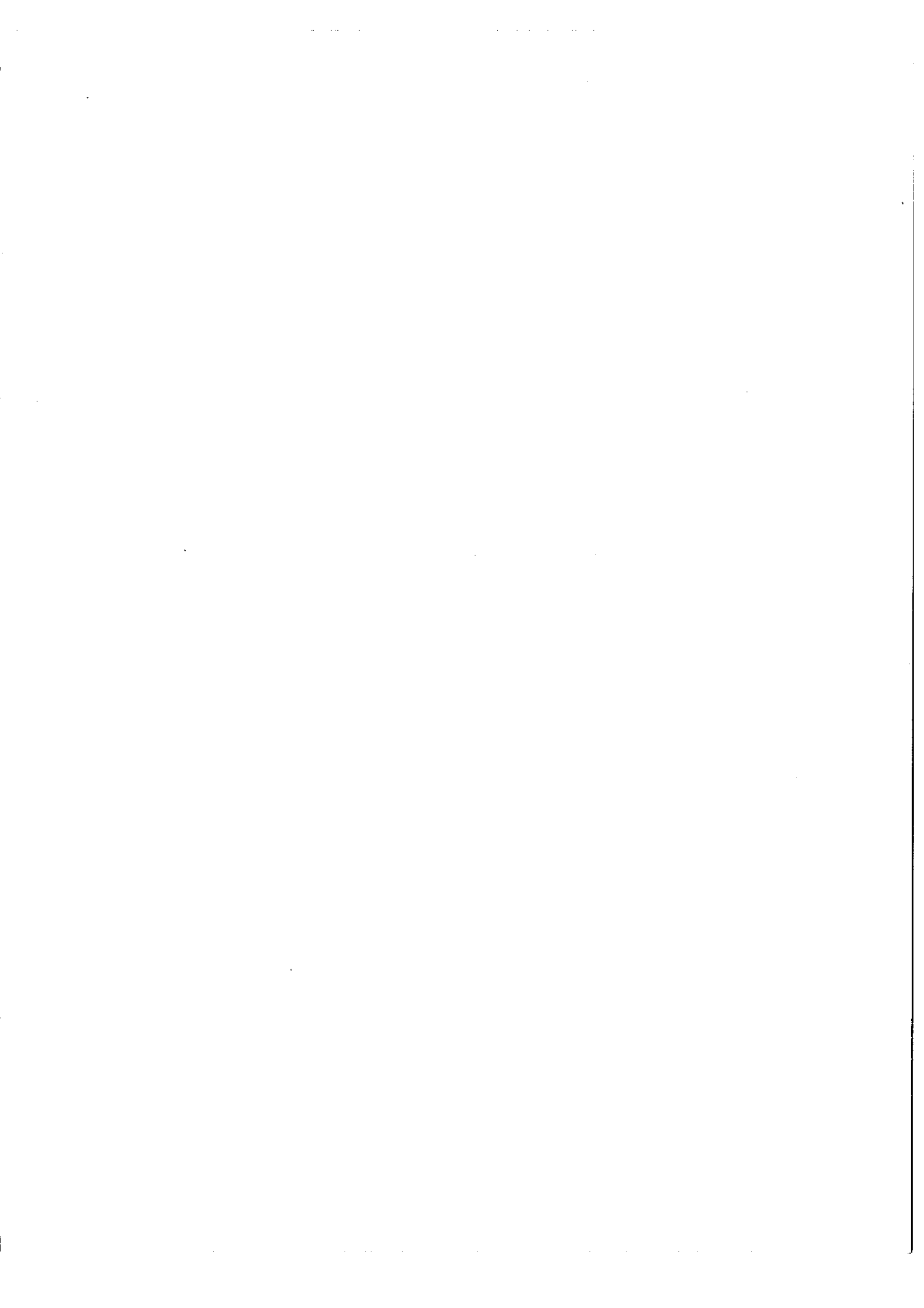
B. b - Adhérence optique de la séparatrice et de la compensatrice.

La nécessité de supprimer le déphasage calculé au A \bar{B} provient de la déformation de la fonction d'appareil liée à une erreur sur la position de la différence de marche zéro. Avec $n = 1,5$ et $N = 3$, on montre que lorsque σ est double de σ_0 (nombre d'onde de la radiation pour laquelle il n'y a pas d'erreur) l'erreur atteint $\lambda/2$ et donne une fonction d'appareil entièrement négative.

Pour supprimer ce déphasage du aux réflexions il faut avoir la même matière sur les deux faces du coating et pour cela on a envisagé de mettre en adhérence optique les deux lames en faisant adhérer la compensatrice sur le coating. Dans ces conditions les deux lames sont rigoureusement parallèles dans les angles d'incidence sont égaux et on supprime le déphasage à la réflexion puisque l'ensemble est totalement symétrique.

La réalisation de cette adhérence optique pose des problèmes dans le cas où la matière constituant le coating est de faible résistance mécanique. Par contre l'opération est réalisable, et nous avons obtenu de bons résultats, avec des lames de verre ou de silice fondue portant des coatings d'oxyde de titane ou de silicium.





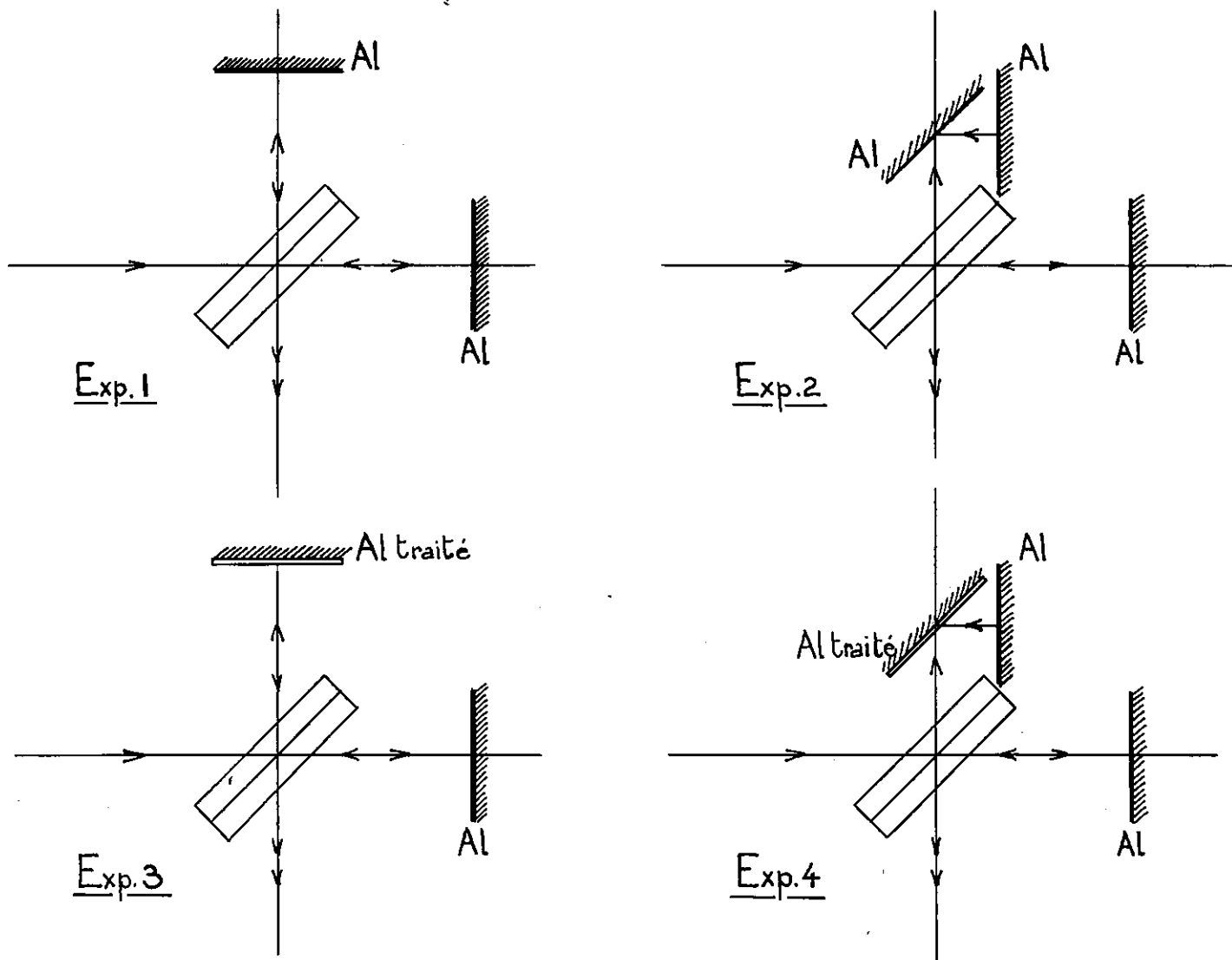


Figure 12.

Etude du déphasage du
aux réflexions métalliques

Les essais avec coatings d'aluminium ont montré une plus grande difficulté de réaliser l'adhérence sans détériorer le métal.

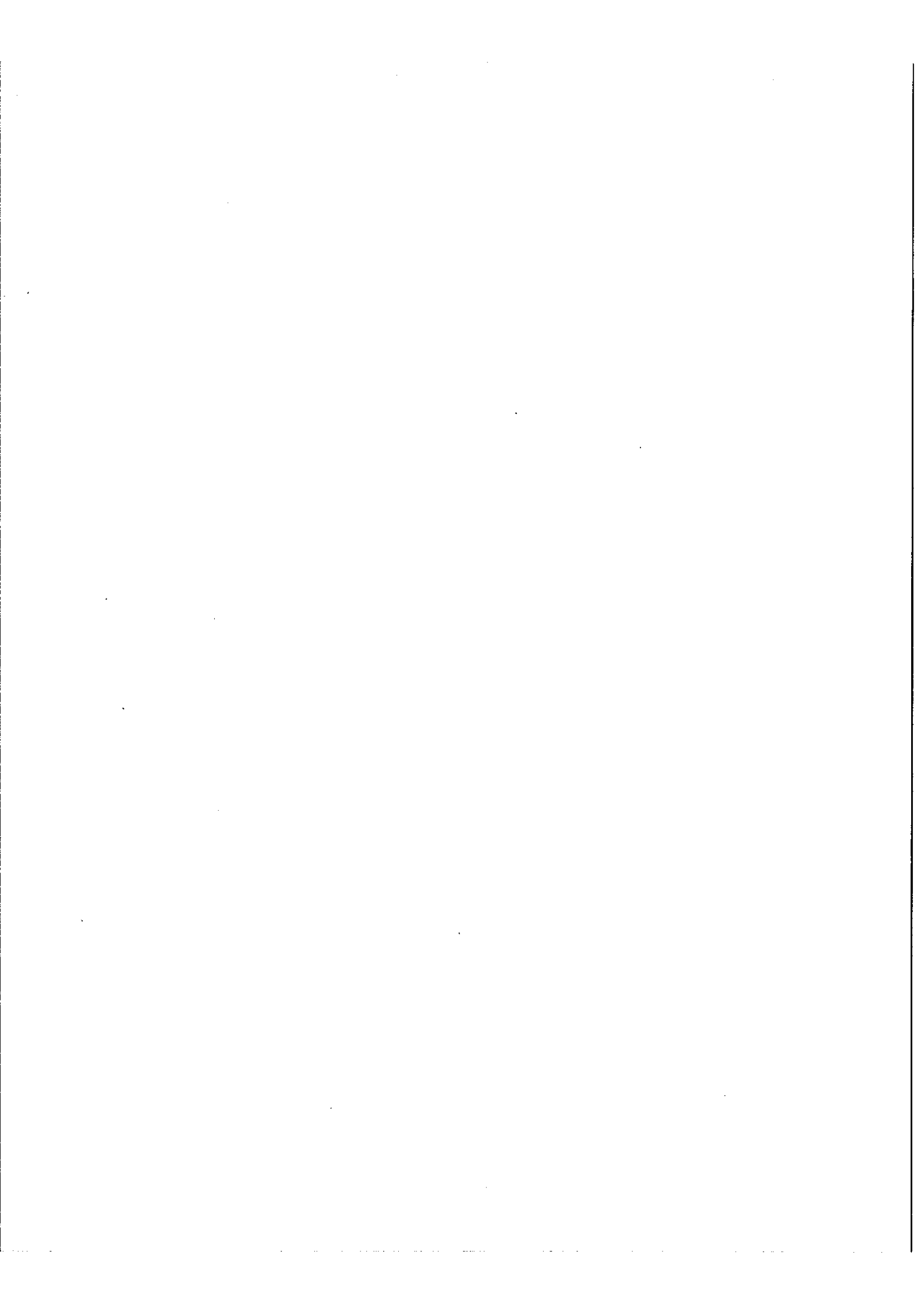
II 2 - Achromatisme du aux réflexions supplémentaires

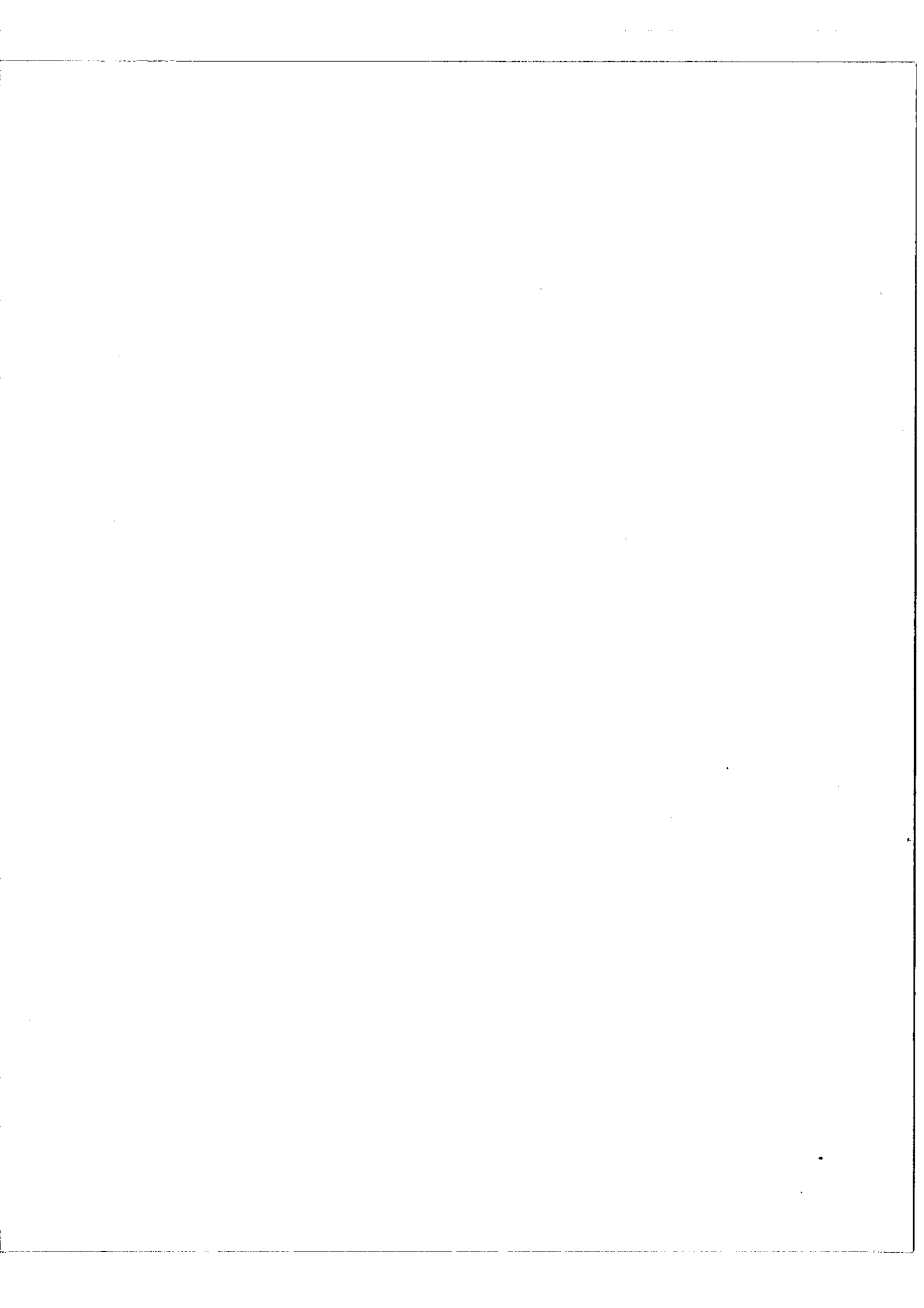
Sur le bras de longueur fixe du Michelson le faisceau signal subit trois réflexions sur des miroirs. Sur le bras de longueur variable le faisceau est replié par le trièdre mobile et subit neuf réflexions. Entre les deux il y a donc une différence de six réflexions qui sont celles se produisant sur les miroirs du trièdre. Les autres sont identiques sur les deux bras et se compensent même si la réflexion produit un déphasage.

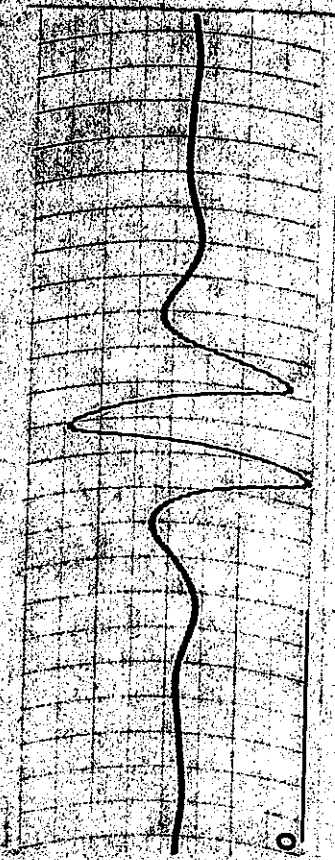
Afin d'étudier spécialement l'effet d'une réflexion sur les miroirs du trièdre nous avons réalisé un interféromètre de Michelson dont la séparatrice-compensatrice était constituée par deux lames d'épaisseurs égales contrôlées par la méthode précédente et adhérees optiquement. Sur l'un des bras la lumière se réfléchissait sur un miroir ordinaire en aluminium et sur l'autre bras on mettait différentes associations de miroirs (figure 12) Le récepteur utilisé était une cellule au sulfure de plomb sensible dans un large domaine spectral l'Infra-rouge^{de}.

1ère expérience - Sur le 2ème bras du Michelson on met un miroir ordinaire en aluminium identique à celui du 1er bras. Comme on pouvait s'y attendre les franges en lumière blanche sont symétriques donc ne permettent pas de déceler un déphasage variable avec la longueur d'onde (Figure 13 a).

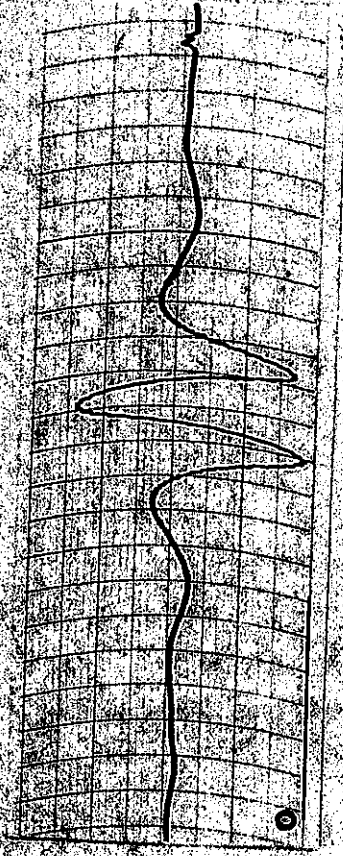
2ème expérience - Sur le 2ème bras on met deux miroirs ordinaires en aluminium ce qui revient à ajouter sur un des bras deux réflexions métalliques sans compensation sur l'autre. On observe pas de dissymétrie supplémentaire des



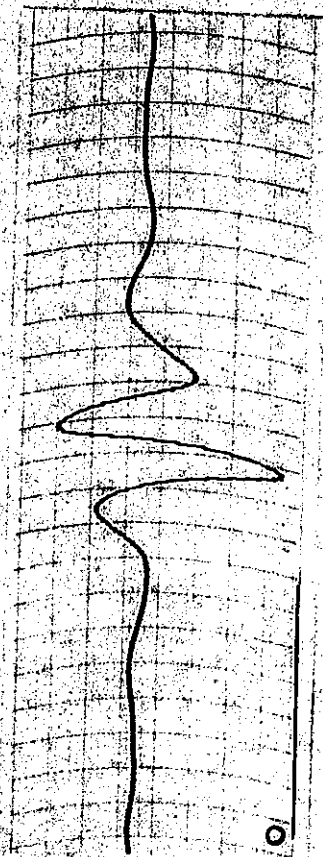




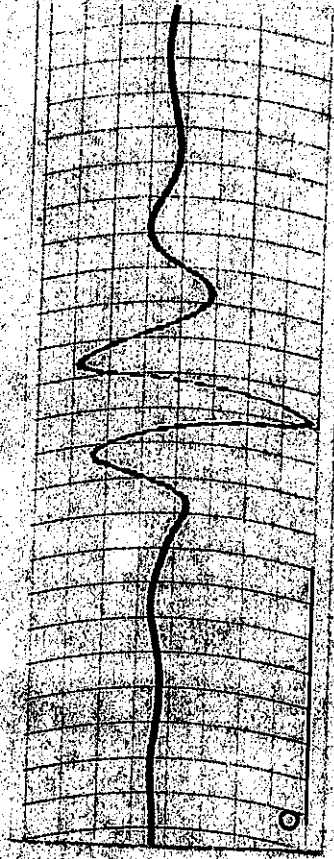
Experience 1



Experience 2



Experience 3



Experience 4

Figure 13. - Etude du déphasage du
aux réflexions métalliques

franges en lumière blanche (figure 13b). Donc, avec ce moyen de contrôle, les réflexions métalliques n'introduisent sensiblement pas de déphasage^{fonction} de la longueur d'onde.

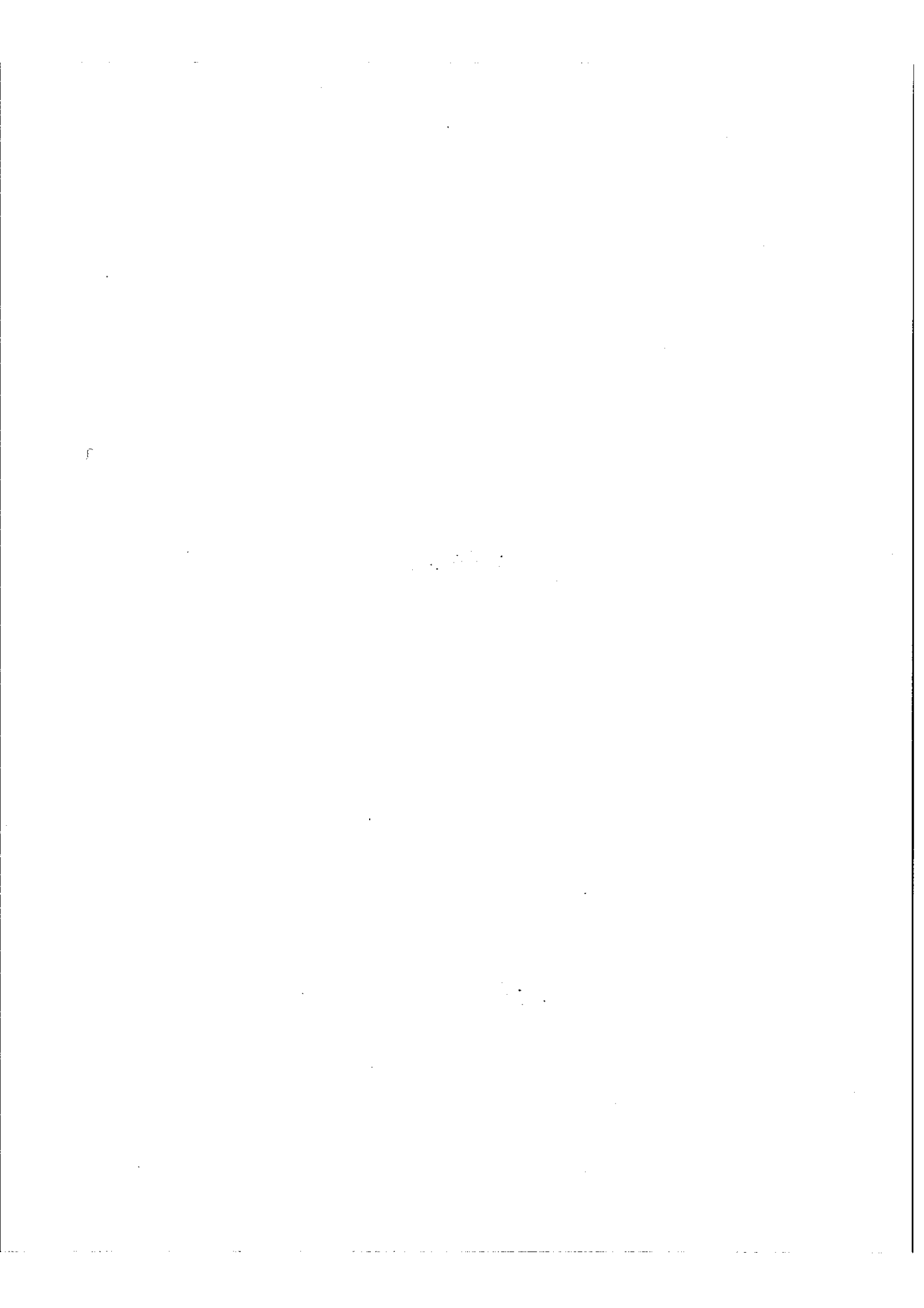
3ème expérience - Sur le 2ème bras on met un des miroirs qui composait le trièdre du Michelson. On observe alors des franges en lumière blanche non symétriques qui montrent que les réflexions dans les deux bras ont introduit des déphasages qui ne se compensent pas (figure 13c). D'après les expériences précédentes on peut affirmer que ces déphasages proviennent de la réflexion sur le miroir du trièdre. Ceci s'explique par le fait que la couche métallique de ce miroir est améliorée et protégée par un dépôt transparent.

4ème expérience - On reprend la disposition de la première expérience avec un miroir ordinaire sur le deuxième bras et on ajoute un miroir traité supplémentaire. On ajoute donc sur ce bras deux réflexions sur un miroir traité. On constate encore une déformation des franges en lumière blanche qui aboutit à former une frange centrale obscure (figure 13 d).

La conclusion de ces quatre expériences est qu'une réflexion sur un miroir métallique ordinaire n'introduit sensiblement pas de déphasage variable avec la longueur d'onde. Par contre une réflexion sur un miroir amélioré et protégé par un dépôt transparent produit un déphasage qui dépend de la longueur d'onde.

En conséquence nous avons remplacé les miroirs du trièdre par des miroirs ordinaires en aluminium.

Avant de terminer cette étude du déphasage à la réflexion on peut-être tenté d'expliquer par le calcul les résultats obtenus expérimentalement. Les calculs sont toujours très longs et font intervenir les indices complexes de la couche métallique.



Or il se trouve que ces quantités varient beaucoup, non seulement avec les différents métaux, mais, pour un métal donné, avec l'épaisseur, l'incidence et même les conditions d'évaporation et de dépôt.

On montre en tous cas qu'un miroir en aluminium, toutes choses égales d'ailleurs, produit un déphasage beaucoup plus faible à la réflexion que les autres métaux et en particulier l'argent. Les calculs faits par différents auteurs ne donnent pas tous des résultats identiques cependant les déphasages calculés ne varient jamais beaucoup avec la longueur d'onde, moins de 10° pour tout le spectre visible, ce qui est en accord avec nos expériences puisque $\varphi = 10^\circ$ correspond à une variation de différence de marche $\approx \frac{\lambda}{72}$

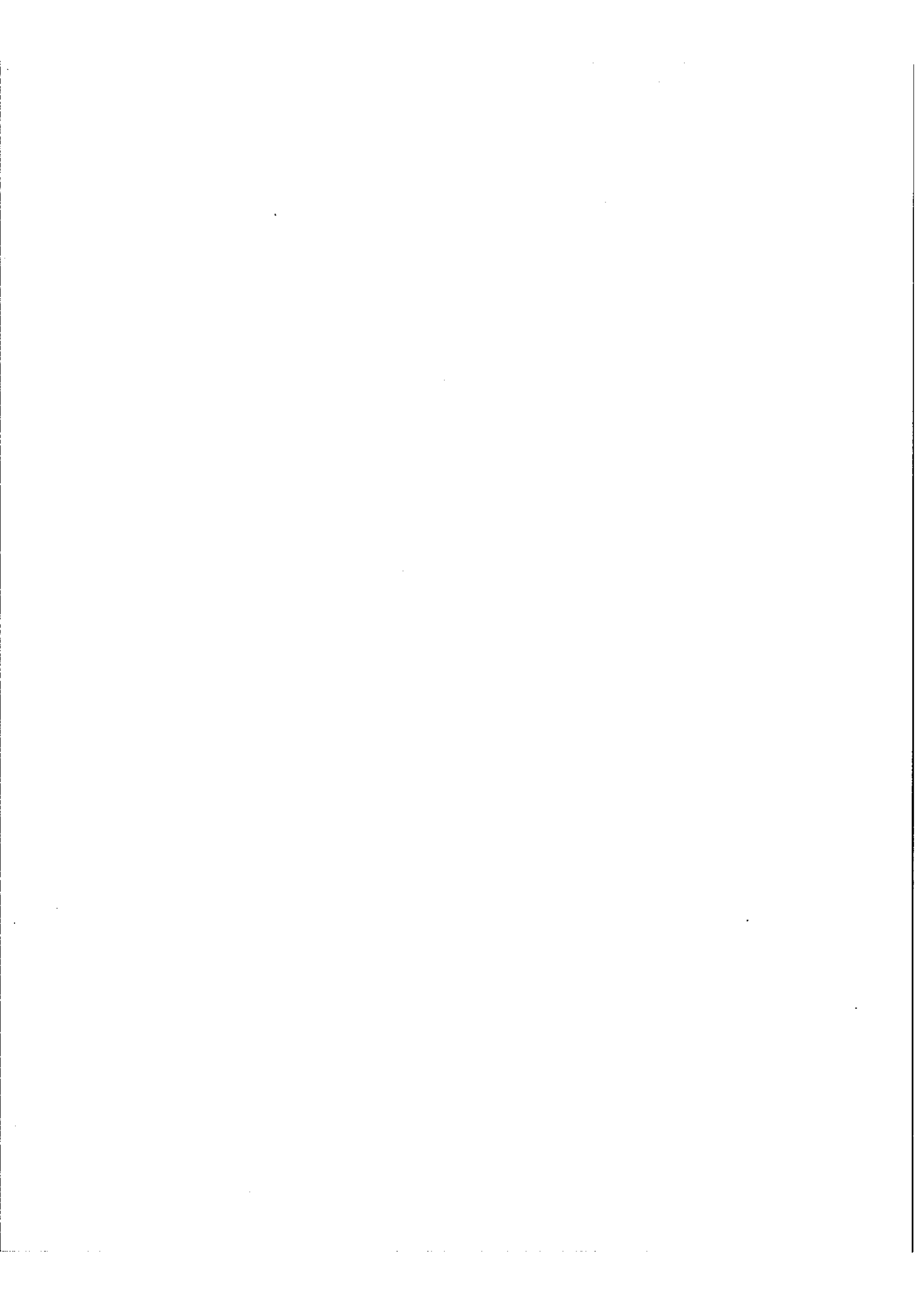
Il semble donc que l'association du système séparatrice-compensatrice constitué comme il a été dit plus haut et du trièdre constitué de trois miroirs ordinaires puisse rendre l'interféromètre de Michelson sensiblement achromatique. C'est effectivement ce que nous avons constaté et nous y reviendrons en exposant les résultats obtenus avec cet interféromètre.

III. - Construction d'un dispositif faisant varier la différence de marche.

III-1. Description de l'appareil

Nous avons vu que le procédé pour faire varier la différence de marche adapté sur l'interféromètre de Michelson utilise un trièdre trirectangle réfléchissant constitué par trois miroirs placés dans des plans perpendiculaires deux à deux.

On se propose de faire varier cette différence de marche entre 0 et 50 cm., pour cela le trièdre doit se déplacer de 12,5cm.





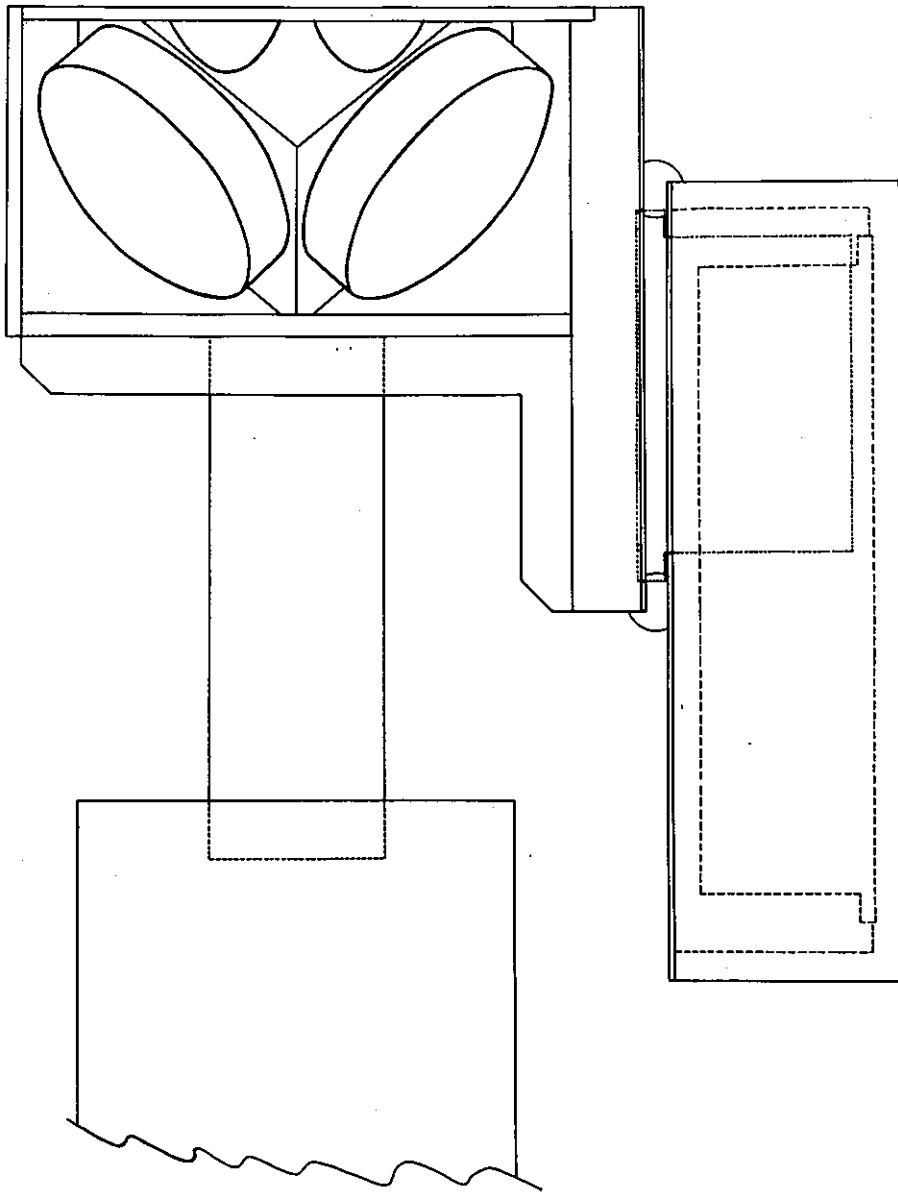
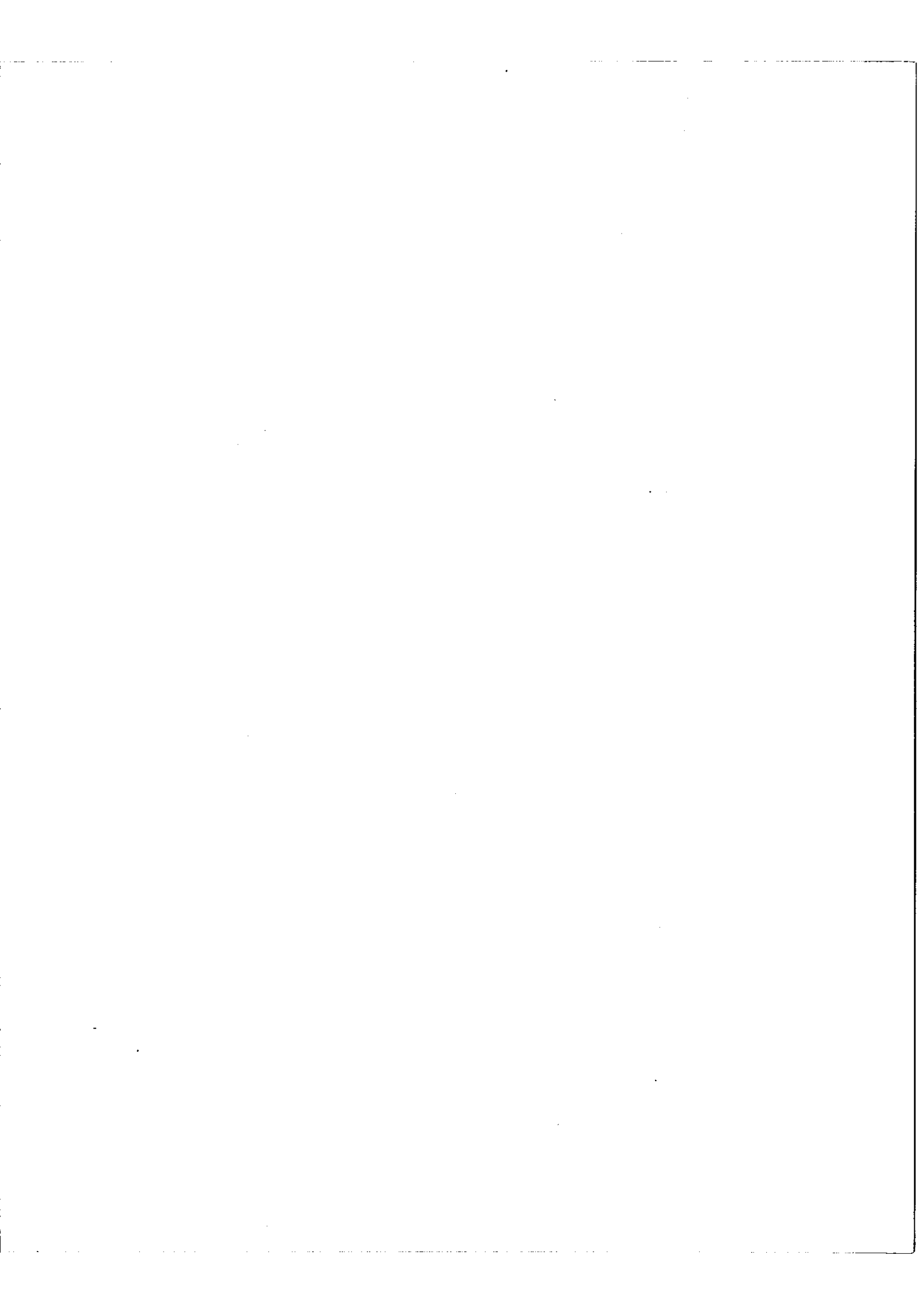


Figure 14



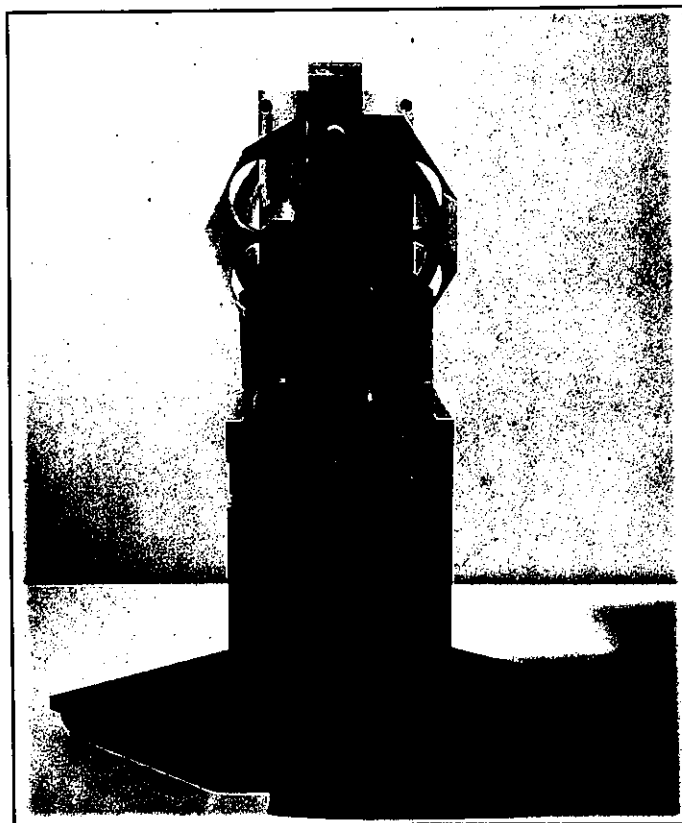
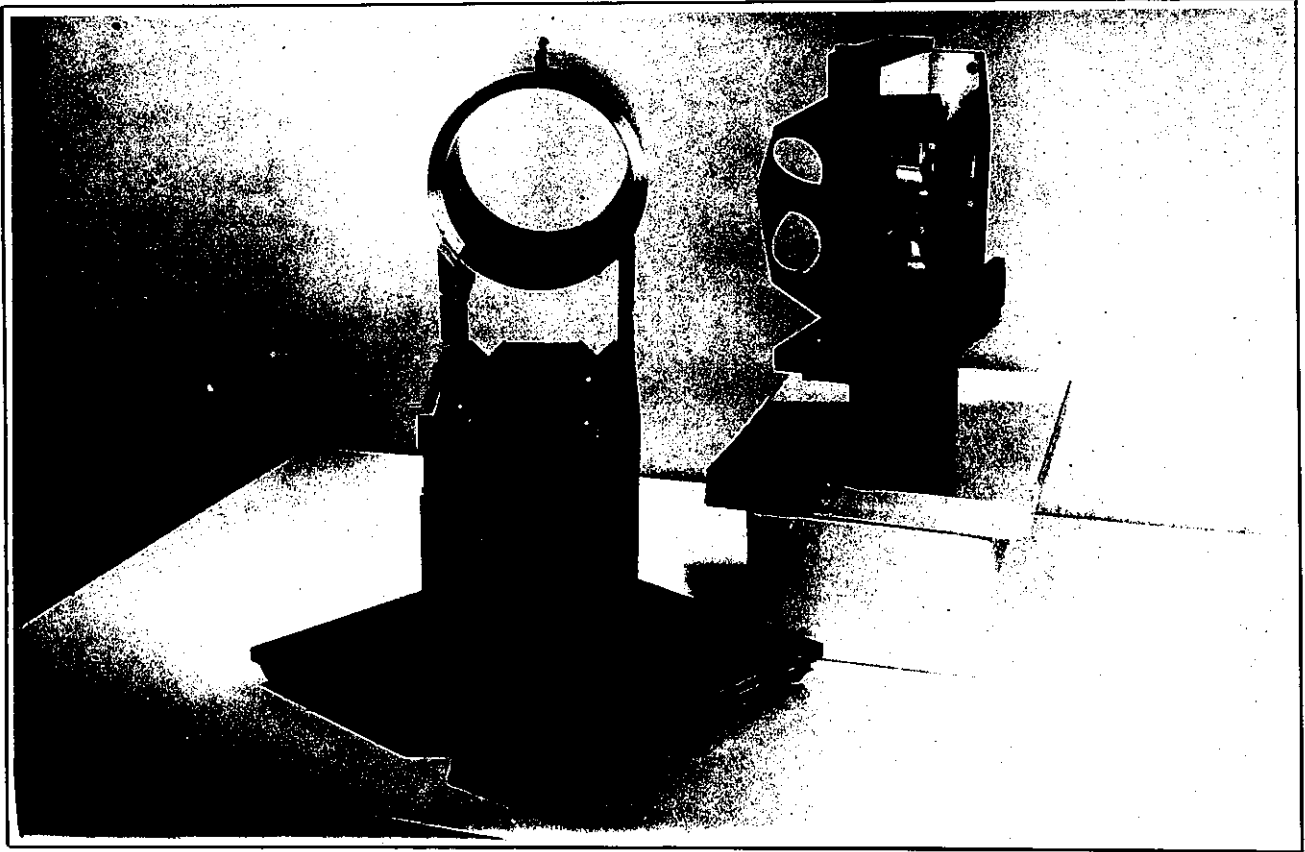


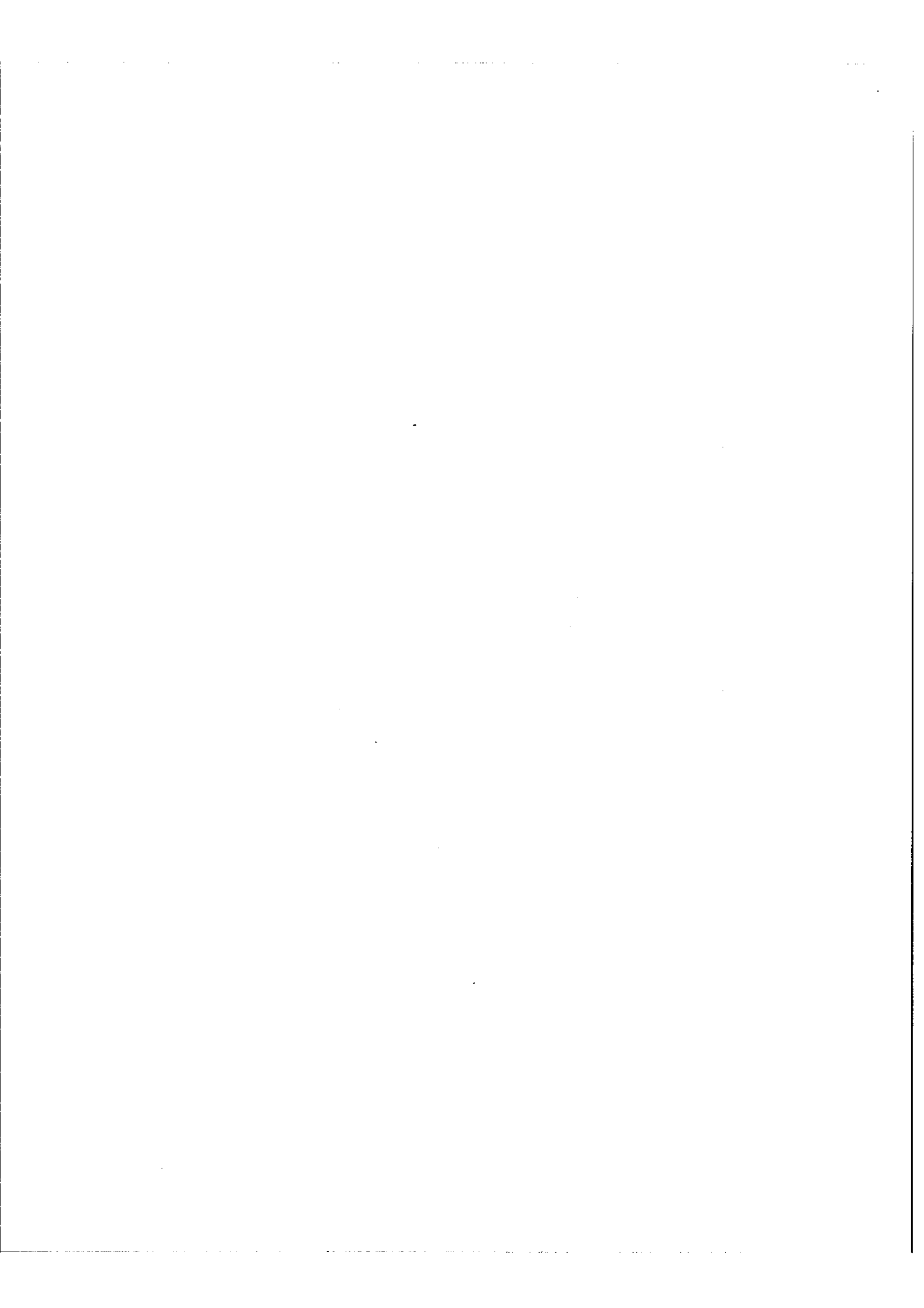
Figure 15

Le dispositif doit permettre de parcourir cette distance, soit d'une façon continue avec une vitesse constante, soit d'un mouvement discontinu, pas à pas, ainsi qu'il a été dit à la fin de la 1ère partie de cet exposé. Dans les deux cas on doit envisager l'utilisation d'un asservissement.

Le système mobile ne doit pas avoir une masse totale trop élevée afin de ne pas opposer une trop grande inertie lors du mouvement, d'autre part un fort amortissement fluide est nécessaire pour permettre des arrêts aussi immédiats que possible. Ces deux impératifs nous ont conduit à réaliser l'appareil représenté sur la figure 14 et dont la figure 15 montre deux photographies.

Les trois miroirs sont supportés par une pièce en duralumin placée à l'intérieur du trièdre et percée des trous nécessaires au passage des faisceaux. Ces faisceaux étant au nombre de deux l'un au dessus de l'autre. Chaque miroir est maintenu en place par trois ressorts qui l'appliquent sur trois dossages réglés une fois pour toutes de telle façon que le système donne bien d'un point situé à l'infini (au foyer objet d'une lentille) une image unique située à l'infini symétriquement par rapport au sommet du trièdre.

Ce support équipé des trois miroirs est lui-même fixé à un chariot qui roule sur trois billes se déplaçant dans deux glissières en V fixes. Sous le chariot se trouve une cuve fixe comportant une série de plaques verticales. Entre ces plaques fixes des plaques identiques solidaires du chariot se déplacent en laissant un jeu aussi réduit que possible. En plaçant dans la cuve une huile de viscosité élevée on arrive à réaliser un frottement fluide très important. Pour produire le déplacement il fallait un procédé qui n'introduise pas de frottement solide supplémentaire. Celui qui nous avons adopté comporte une bobine à plusieurs couches séparées, fixée au chariot et plongeant dans un fort aimant à champ radial. La force nécessaire à l'avancement est la force électromagnétique exercée par l'aimant sur la bobine parcourue par un courant .



Nous allons donner le principe des asservissements qui assurent les mouvements continus et pas à pas mais sans donner tous les détails qui sont contenus dans la thèse de J. Pinard [10] .

III. 2 - Déplacement à vitesse constante

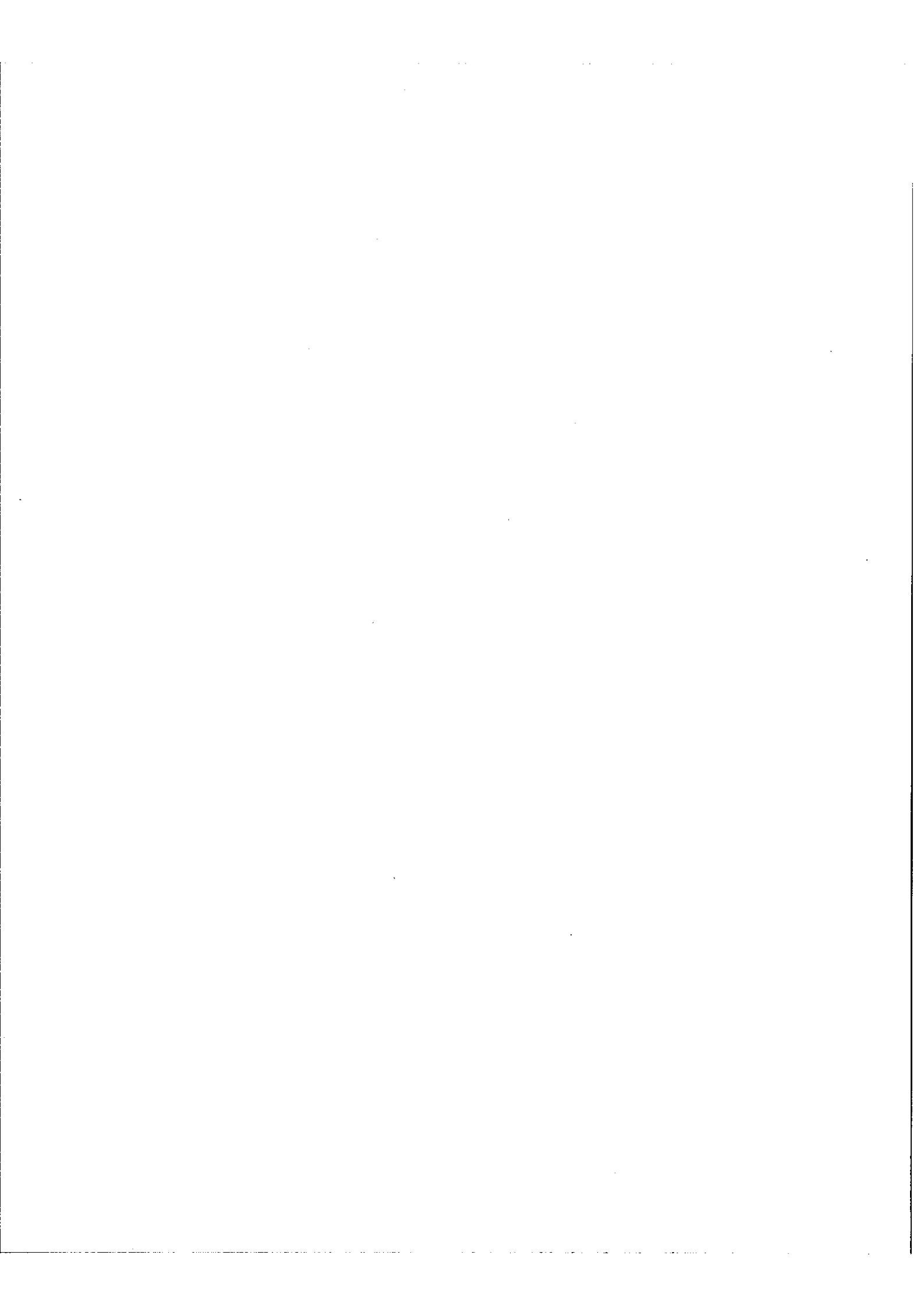
Le principe de l'asservissement utilisé consiste à comparer à chaque instant la phase du signal sinusoïdal provenant du récepteur de référence à celle du signal sinusoïdal produit par un générateur extérieur, à fabriquer un signal continu proportionnel à la différence de phase et à utiliser ce signal continu comme signal d'erreur. Avec le dispositif que nous avons construit la fréquence des franges de référence pouvait être maintenue constante entre 10 et 200 Hz environ. Nous verrons dans les résultats l'utilisation qui a pu être faite de ce mode de déplacement.

III. 3 - Déplacement pas à pas.

Dans ce mode de variation de la différence de marche, il y a en fait deux asservissements à réaliser : le mouvement et l'arrêt dans une position fixe.

Pendant les périodes d'arrêt le signal provenant du récepteur de référence est comparé à un signal fixe et la différence est utilisée comme signal d'erreur. Pendant les périodes d'avancement le signal de référence, qui est sinusoïdal, est envoyé à une bascule suivie d'un différentiateur délivrant une impulsion au passage de chaque frange. Ces impulsions sont comptées et après un nombre n choisi à priori le compteur délivre une impulsion qui commande l'arrêt et l'avertissement en position fixe.

La fin des arrêts est commandée par une impulsion fournie par un générateur



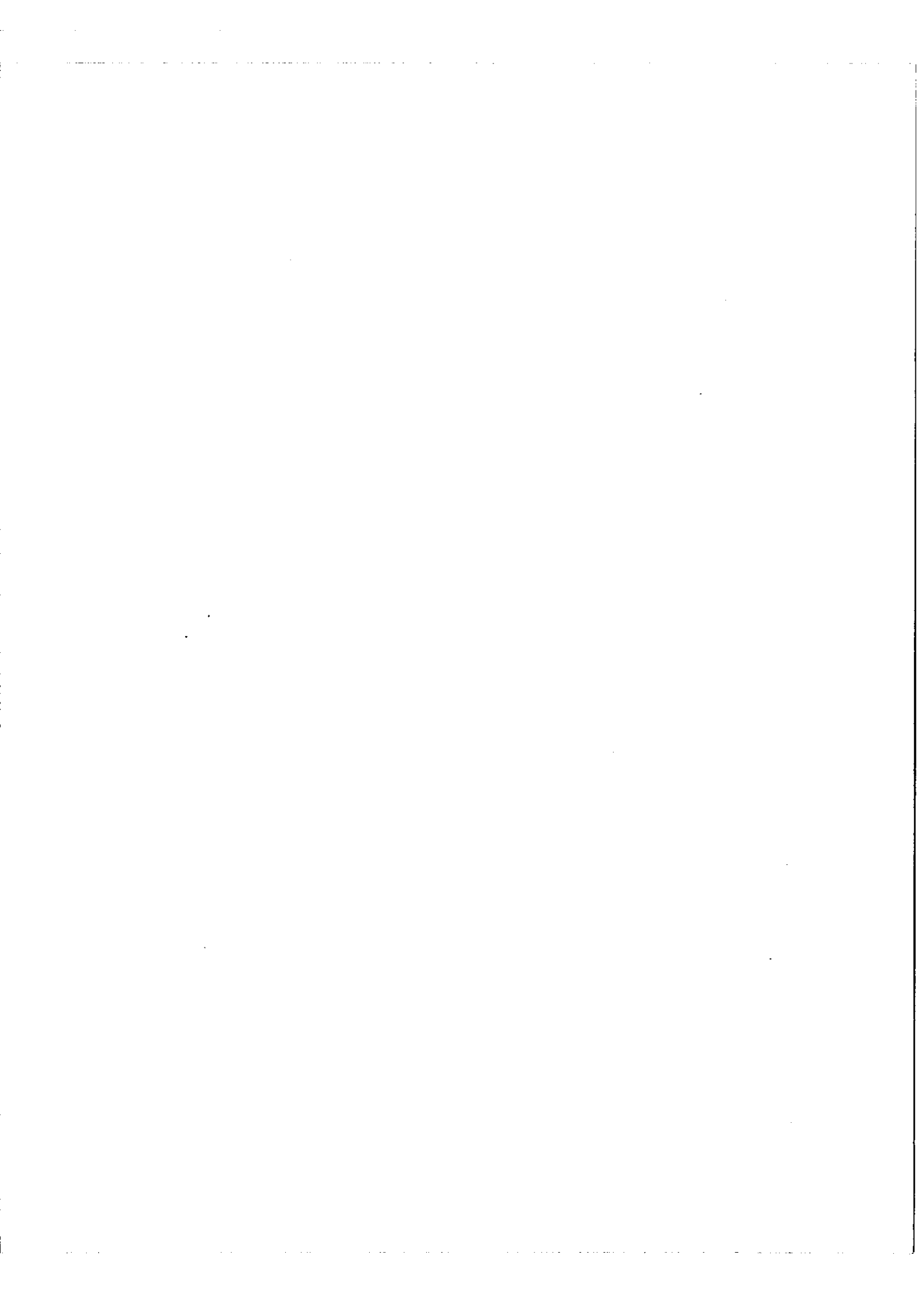




Figure 16

extérieur. Ce générateur peut délivrer son impulsion à des intervalles de temps égaux ou bien comporter un intégrateur attaqué par la lumière provenant de la source à étudier et délivrer son impulsion chaque fois que l'intégrateur, remis à zéro à chaque arrêt, atteint un niveau fixé. Dans ce dernier cas le système pas à pas est asservi aux fluctuations de la source.

Entre les arrêts l'avancement du chariot est produit par le passage d'un courant continu dans un des enroulements de la bobine. Un autre enroulement sert à appliquer une force d'amortissement proportionnelle à la vitesse du chariot (amortissement qui s'ajoute à celui du frottement fluide). Enfin un troisième enroulement est traversé par le courant servant à réaliser l'asservissement en position fixe pendant les arrêts.

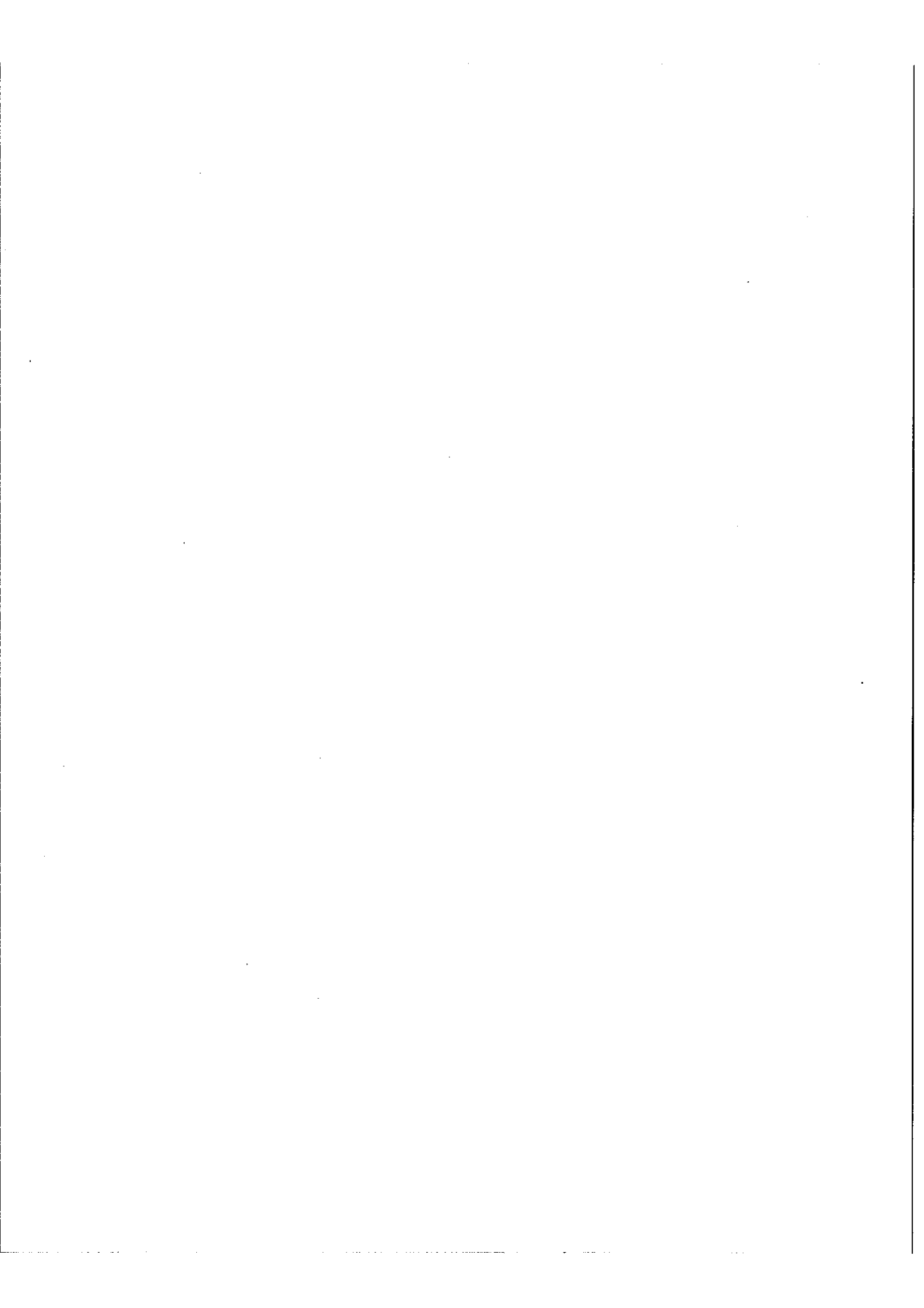
IV. - RESULTATS OBTENUS.

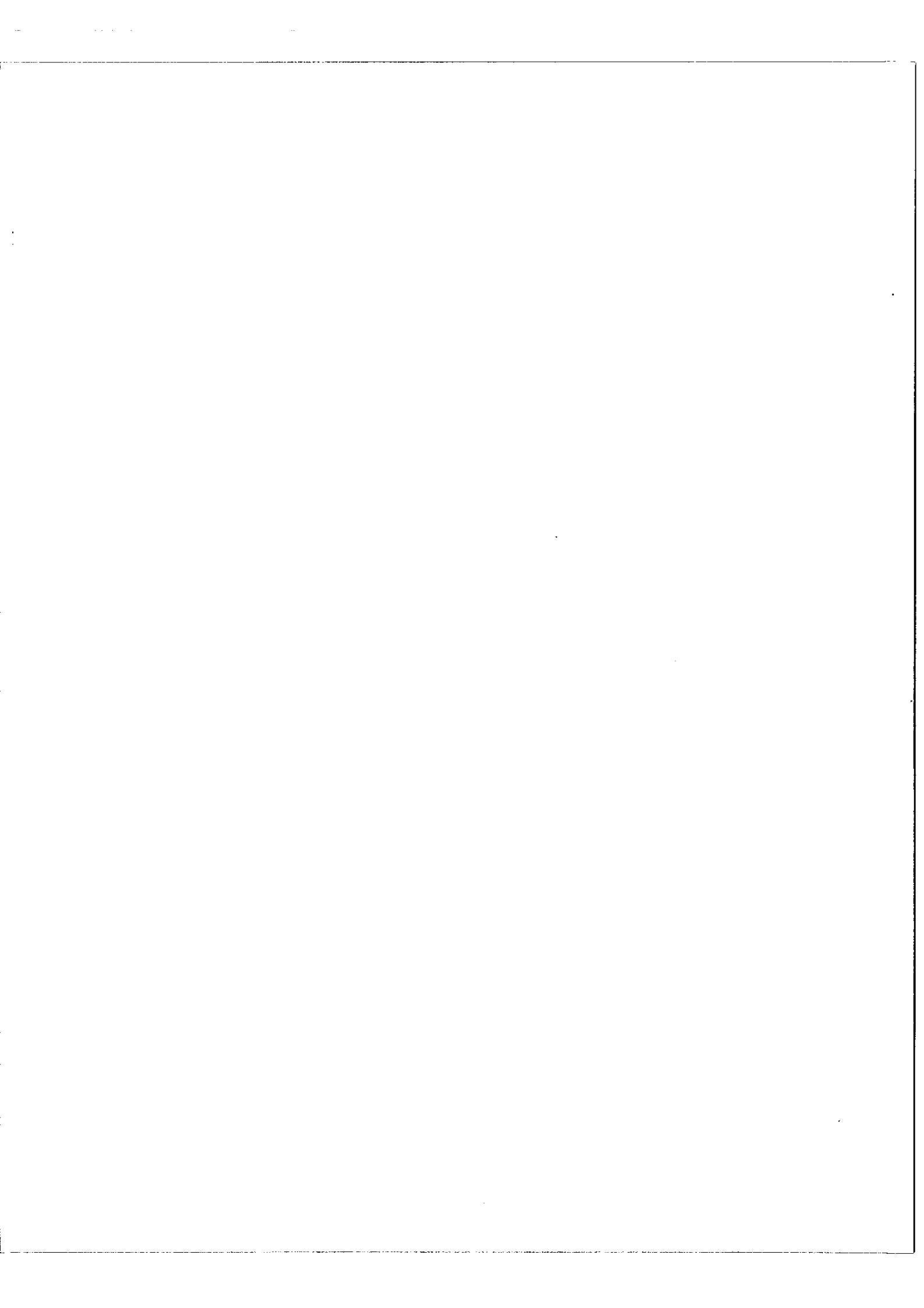
La photo de la figure 16 montre l'appareil tel qu'il fut utilisé lors des expériences suivantes.

IV.-1. - Achromatisme.

Afin de vérifier si on rendait bien l'ensemble de l'appareil achromatique en appliquant les résultats de l'étude faite au II, on enregistra plusieurs fois et avec des lames séparatrices-compensatrices différentes les franges en lumière blanche avec des récepteurs de différentes natures.

Nous donnerons ici un seul exemple. Les franges en lumière blanche sont enregistrées simultanément à l'aide d'un photomultiplicateur 1 P 21 sensible dans le visible et l'ultraviolet et à l'aide d'une cellule au sulfure de plomb sensible dans l'infra-rouge et sur un domaine spectral beaucoup plus étendu que le photomultiplicateur (figure 17).





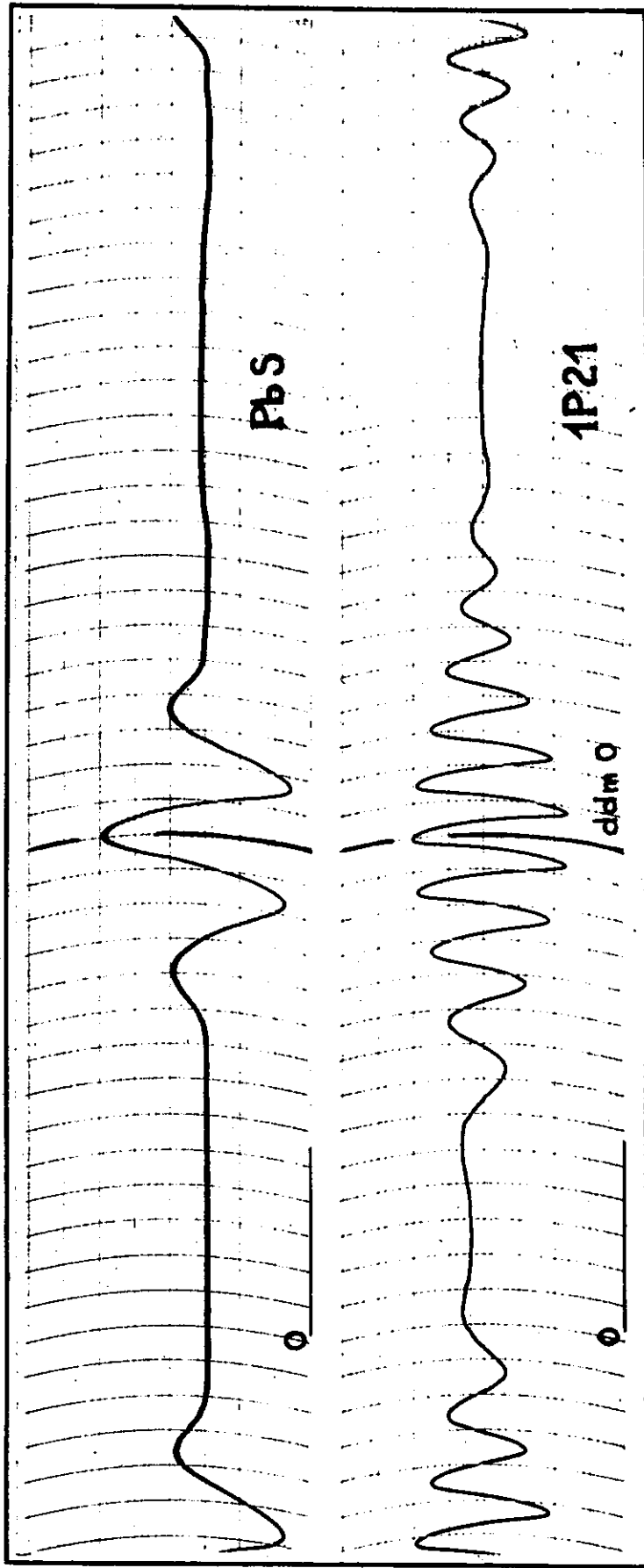


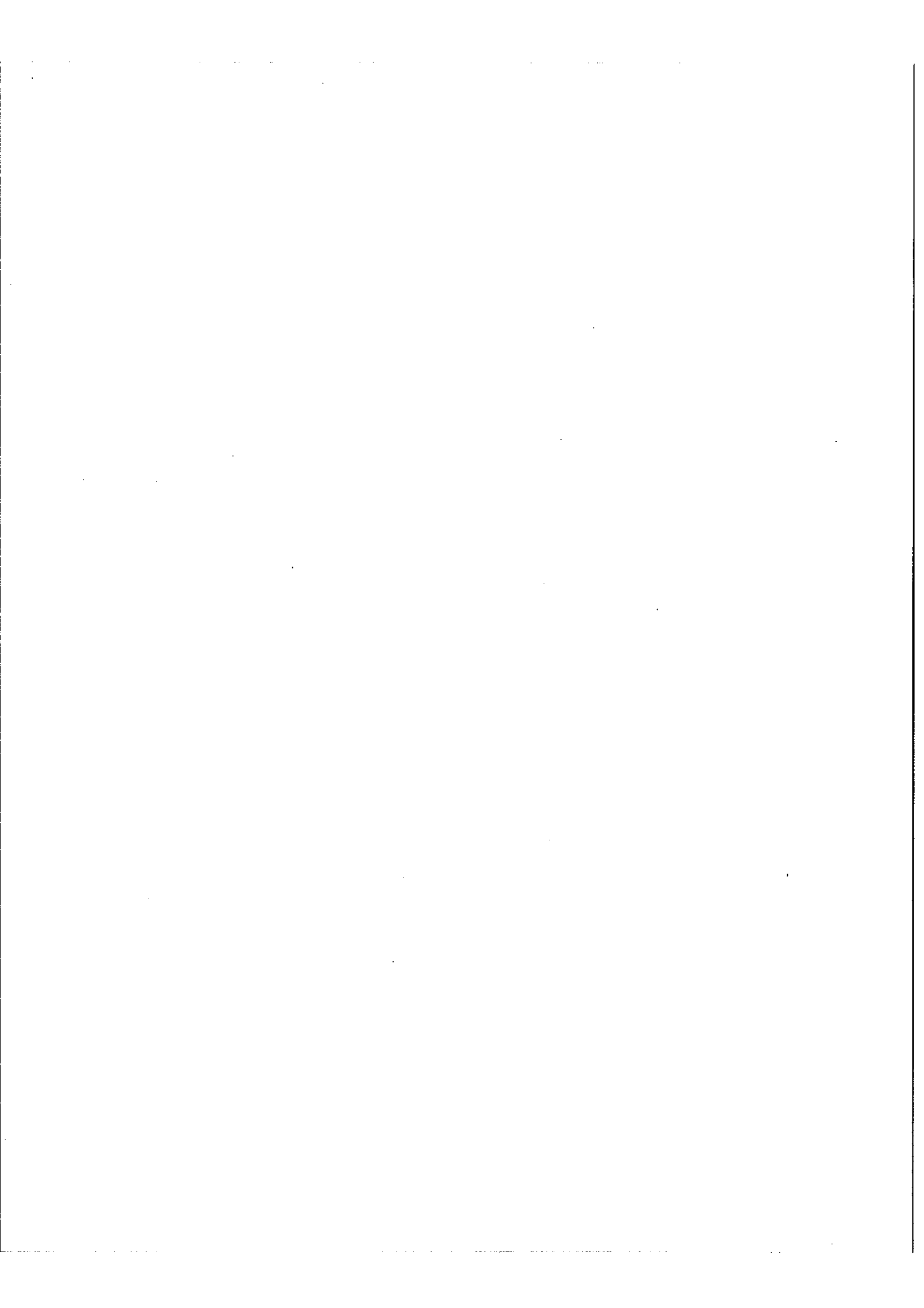
Figure 17. Etude d'achromatisme

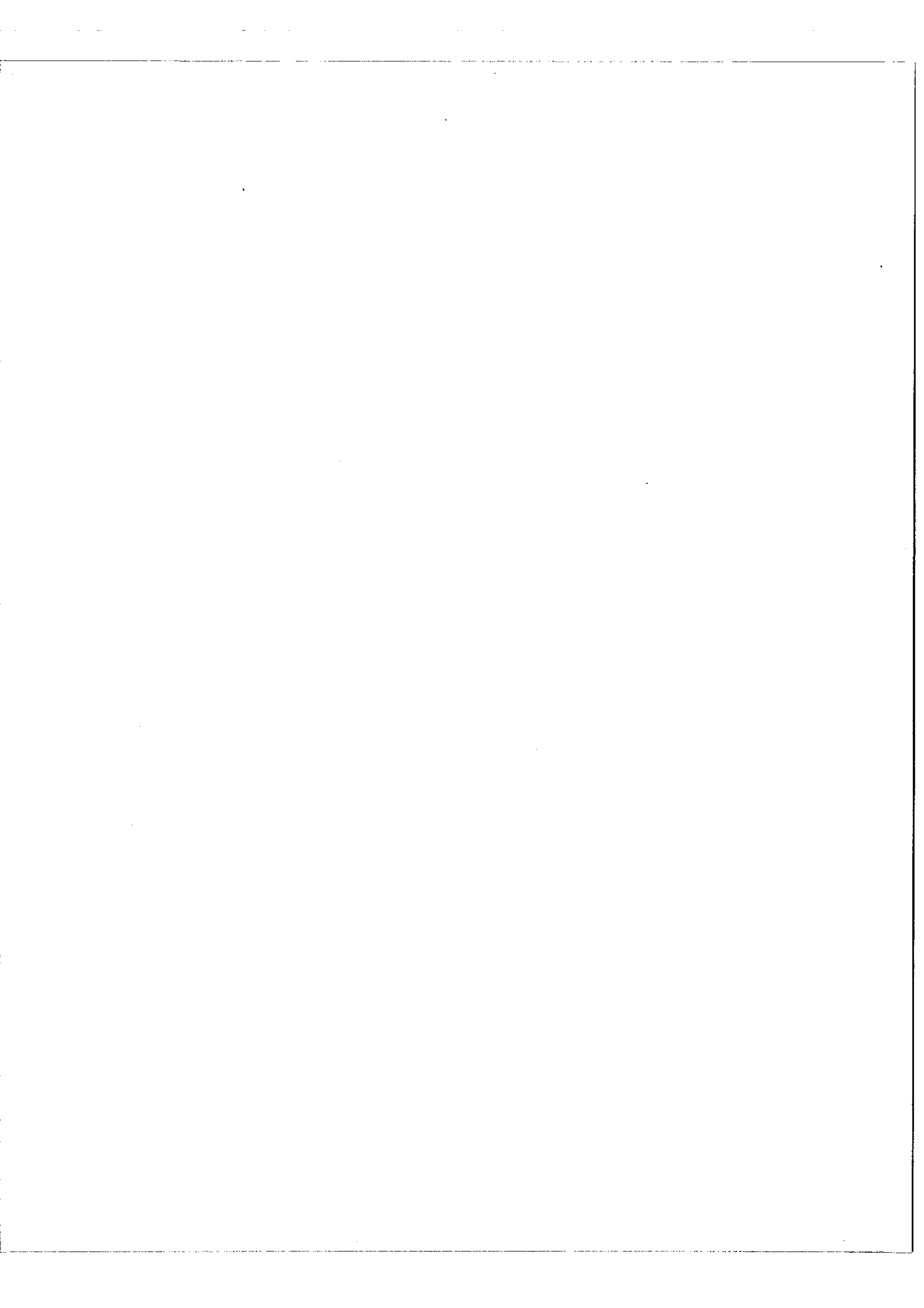
On constate que le photomultiplicateur et la cellule fournissent des franges symétriques par rapport à la différence de marche zéro ce qui montre l'achromatisme en particulier quand le domaine de la sensibilité est étendu c'est à dire avec la cellule. D'autre part on constate que les franges centrales, dans les deux systèmes, sont en phase ce qui prouve que la différence de marche zéro se produit simultanément pour les longueurs d'onde du domaine spectral de sensibilité de la cellule et pour celles du domaine spectral du photomultiplicateur, les deux étant très différents.

On constate cependant que si l'achromatisme a été considérablement amélioré par rapport à ce qui existait au début de notre travail, il n'a pas été rigoureusement supprimé ou en tous cas sa suppression rigoureuse est délicate à cause de la difficulté qu'il y a à contrôler les lames au cours de leur finition. D'autre part il subsistera toujours six réflexions métalliques non compensées sur un bras et même si elles imposent un déphasage très faible celui-ci ne peut pas être rigoureusement négligé.

Ces constatations sont une des raisons qui nous ont conduit à fabriquer un interféromètre fonctionnant sur le même principe mais de structure différente et que nous décrivons dans la 3ème partie.

Signalons cependant que si cela était nécessaire l'achromatisme pourrait être corrigé au moment du calcul du spectre par la méthode analogique à condition de connaître le déplacement de la différence de marche zéro en fonction de la longueur d'onde. Il suffirait de déplacer le début de l'intégration par rapport à la différence de marche zéro enregistrée au fur et à mesure que la fréquence fournie par le démultiplicateur augmenterait. Mais il est certain que cette correction se ferait au prix d'une complication supplémentaire.





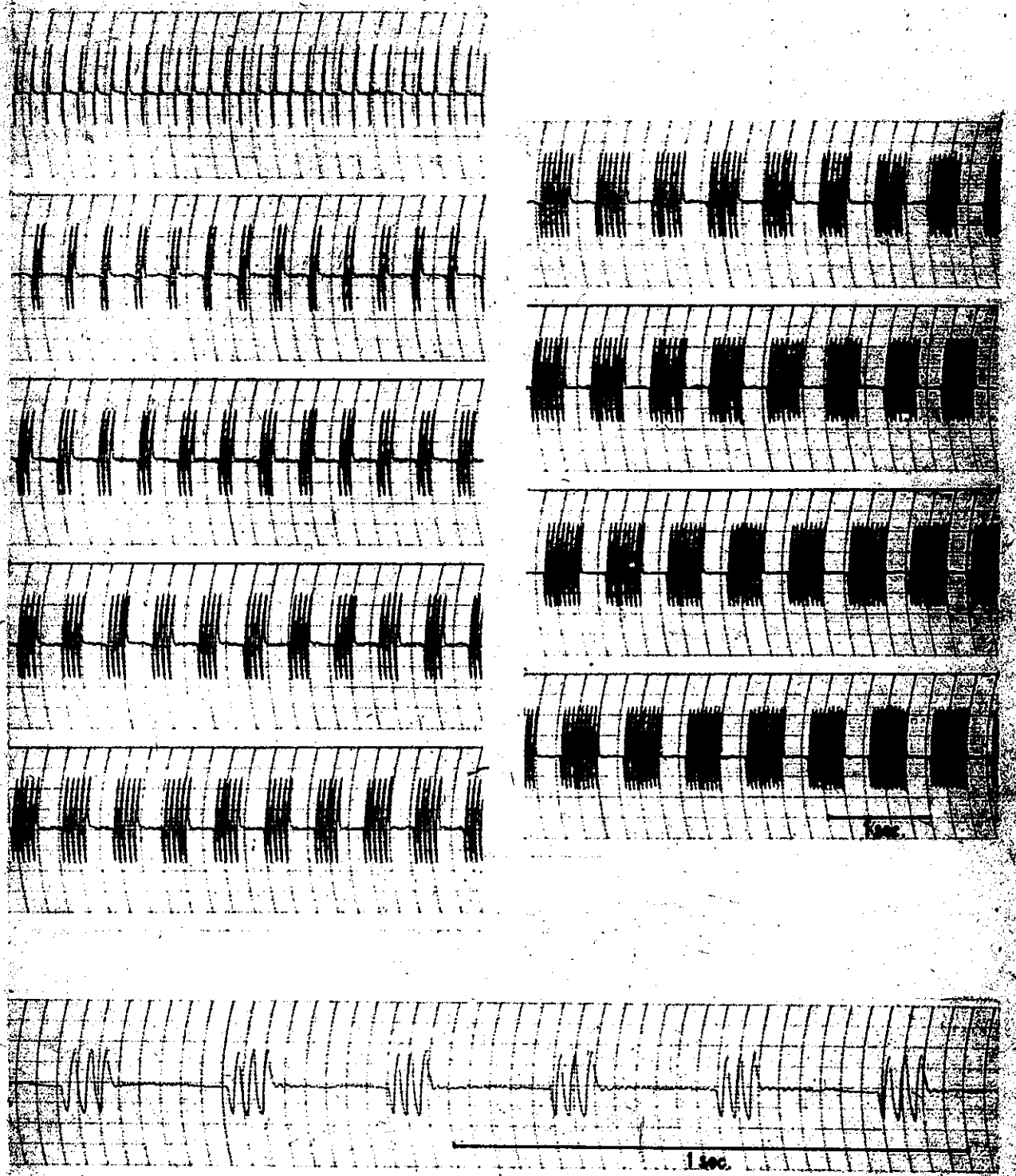
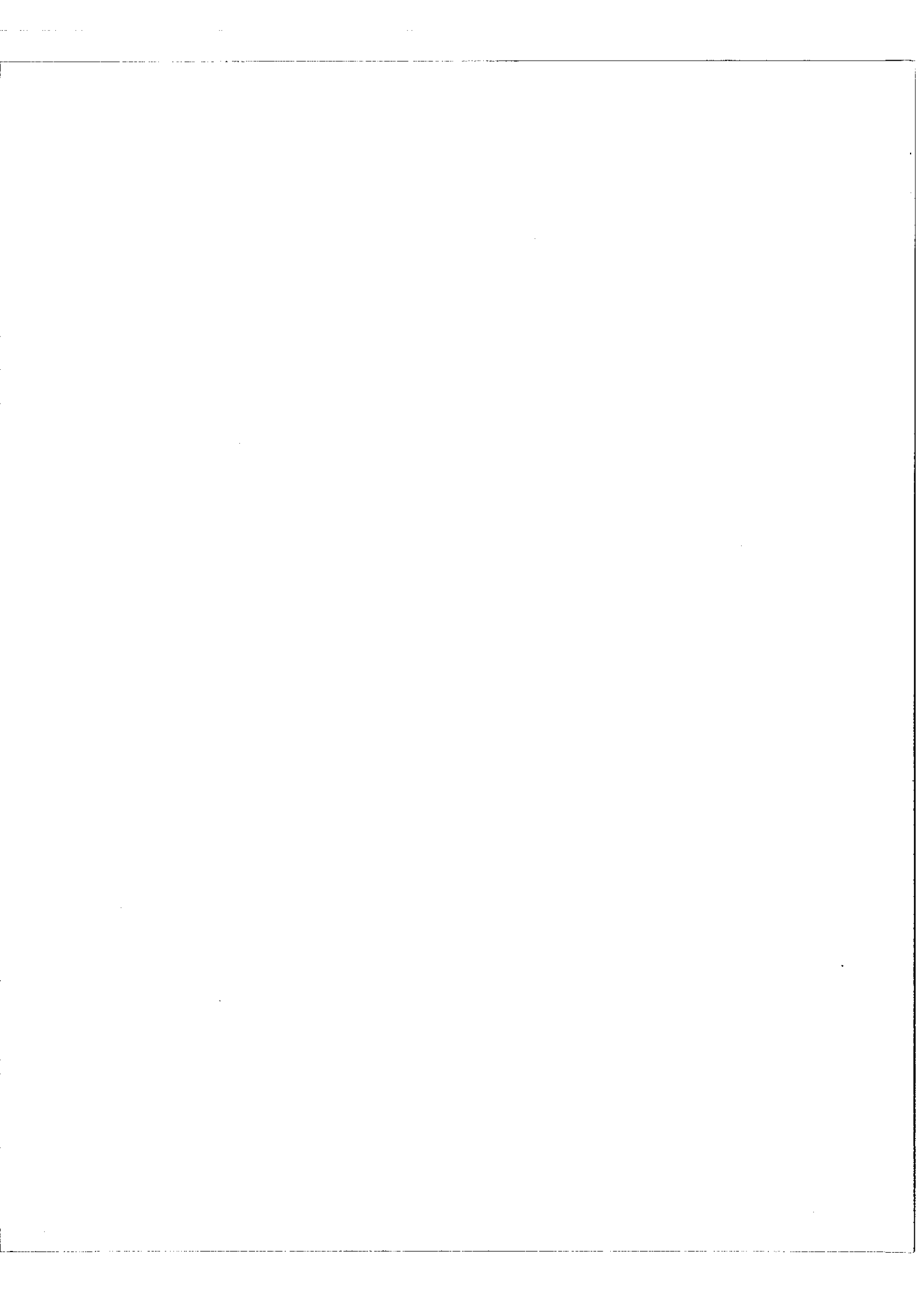
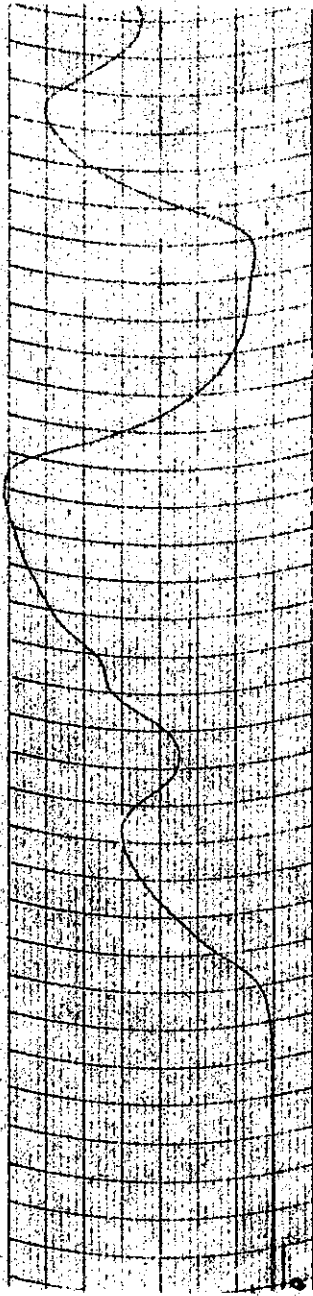


Fig. 18. AVANCEMENT PAS À PAS DE L'UN DES MIROIRS

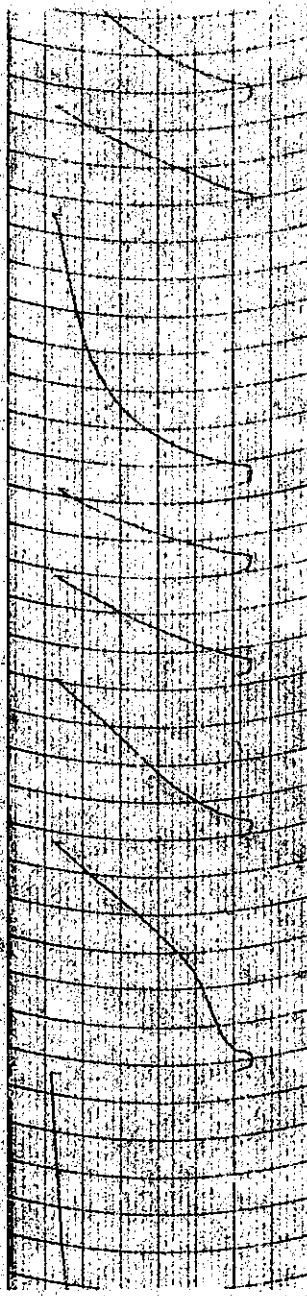
D'UN INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON



SIGNAL DE LA SOURCE
FLUCTUANTE



SIGNAL DE SORTIE
DE L'INTÉGRATEUR



SIGNAL DU RÉCEPTEUR
DE RÉFÉRENCE

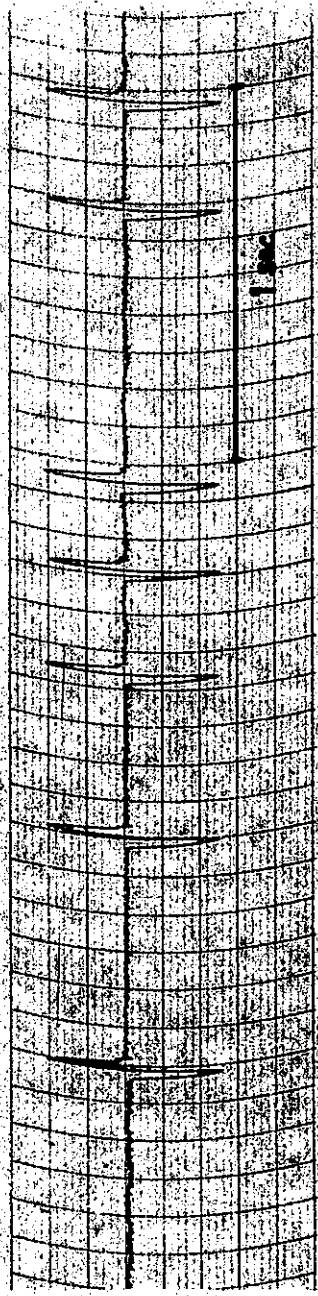
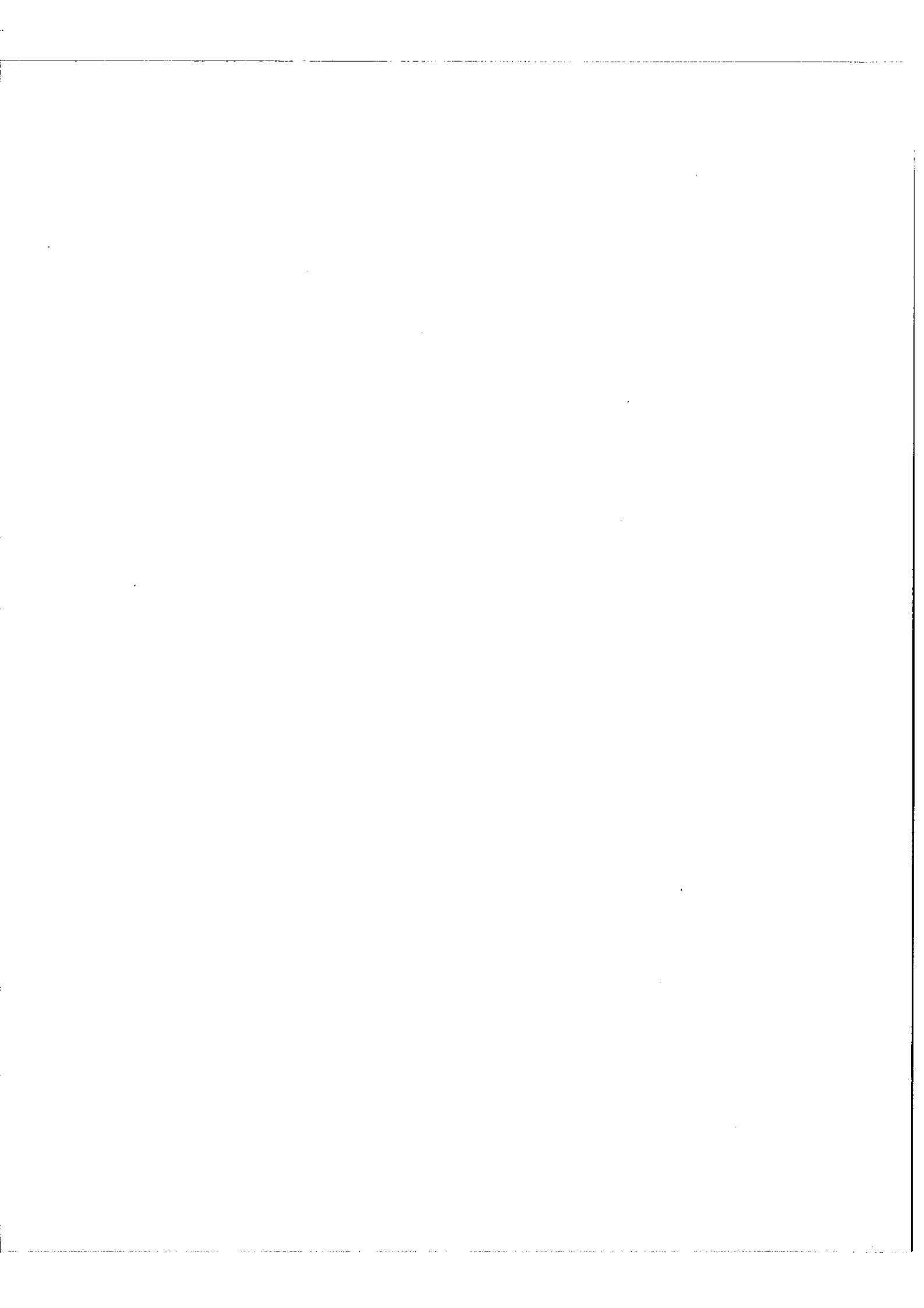
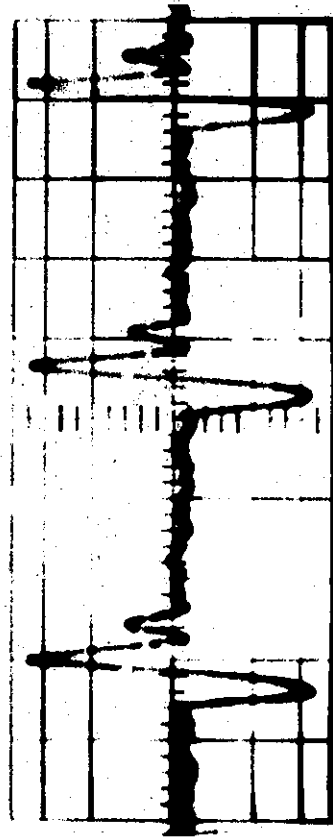


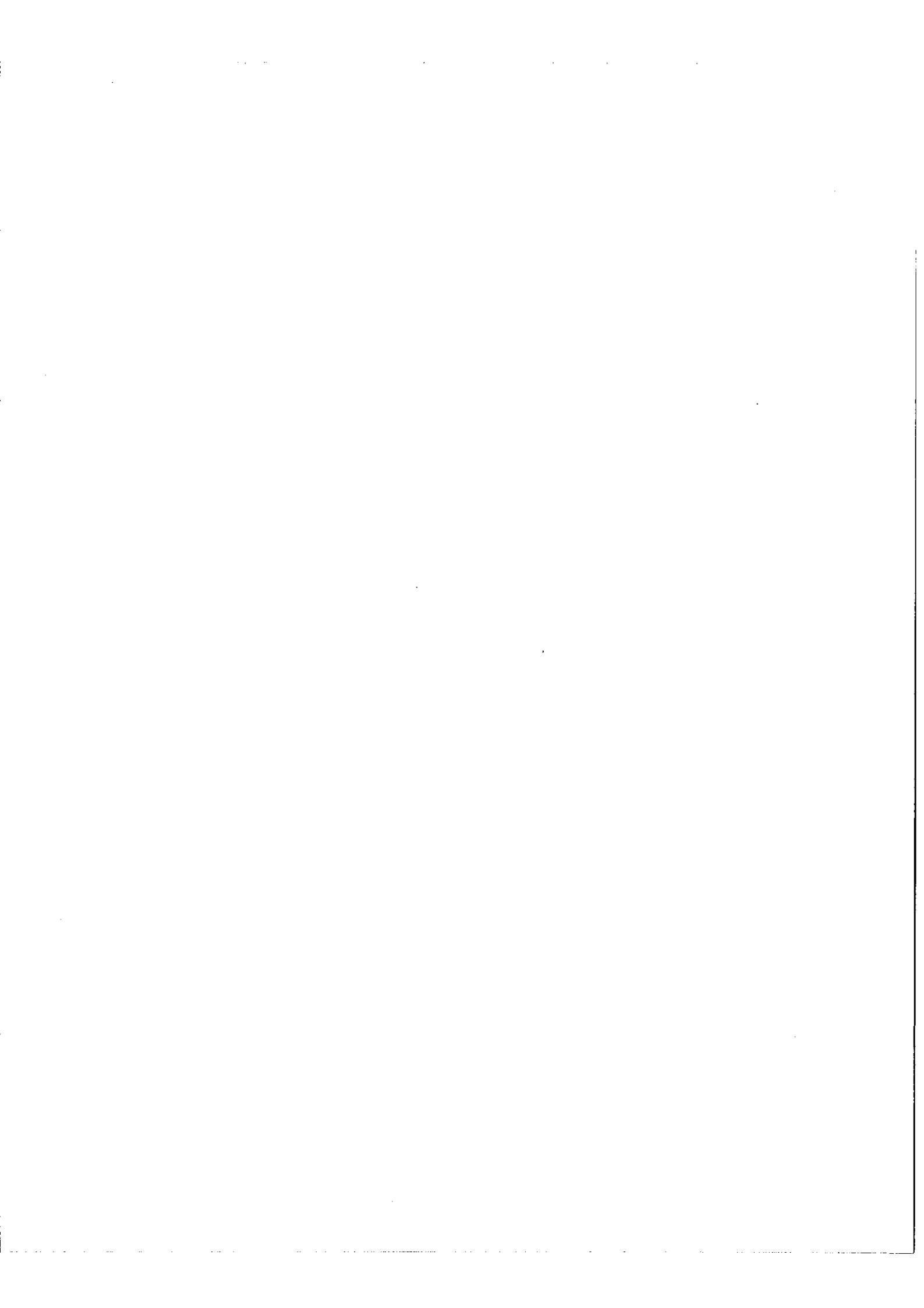
Fig 19





50 msec

Fig-20 - AVANCEMENT PAS à PAS
(Conditions de fonctionnement
optimales)



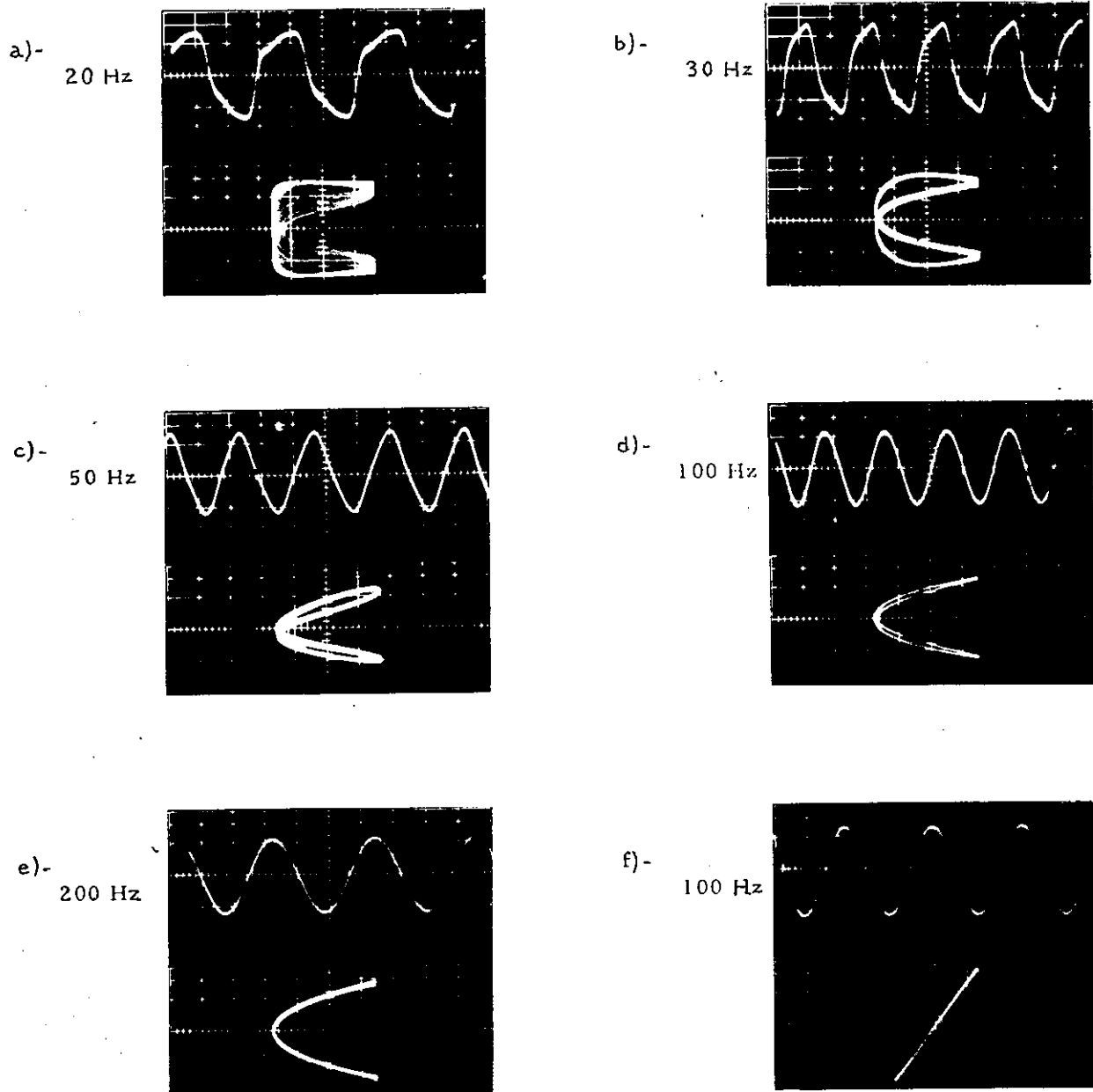


Fig. 21 - Déplacement continu asservi pour différentes fréquences du signal de référence. (temps de pose : 10 sec.)

IV. 2 - Mouvement pas à pas.

Les nombreux essais de mouvement pas à pas réalisés sur cet appareil ont déjà été décrits par J. Pinard. Nous nous contenterons ici de reproduire quelques uns des enregistrements

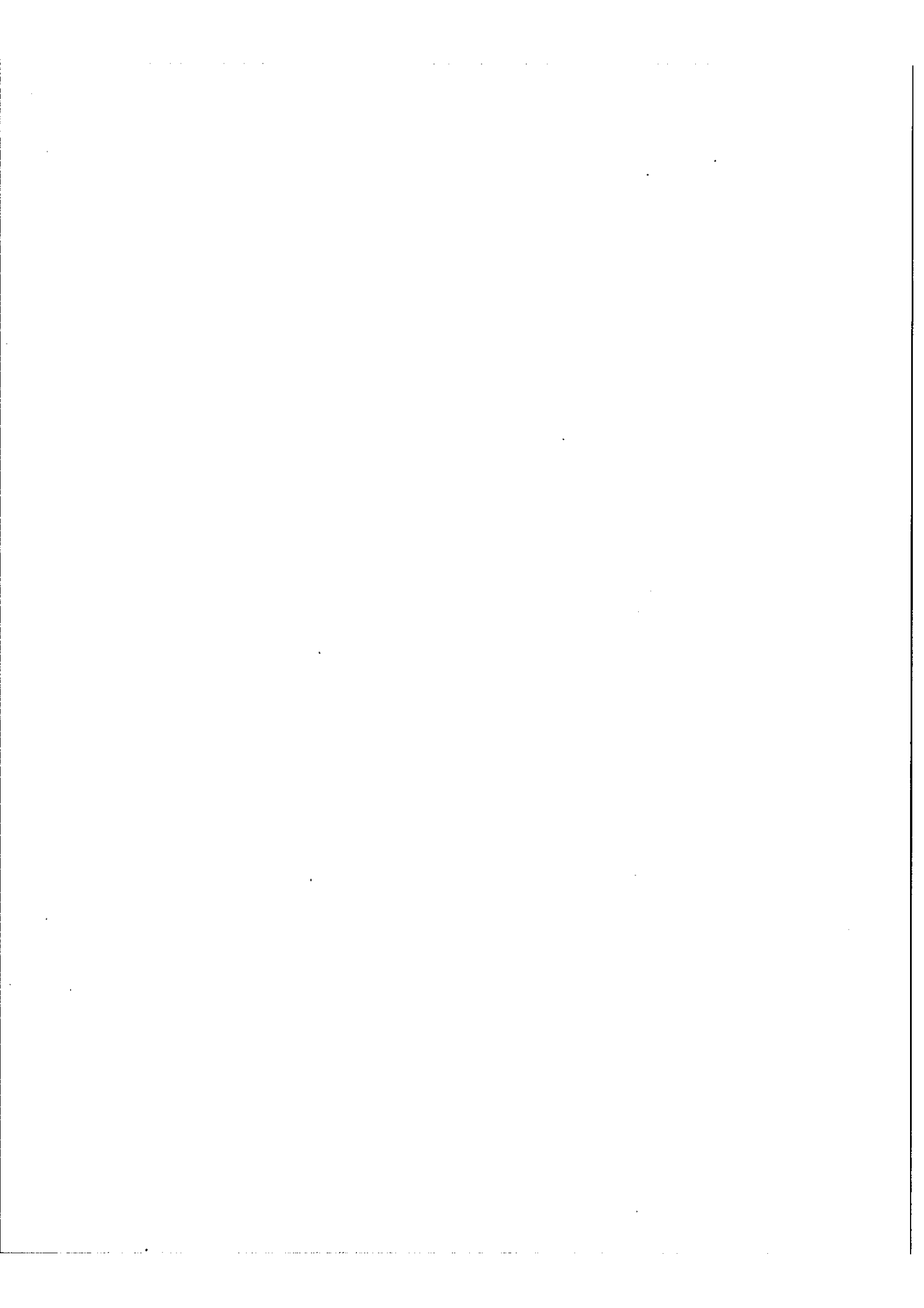
- Passage de 1 à 9 franges à la fois (figure 18)
- Asservissement aux fluctuations de la source (figure 19)
- Conditions optimales de défilement : 1 frange en 25 ms.(figure 20)

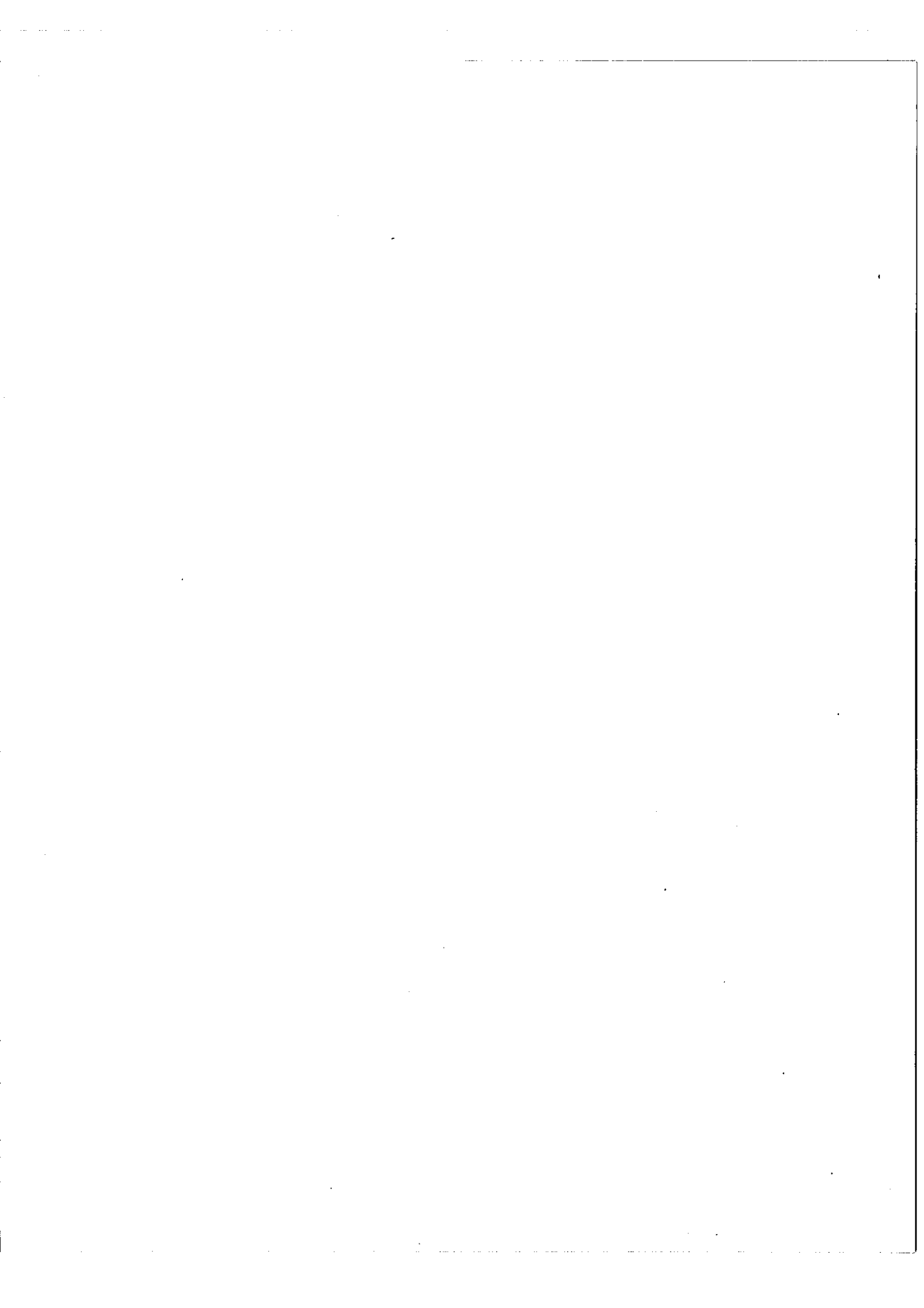
Nous remarquerons que la vitesse maximum de 1 frange en 25 ms limite, comme nous l'avons vu dans la première partie, le gain sur le temps de calcul qui pourrait être plus grand si le système pouvait se déplacer plus vite. Ceci est une autre raison qui nous a conduit à construire l'interféromètre dont nous allons parler dans la 3ème partie et l'on peut dire que c'est la raison fondamentale.

IV. 3 - Interférogrammes continus.

Avant de réaliser des interférogrammes, nous avons vérifié le fonctionnement de l'asservissement. De nombreux détails sont donnés par J. Pinard et nous n'insisterons pas ici. Nous reproduirons seulement une figure qui montre des courbes de Lissajons à différentes fréquences entre le signal de référence et celui d'un générateur extérieur (figure 21) . La pause est de 10 s. c'est à dire correspond au passage de 200 à 2 000 franges suivant les fréquences, elle montre bien quelle est la stabilité du mouvement.

Ensuite nous avons tenté d'enregistrer des interférogrammes de spectres quelconques entre la différence de marche zéro et une différence de marche maximum qui dépend des sources utilisées.





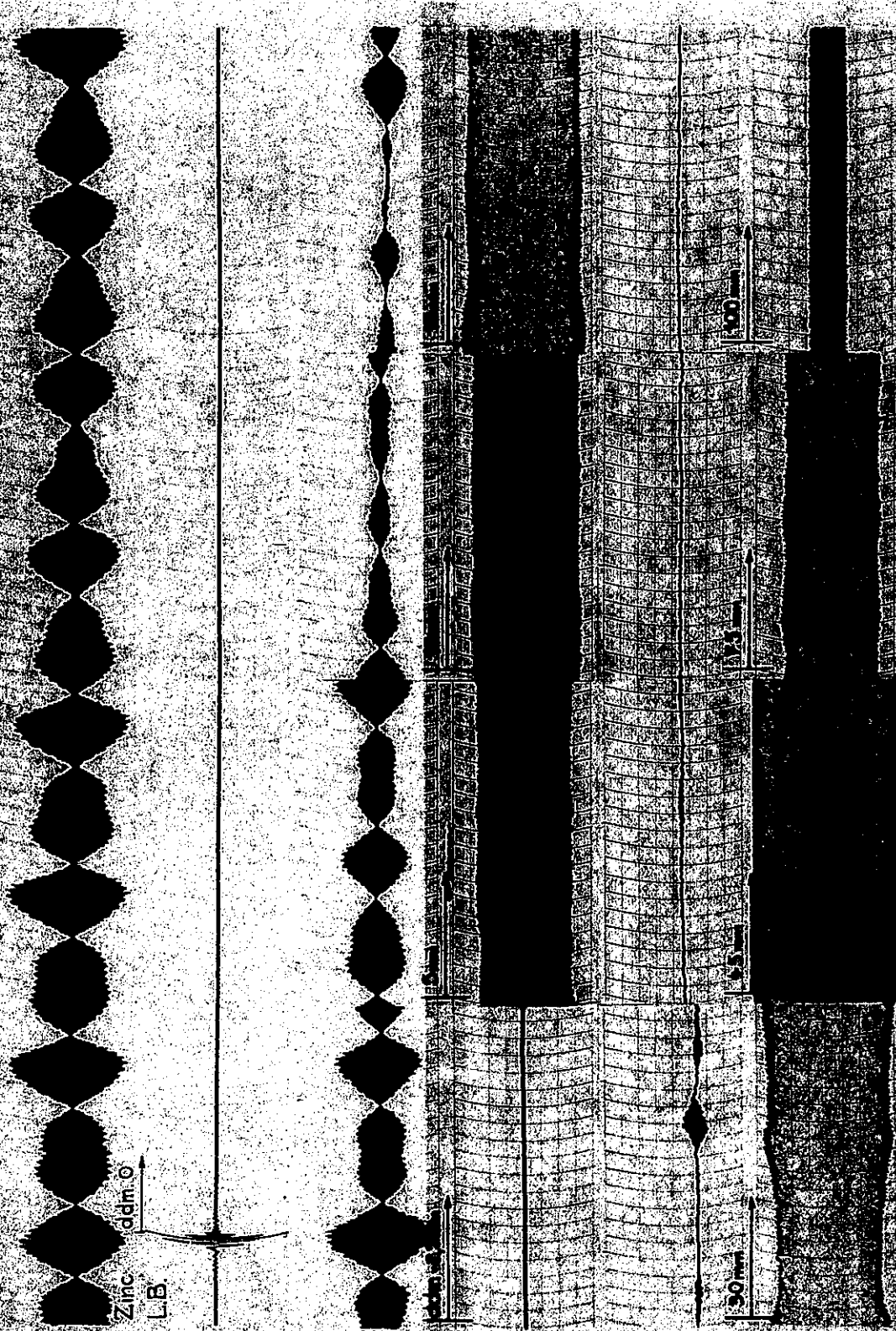
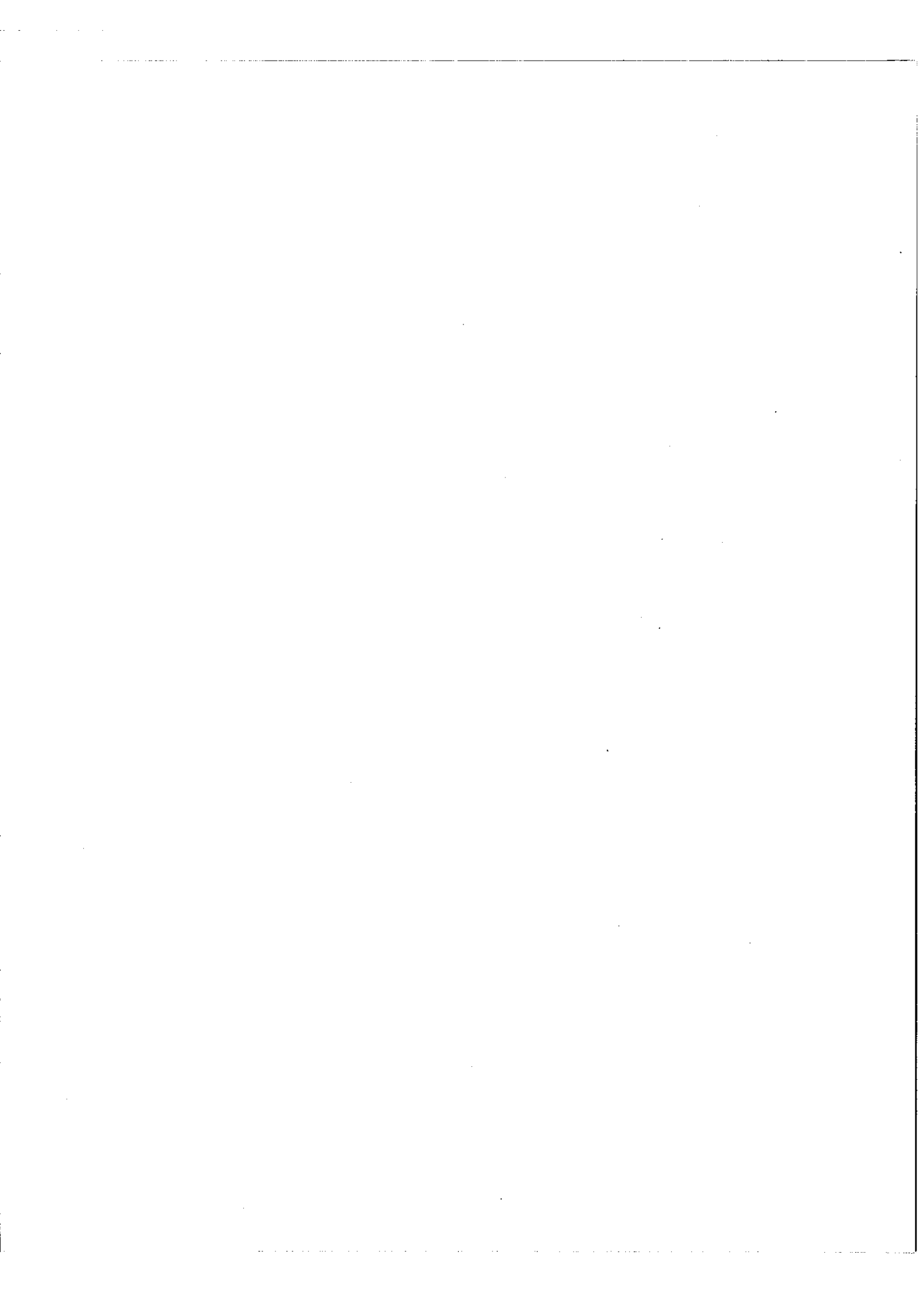


Figure 22. Interferogram of Zinc



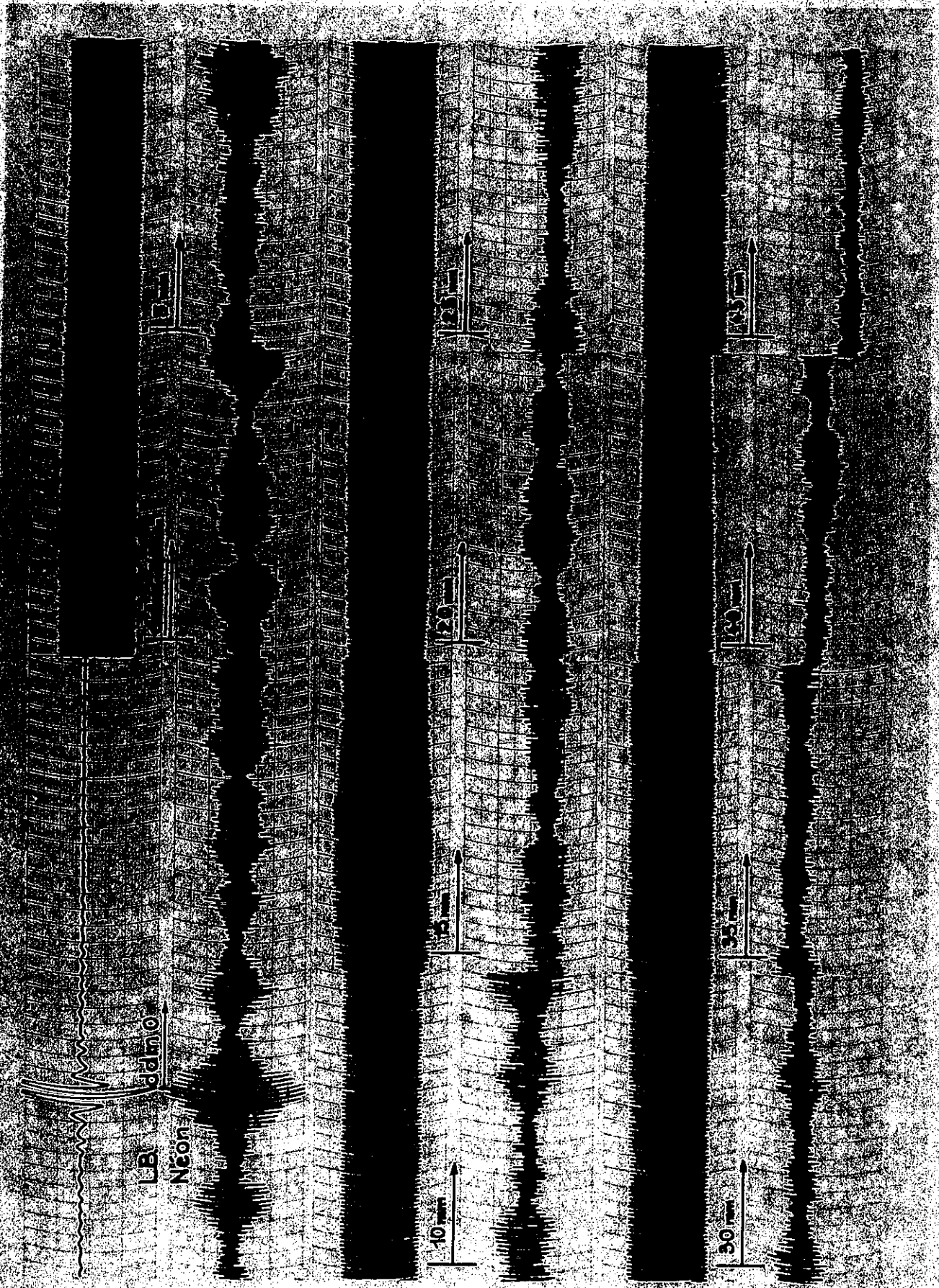
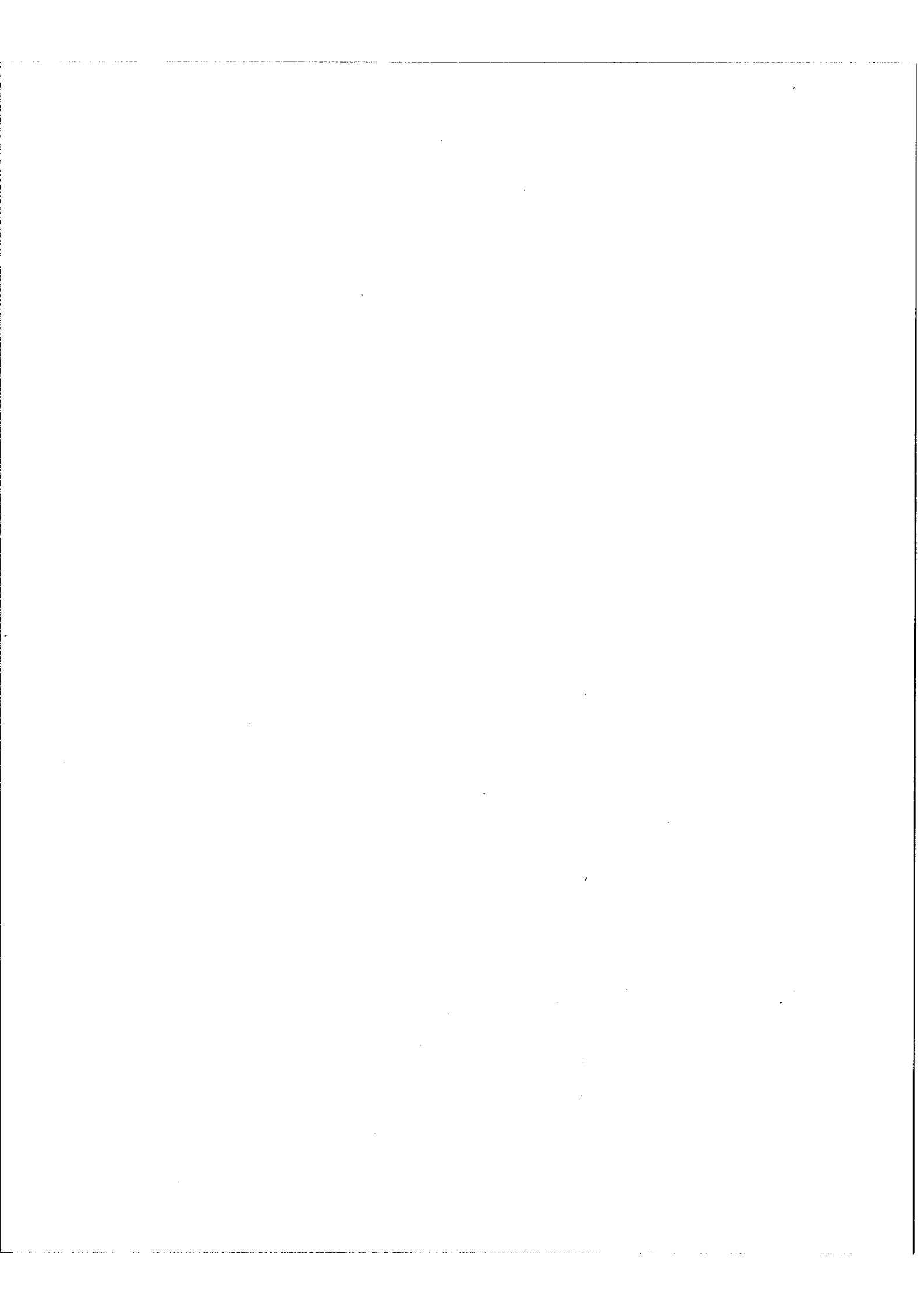




Figura 26. Interferogrammi di N-Con.



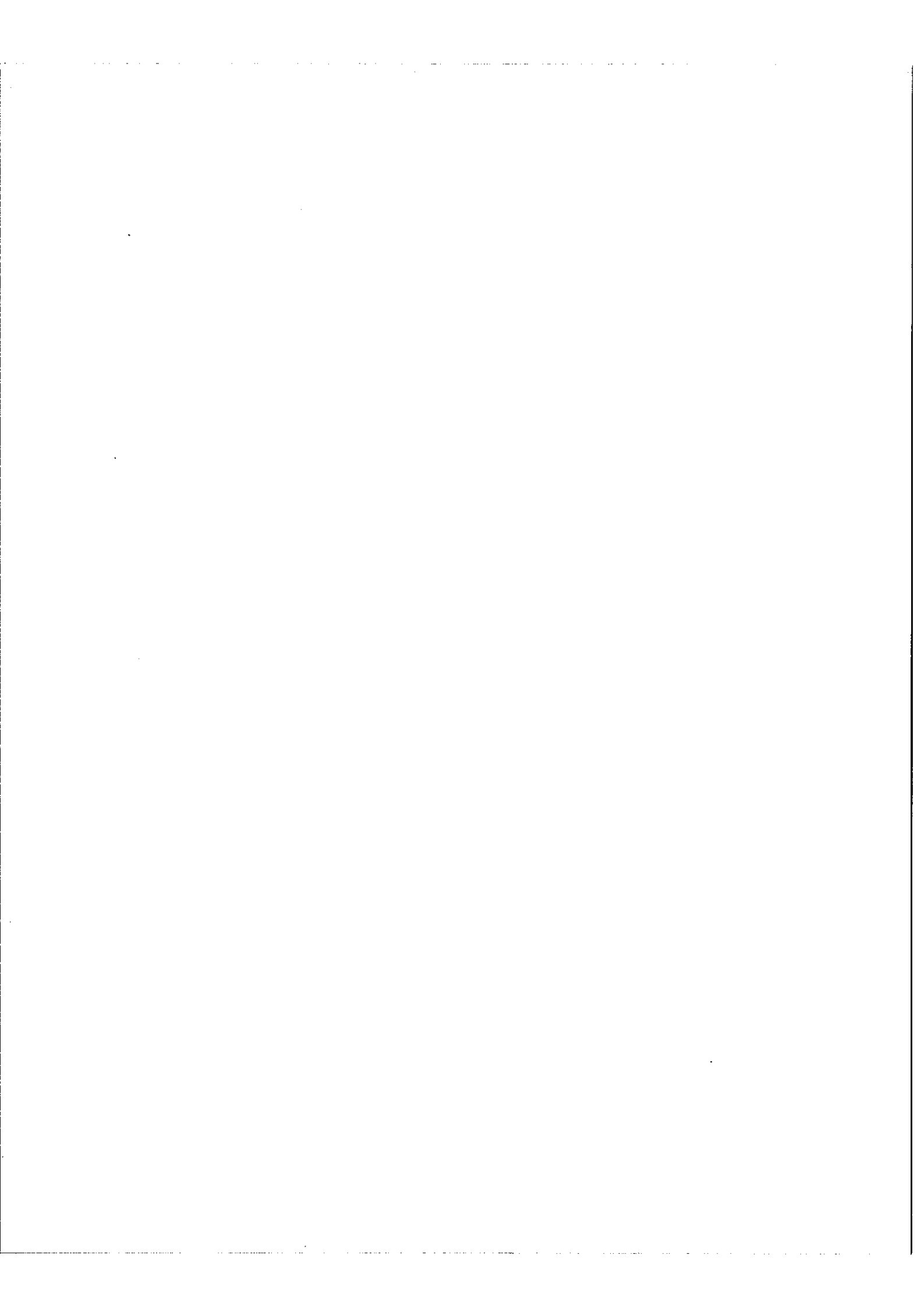
Exemple 1 - Interférogramme du Zinc (Figure 22)

Au début on enregistre simultanément l'interférogramme du zinc et celui de la lumière blanche. Le bloc séparatrice-compensatrice est en adhérence optique, mais les deux lames présentent une différence d'épaisseur de 2μ environ qui explique l'aspect dissymétrique des franges en lumière blanche. A partir de $\delta = 5\text{mm}$ on enregistre en même temps que celui du zinc l'interférogramme de la raie de référence. Il s'agit de la raie verte du mercure produite par une lampe basse pression. La différence de marche maximum atteinte est de $\delta = 100\text{ mm}$ pour le zinc c'est à dire $N = 200.000$ franges. On remarque le déplacement de la différence de marche zéro pour le faisceau référence.

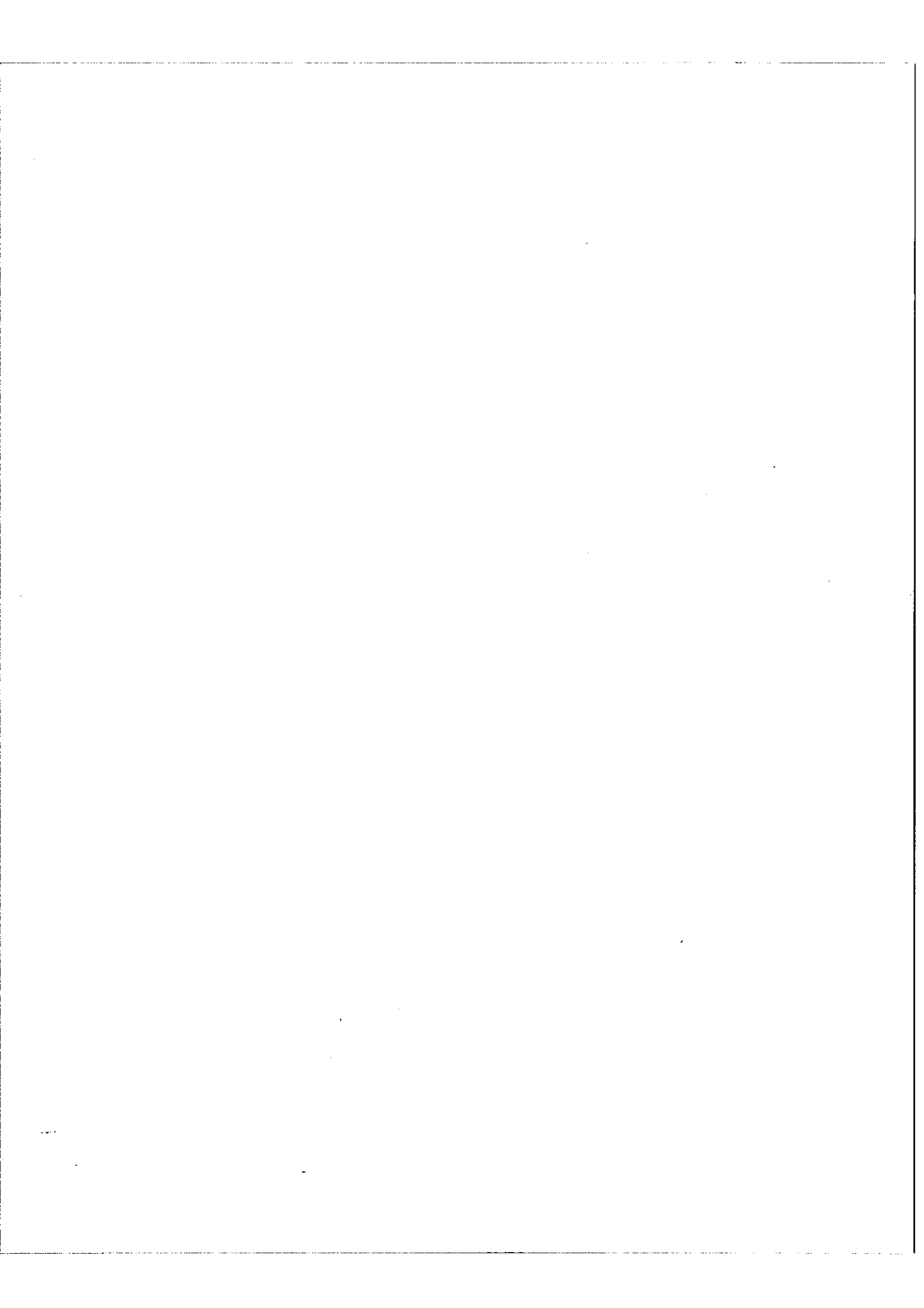
Exemple 2 - Interférogramme du Néon (figure 23)

L'enregistrement est du même type que le précédent. On remarque ici la symétrie des franges en lumière blanche due au fait que cette fois le bloc séparatrice-compensatrice adhérent est constitué de deux lames ne présentant pas de différence d'épaisseur décelable. La raie de référence est la raie verte du mercure produite par un tube sans électrode à Hg 198 excité en haute fréquence et refroidit légèrement à l'air comprimé. La différence de marche maximum atteinte pour le néon est $\delta = 180\text{ mm}$ c'est à dire $N = 360.000$ franges.

- Au cours d'autres expériences nous avons pu atteindre $N = 600.000$ franges en déplaçant d'avantage la différence de marche zéro du faisceau référence par rapport à celle du faisceau signal. Ces expériences avaient seulement pour but de tester le système de déplacement puisque les sources utilisées jusqu'ici pour le signal ne donnent pas des franges à une telle différence de marche comme on peut le voir sur les figures 22 ou 23.



- En utilisant un faisceau laser nous avons tenté l'observation de franges à différence de marche plus grande mais nous avons alors été gênés par l'instabilité des réglages de l'interféromètre à miroirs plans.



3ème PARTIE

PRINCIPE ET REALISATION D'UN NOUVEL INTERFEROMETRE

I. - Intérêt d'un nouvel interféromètre.

I. 1- Mouvement pas à pas rapide.

On a vu que la conception de l'interféromètre décrit dans la deuxième partie rendait impossible un défilement des franges en pas à pas plus rapide que une frange en 25ms. Pour atteindre des vitesses nettement plus grandes il faut réduire au maximum l'inertie de la partie mobile ce qui n'est pas possible tant que l'on s'attache à déplacer une seule pièce d'une extrémité de l'interférogramme à l'autre.

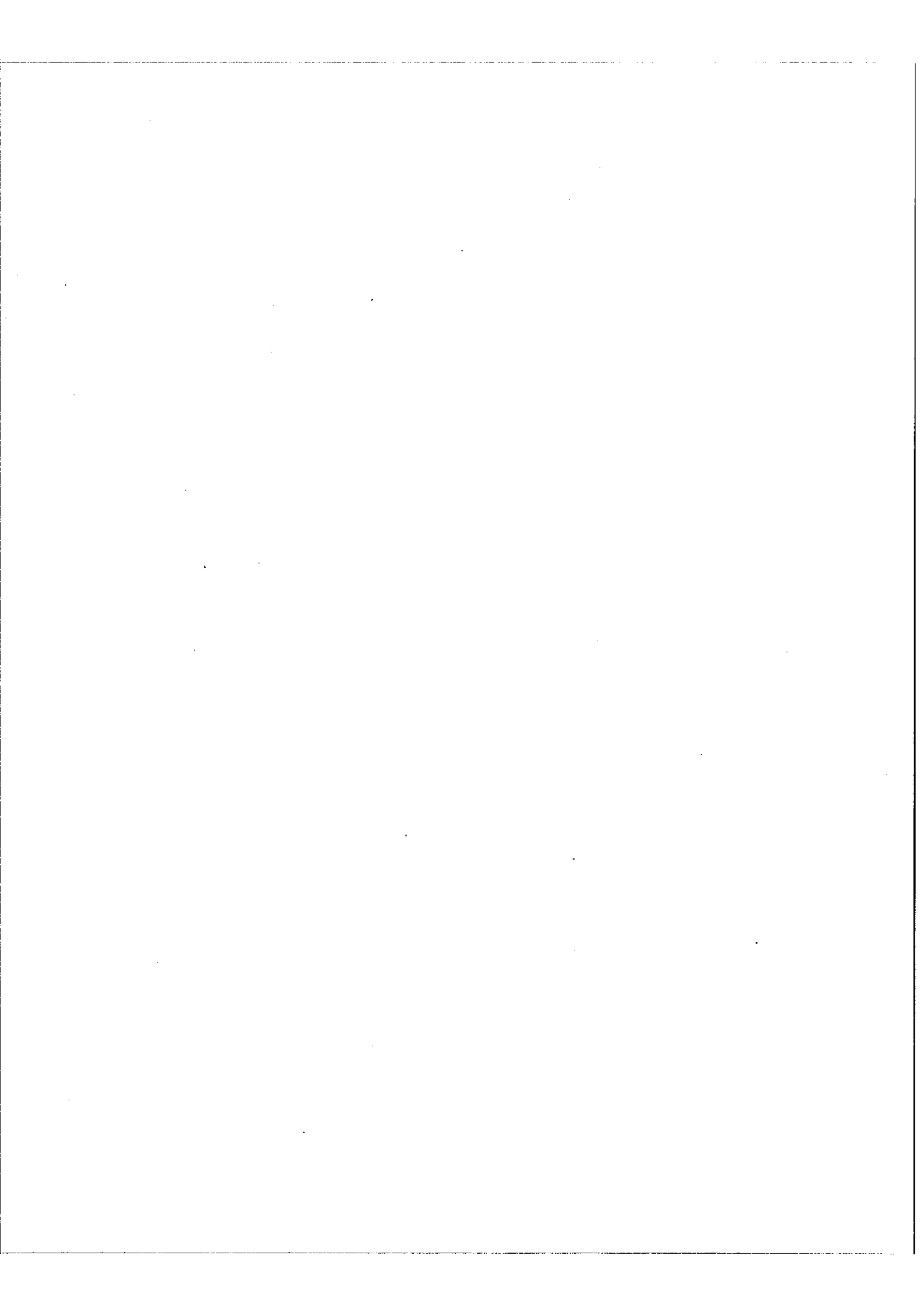
La solution adoptée fut donc de réaliser la variation pas à pas de la différence de marche en composant un mouvement continu et un mouvement en dents de scie extrêmement rapide. Ce dernier est obtenu par application d'une différence de potentiel en dents de scie aux bornes d'un céramique piezoélectrique portant un miroir à son extrémité.

I. 2- Achromatisme

Nous avons vu aussi que malgré toutes les modifications apportées à l'interféromètre de Michelson celui-ci conserve deux causes distinctes d'achromatisme.

1) Il comporte une lame séparatrice et une lame compensatrice qui ne peuvent pas avoir rigoureusement les mêmes épaisseurs.

2) Le système faisant varier la différence de marche et tel que l'un des bras comporte six réflexions de plus que l'autre



Pour supprimer ces deux causes d'achromatisme nous avons cherché à réaliser un appareil qui comporte une seule lame à la fois séparatrice et compensatrice et qui possède le même nombre de réflexions sur chaque bras. Nous verrons que la 1ère condition a été réalisée et que la deuxième peut l'être facilement, si le besoin s'en fait sentir, puisqu'il ne subsiste qu'un seul miroir supplémentaire sur un bras et qu'il suffirait de placer un miroir identique sur l'autre bras pour rendre l'appareil totalement symétrique.

I. 3 - Stabilité des réglages.

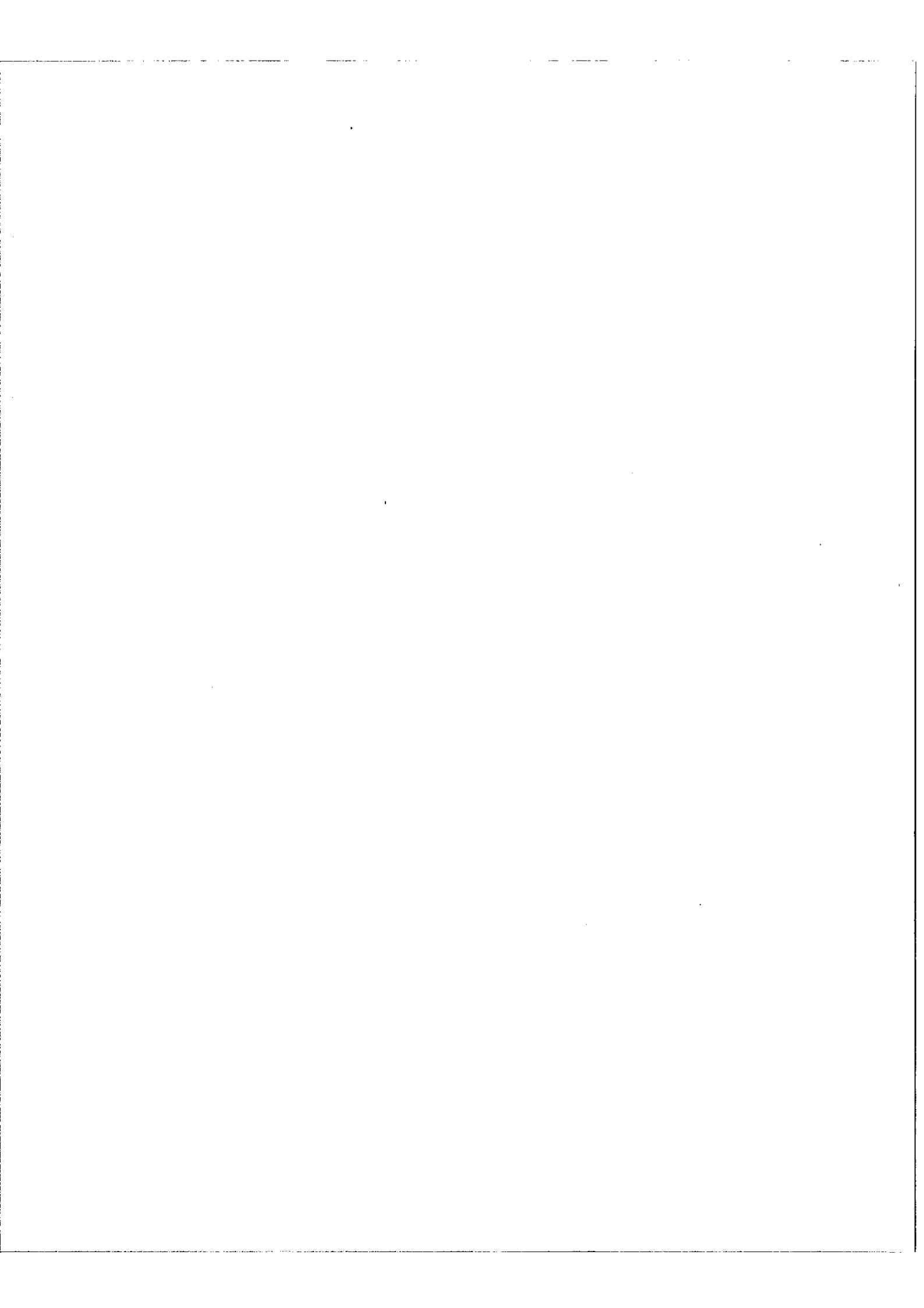
L'interféromètre de Michelson classique à miroirs plans, comme c'est le cas de l'appareil dont nous avons parlé, est d'une stabilité trop faible pour assurer un bon réglage au cours de tout l'enregistrement d'un interférogramme. Il est donc nécessaire de remplacer les miroirs plans par des systèmes analogues à des trièdres c'est à dire qui ne provoquent pas de dérèglages si leur orientation vient à changer.

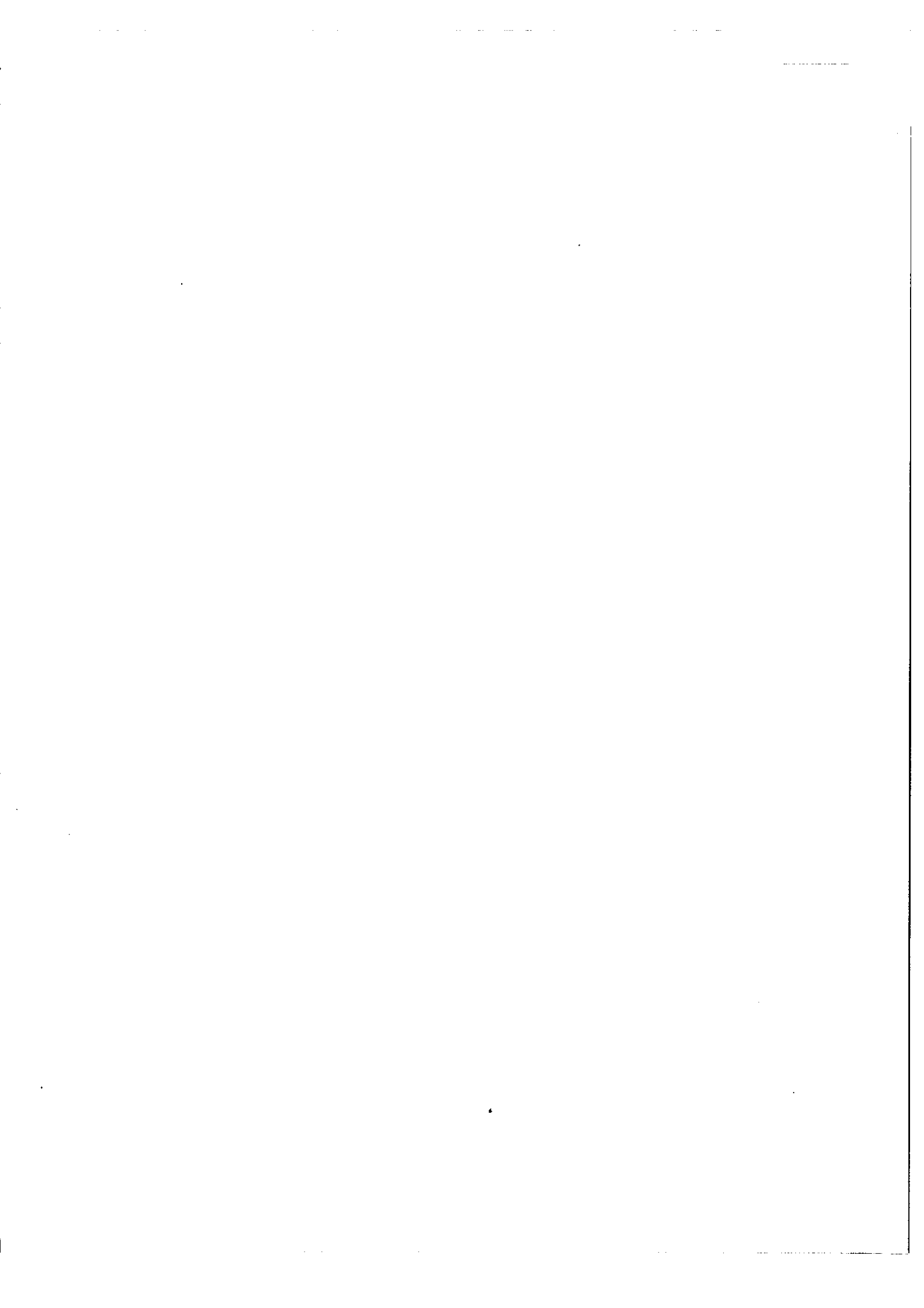
Dans le nouvel interféromètre, ce ne sont pas des trièdres qui seront utilisés car la construction des supports est une opération assez difficile et de plus leur utilisation ne permettrait pas une modification ultérieure de l'appareil en système à champ compensé. Nous verrons par contre que l'ensemble de deux miroirs sphériques concentriques constitue un système afocal ayant les propriétés d'un trièdre et qu'il peut permettre une compensation du champ.

II. - Principe et fonctionnement de l'appareil.

II. 1 - Description d'ensemble

A. Séparatrice. - C'est une lame unique à faces parallèles. Elle a reçu un traitement semi-réfléchissant sur la moitié de sa face avant et un traitement aussi





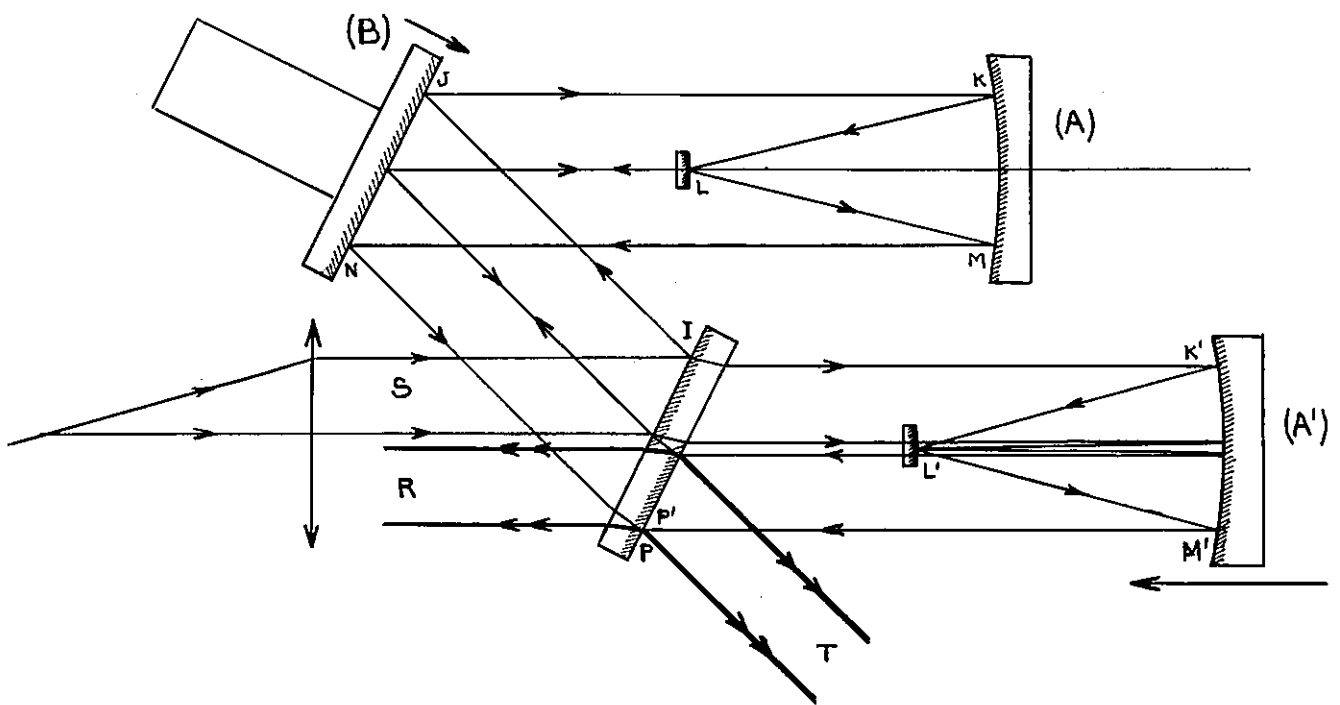


Figure 24. Marche d'un rayon
dans l'interféromètre

identique que possible sur l'autre moitié de sa face arrière.

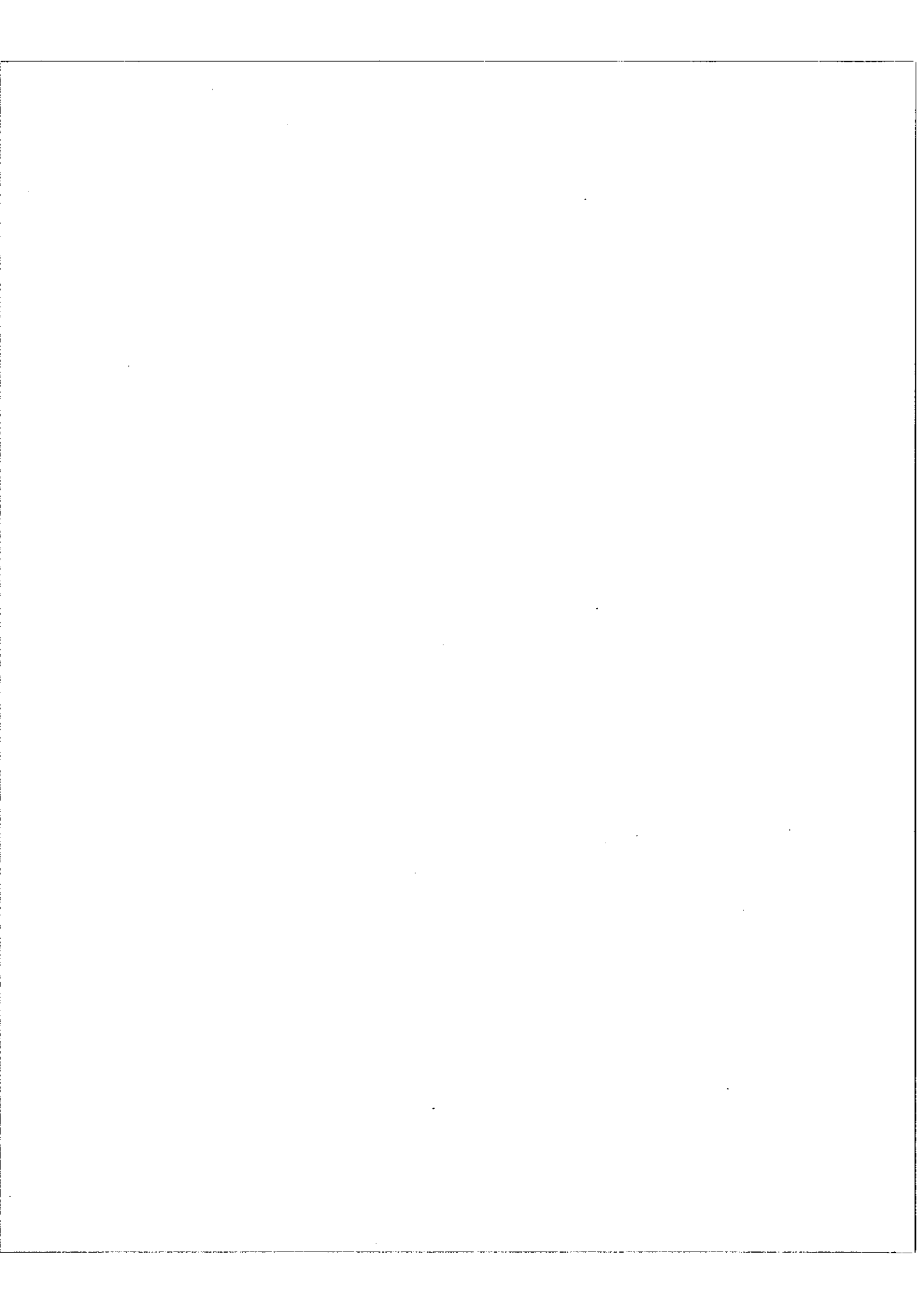
B. Système afocaux à miroirs sphériques (oeils de chat). Les deux systèmes qui constituent les extrémités des bras de l'interféromètre sont composés d'un miroir sphérique concave et d'un miroir sphérique convexe. Le rayon de courbure du miroir concave est double de celui du miroir convexe, les faces réfléchissantes sont en regard et les centres sont confondus.

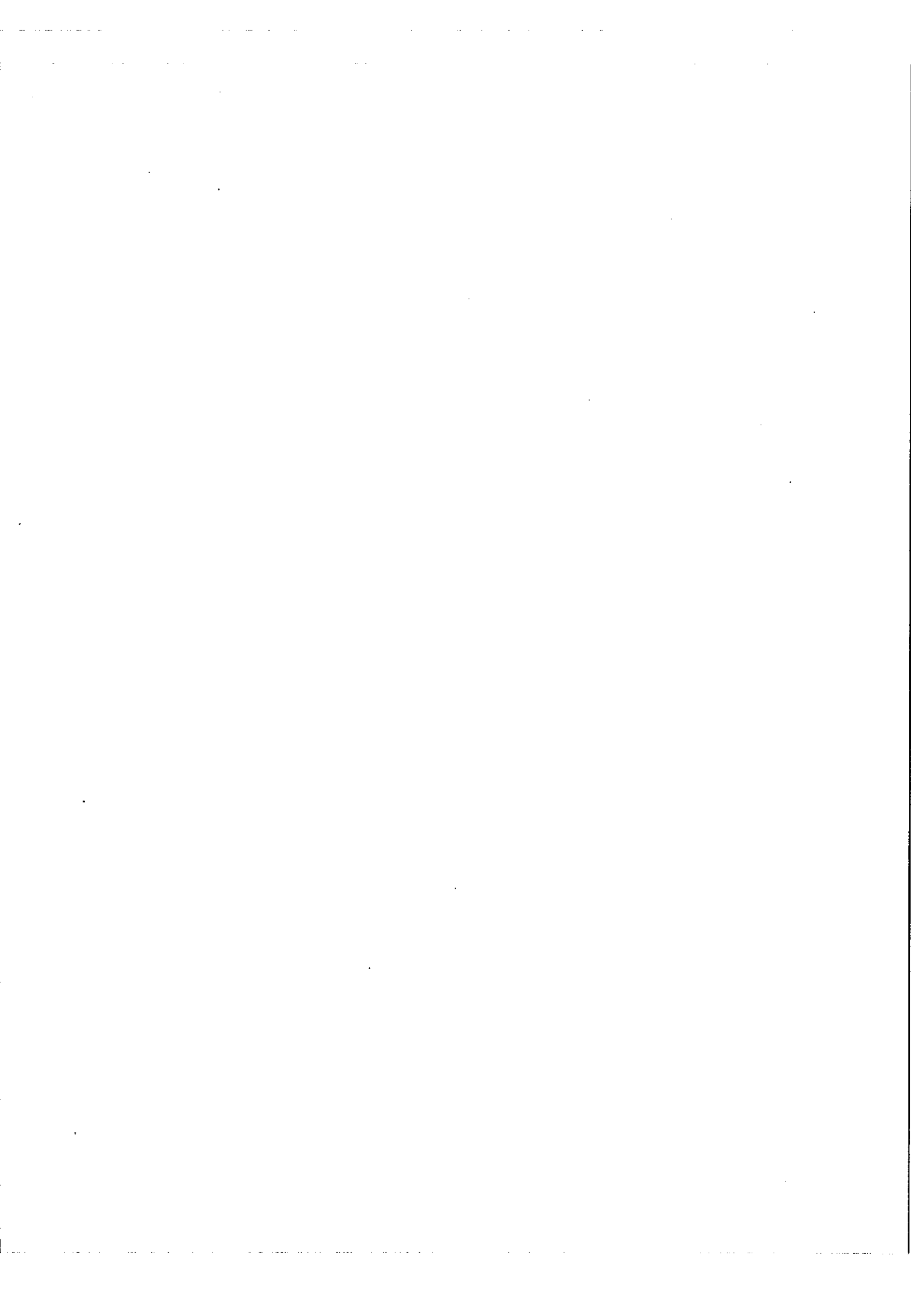
C. Marche d'un rayon.

Soit un rayon incident S I qui tombe sur la séparatrice dans la moitié gauche (Figure 24). La partie transmise subit trois réflexions en K' L' M' sur les miroirs du système (A') et est renvoyée parallèlement au rayon incident. Elle frappe la séparatrice en P' sur la moitié opposée à I, une partie du rayon est réfléchi en P'T et une partie est transmise en P'R. La partie réfléchi du rayon S I se réfléchit sur un miroir plan en J puis en K L M sur les miroirs du système(A) et est renvoyée parallèlement au rayon incident. Elle se réfléchit sur le miroir plan en N et retombe sur la séparatrice en P voisin du point P'. Une partie est transmise en P T et une partie réfléchi en P R. En déplaçant latéralement un des systèmes(A) ou (A') on peut faire coïncider les points P et P'. On observe ^{alors} dans les directions T et R des interférences à deux ondes qui sont complémentaires. Tout se passe comme si P T et P R étaient les rayons émergent et réfléchi par un interféromètre de Michelson ordinaire.

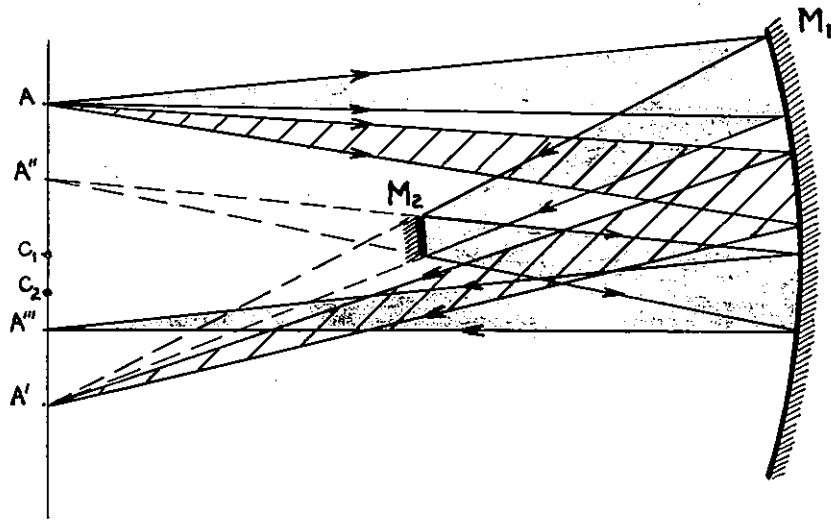
D. Variation de la différence de marche.

La variation de la différence de marche est obtenue en déplaçant le système mobile (A') et le miroir (B). (A') est monté sur un chariot et peut se déplacer sur une distance de 25 cm. (B) est fixé à l'extrémité d'une céramique piezo-électrique et





a)



b)

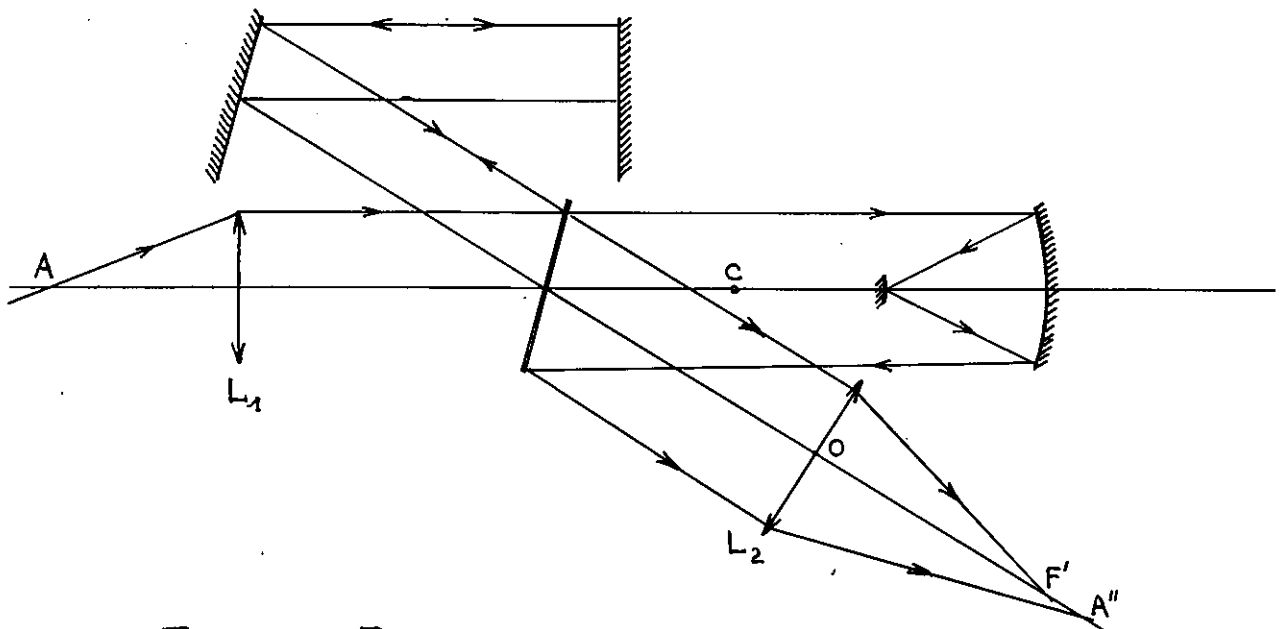


Figure 25. Réglage des systèmes afocaux

peut se déplacer parallèlement à lui-même de quelques microns.

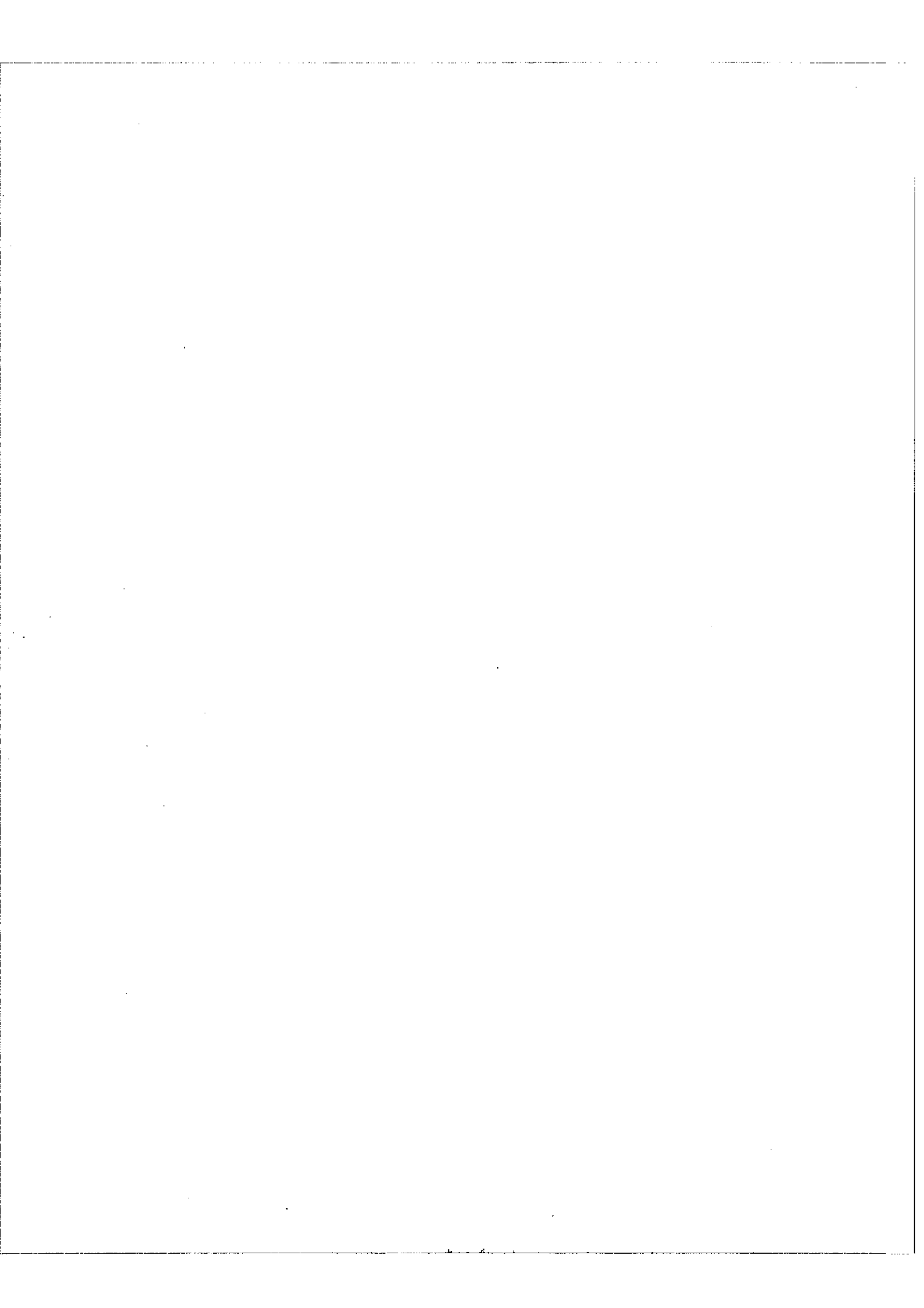
II. 2 - Systèmes afocaux

A. Construction

Les systèmes afocaux sont constitués chacun d'un miroir concave de 56 mm de diamètre utile, et de 48 cm de rayon de courbure, et d'un miroir convexe de 5mm de diamètre, et de 24 cm de rayon de courbure. Le miroir convexe est collé dans une monture circulaire laissant passer une grande partie des faisceaux incident réfléchi et qui a le même diamètre que le miroir concave.

Les deux miroirs sont maintenus face à face à l'intérieur d'un tube cylindrique et leur distance est fixée par un spacer dont la longueur est ajustée de telle sorte que 1) l'ensemble des deux miroirs forme un système centré et 2) les centres soient confondus. La première condition se vérifie facilement en éclairant un trou placé au voisinage des centres et en observant les images formées par le miroir concave seul et par l'ensemble des deux miroirs (figure 25 a). Quand le système est centré les deux images sont confondues sinon elles sont distinctes et leur distance est double de la distance des centres. La méthode proposée permet facilement de confondre les axes avec une précision de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de mm.

La 2ème condition qui doit être vérifiée alternativement avec la 1ère jusqu'à ce que les deux le soient simultanément peut se vérifier dans le premier réglage en remplaçant sur l'interféromètre un des systèmes par un miroir plan (Figure 25 b). Si le système est afocal il donne d'un objet à l'infini une image à l'infini comme le fait le miroir plan. Les images d'un objet placé au foyer de la lentille L provenant de deux bras de l'interféromètre sont alors dans le même plan de front qui coïncide



avec le plan focal image de la lentille L_2 . Si par contre le système est convergent ou divergent l'image correspondante sera plus près ou plus loin de la lentille L_2 . Pour avoir une idée de la précision à attendre de cette méthode supposons que nous soyons dans l'approximation de Gauss et cherchons l'image d'un point A à l'infini dans un système supposé non réglé mais centré, $C_1 C_2 = d$, on trouve

$$C_1 A' = \frac{R (R^2 - 8d^2)}{8d (R - 2d)}$$

Sur cette formule on vérifie que A' est à l'infini pour $d = 0$ et que le système est convergent pour $d < 0$ (miroirs trop éloignés) et divergent pour $d > 0$ (miroirs trop rapprochés). L'image A'' donnée par la lentille L_2 est alors telle que

$$O_2 A'' = f \frac{R (R^2 - 8d^2) - 8dx (R - 2d)}{R (R^2 - 8d^2) - 8d (x - f) (R - 2d)}$$

où x est la distance du centre du miroir concave au centre optique de la lentille L_2 . On vérifie bien que $O_2 A'' = f$ si $d = 0$ et de plus

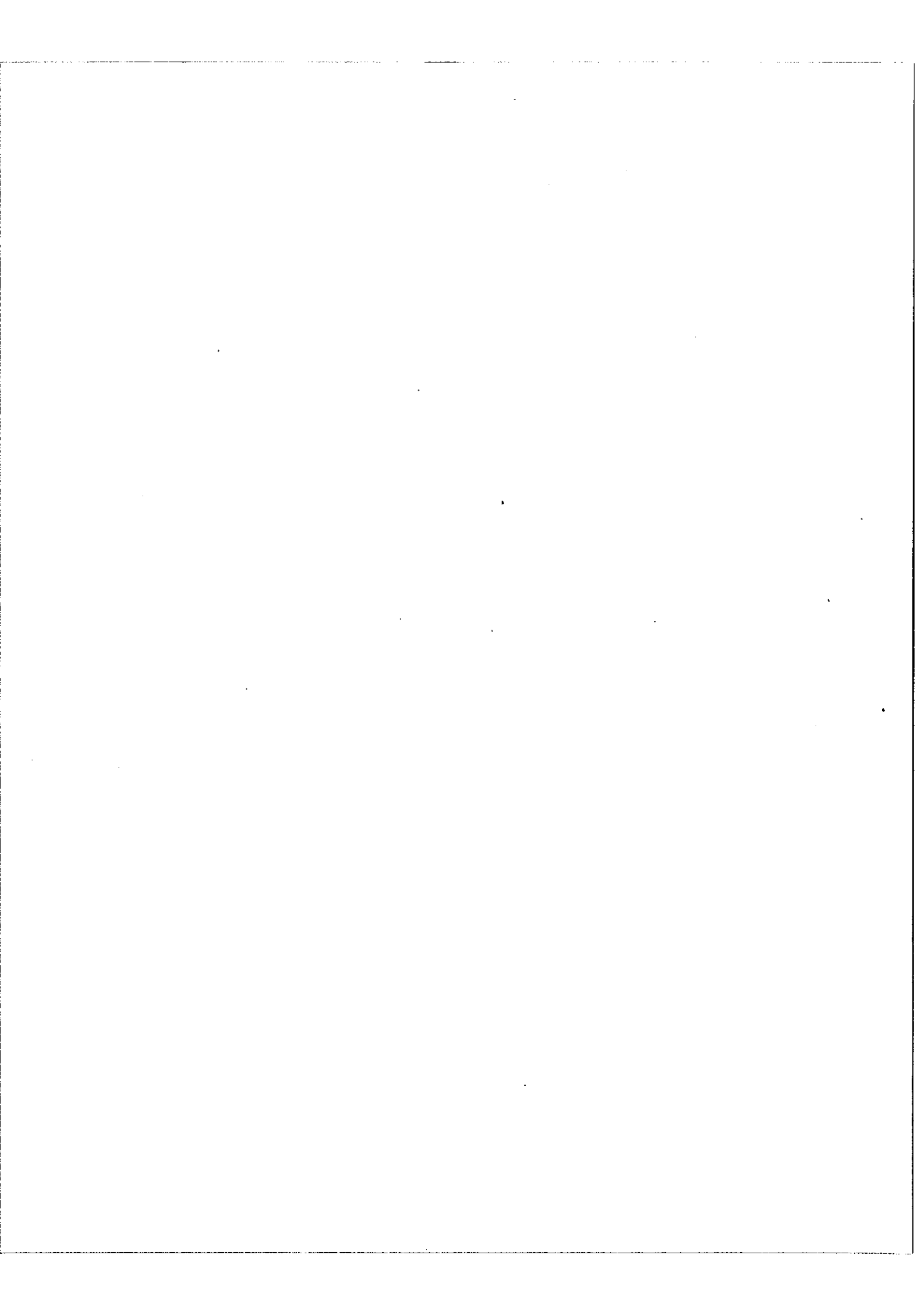
$$\frac{d O_2 A''}{d d} = 8 \frac{f^2}{R^2} \text{ pour } d \text{ très petit.}$$

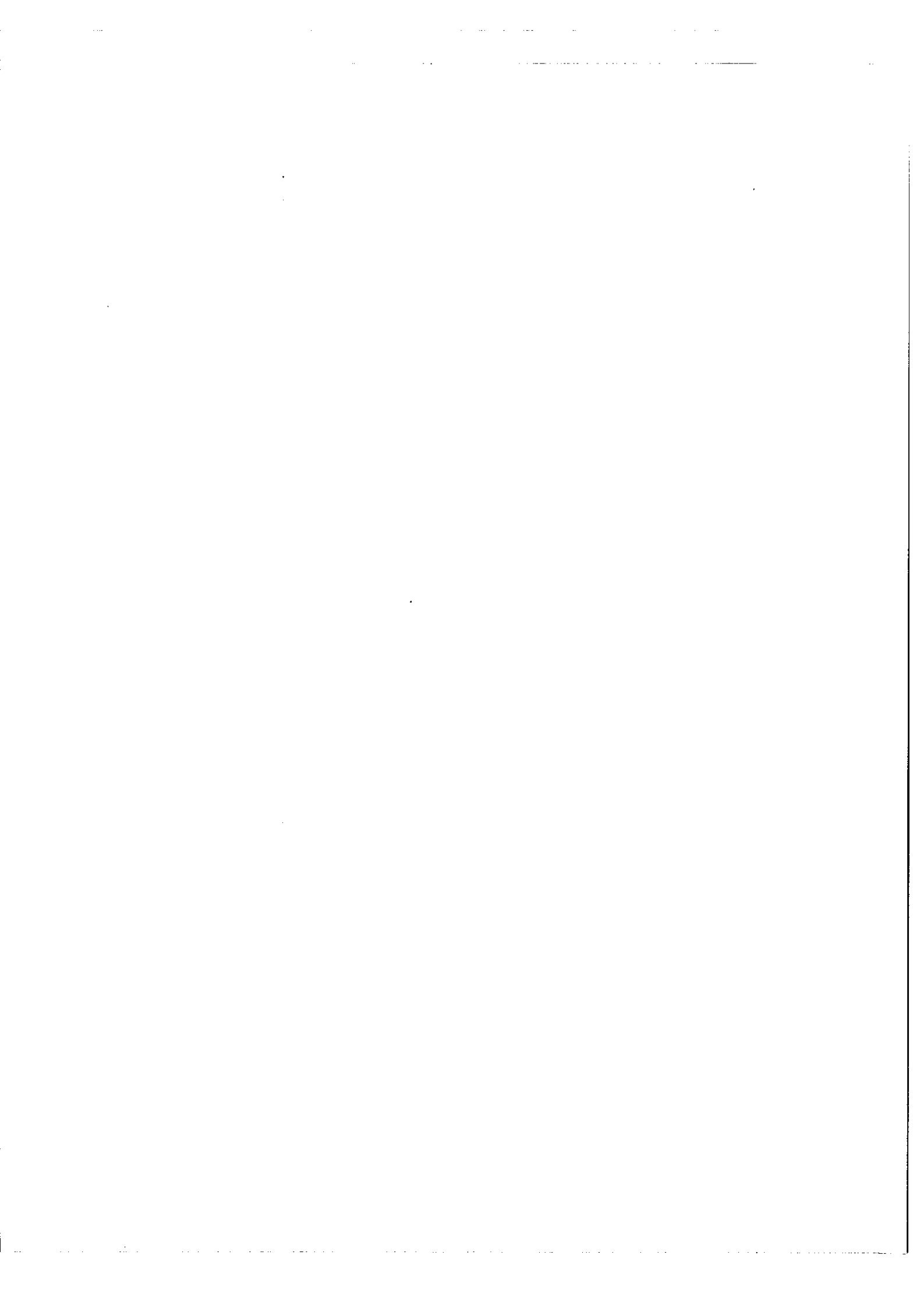
En utilisant un viseur pour observer l'image A'' et celle venant du miroir plan on peut déceler une variation $d OA'' = 1\text{mm}$ entre les deux images et par suite un défaut de réglage $dd = \frac{3}{100}$ de mm avec une lentille L_2 de 1m de distance focale.

B. Fonctionnement.

B.a - Mise au point sur le foyer paraxial.

Supposons que les systèmes afocaux aient été construits et contrôlés par la méthode précédente. Nous pouvons alors admettre que les centres C_1 et C_2 sont confondus, nous verrons d'ailleurs plus loin l'influence d'un petit déplacement du





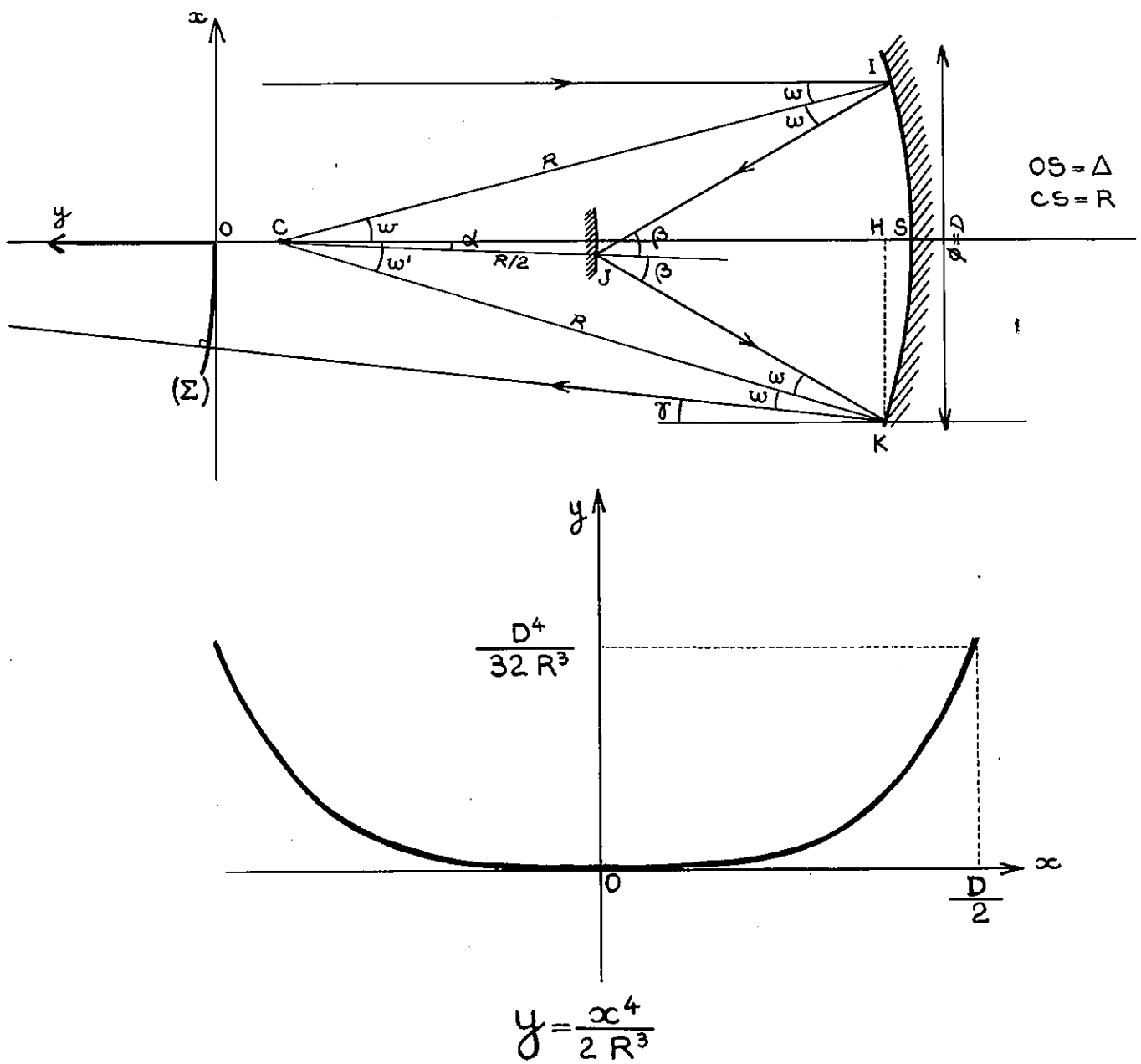


Figure 26. Mise au point sur le foyer paraxial

miroir convexe par rapport au miroir concave et nous en déduisons la position optimum à choisir.

Dans le cas C_1 identique à C_2 le sommet S_2 du miroir convexe est au foyer paraxial du miroir concave, cherchons dans ces conditions l'orientation d'un rayon émergent par rapport à l'incident correspondant.

On peut supposer que le rayon incident est parallèle à l'axe et appeler γ l'angle de l'émergence avec cet axe (Figure 26). Cet angle γ est fonction de l'angle d'ouverture w et par suite la surface d'onde réfléchie Σ n'est pas un plan, mais une surface de révolution dont nous allons chercher l'équation de la méridienne sachant qu'au point d'abscisse x la dérivée est $\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \gamma$.

I et K étant symétrique par rapport à C J on a $w + \alpha = w' - \alpha$

$$\text{soit } 2\alpha = w' - w = \gamma \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{\gamma}{2}$$

par ailleurs dans C I J $\beta = 2w + \alpha$ donc $\beta = 2w + \frac{\gamma}{2}$

$$\text{et } \frac{CJ}{\sin w} = \frac{CI}{\sin \beta} \Rightarrow \frac{R}{2 \sin w} = \frac{R}{\sin \beta}$$

$$\text{c'est à dire } \sin \beta = 2 \sin w \quad \text{ou} \quad \sin\left(2w + \frac{\gamma}{2}\right) = 2 \sin w$$

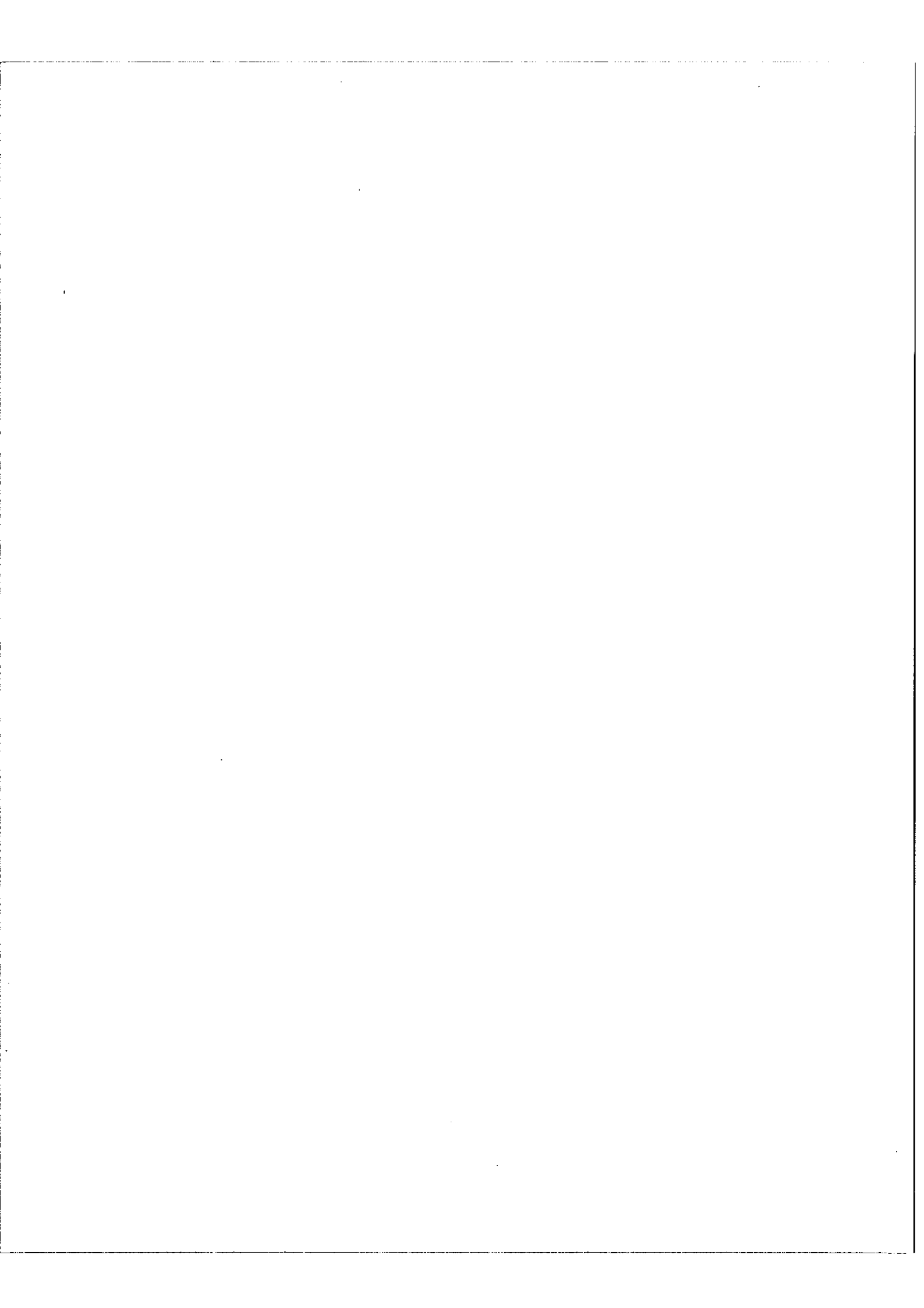
En se limitant à l'ordre 3 par rapport à l'infiniment petit principal w on en déduit

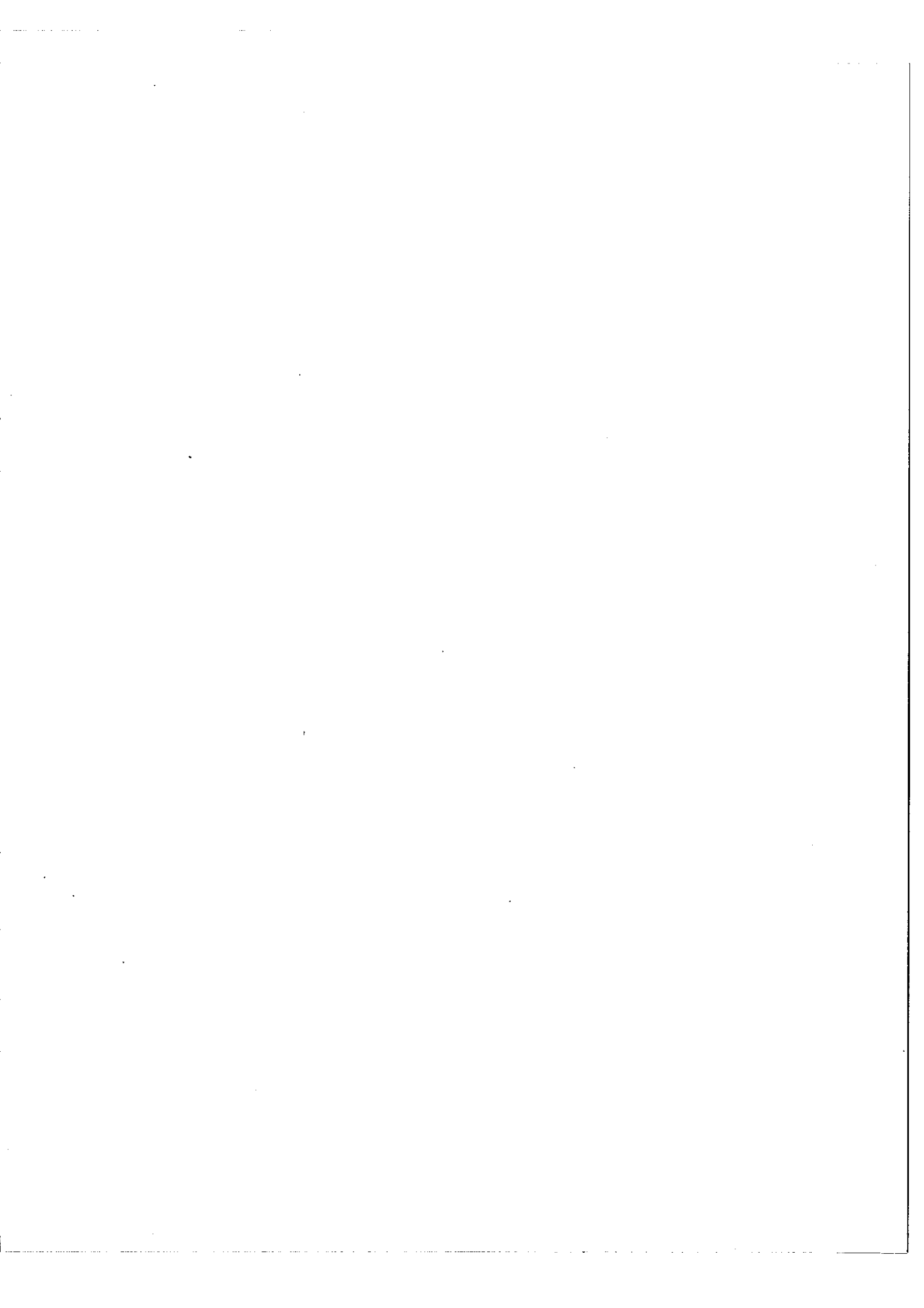
$$\gamma = 2w^3$$

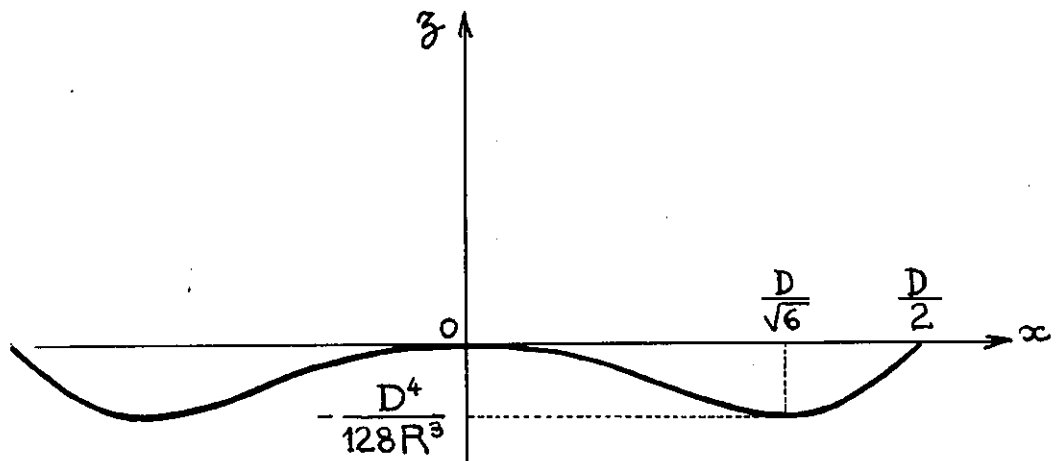
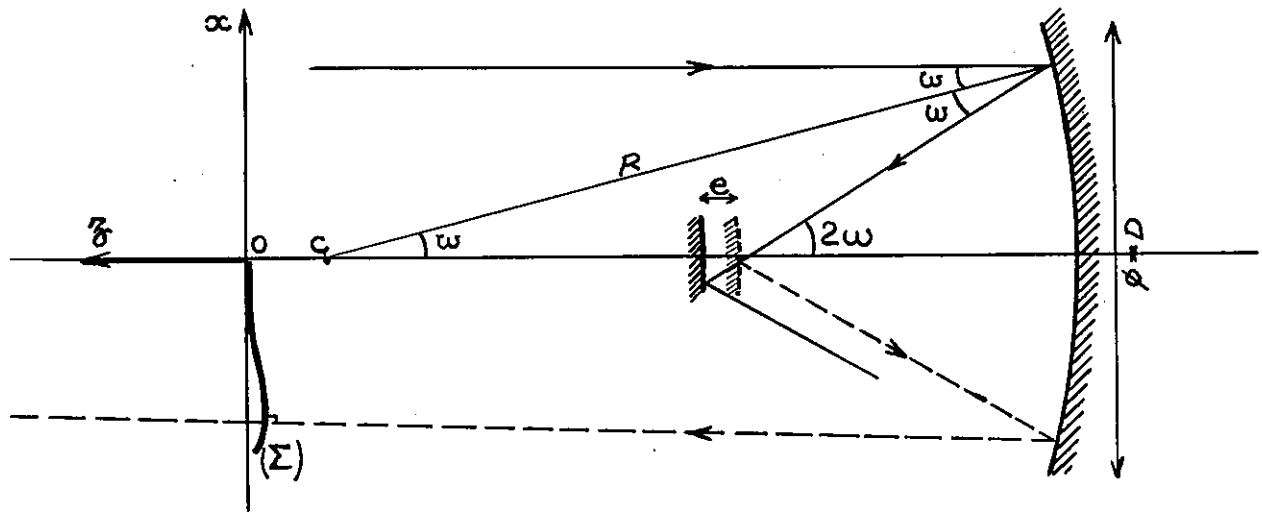
On remarque dès maintenant que le système des deux miroirs réfléchit un rayon parallèlement à lui-même au 3ème ordre près par rapport à w

Pour la surface d'onde Σ on a donc $\frac{dy}{dx} = 2w^3$ R étant toujours le

rayon de courbure du miroir concave, on trouve en se limitant encore au 3ème ordre







$$\zeta = \frac{x^4}{2R^3} - \frac{D^2 x^2}{8R^3}$$

Figure 27. Mise au point sur le cercle de moindre aberration.

$$w = \frac{x}{R} + \varepsilon \left(\frac{x^3}{R^3} \right)$$

et par suite
$$\frac{dy}{dx} = 2 \frac{x^3}{R^3}$$

En intégrant on trouve l'équation de la méridienne de la surface d'onde

$$y = \frac{x^4}{2R^3}$$

B. b- Mise au point au cercle de moindre observation.

Si le miroir convexe se déplace de e vers le miroir concave (Figure 27) le chemin optique de chaque rayon correspondant à l'ouverture w est diminué de $2e \cos 2w$ c'est à dire en fonction de w : $2e (1 - 2w^2)$ ou en fonction de x : $2e \left(1 - 2 \frac{x^2}{R^2} \right)$

Le terme $2e$ indépendant de x correspond à une translation de la courbe $y(x)$ et le second terme en $\frac{x^2}{R^2}$ correspond à une déformation.

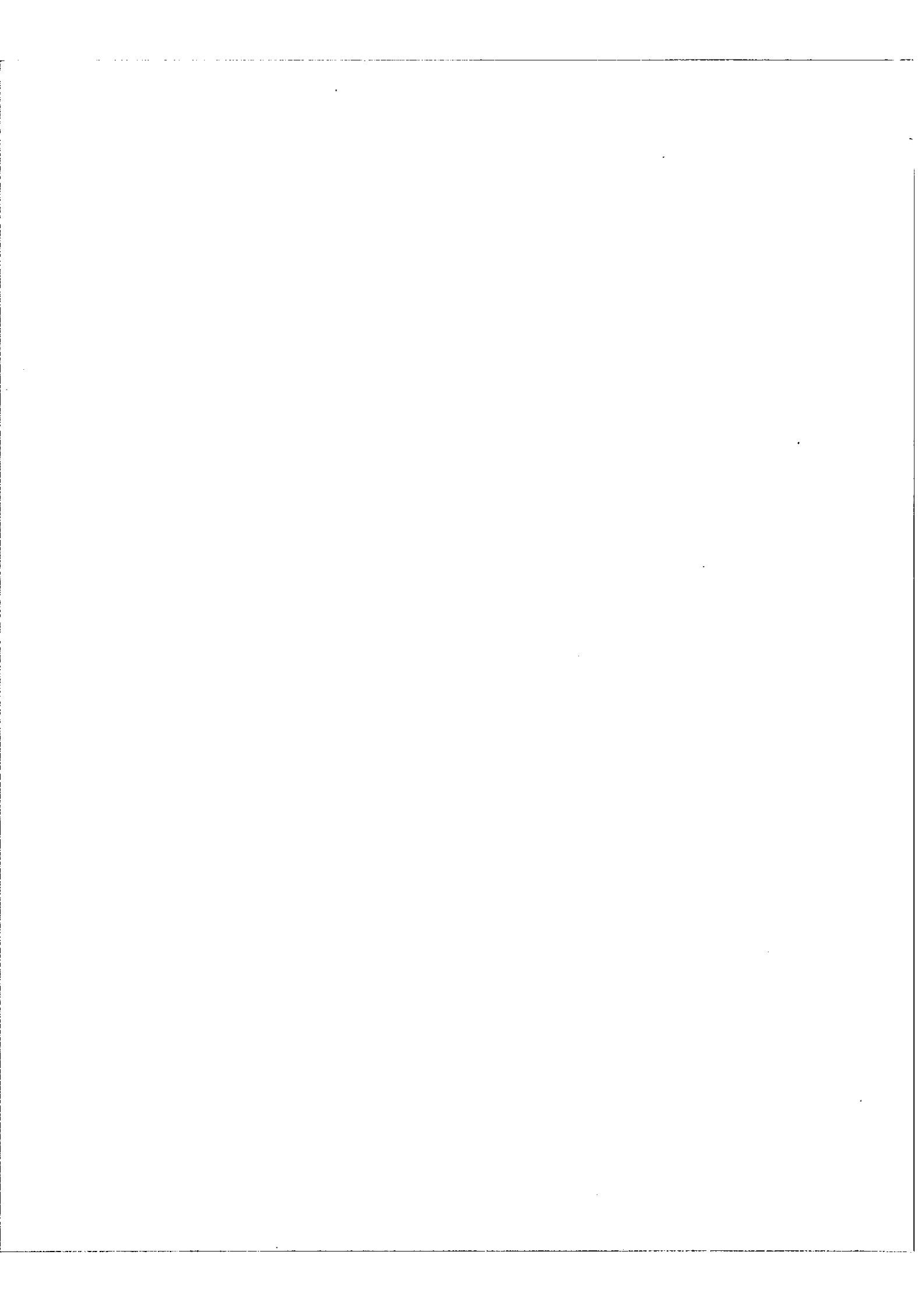
La nouvelle surface d'onde a donc pour équation de la méridienne

$$z = \frac{x^4}{2R^3} - 4e \frac{x^2}{R^2}$$

Nous allons chercher quelle doit être la valeur de e pour que cette surface s'écarte aussi peu que possible d'un plan . On montre que cette condition est réalisée quand z est nulle au bord c'est à dire pour $x = \frac{D}{2}$ d'où

$$e = \frac{D^2}{32R}$$

d'où l'équation
$$z = \frac{x^4}{2R^3} - \frac{D^2 x^2}{8R^3}$$



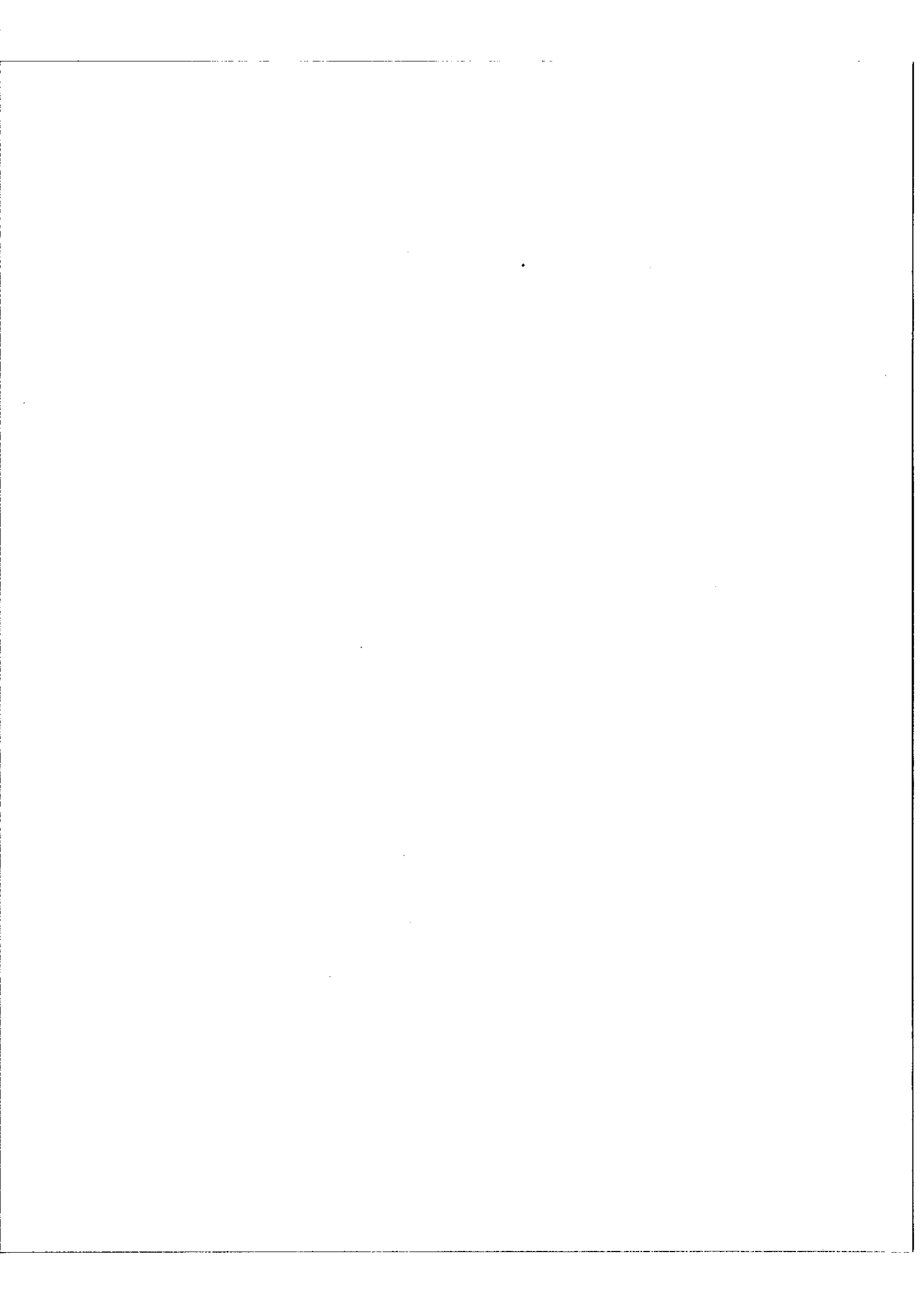
Le déplacement $e = \frac{D^2}{32 R}$ qui conduit à l'aberration sphérique minimum pour l'ensemble du système ne surprend pas puisqu'il consiste à placer le miroir convexe au cercle de moindre aberration du miroir concave. On se rappelle en effet que l'aberration longitudinale est $\Delta = \frac{D^2}{16 R}$ et que le cercle de moindre aberration est au milieu de la focale sagittale c'est à dire à la distance $\frac{D^2}{32 R}$ du foyer paraxial.

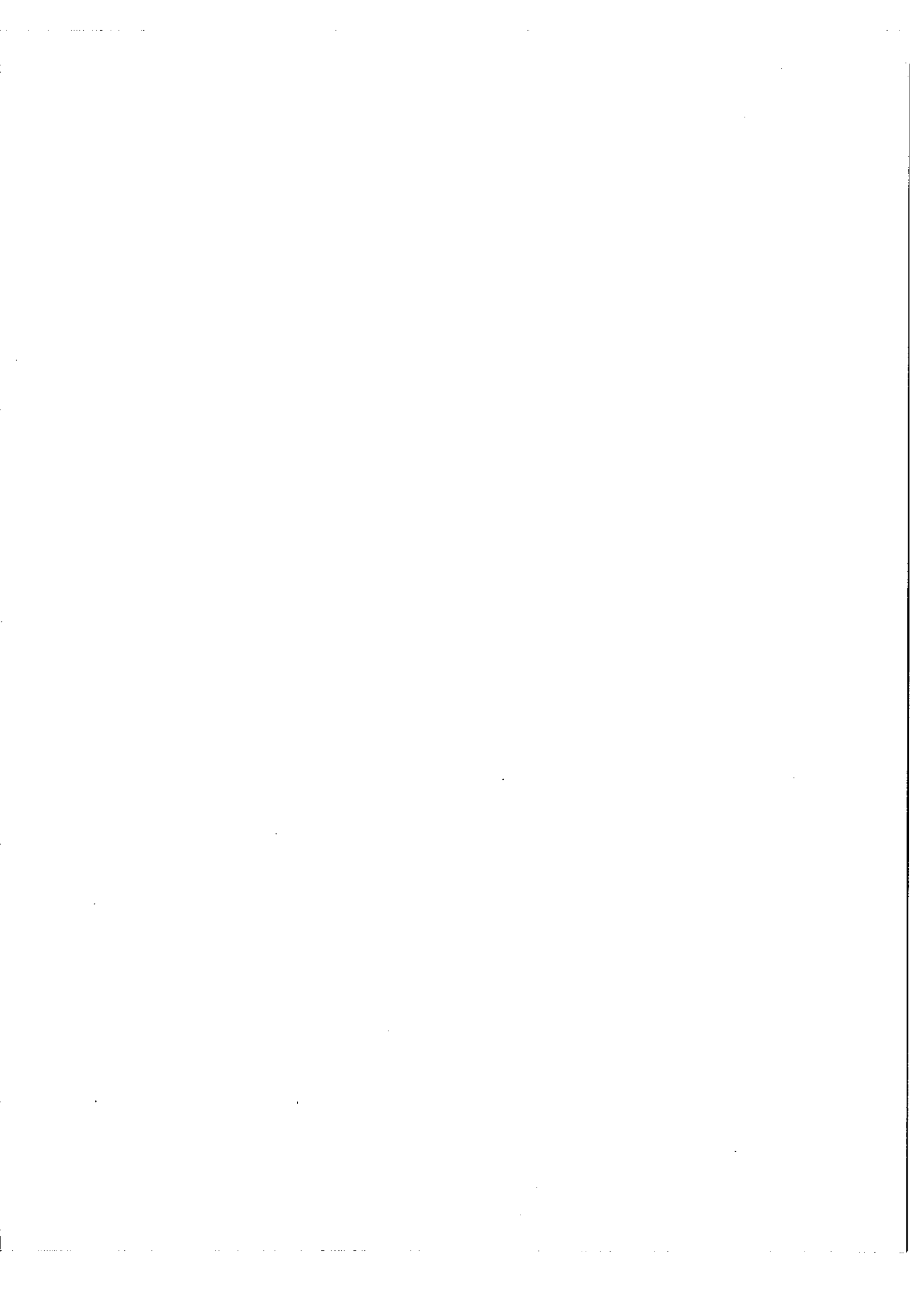
B. c - Influence de l'aberration sphérique

L'utilisation de miroirs sphériques conduit comme nous venons de le voir à une aberration sphérique du 3ème ordre en ω . Cette aberration n'aurait aucune influence si les faisceaux provenant des deux bras étaient d'une part coaxiaux et d'autre part ne présentaient pas de différence de marche. Or aucune de ces deux conditions n'est réalisée.

La première ne le serait que si l'on pouvait utiliser une séparatrice d'épaisseur infiniment faible ou un angle d'incidence infiniment faible. Or si l'épaisseur est $e = 15\text{mm}$ et l'angle $i = 10^\circ$ ce qui conduirait avec des systèmes coaxiaux à des émergents PR et P'R distants, de $d = 2e \frac{\sin i \cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}$ soit ici $d = 3,6\text{mm}$ et cette différence ne peut être compensée que par un décalage latéral d'un des systèmes de $\frac{d}{2} = 1,8\text{mm}$ - (Figure 28).

La deuxième condition n'est évidemment pas réalisée non plus, étant donnée l'utilisation que l'on veut faire de l'appareil, nous allons voir ici-dessous successivement ces deux défauts .





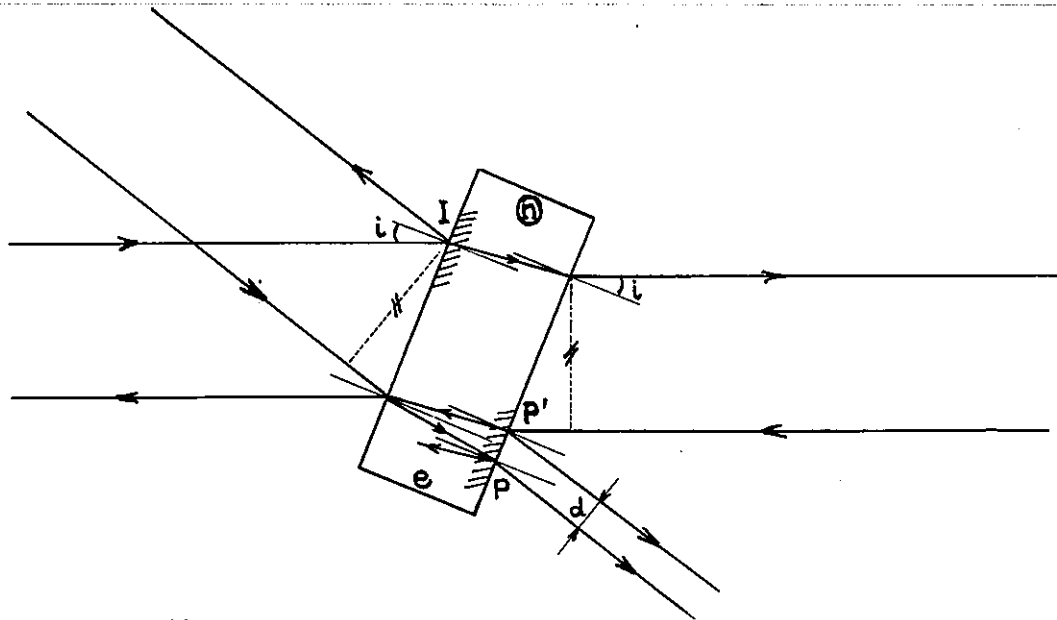


Figure 28. Déplacement latéral

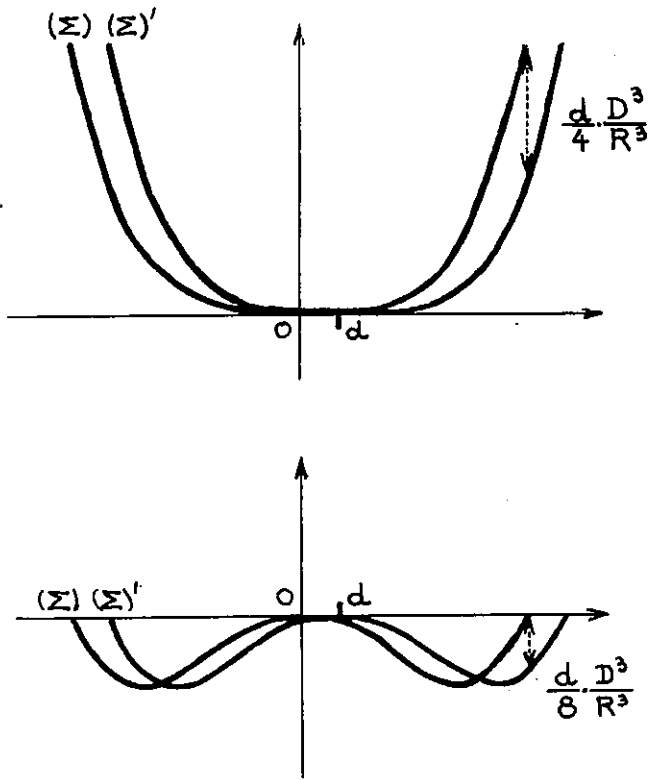


Figure 29

Influence du déplacement latéral

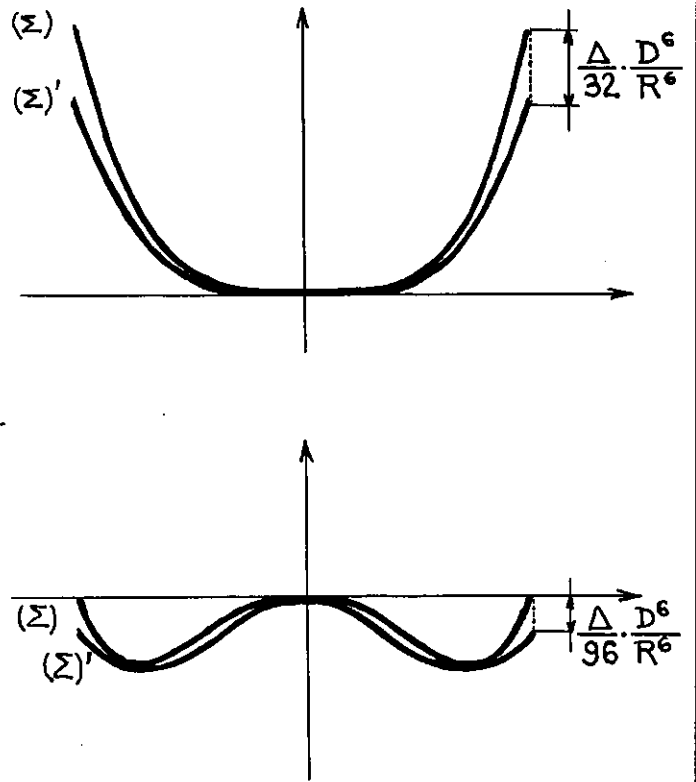


Figure 30

Influence de la différence de marche

- Décalage latéral.

Le chemin optique aberrant résultant d'un déplacement latéral d'un des axes est donné par

$$\delta = d \frac{dy}{dx} = d \frac{4x^3}{2 R^3} \quad \text{dans le cas de la mise au point sur le}$$

foyer par axial (Fig. 29 a)

Le maximum de δ est obtenu pour $x = \frac{D}{2}$ et on a

$$\delta_M = \frac{4 D^3}{2 \cdot 8 R^3} d \quad \delta_M = \frac{1}{4} \left(\frac{D^3}{R^3} \right) d$$

Si maintenant on se place dans le cas où l'aberration est minimum on a (Fig. 29 b)

$$\delta = d \left(\frac{4 x^3}{2 R^3} - \frac{2 D^2 x}{8 R^3} \right)$$

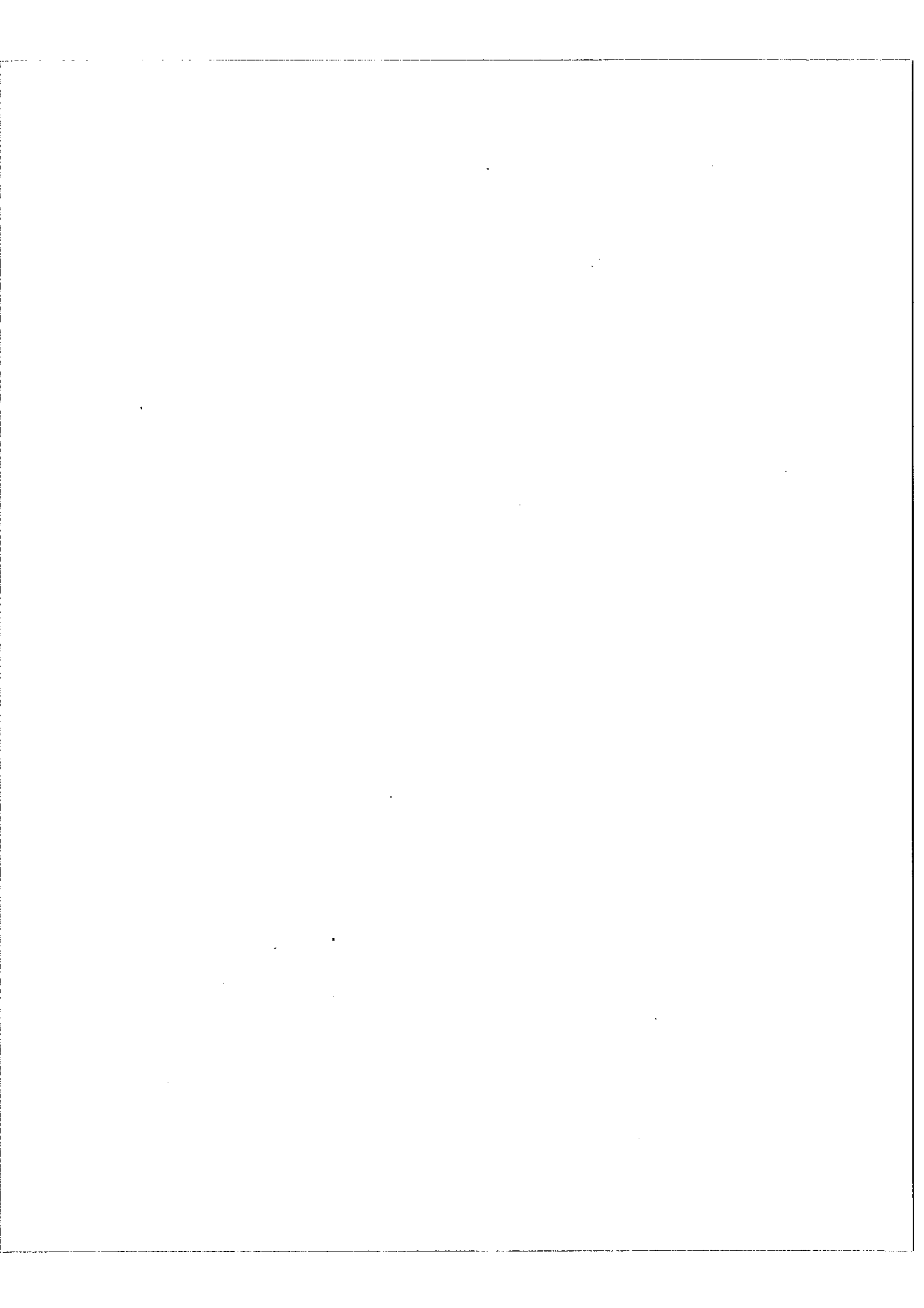
$$\text{et } \delta_M = \frac{1}{8} \left(\frac{D}{R} \right)^3 d$$

C'est à dire la moitié du défaut précédent. Ce résultat est d'ailleurs général.

Cette valeur de l'aberration sphérique est ^{assez} importante pour justifier l'emploi de miroirs paraboliques, cependant calculons sa valeur numérique. On trouve

$$\delta_M = \frac{1}{8} \left(\frac{1}{8} \right)^3 2 \cdot 10^3 \mu \approx 0,5 \mu$$

c'est à dire une aberration de l'ordre de λ c'est à dire de l'ordre de la variation de différence de marche entre les rayons parallèles à l'axe et ceux inclinés au maximum sur l'axe (nous montrerons plus loin que l'ouverture de l'interféromètre est précisément celle qui conduit à ce résultat). Cette constatation ^{ta} explique que nous ayons conservé ici des miroirs sphériques sans observer de défauts trop prononcés et en particulier sans que la visibilité des franges diminue trop vite avec la différence de marche.



- Augmentation de la différence de marche.

Pour étudier cette influence il faut une expression de l'équation de la méridienne de la surface d'onde qui fasse intervenir la différence de marche. Soit Δ la distance OS, en poussant les développements au 5ème ordre on trouve

$$y = 2w^3 + \frac{7}{2}w^5$$

et par suite
$$\frac{dy}{dx} = 2w^3 + \frac{7}{2}w^5$$

mais
$$w = \frac{x}{R} + 2\left(\frac{\Delta}{R} - \frac{11}{12}\right)\frac{x^3}{R^3}$$

d'où
$$y = \frac{x^4}{2R^3} + 2R\frac{x^6}{R^6}\left(\frac{\Delta}{R} - \frac{5}{8}\right)$$

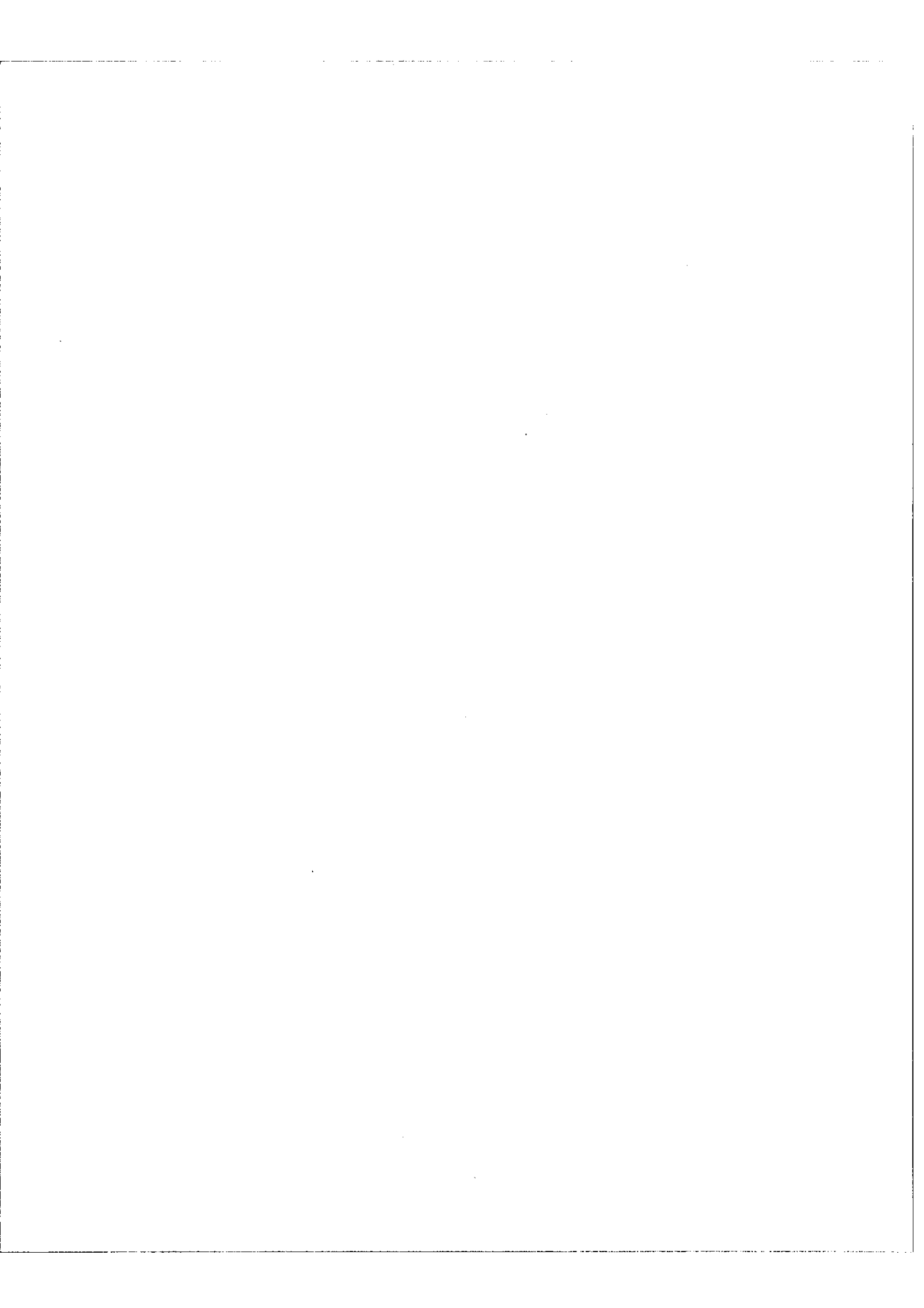
Le chemin optique aberrant est donc
$$J = \frac{dy}{d\Delta} \Delta$$

c'est à dire ici
$$J = 2\frac{x^6}{R^6} \Delta$$

et au maximum pour $x = \frac{D}{2}$
$$J_M = \frac{\Delta}{32} \left(\frac{D}{R}\right)^6$$

Nous sommes ici dans le cas de la mise au point sur le foyer paraxial (Figure 30 a) et on constate que l'influence de la différence de marche sur l'aberration sphérique totale observée peut être négligée puisque celle-ci est du 6ème ordre en $\frac{D}{R}$ alors que celle provenant du décalage était du 3ème ordre.

Avec mise au point sur le cercle de moindre aberration, l'équation de la méridienne de la surface d'onde est modifiée comme il a été vu au paragraphe B. b et le chemin optique aberrant résultant de la différence de marche est cette fois (Figure 30 b)



$$\int = \frac{d\int}{d\Delta} \Delta = \left(2 \frac{x^6}{R^6} - \frac{D^2 x^4}{3 R^6} \right) \Delta$$

La valeur maximum de \int est encore obtenue pour $x = \frac{D}{2}$ et on trouve

$$\int_M = \frac{\Delta}{96} \left(\frac{D}{R} \right)^6$$

C. - Possibilité d'un champ compensé.

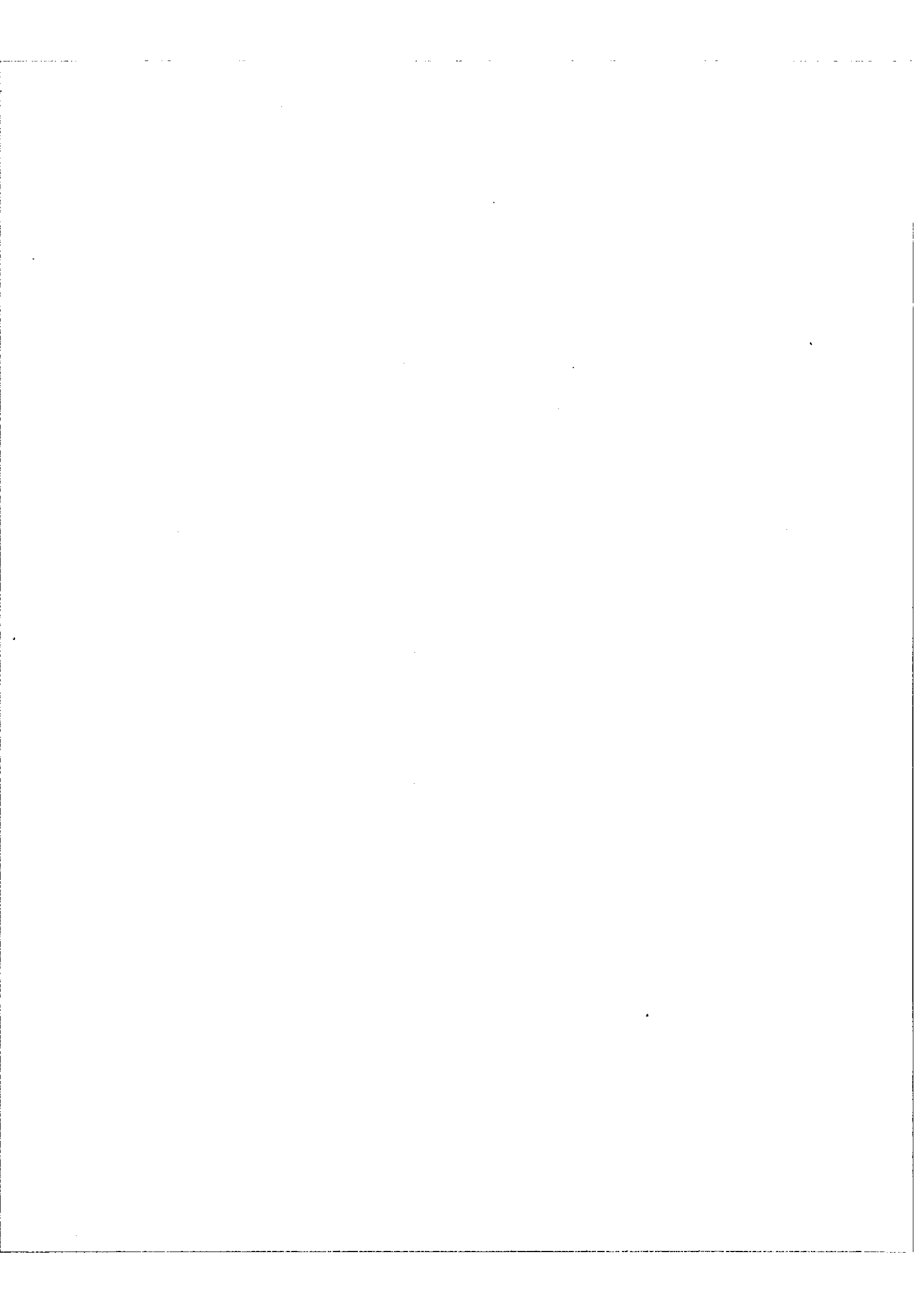
Un des avantages de la méthode de spectroscopie par transformation de Fourier est d'offrir une luminosité très supérieure aux méthodes classiques utilisant des appareils à fentes. L'une des raisons de ce gain est le grand angle solide qu'accepte l'interféromètre utilisé. On peut encore augmenter cette étendue en supprimant les variations de l'ordre d'interférence avec l'incidence [12] [13], on réalise ainsi un appareil dit "à champ compensé". Nous allons montrer comment les systèmes afocaux utilisés ici peuvent permettre de réaliser une telle compensation.

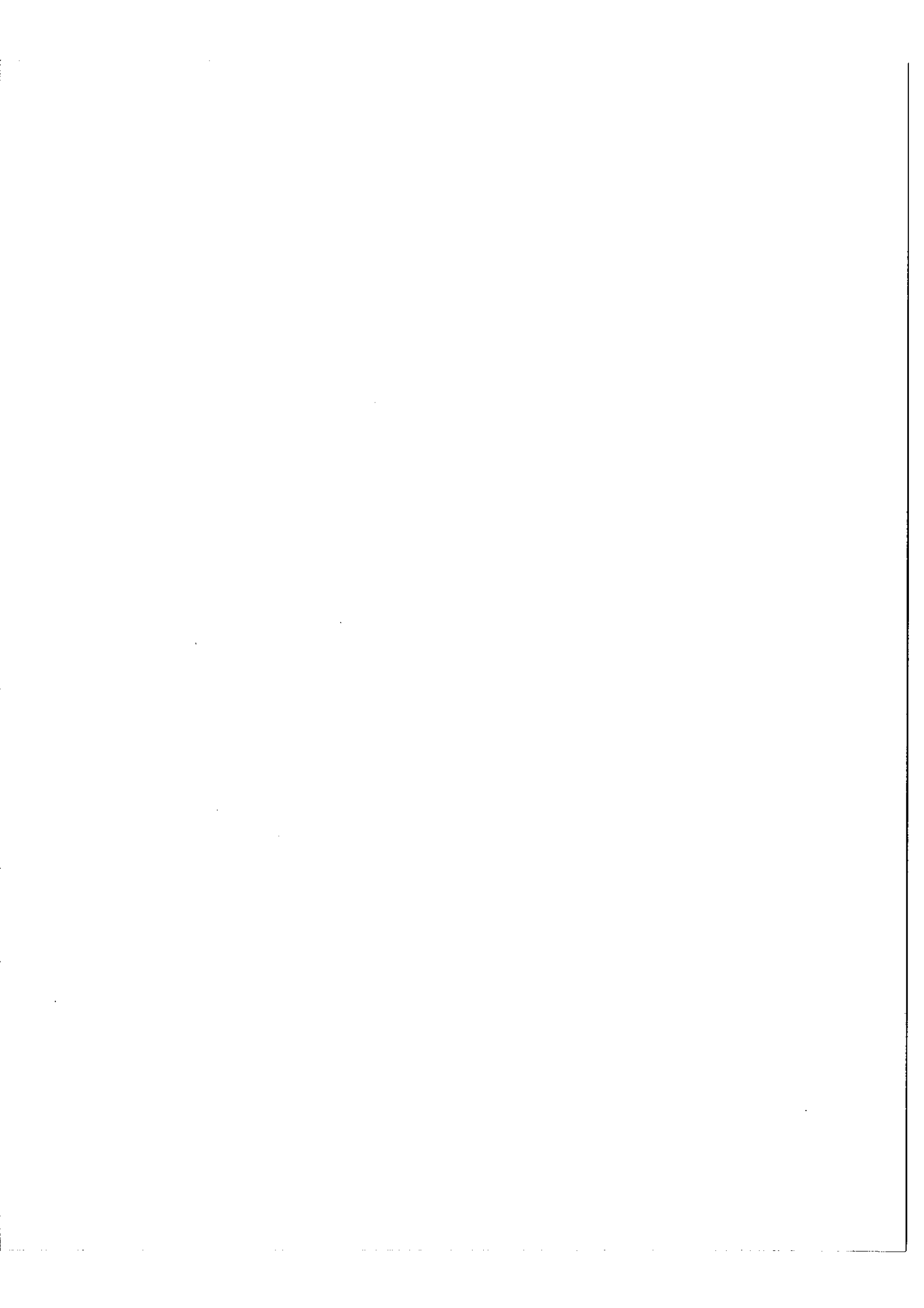
- Etendue dans l'interféromètre de Michelson à miroirs plans.

En fonction de l'incidence la différence de marche est donnée par

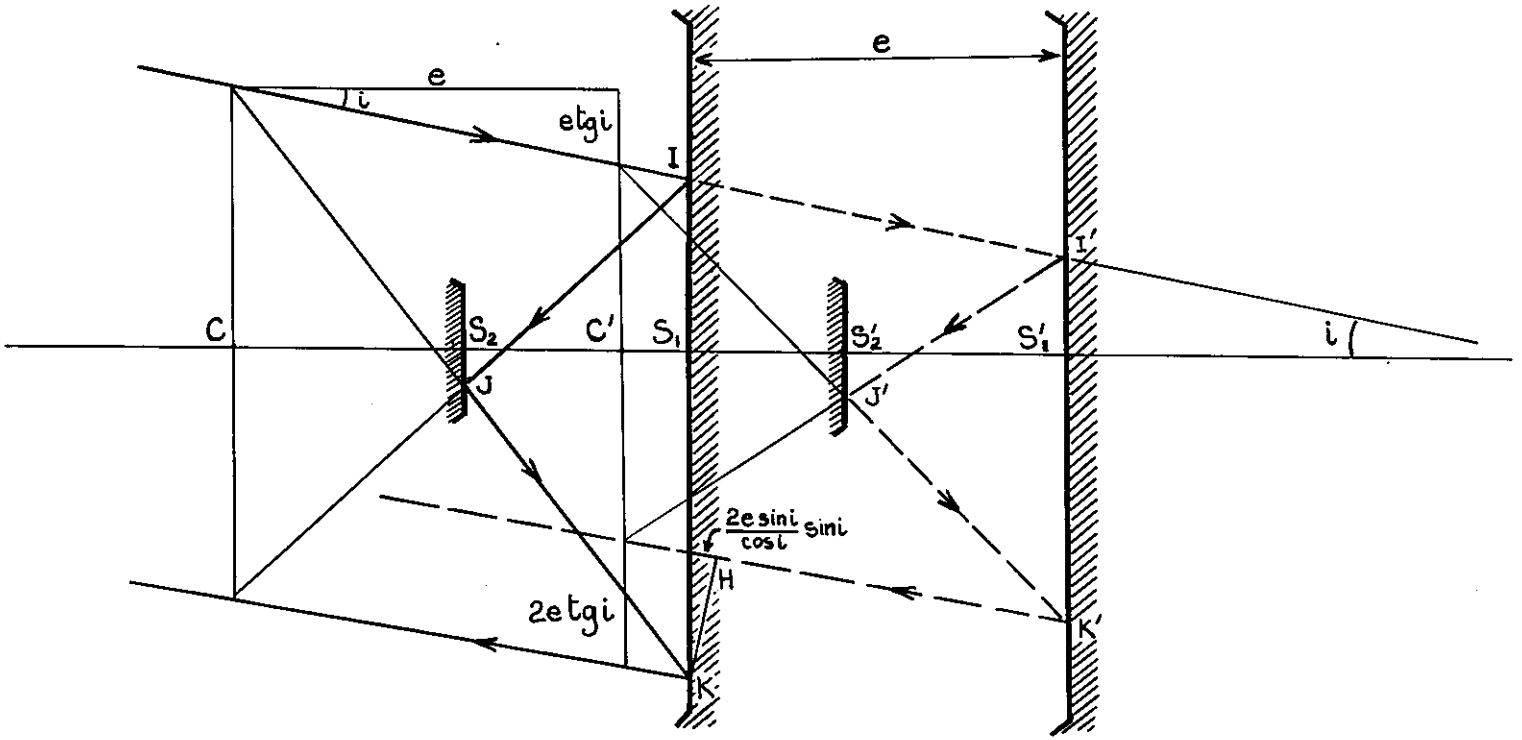
$$\Delta = 2 \frac{e}{\cos i} - 2 \frac{e}{\cos i} \sin^2 i = 2 e \cos i$$

Le diaphragme optimum à la sortie est celui qui, à la différence de marche maximum autorise une variation de la différence de marche du centre au bord égale à une longueur d'onde.





a)



b)

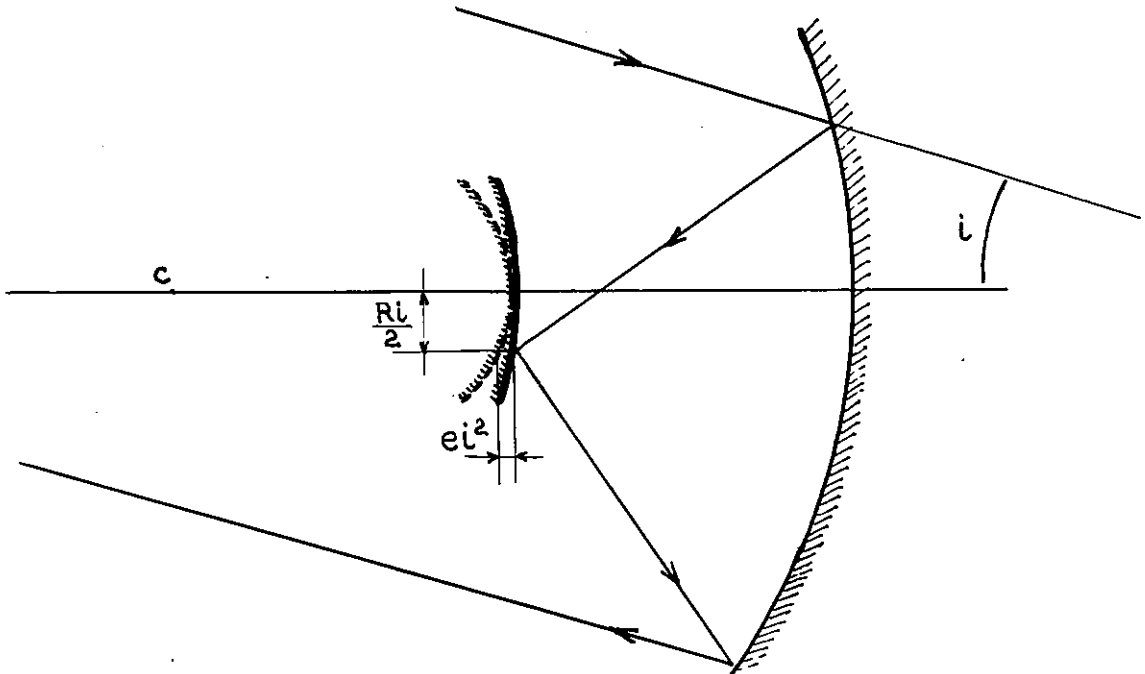


Figure 31. Champ compensé

L'angle i maximum est donc tel que

$$2e \cos i = 2e - \lambda$$

i étant petit

$$2e \left(1 - \frac{i^2}{2}\right) = 2e - \lambda$$

$$i^2 = \frac{\lambda}{e}$$

D'où l'angle solide

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos i) = 2\pi \frac{\lambda}{2e}$$

$2e$ est la différence de marche maximum atteinte soit δ_M

donc $\Omega = 2\pi \frac{\lambda}{\delta_M} = 2\pi / \mathcal{R}$ où \mathcal{R} est le pouvoir de résolution théorique comme il a été vu dans la première partie.

- Etendue dans l'interféromètre proposé.

Dans l'approximation de Gauss on néglige les aberrations et on admet que chaque système réfléchit une onde plane à partir d'une onde plane incidente.

Cherchons dans ces conditions la différence de marche entre les ondes planes réfléchies par les deux systèmes quand ceux-ci sont décalés d'une distance e et que les rayons incidents font l'angle i avec l'axe (Figure 31 a).

On trouve
$$\delta = 2e \left(1 - \frac{i^2}{2}\right)$$

c'est à dire le même résultat que pour un interféromètre de Michelson à miroirs plans. Mais il est possible ici de compenser la différence de marche qui provient de l'incidence. Par rapport à un rayon parallèle à l'axe, un rayon incliné est moins retardé. On devra donc allonger son trajet et pour cela on augmentera de $e i^2$ la longueur optique $I' J' K'$, i étant petit. On obtiendra ce résultat en déplaçant J' de $\frac{e i^2}{2}$ par déformation du miroir convexe (Figure 31 b)

J' est l'image du point à l'infini dans la direction i donnée par le miroir concave donc sa distance à l'axe est $r = f i = \frac{R}{2} i$. Par suite la déformation a donner au miroir convexe est $\mathcal{E} = \frac{e i^2}{2} = \frac{e}{2} \left(\frac{2r}{R} \right)^2 = \frac{2e}{R^2} r^2$

On voit que le miroir convexe, initialement sphérique, demeure sphérique quand on le déforme aussi. Seul change le rayon de courbure.

A la différence de marche maximum on a $e = \sum_M \frac{\lambda}{2}$ et le i maximum, sans compensation du champ, est $i = \sqrt{\frac{\lambda}{e}}$ ce qui limite l'angle solide à $\Omega = 2\pi \frac{i^2}{2}$

On obtiendra un gain K si l'angle solide acceptable devient $K \Omega$, c'est à dire si le 1er anneau est reporté sur la position du $K^{\text{ème}}$ anneau. Le gain K sera maximum en prenant pour K le nombre total d'anneaux associés au miroir convexe.

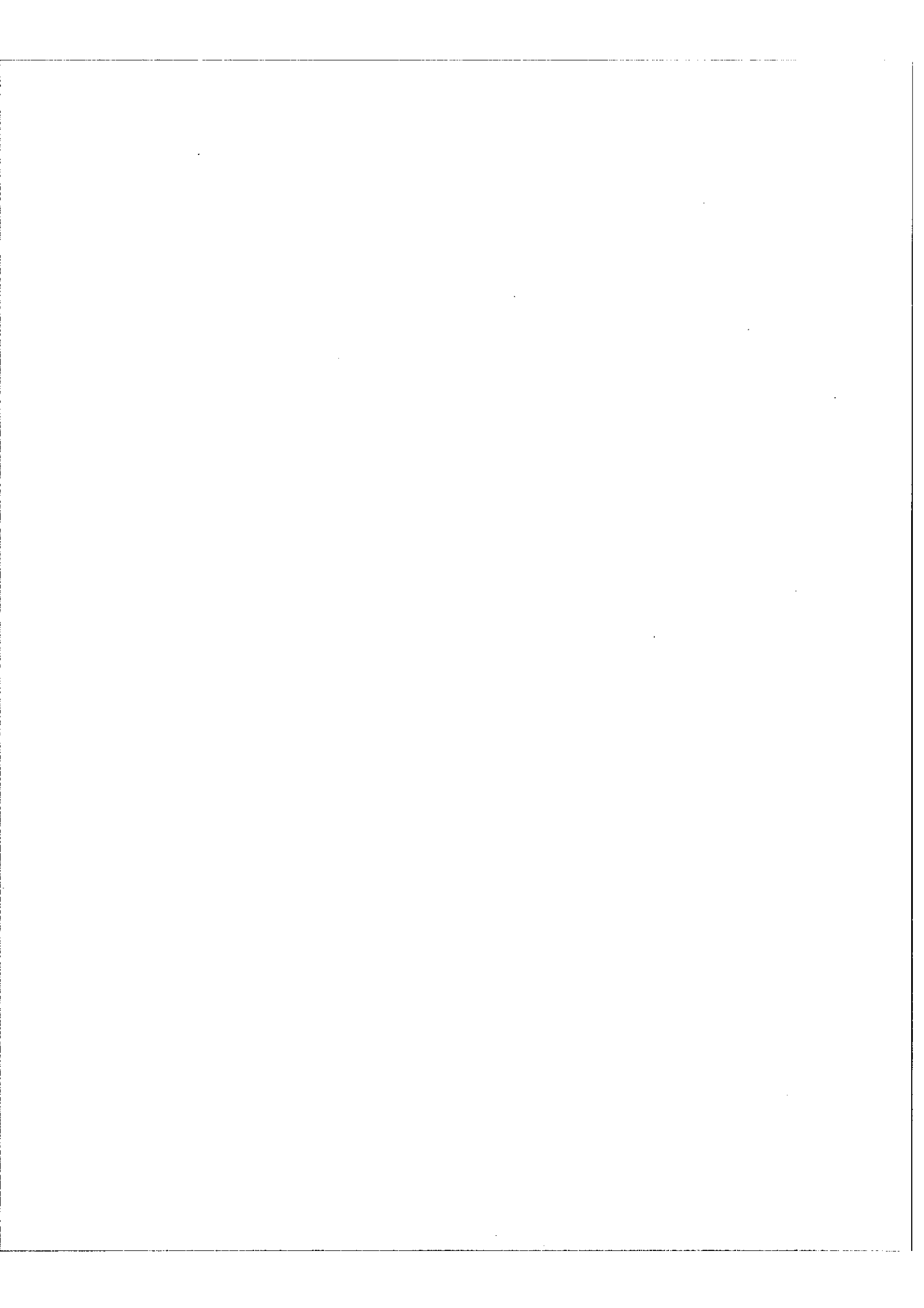
La déformation est alors, pour $e i^2 = K \lambda$ ou $i^2 = K \frac{\lambda}{e}$, de

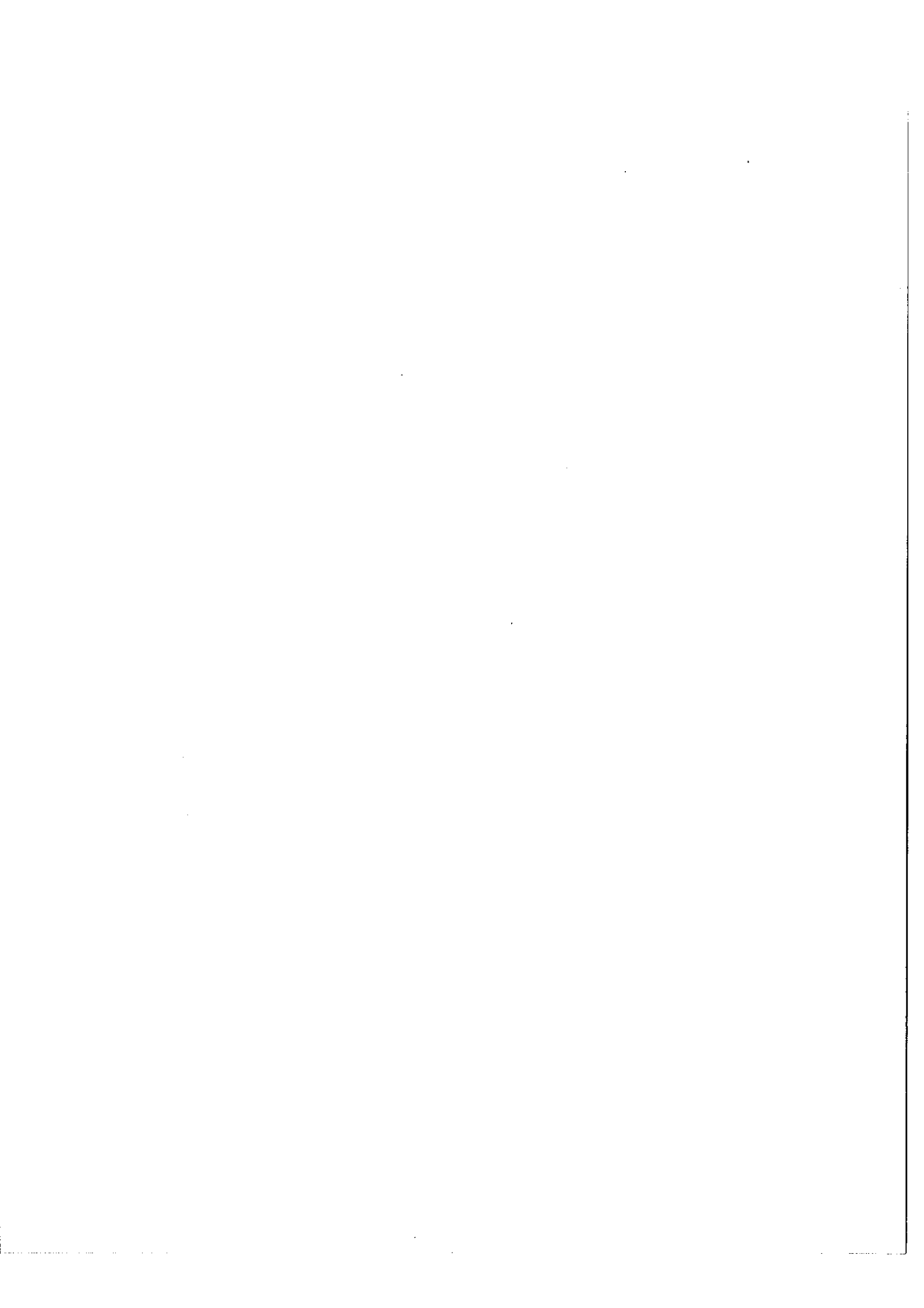
$$\mathcal{E} = \frac{e i^2}{2} \quad \text{soit} \quad \mathcal{E} = K \frac{\lambda}{2}$$

Ici, à la différence de marche maximum on a $e = 25$ cm l'angle i maximum est $i = \frac{2r}{R}$ avec $r = 2,5$ mm soit $i = 10^{-4}$ rad.

D'où la déformation maximum $\mathcal{E} = 12,5 \mu$ et le gain si elle est réalisée $K = 50$

En réalité on ne réalisera pas forcément le gain maximum compatible avec la dimension du miroir convexe et surtout les calculs faits ici ne tiennent pas compte des aberrations sphériques qui limitent l'étendue réellement utilisable.





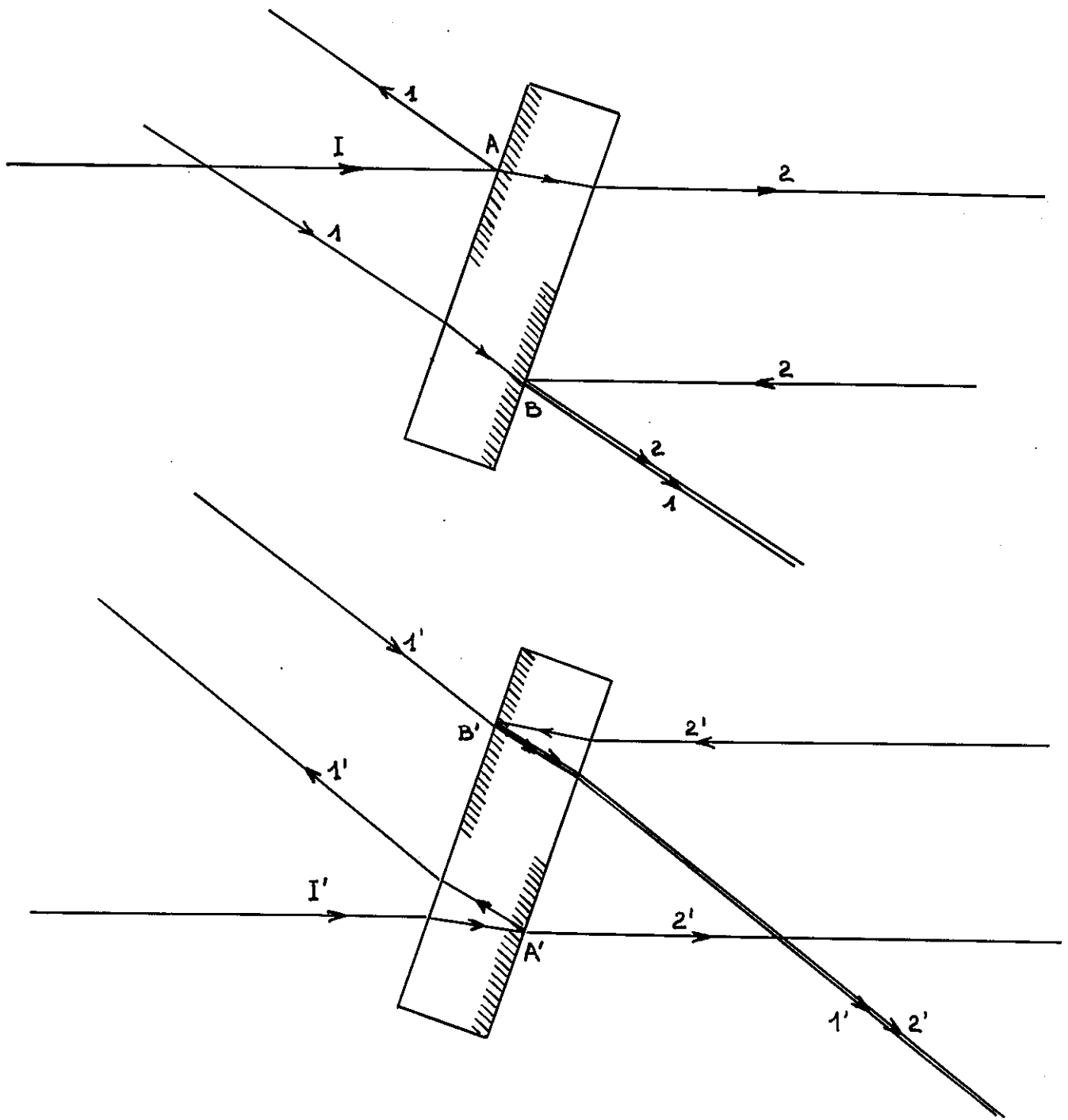


Figure 32. Séparatrice-Compensatrice

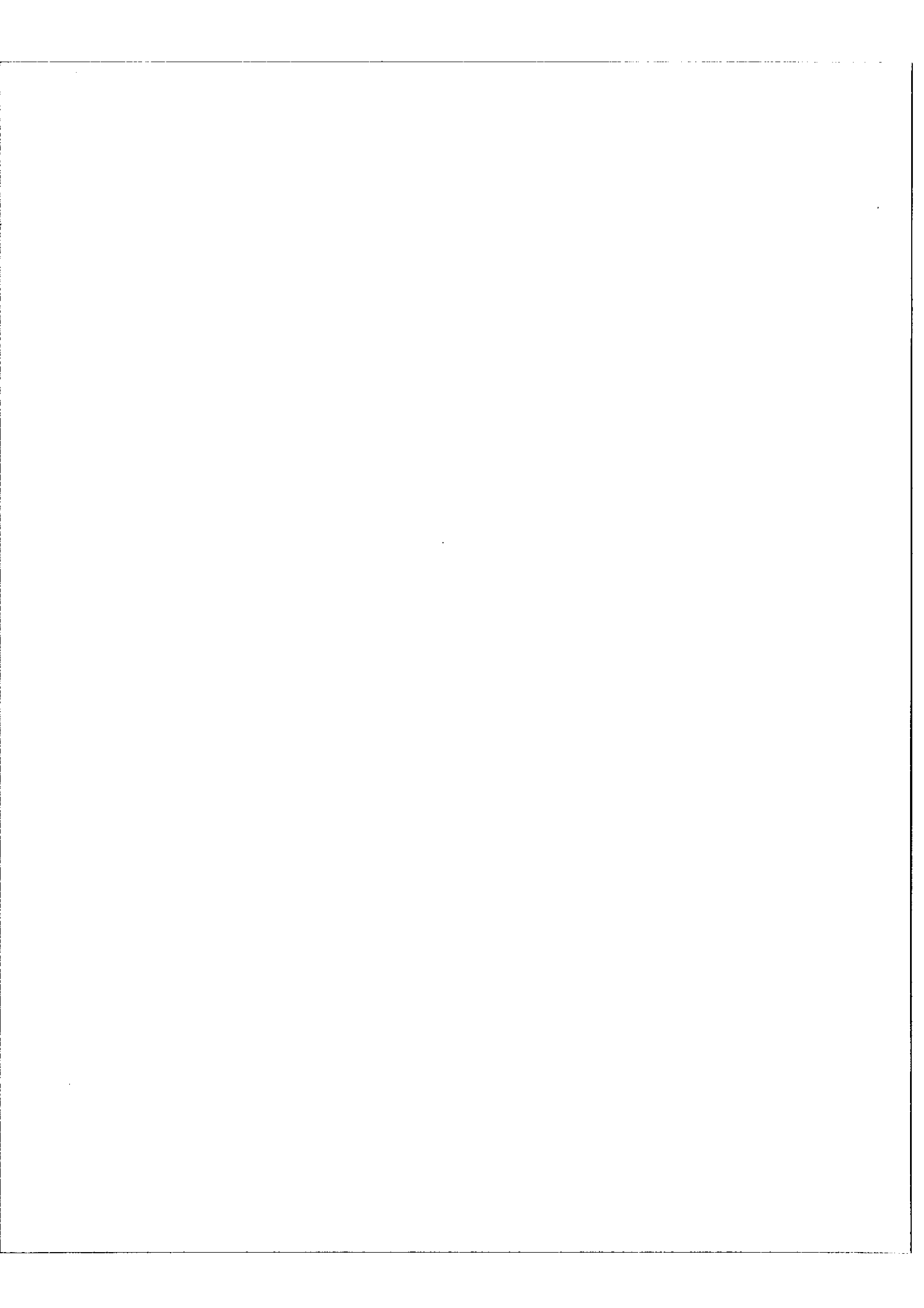
II. 3. - Séparatrice.

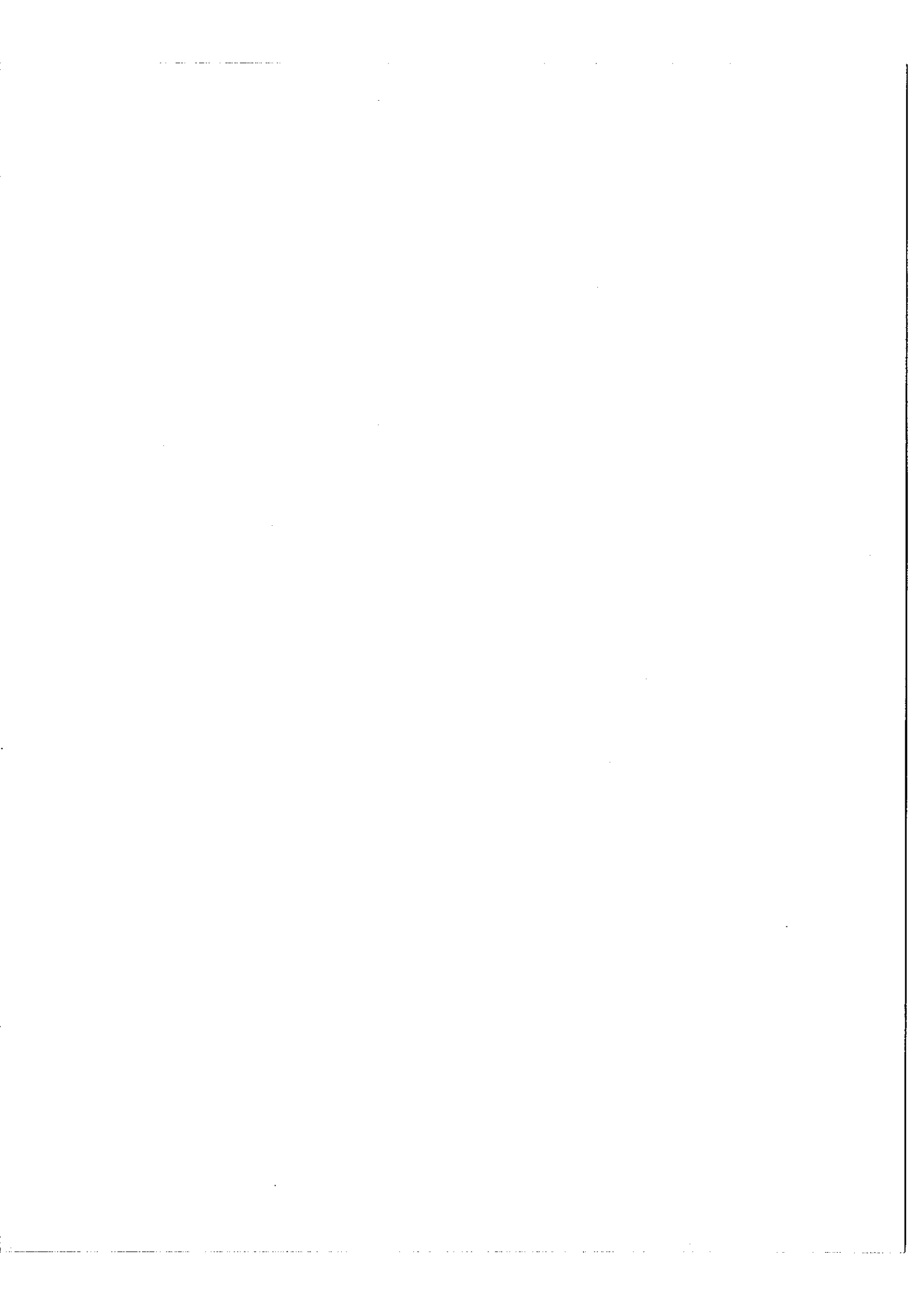
La séparatrice est constituée d'une lame à faces parallèles unique. Elle a reçu un traitement semi-réfléchissant 50% - 50% sur la moitié de sa face avant et sur l'autre moitié de sa face arrière (Figure 32).

Nous avons vu qu'un rayon incident sur un des systèmes afocaux est réfléchi symétriquement par rapport au centre donc un rayon passant d'abord par une moitié de la lame passe la seconde fois par l'autre moitié.

Une telle séparatrice est aussi compensatrice puisque les rayons ① et ② ont traversé chacun une fois l'épaisseur de verre. Par ailleurs elle n'introduit pas de déphasage variable avec la longueur d'onde car chaque faisceau interférent a subi le même nombre de réflexions et dans le même sens. Par exemple, sur la Figure 32, ① s'est réfléchi en A dans le sens air-coating et ② s'est réfléchi en B également dans le sens air-coating, les déphasages introduits se compensent donc.

Il en est de même pour les rayons ①' et ②' provenant de l'incident I' sur la moitié sans coating de la face avant de la lame. Mais à propos de I' il faut remarquer que l'intensité lumineuse transmise au total sera un peu plus faible que pour I à cause des traversées et des réflexions plus nombreuses et par conséquent nous utiliserons en général la lumière incidente sur la moitié de la lame recouverte du coating. On remarquera que la symétrie n'est pas conservée pour les transmissions mais on a vu que ces derniers n'introduisent pas de déphasage variable avec la longueur d'onde.





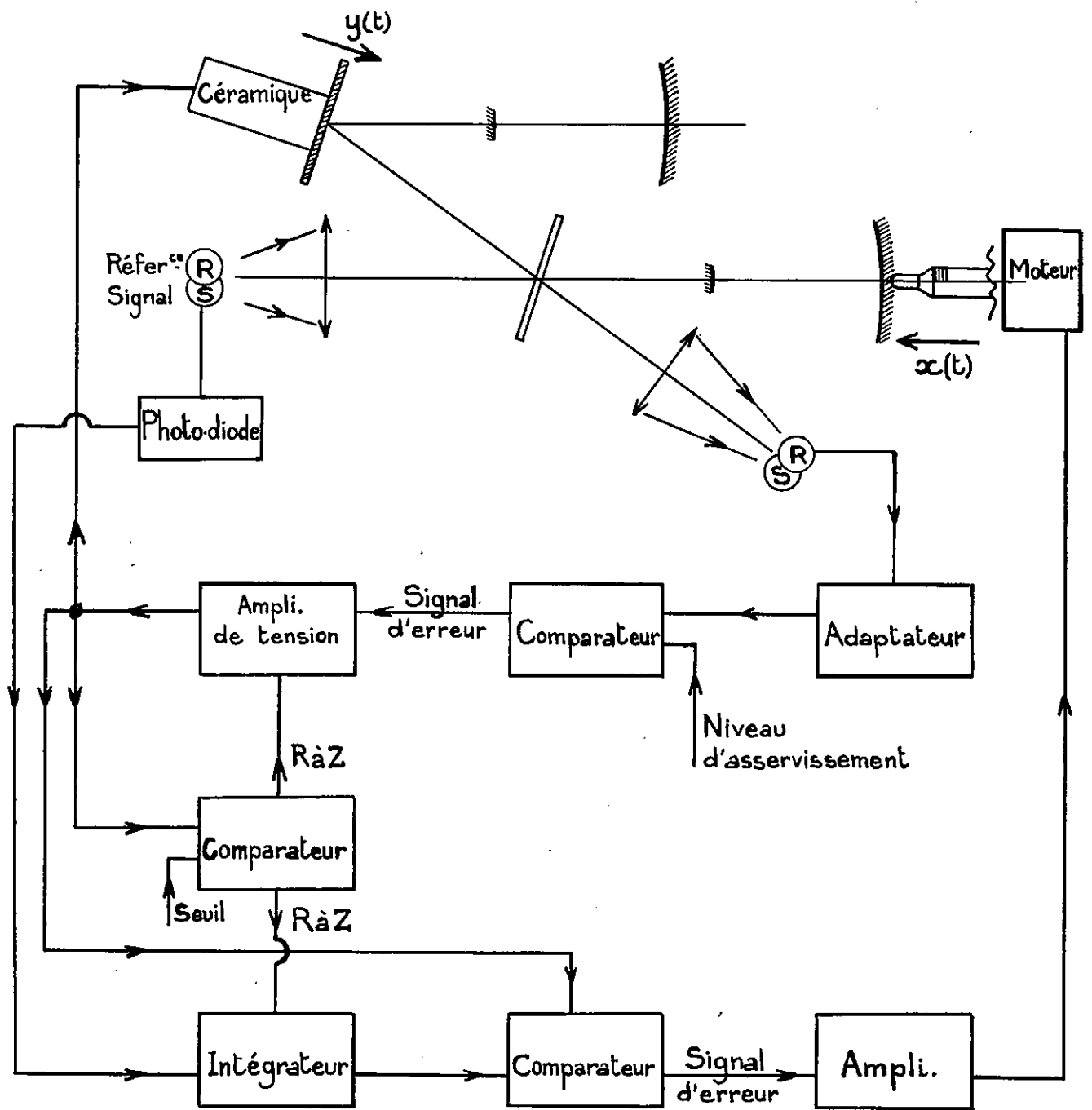


Figure 33 a). Variation pas à pas de la différence de marche.

II. 4 - Variation continue de la différence de marche.

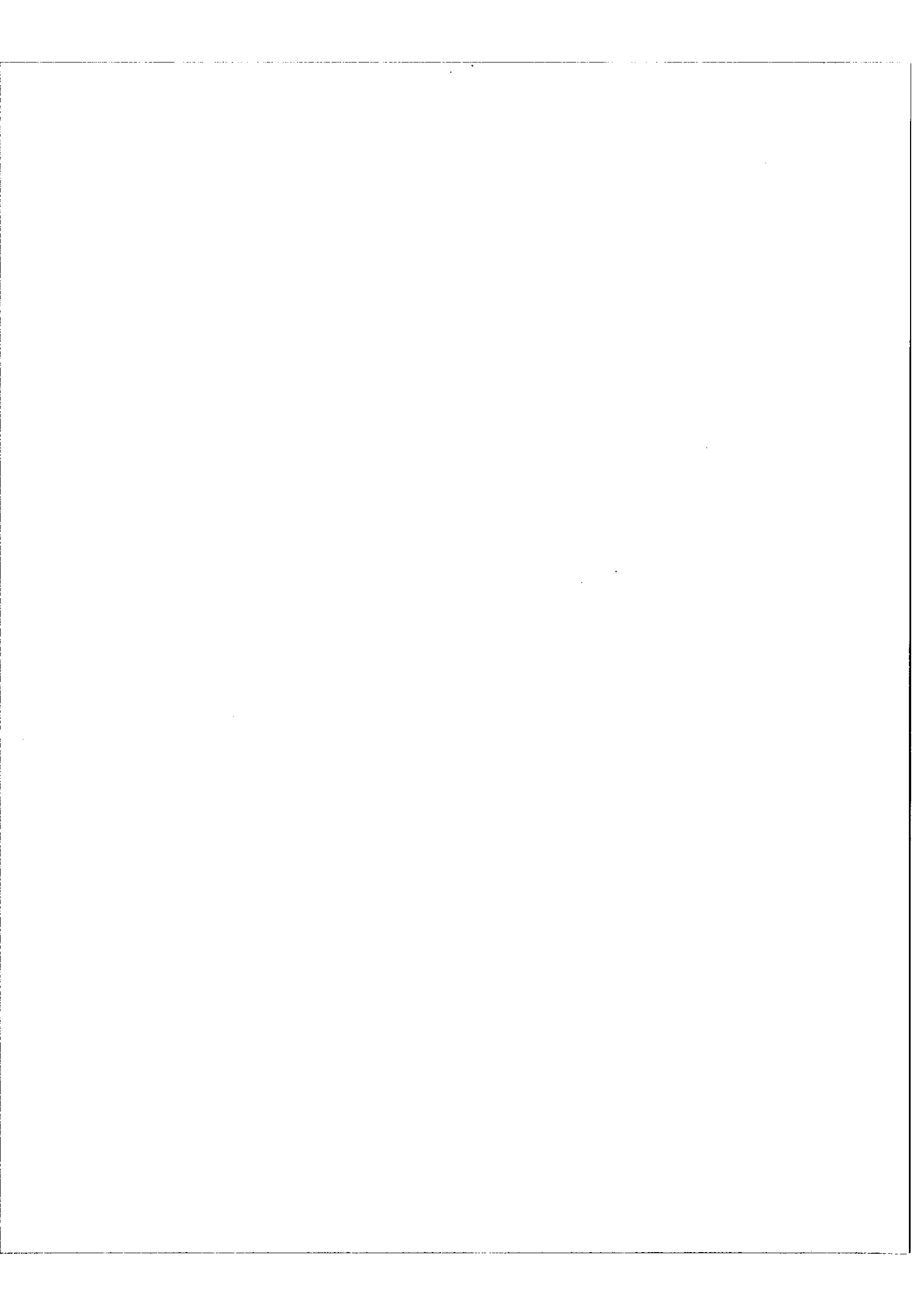
La variation continue de la différence de marche est obtenue en produisant un déplacement continu asservi d'un des systèmes afocaux. L'ensemble des deux miroirs constitue un bloc rigide posé sur un chariot qui se déplace sur 3 billes roulant elles-mêmes dans deux glissières.

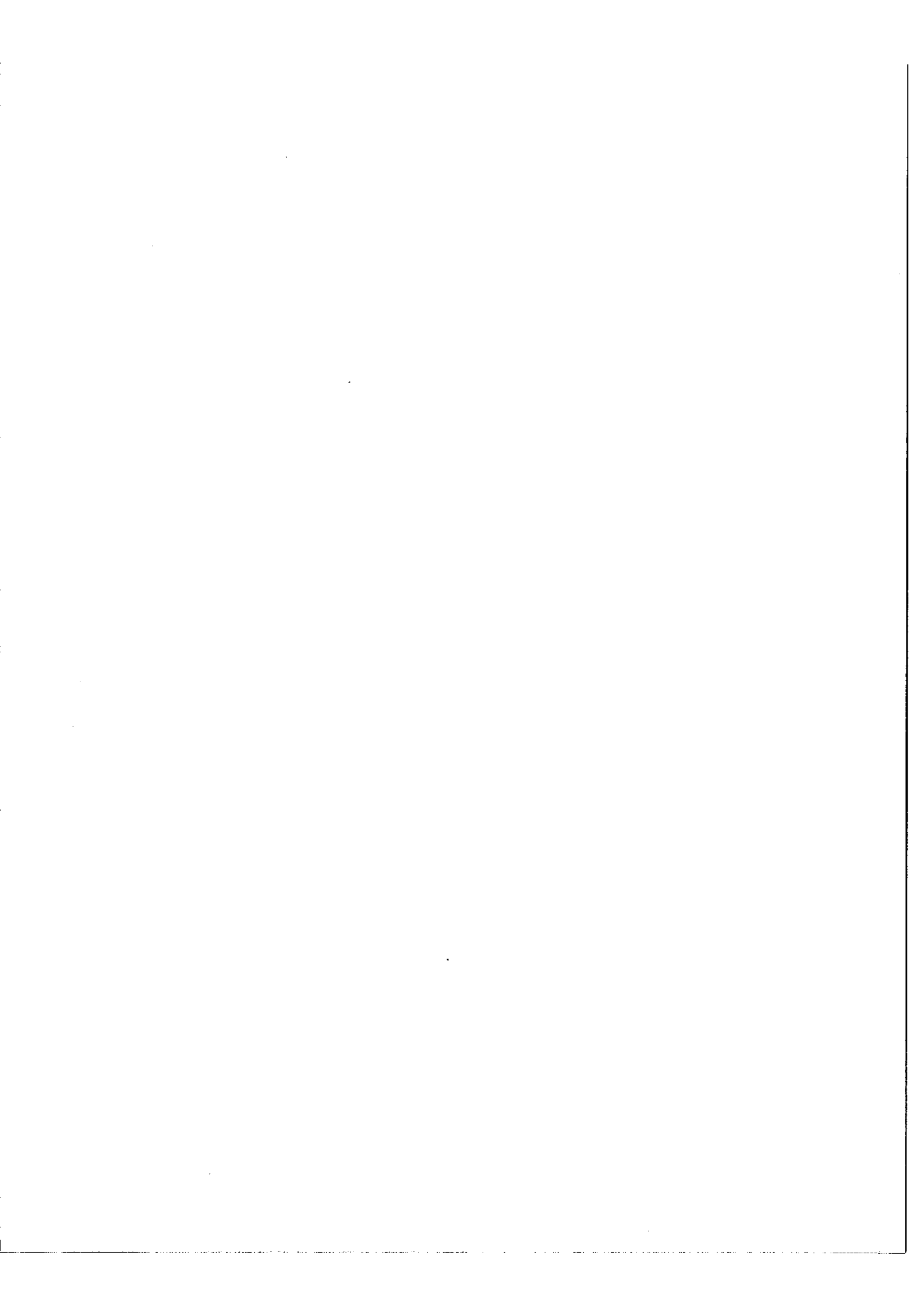
Le principe de l'asservissement est le même que celui qui a déjà été décrit dans la deuxième partie. La différence réside ici dans le système moteur. Il est constitué par un moteur continu Servalco à très faible inertie équipé d'un amortissement fluide très important obtenu en entraînant un rotor à l'intérieur d'un carter fixe rempli d'une huile de haute viscosité (Siss Silicone 100.000 CST), le jeu entre le rotor et le carter est aussi réduit que possible (ici 2/10 mm) afin de mettre en jeu une force importante (la force de frottement est en effet de la forme $f = K S \frac{dV}{dn}$ proportionnelle à l'aire des surfaces en regard et au gradient de vitesse entre ces surfaces).

II. 5 - Variation pas à pas de la différence de marche.

La variation pas à pas de la différence de marche est obtenue en combinant un déplacement à peu près continu de l'oeil de chat mobile et un mouvement en dent de scie du miroir plan placé dans l'autre bras de l'interféromètre et fixé à l'extrémité d'une céramique piézoélectrique. Le principe des asservissements est le suivant (Figure 33 a).

Le système mobile avance, le photomultiplicateur placé à la sortie enregistre le signal de frange de référence et le signal d'erreur est obtenu en comparant ce signal à un signal





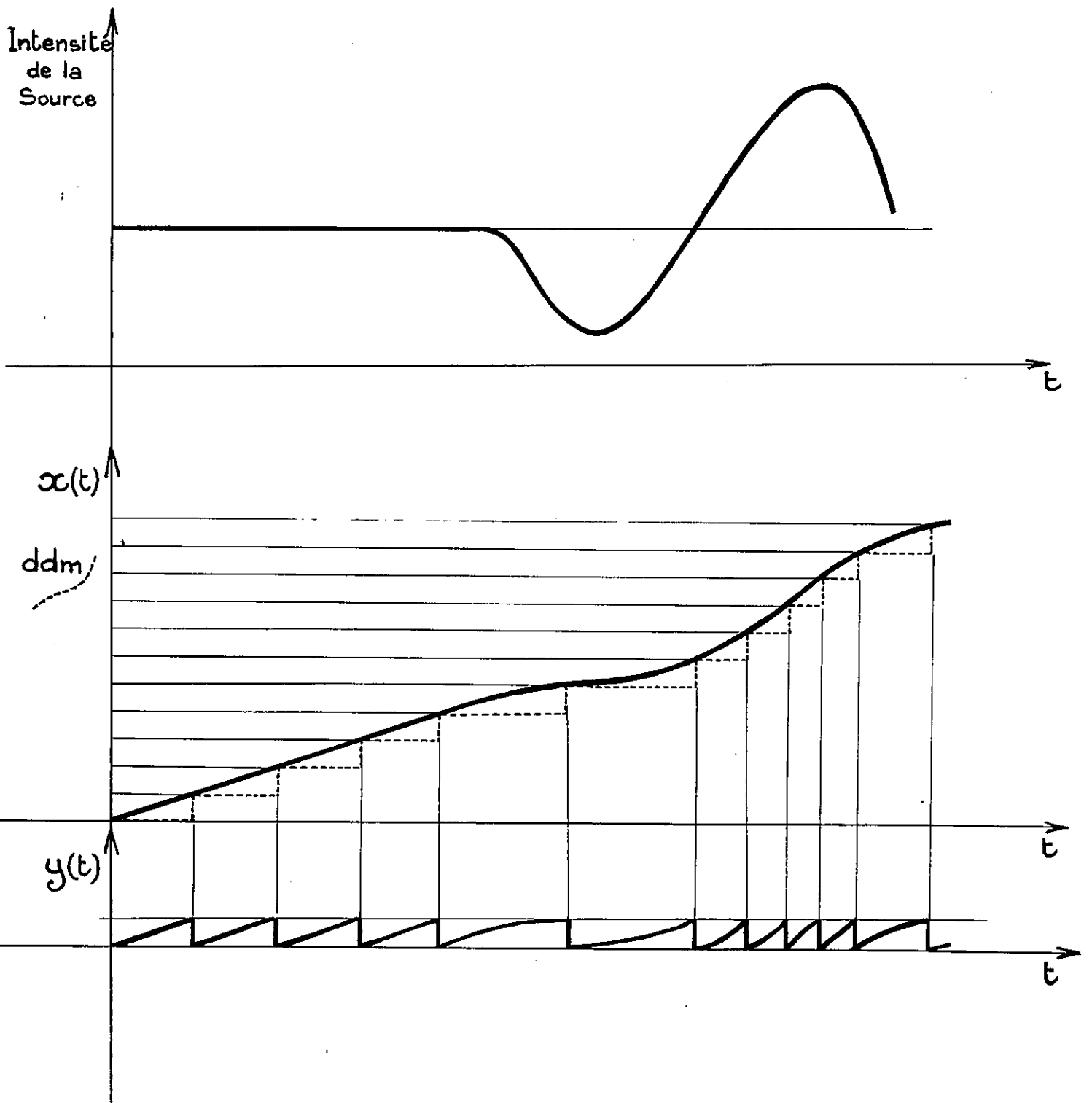


Figure 33 b). Variation pas à pas de la différence de marche

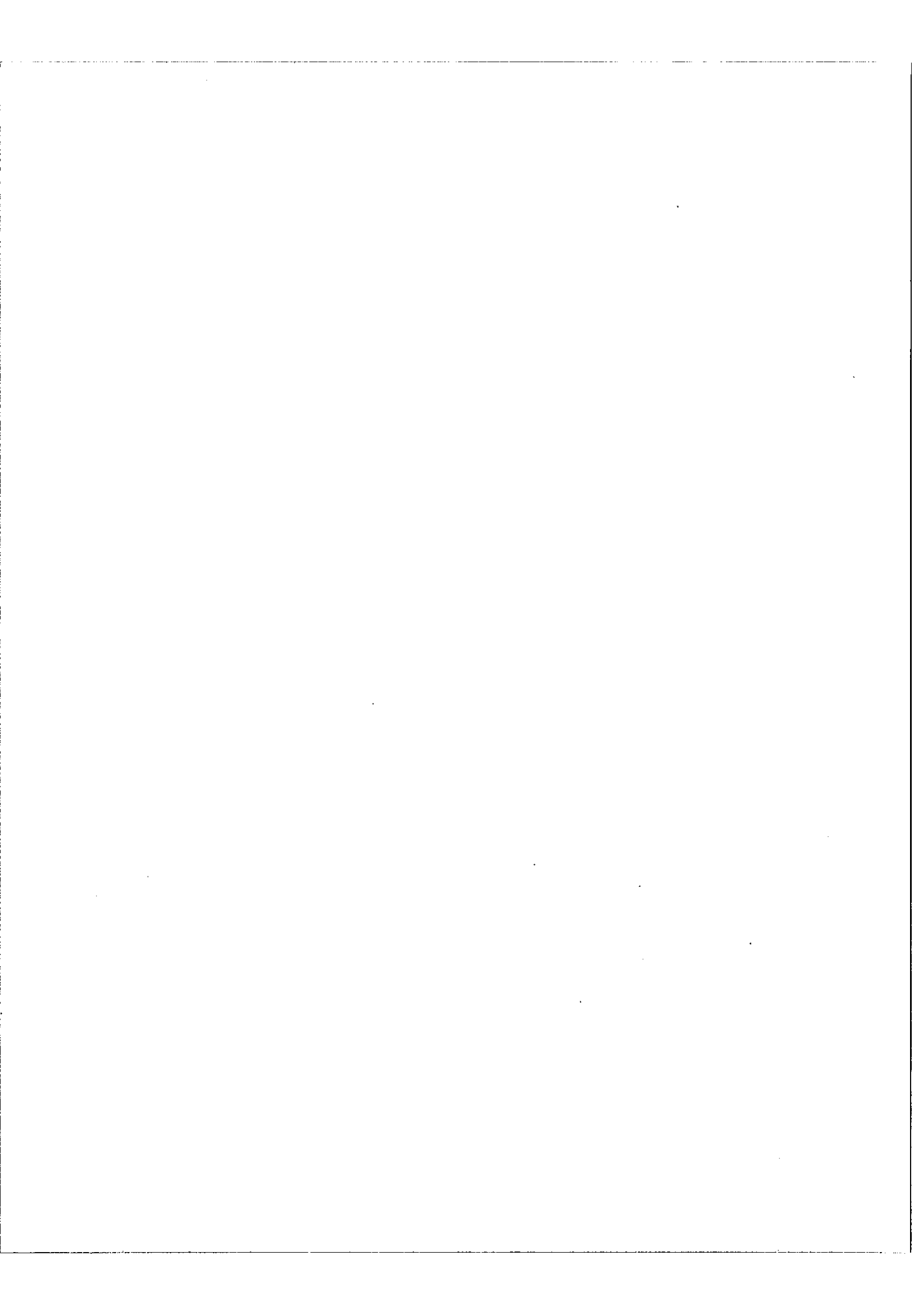
constant. Pour maintenir la différence de marche constante le signal d'erreur sert à appliquer une différence de potentiel croissante à la céramique qui provoque un déplacement du miroir plan tel que la différence de marche ne varie pas. Quand la tension appliquée à la céramique atteint une valeur déterminée, correspondant à un allongement $K \frac{\lambda}{2}$ donné, l'asservissement est coupé et la céramique reprend sa position initiale dans un temps très court. L'asservissement fonctionne alors à nouveau et maintient la différence de marche constante jusqu'à ce que le système mobile ait avancé de $K\lambda/2$ etc...

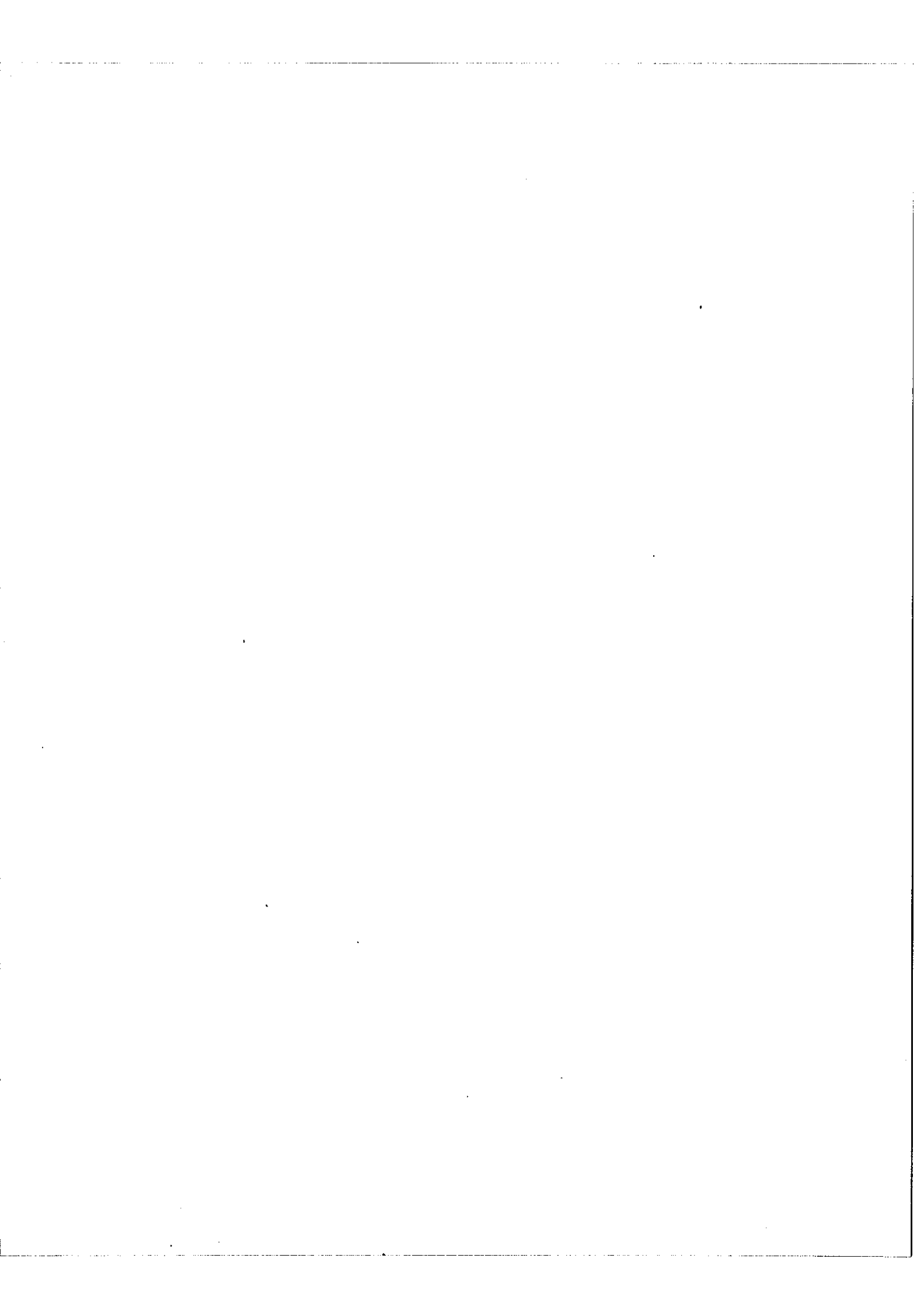
On obtient ainsi une variation pas à pas de la différence de marche, la hauteur des pas est fixée par le choix de la tension maximum appliquée à la céramique, la durée des arrêts dépend de la vitesse du système mobile (Figure 33 b). Cette dernière remarque conduit à réaliser un asservissement aux fluctuations de la source. Pour cela on doit rendre la vitesse de déplacement du système mobile proportionnelle à l'intensité de la source ce qui se fait ainsi (Figure 33 a). On compare à chaque instant la tension appliquée à la céramique à la tension fournie par un intégrateur, attaqué par une photodiode, éclairée par la source. La différence sert de signal d'erreur et est utilisée pour asservir la vitesse du moteur.

Le principal intérêt de ce mode de variation pas à pas de la différence de marche sur celui utilisé sur l'interféromètre de Michelson réside dans le retour rapide de la céramique à sa position initiale et donc dans la réduction du temps perdu entre les pas. Nous donnerons quelques résultats dans le paragraphe suivant.

Remarquons que deux pièces sont en mouvement simultanément dans l'interféromètre et il est nécessaire qu'aucun de ces mouvements ne produise de dérèglement.

En ce qui concerne le mouvement continu il suffit que la direction de déplacement coïncide avec l'axe du système mobile, ce qui est obtenu par construction du chariot,





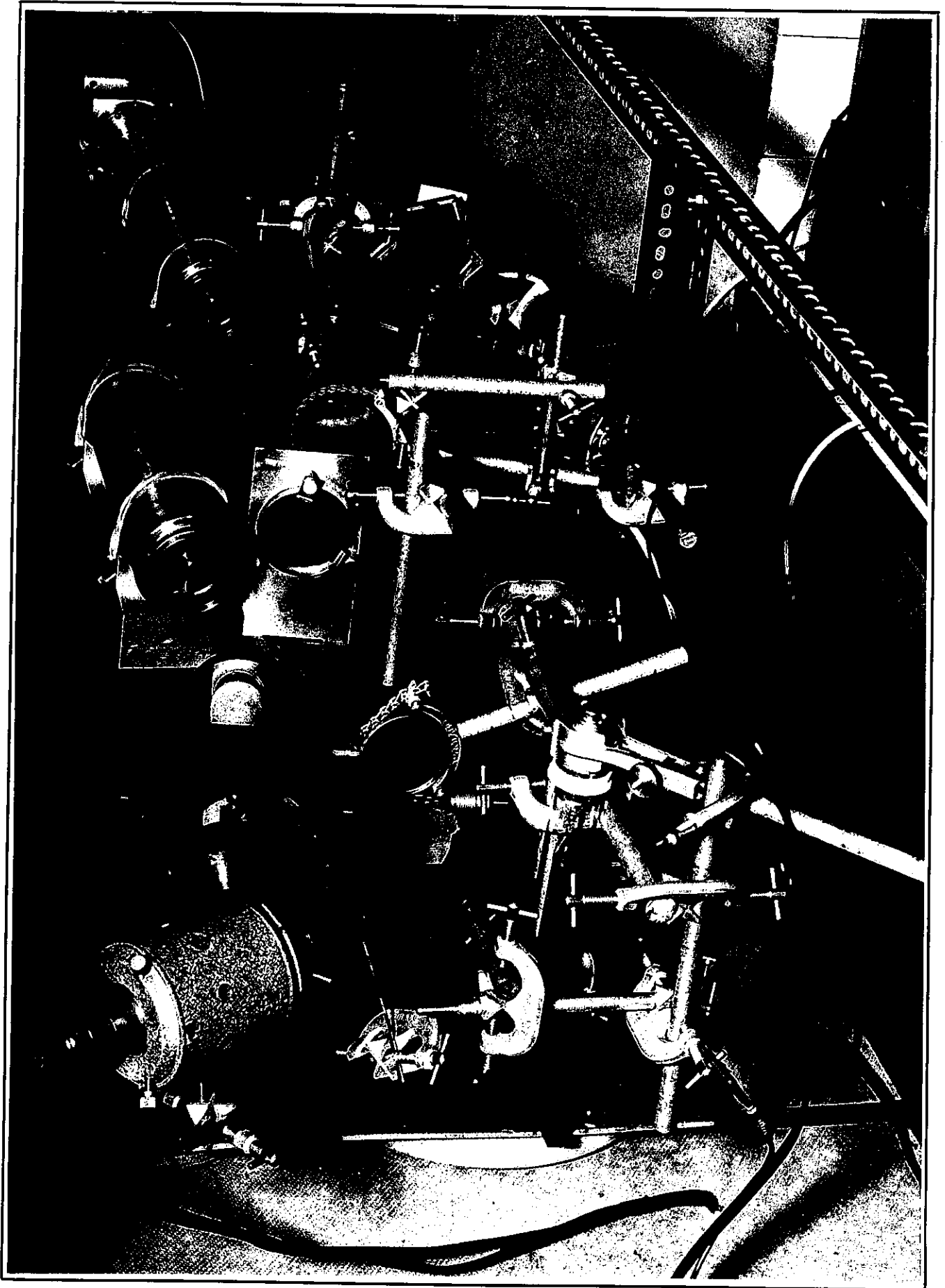
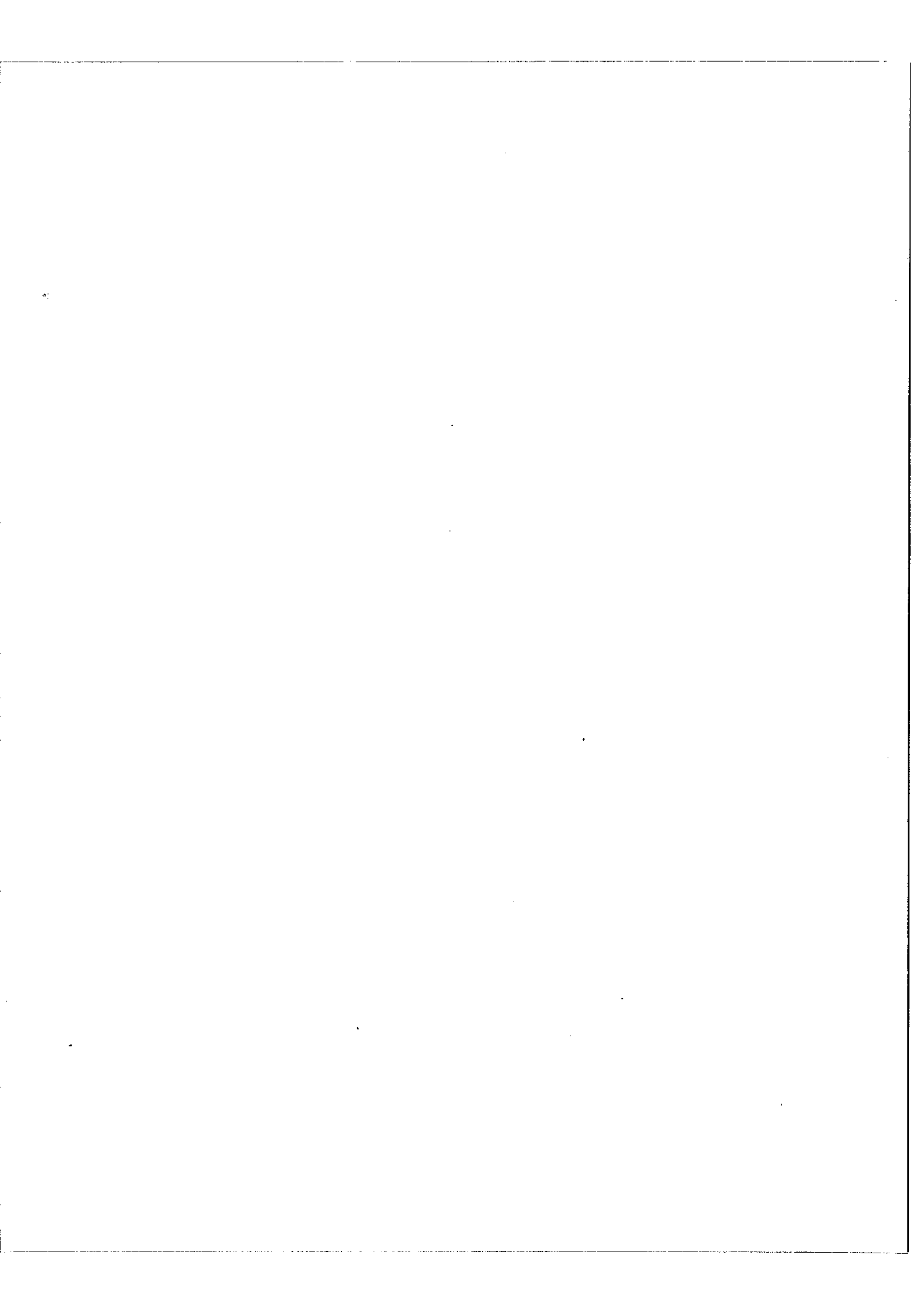


Figure 34



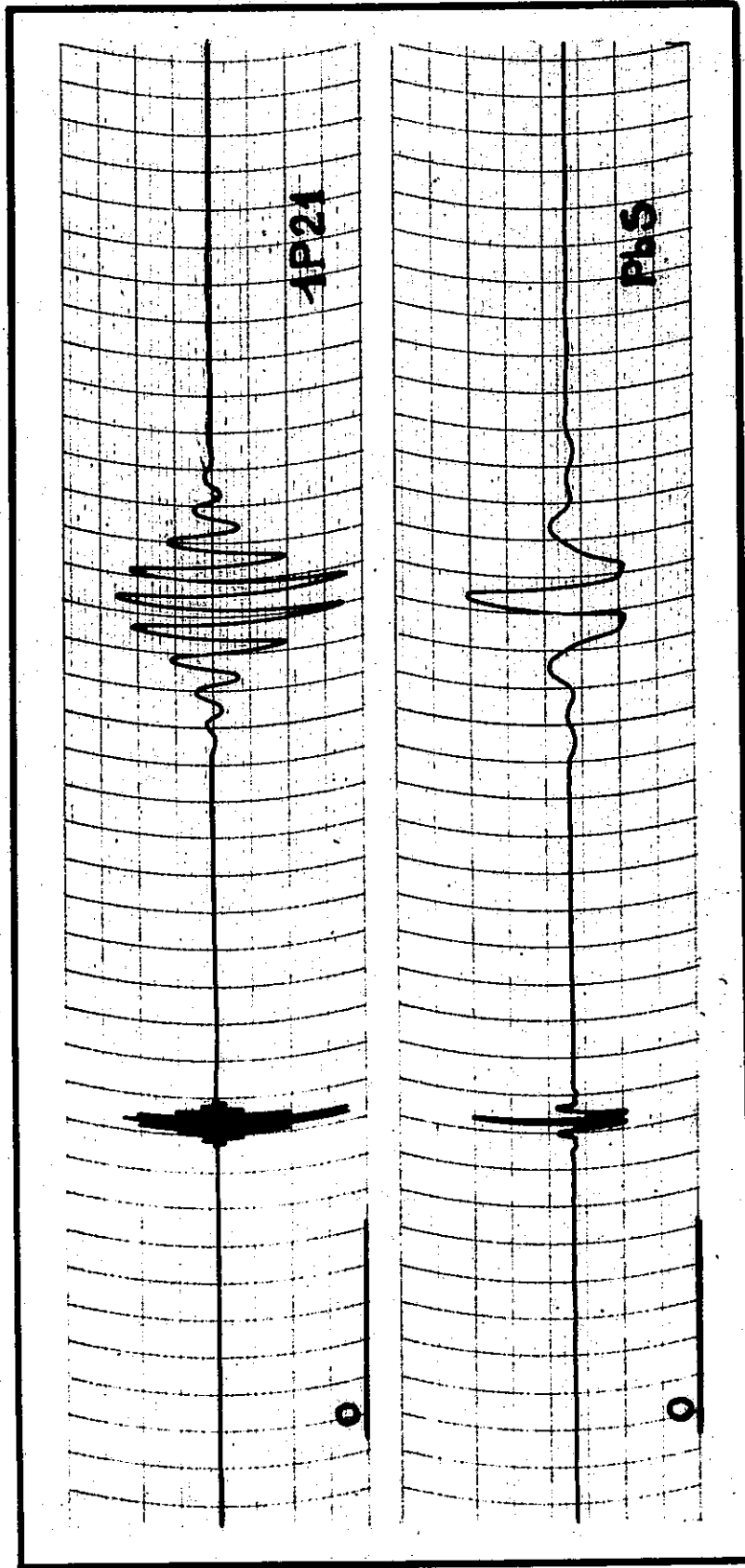
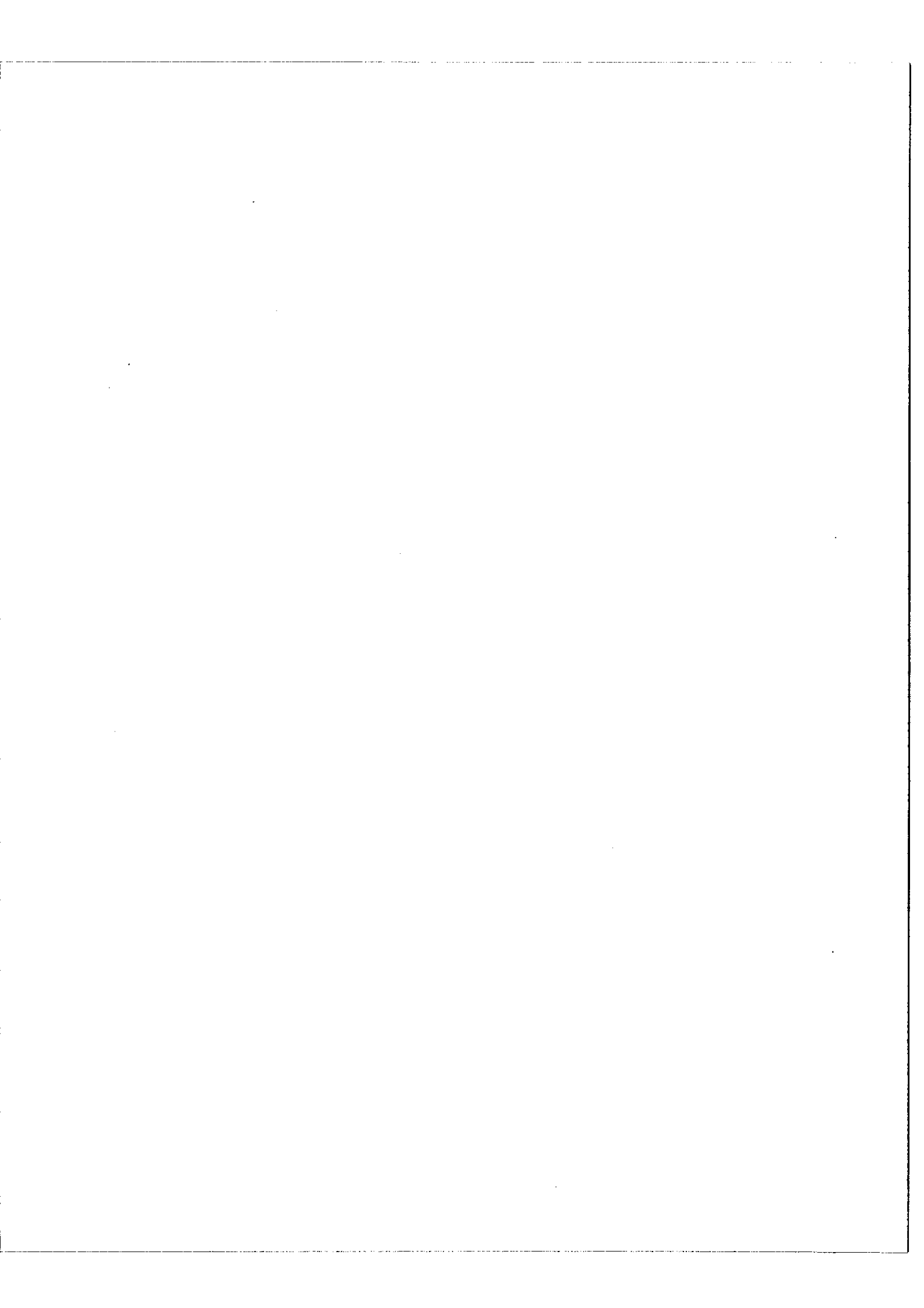
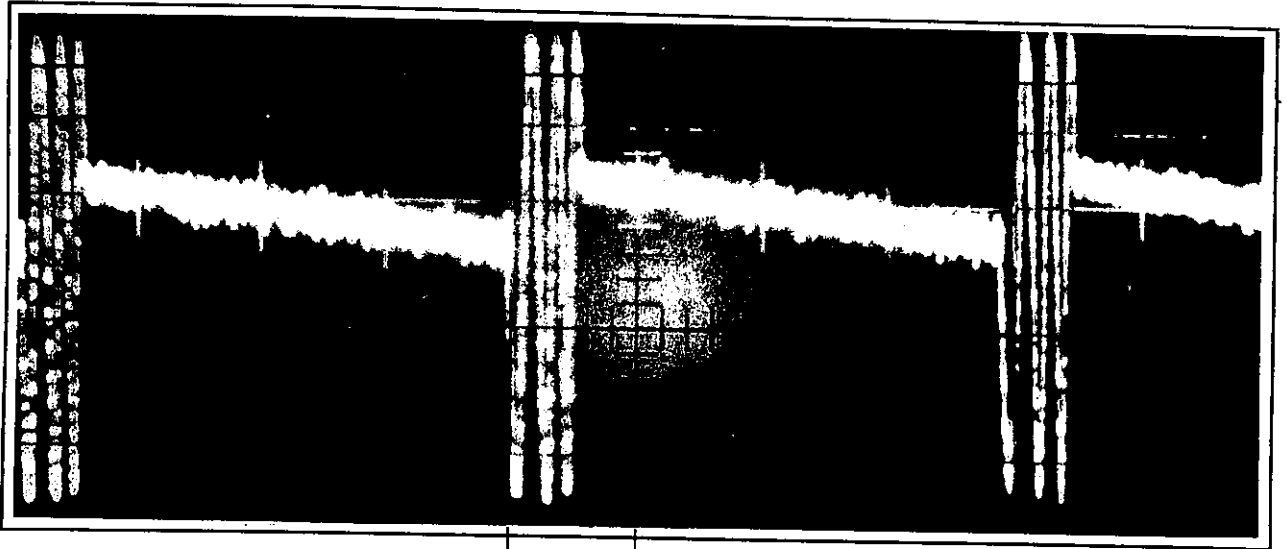
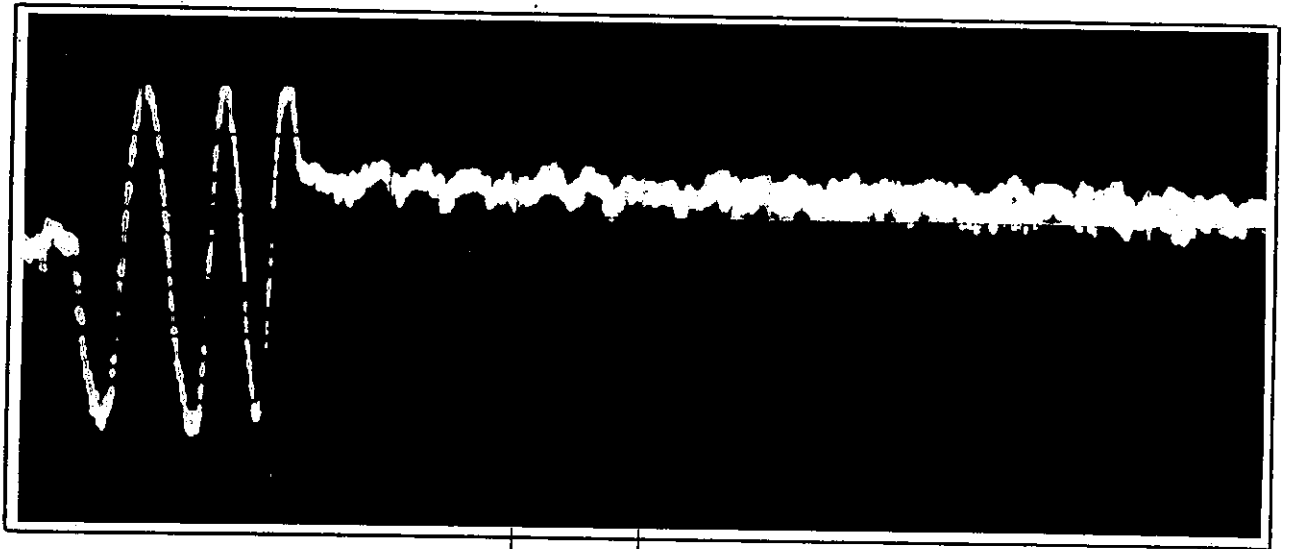


Figure 35. Achromatisme





12,5 ms.



5 ms.

Figure 36. Franges en pas à pas.

et avec l'axe du système fixe, ce qui est obtenu en orientant convenablement le système fixe de telle sorte que les anneaux d'interférence aient le même centre dans deux positions extrêmes du système mobile.

En ce qui concerne le mouvement du miroir plan, le faisceau envoyé sur le système fixe doit rester parallèle à l'axe. Ce résultat ne sera obtenu que si le centre du système fixe est sur le miroir plan, ce qui est réalisé par construction.

III. - Résultats obtenus avec le nouvel interféromètre.

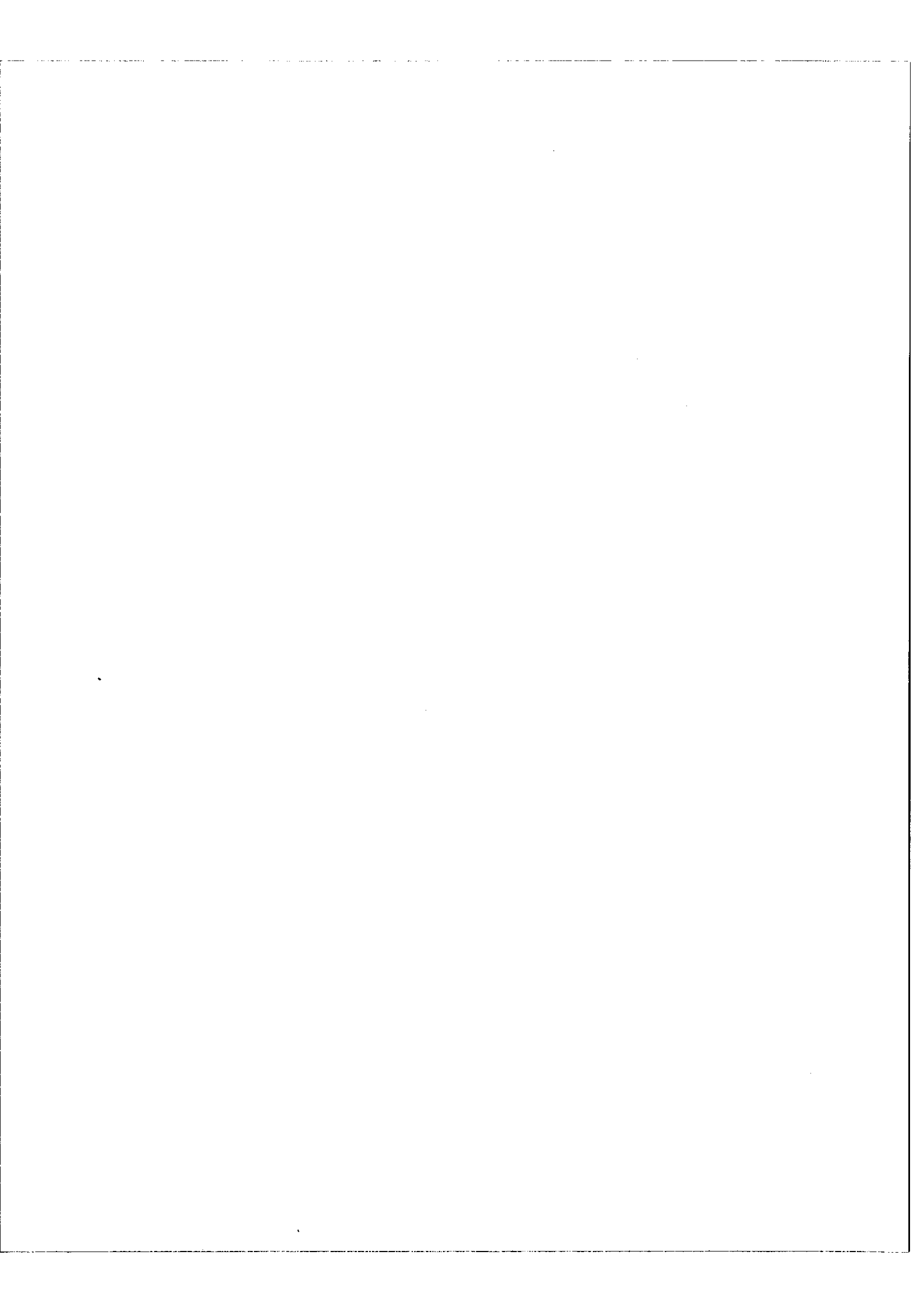
La photographie de la figure 34 montre l'appareil tel qu'il fut utilisé pour les essais suivants :

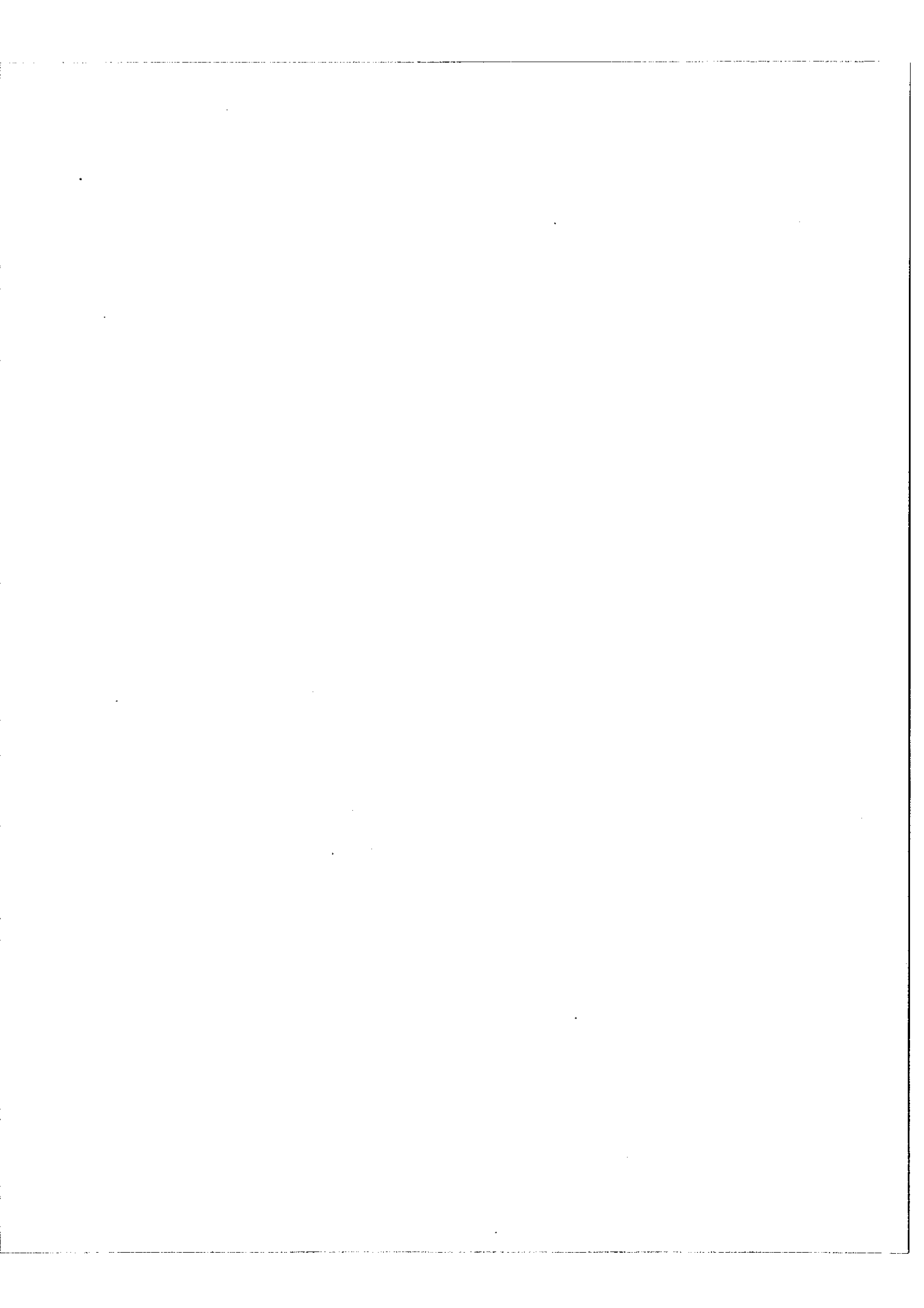
III. 1 - Mouvement pas à pas.

Nous avons dit que la vitesse de défilement des franges était plus grande avec cet appareil qu'avec l'interféromètre de Michelson. En effet on se souvient que la vitesse était de 25 ms par frange ; ici on arrive à 2ms par frange. La figure 36 montre à l'oscilloscope le défilement des franges.

III. 2 - Achromatisme

Afin de vérifier l'achromatisme de l'appareil, nous avons enregistré les franges en lumière blanche simultanément sur une cellule au sulfure de plomb et sur un photomultiplicateur 1 P 2 1 (Figure 35). Nous avons trouvé que les franges étaient dans les deux cas symétriques et que, de plus, elles étaient toutes deux centrées sur la même position. Donc la différence de marche zéro ne dépend pas de la longueur d'onde et on peut admettre qu'il ne se produit pas de déphasage variable avec la longueur d'onde.





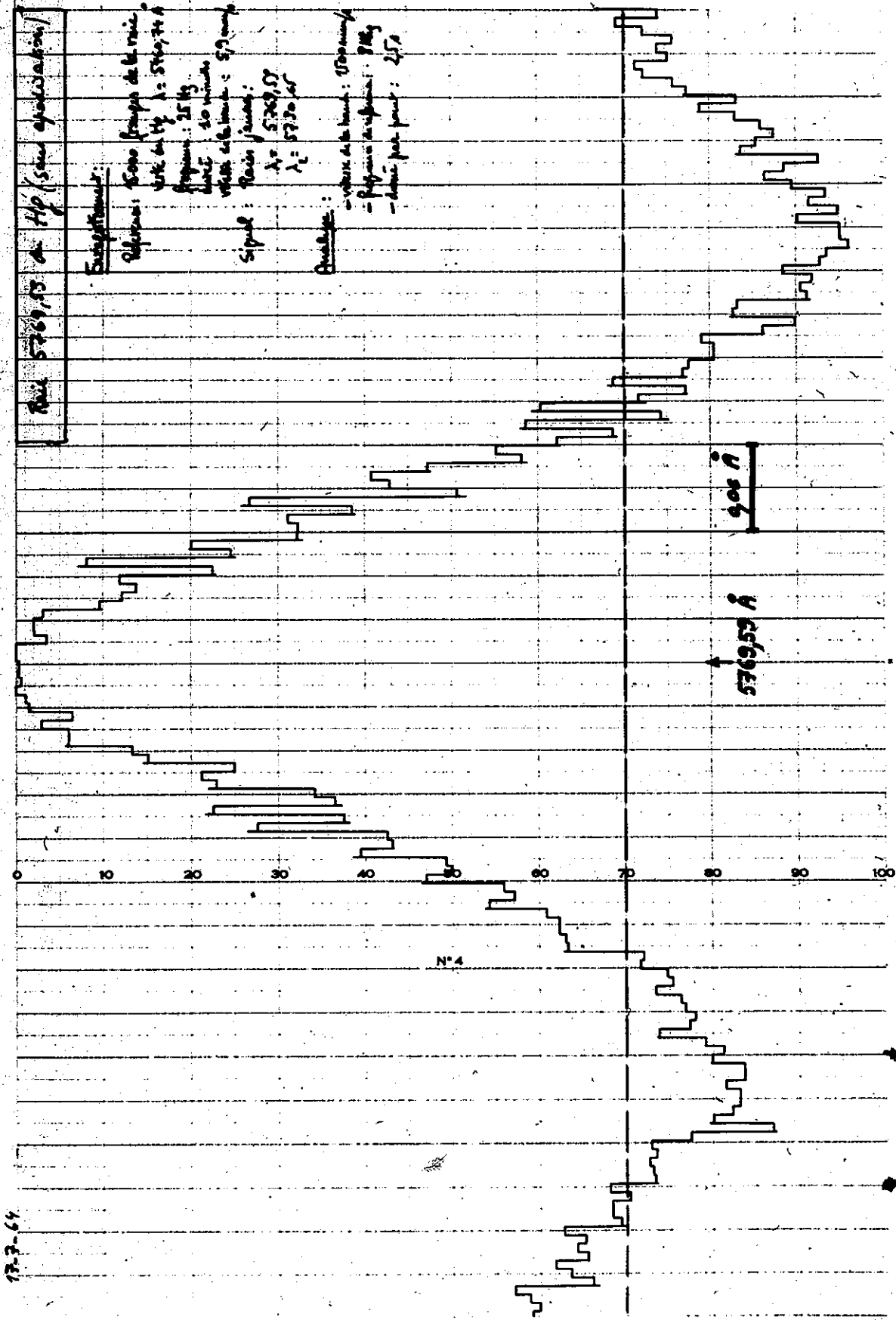


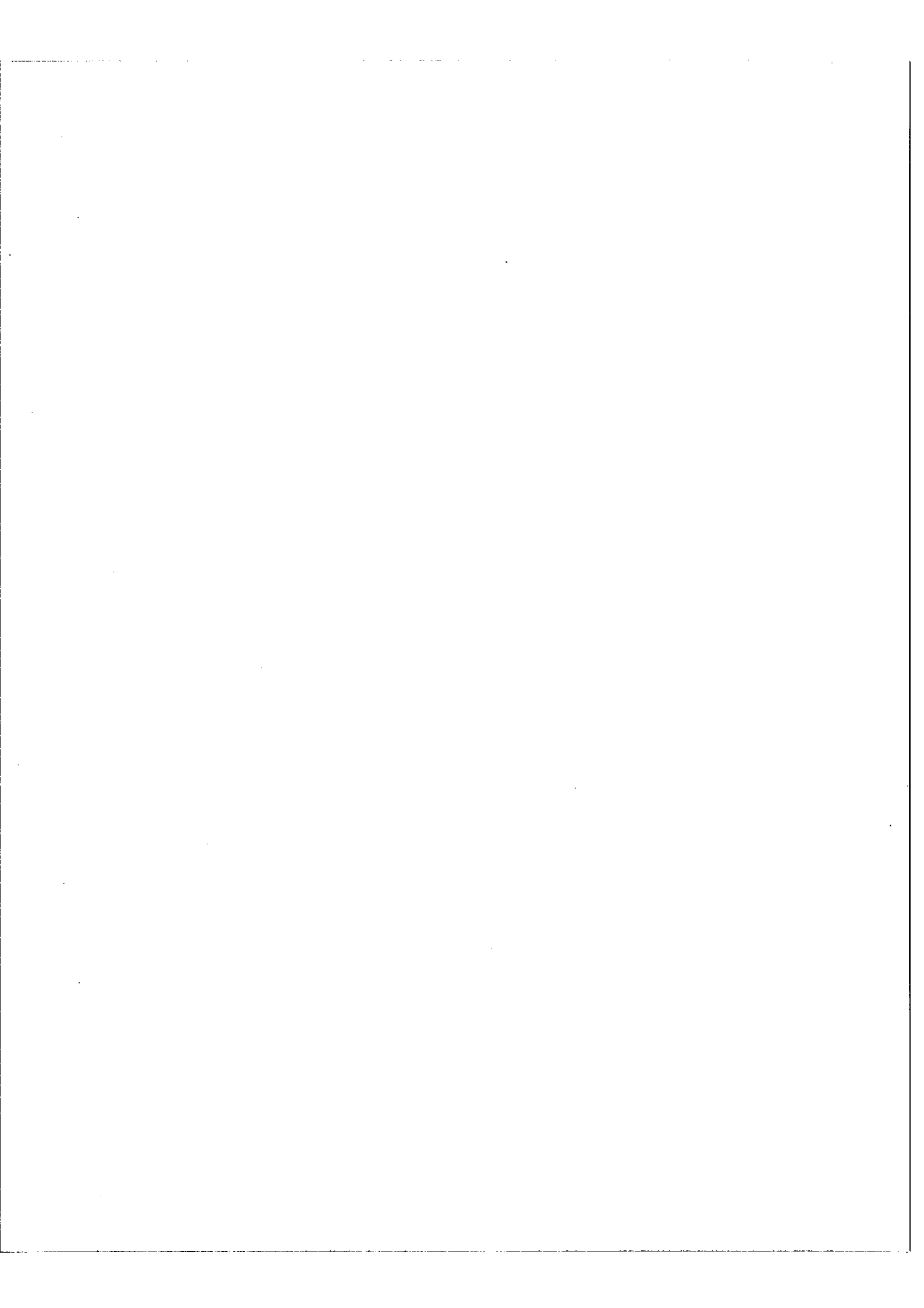
Figure 37. Fonction d'appareil.

Qualitativement on constate une amélioration certaine par rapport à l'interféromètre de Michelson même après les modifications indiquées dans la IIème partie.

III. 3 - Mouvement continu

En déplacement continu nous avons utilisé l'interféromètre pour réaliser des interférogrammes. La différence de marche maximum atteinte ne pouvait être ^{que} (du même ordre qu'avec l'interféromètre de Michelson car avec les sources utilisées jusqu'à maintenant c'est la largeur des raies qui limite la visibilité des franges . Par contre nous avons observé des franges nettes et très contrastées à la différence de marche 50cm en utilisant un faisceau laser, provenant d'un laser à gaz ^{hélium-}néon, à la longueur d'onde $\lambda = 6.328 \text{ \AA}$. Ce résultat n'avait pas été obtenu avec le Michelson sans doute à cause des défauts de réglages, inappréciables aux différences de marche utilisées pour les interférogrammes réalisés, mais très gênants à la différence de marche maximum.

L'interféromètre fut enfin utilisé pour tenter de réaliser une véritable transformée de Fourier à l'aide de l'enregistreur magnétique et du calculateur digital. L'appareil produisait simultanément les trois signaux nécessaires : signal, référence et lumière blanche. Le spectre étudié était constitué par les deux raies jaunes du mercure et le calculateur a effectivement fourni pour chaque raie une fonction d'appareil de la forme $\frac{\sin x}{x}$ en l'absence d'apodisation (Figure 37). La largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil est environ $\delta\lambda = 0,18 \text{ \AA}$ et par conséquent la résolution $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx \frac{6000}{0,18} \approx 30.000$ pour 15.000 franges enregistrées (rappelons qu'il n'y a pas d'apodisation et qu'une apodisation en triangle abaisserait la résolution à $\frac{30.000}{2} = 15.000$ c'est à dire le nombre de franges enregistrées ainsi qu'il a été dit dans la 1ère partie).



4.ème PARTIE

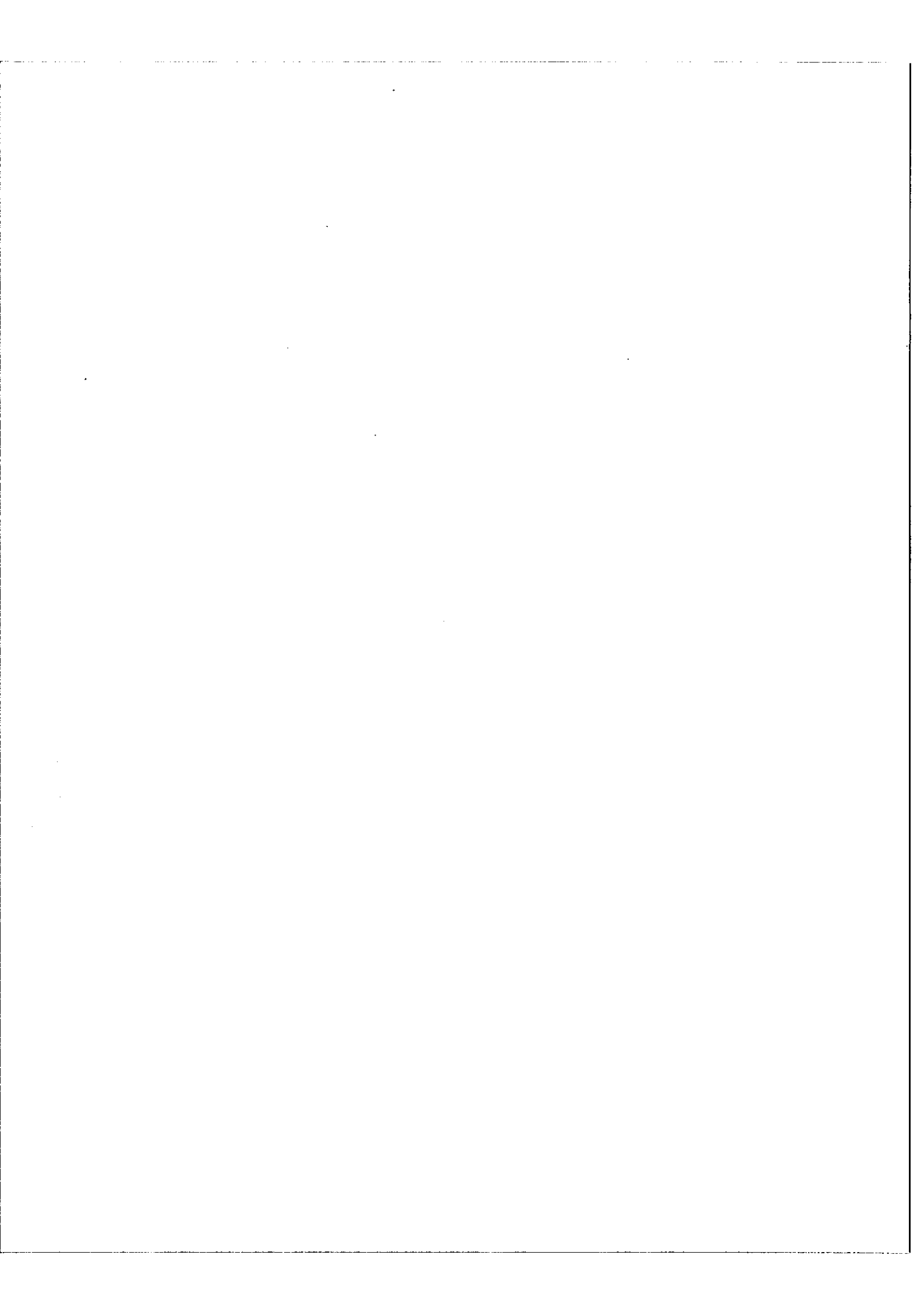
PRINCIPE D'UN POLYCHROMATEUR à

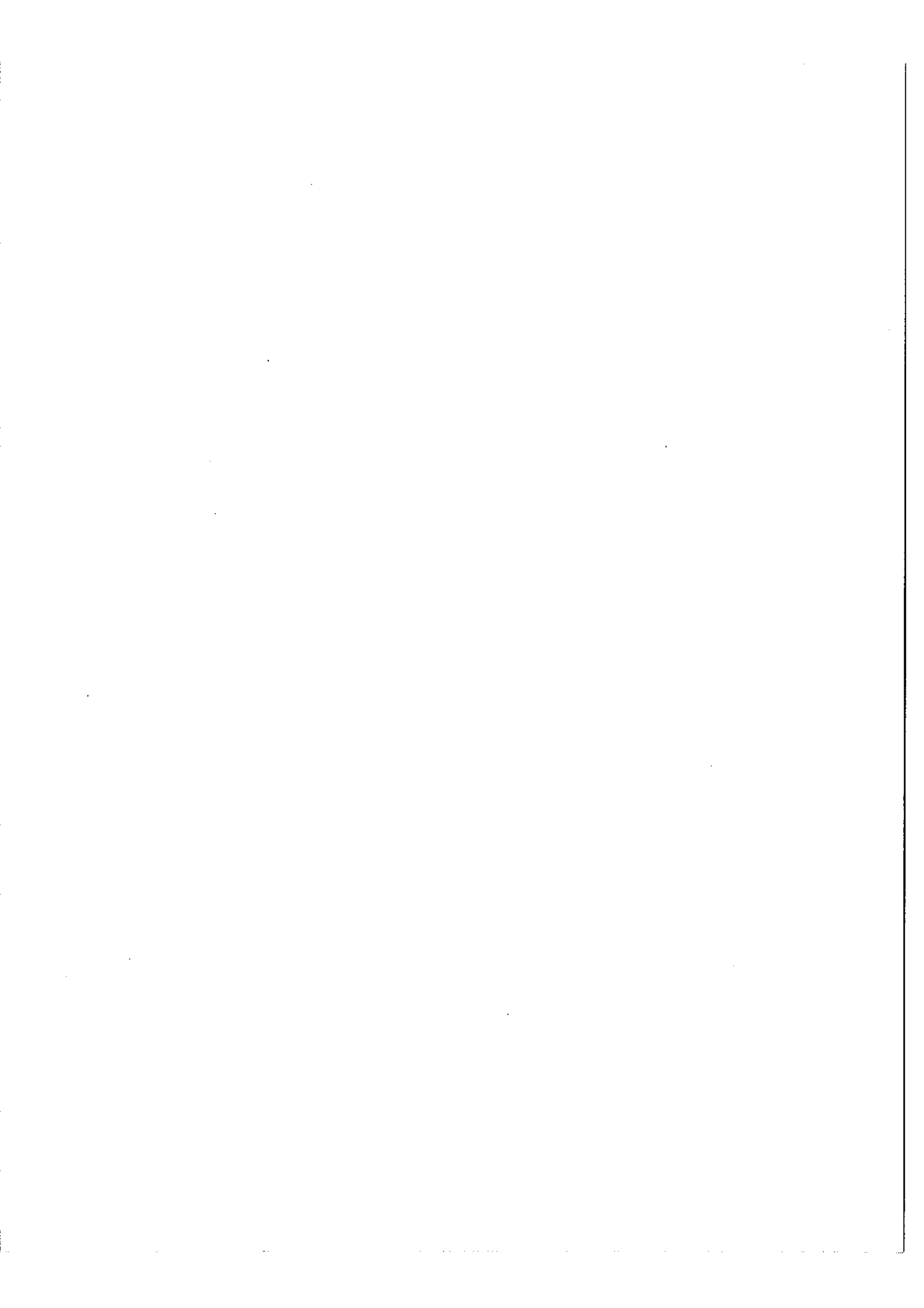
DISPERSION CROISE

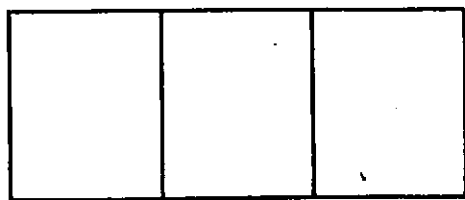
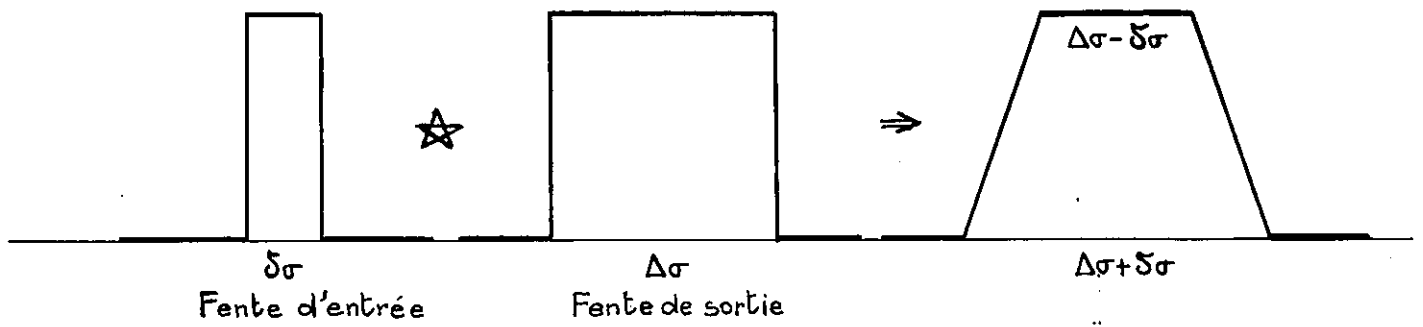
En choisissant bien le pas d'échantillonnage d'un interférogramme on réalise un changement de fréquence du spectre, ainsi que nous l'avons rappelé dans la 1ère partie de cet exposé, en le ramenant au voisinage de la fréquence zéro. Nous avons vu le gain sur le temps de calcul qui pouvait résulter de cette opération et de l'analyse simultanée de portions successives d'un spectre initial ramenées séparément vers la fréquence zéro. Pour réaliser ce gain on doit donc faire l'enregistrement pas à pas de l'interférogramme et décomposer celui-ci en un certain nombre d'interférogrammes partiels correspondant à des intervalles spectraux successifs. Cette décomposition peut se faire en plaçant à la sortie de l'interféromètre un polychromateur qui possède un trou d'entrée profond avec le trou de sortie de l'interféromètre et plusieurs diaphragmes de sortie, chacun étant suivi d'un récepteur particulier adapté au domaine de longueur d'onde.

I. - Fonctionnement d'un polychromateur.

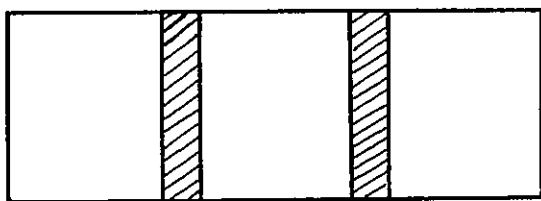
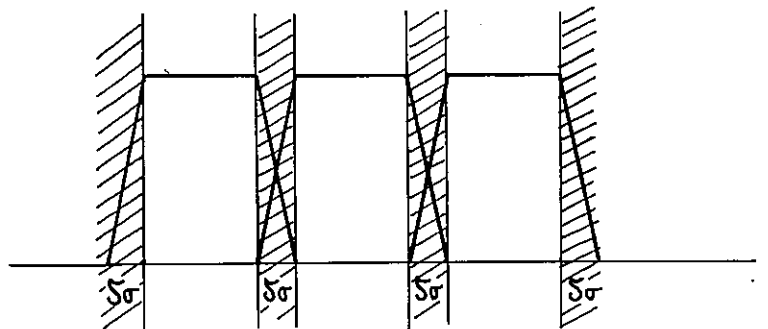
Schématiquement l'appareil est constitué d'un trou d'entrée, d'un système disperseur et d'une série de diaphragmes de sortie. Chacun de ces diaphragmes est chargé de recueillir un intervalle spectral donné et l'ensemble doit recueillir tout le spectre. En fait cette condition est impossible à réaliser rigoureusement car il n'est pas possible d'obtenir une fonction d'appareil rectangulaire qui seule permettrait la séparation désirée.







Fentes de sortie jointives



Fentes de sortie séparées

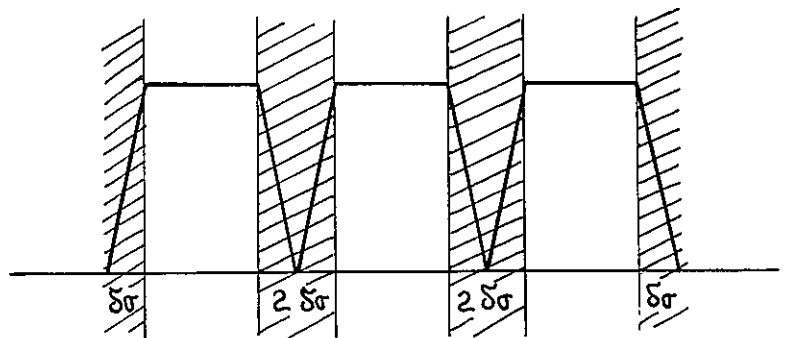
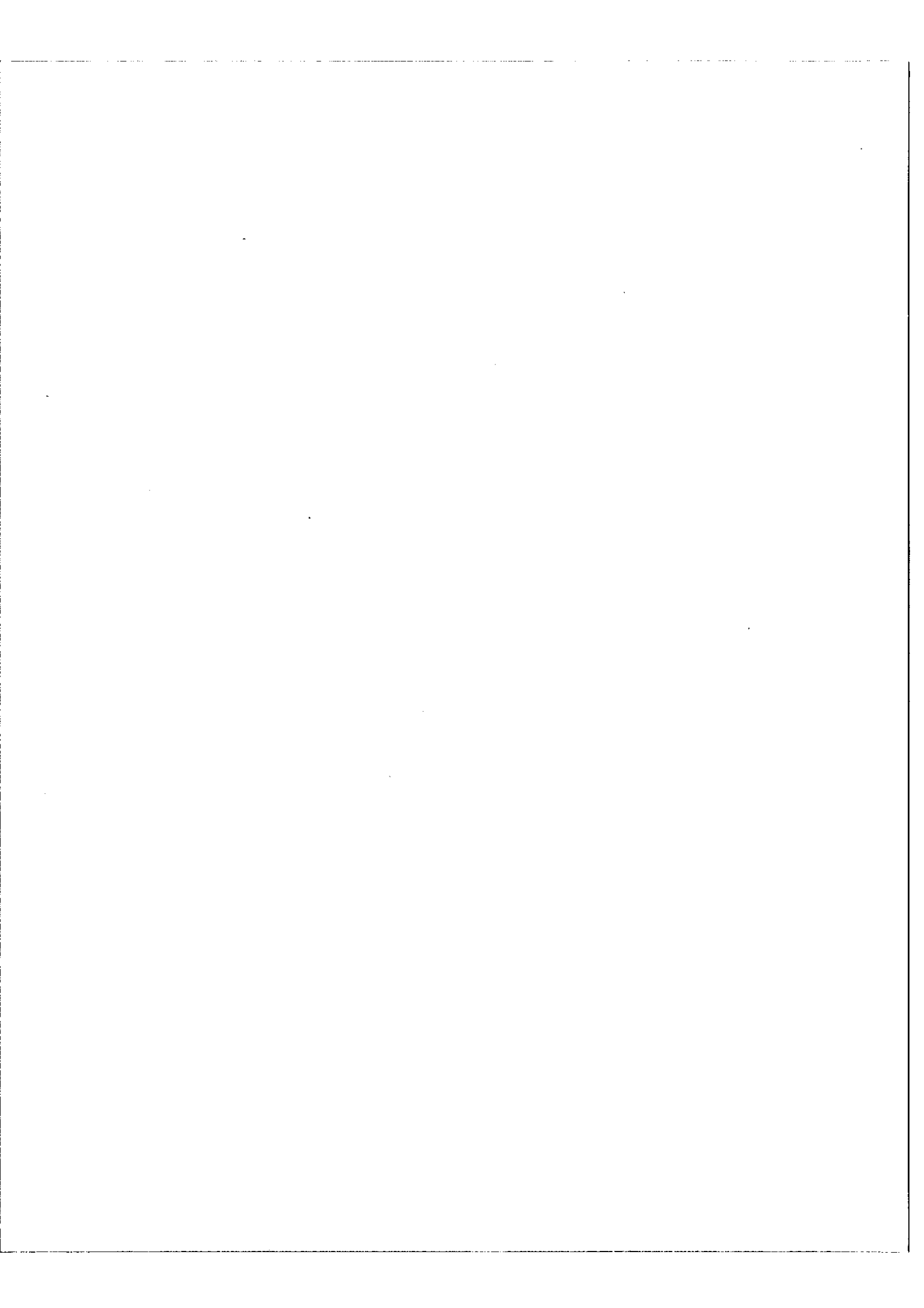
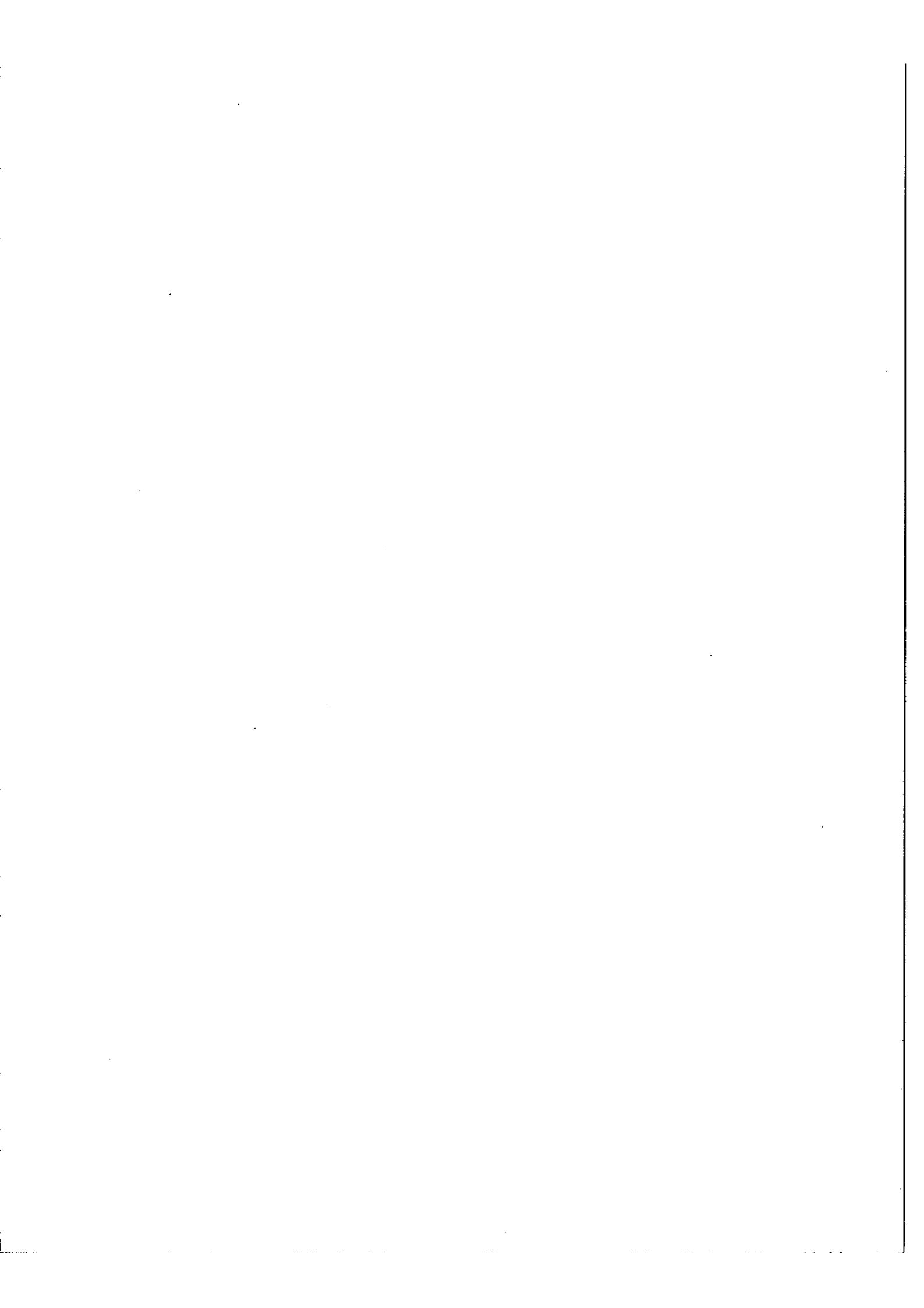


Figure 38. Fonction d'appareil
du polychromateur

Dans l'appareil que nous nous proposons d'utiliser, le trou d'entrée a une largeur déterminée par l'ouverture de l'interféromètre. A la sortie les trous sont larges puisqu'ils laissent passer chacun un domaine spectral relativement important. Dans ces conditions la fonction d'appareil est un trapèze de largeur à la base ($\Delta\sigma + \delta\sigma$) somme des largeurs spectrales des trous d'entrée et de sortie, et de largeur au sommet ($\Delta\sigma - \delta\sigma$) différence de ces mêmes largeurs (Fig38). On peut envisager deux cas possibles : ou bien les trous de sortie sont joints (Fig38), ou bien ils laissent entre eux un intervalle optique de largeur $\delta\sigma$ (Figure 38 c). Dans les deux cas on voit qu'il sera impossible de recueillir en une seule opération des informations sur la totalité du spectre; dans le premier cas il y aura ambiguïté sur les fréquences et dans le deuxième cas les amplitudes seront modifiées sur les flancs des trapèzes. On perd donc nécessairement une série de bandes de largeur $\delta\sigma$ ou $2\delta\sigma$. Dans ces conditions on peut penser soit à réduire la largeur des bandes perdues en diminuant $\delta\sigma$ c'est à dire en réduisant le trou d'entrée mais il est évident que ceci ne peut se faire au delà d'une certaine limite, soit à s'accomoder de ce défaut et y remédier en faisant successivement deux enregistrements en s'arrangeant pour que les bandes à rejeter ne coïncident pas dans les deux opérations

La deuxième solution impose l'utilisation de deux séries de fentes de sortie mais elle aurait l'avantage de réaliser un contrôle des résultats puisque de grandes parties du spectre seraient correctement obtenues et pourraient être comparées sur les deux enregistrements. Lors des deux opérations on doit éviter que des trous se reproduisent aux mêmes endroits du spectre, or les limites des domaines successifs doivent être, en nombre d'onde, des sous-multiples de la raie de référence ce qui conduit à la changer sinon un trou se reproduirait toujours au voisinage de la fréquence ν_0 de la raie de référence elle-même.





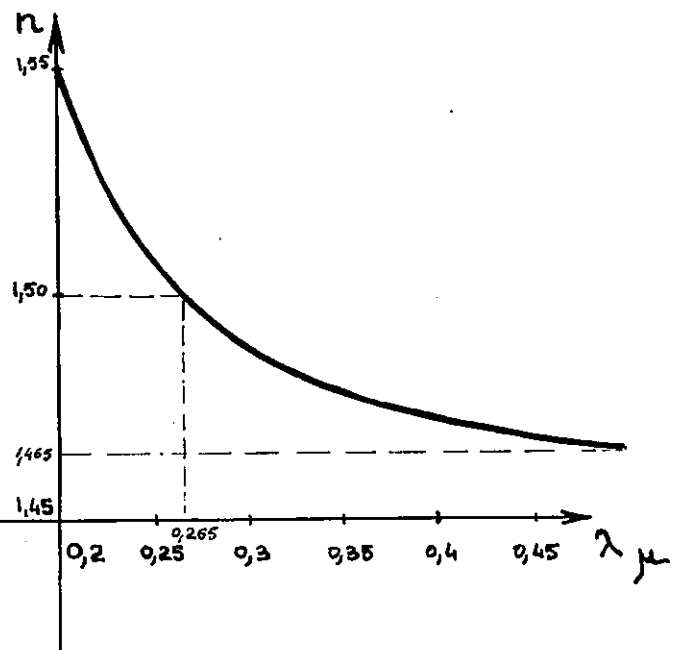
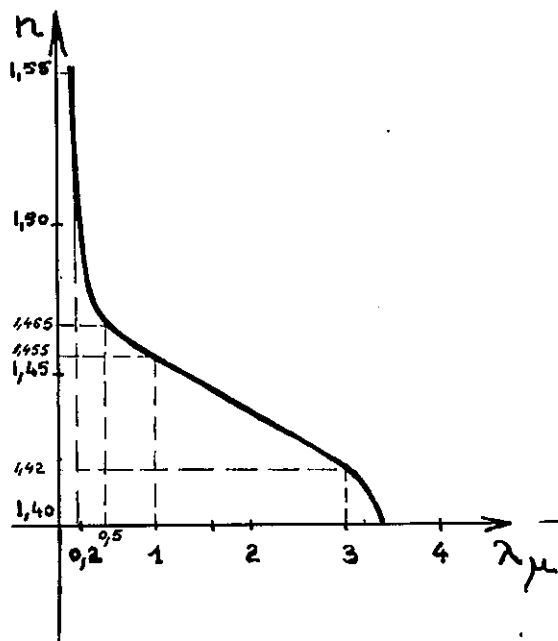
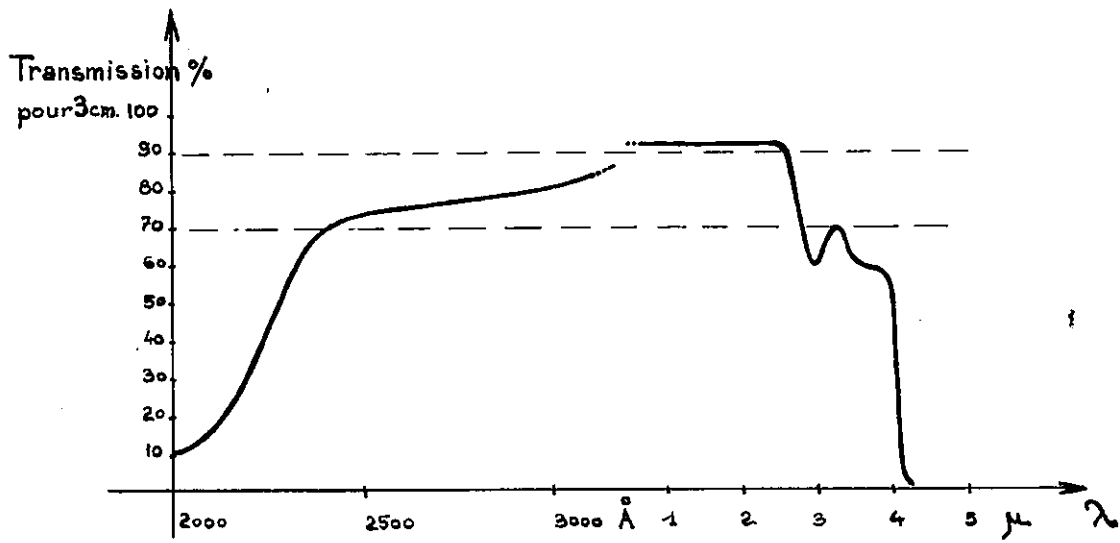


Figure 39. Infrasil I

Par exemple on peut envisager l'utilisation des deux raies facilement émises par un laser He - Ne dont les longueurs d'onde sont $1,15 \mu$ et 6.328 \AA

Pour $\lambda = 6.328 \text{ \AA}$ $\sigma = 15.800 \text{ cm}^{-1}$ on délimiterait trois domaines de 7.900 cm^{-1} dont les limites seraient :

$$\sigma = 7\ 900 \quad 15\ 800 \quad 23\ 700 \quad 31\ 600 \quad \text{cm}^{-1}$$

$$\text{ou } \lambda = 1,26 \quad 0,633 \quad 0,422 \quad 0,316 \quad \mu$$

Puis pour $\lambda = 1,15$ $\sigma = 8.700 \text{ cm}^{-1}$ on prendrait six domaines de 4.350 cm^{-1} dont les limites seraient :

$$\sigma = 4.350 \quad 8.700 \quad 13.050 \quad 17.400 \quad 21.750 \quad 26.100 \quad 30.450 \quad \text{cm}^{-1}$$

$$\text{ou } \lambda = 2,3 \quad 1,15 \quad 0,765 \quad 0,580 \quad 0,460 \quad 0,383 \quad 0,332 \quad \mu$$

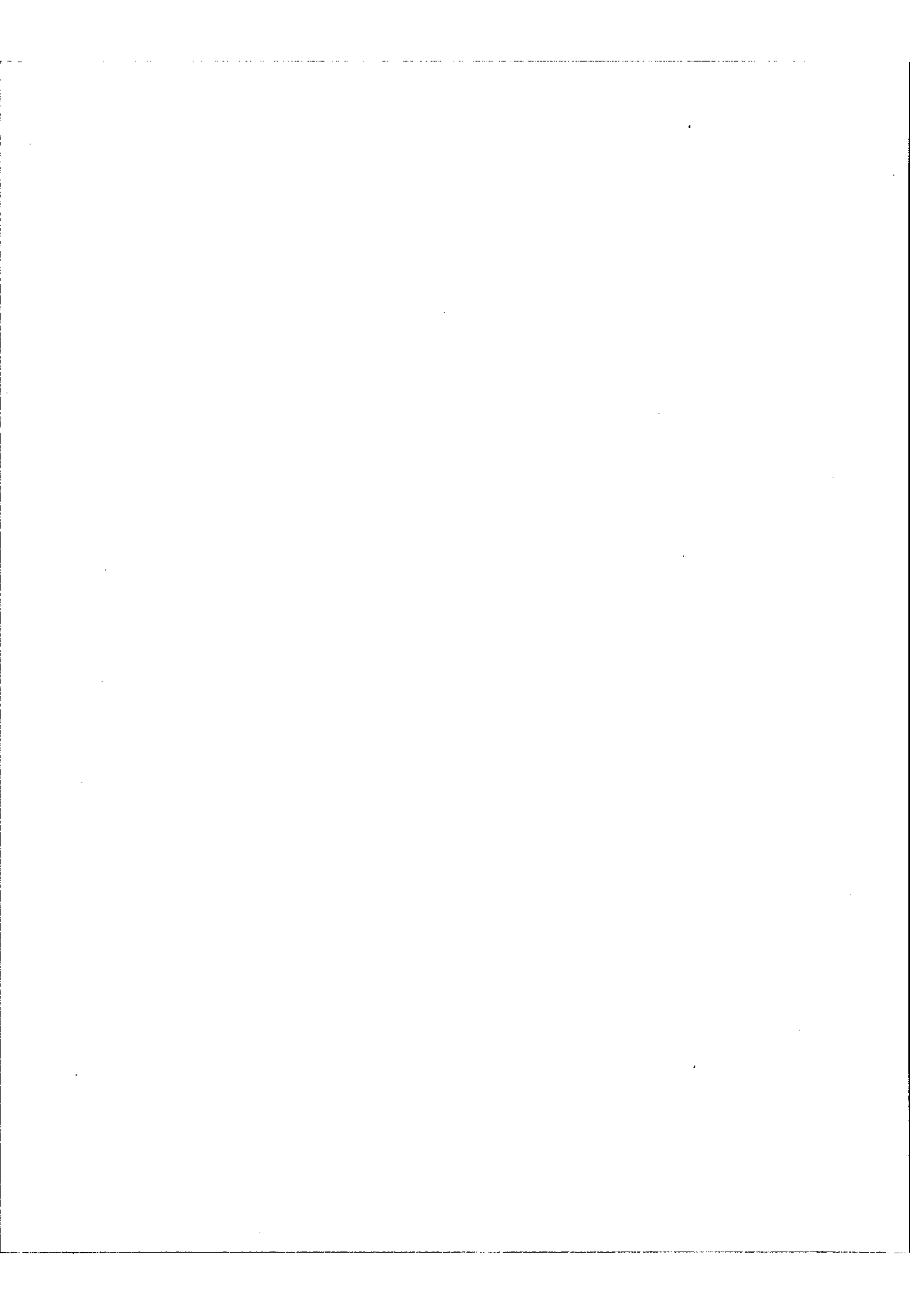
Par ce procédé on couvrirait sans trous un domaine de 4.350 cm^{-1} ($\lambda = 2,3 \mu$) à 31.600 cm^{-1} ($\lambda = 0,316 \mu$) à condition que $\sum \sigma$ soit inférieur à 400 cm^{-1} pour éviter le chevauchement des trous voisins. Rappelons ici que l'ouverture de

l'interféromètre est (sans compensation du champ) $\Omega = \frac{2\pi}{R_0}$ ce qui donne avec $R_0 = 10^6$ $\Omega = 2\pi \cdot 10^6$ $i = \sqrt{2} \cdot 10^{-3} \text{ rad.}$ et le diamètre angulaire du trou $\theta = 2\sqrt{2} \cdot 10^{-3} \text{ rad.}$

II. Polychromateur à dispersion croisée

Si on utilise un seul prisme de 60° en Infrasil on ne peut pas réaliser un polychromateur satisfaisant aux conditions trouvées ci-dessus (L'infrasil I a des courbes de transmission et d'indice de réfraction données figure 39 d'après H. Mohn. Les nouveaux verres d'optique et leurs applications - 1961).

En effet la dispersion à l'entrée du prisme est $D_1 = \frac{di_1}{d\lambda} = \frac{e}{L_1} \frac{dn}{d\lambda}$



et les valeurs numériques montrent que pour $\theta = 2.10^3$ rad on arrive à des largeurs spectrales qui dépassent assez largement 400 cm^{-1} .

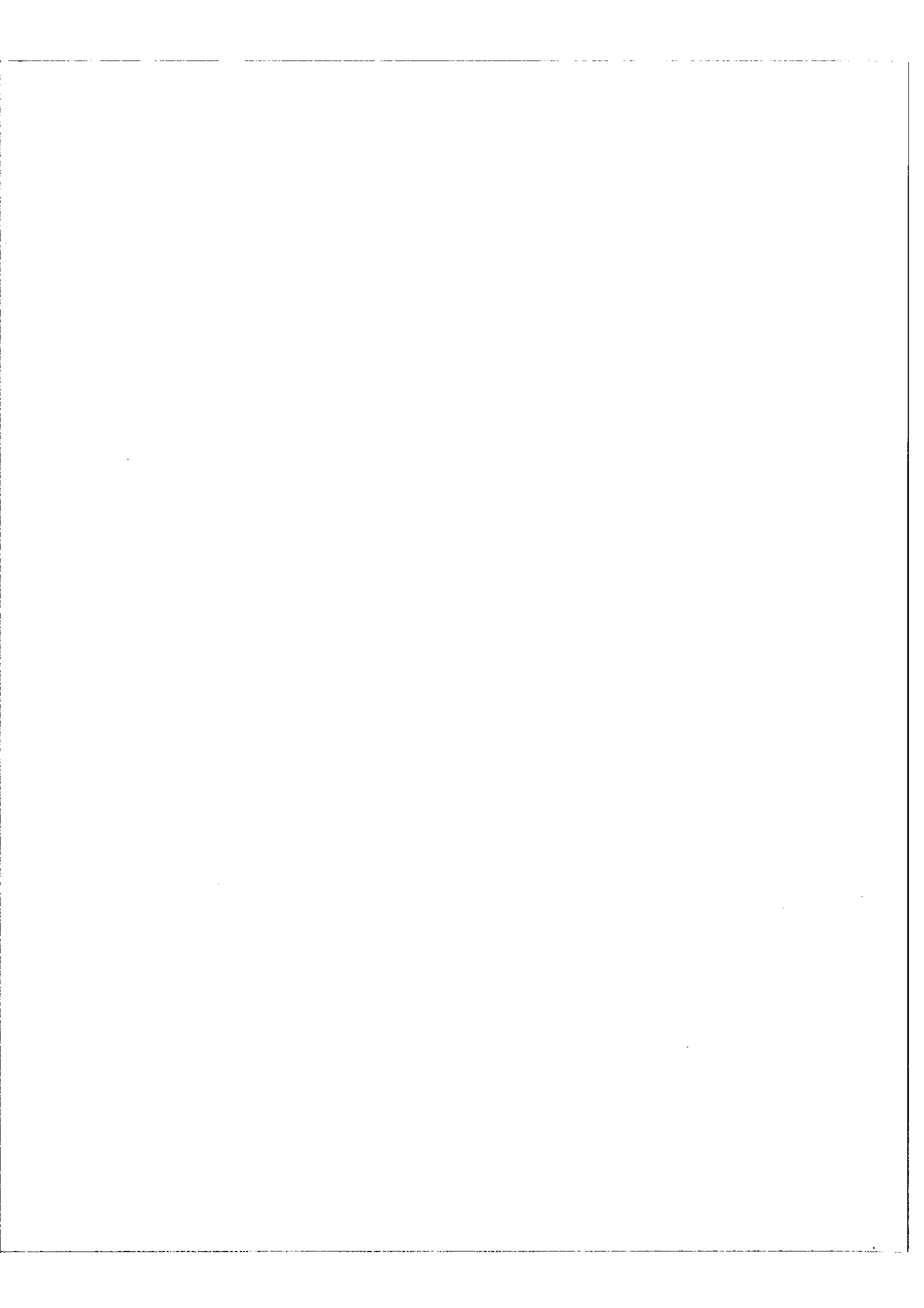
Les trous se chevaucheraient donc dans les deux opérations et laisseraient subsister des parties mal étudiées. Pour cette raison nous avons envisagé l'utilisation en dispersion croisée avec ce prisme d'un réseau. Le réseau seul ne peut évidemment pas convenir, à cause du recouvrement d'ordre. On peut par exemple utiliser un réseau par transmission de 150 traits par mm ayant un angle de blaze de $8^{\circ}38'$, dans ce cas la dispersion à l'entrée $D_1 = \frac{\sin i_1 + \sin i_2}{\lambda} \cos i_1$ conduit à des valeurs acceptables pour $\Delta\sigma$.

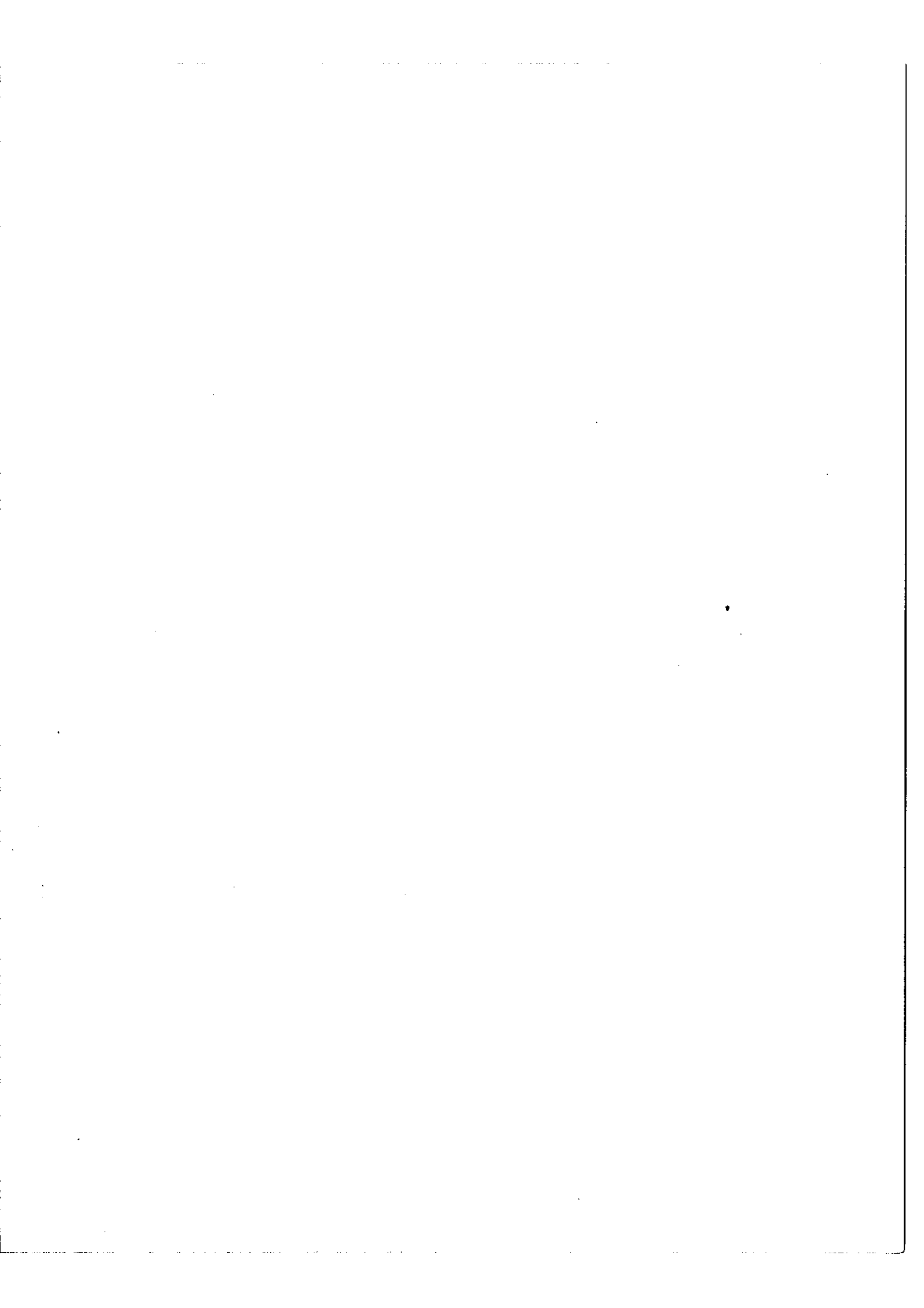
Les fentes de sortie d'un tel polychromateur laisseraient passer des intervalles spectraux successifs appartenant aux ordres successifs du réseau.

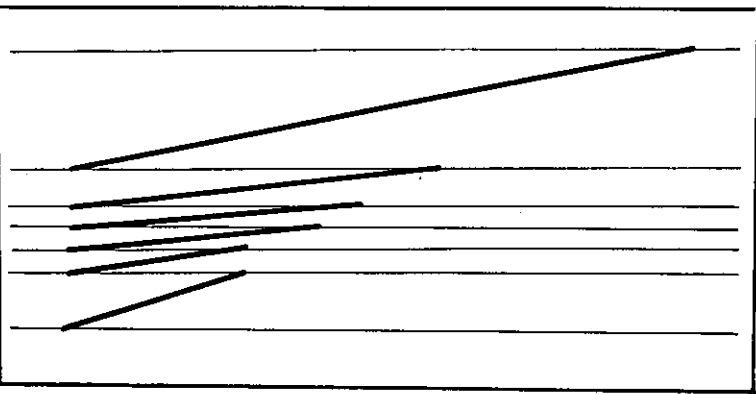
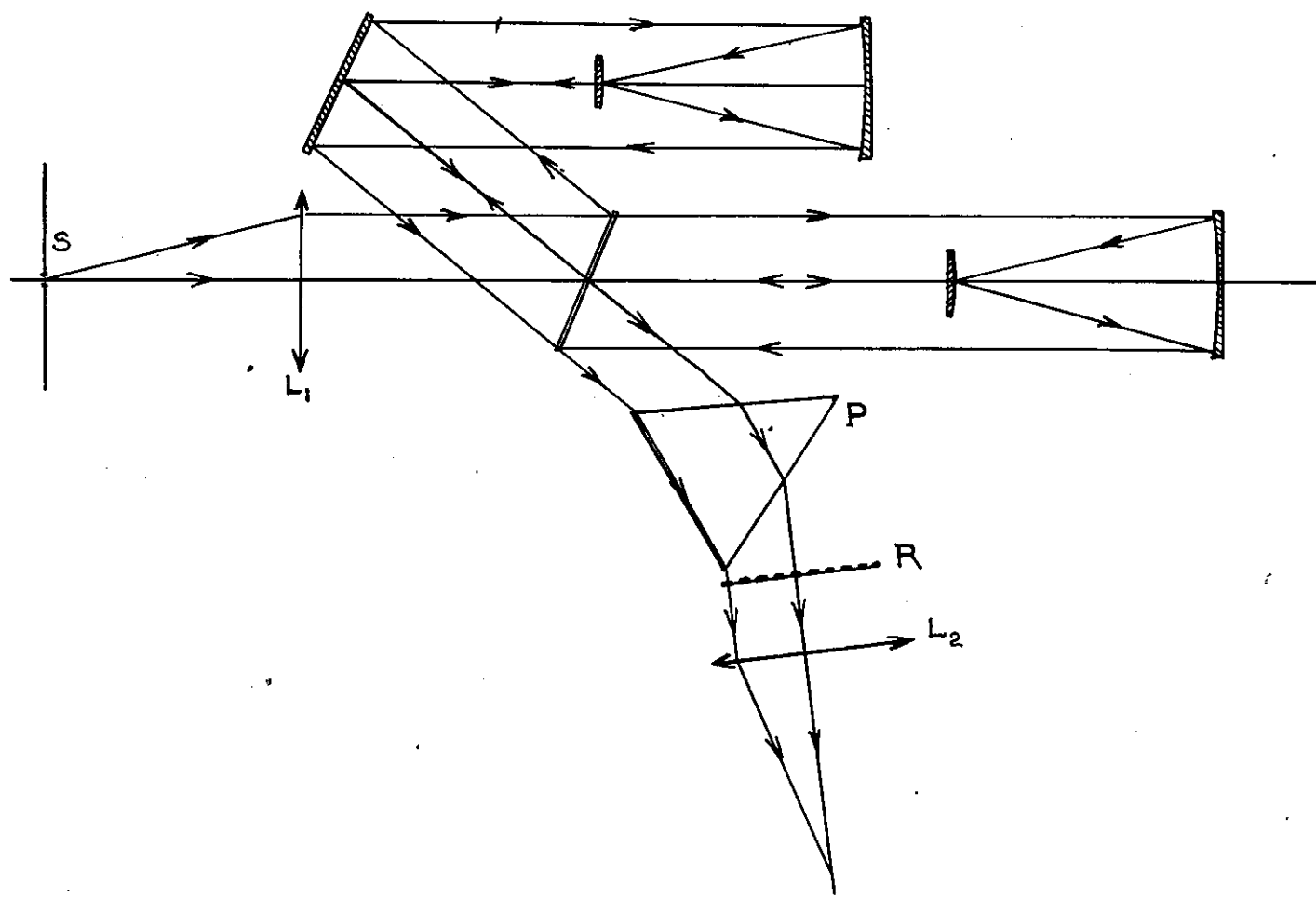
Dans le cas étudié ici leur disposition serait fournie par les déviations successives imposées par le prisme et le réseau.

Raie de référence $\lambda = 6.328 \text{ \AA}$

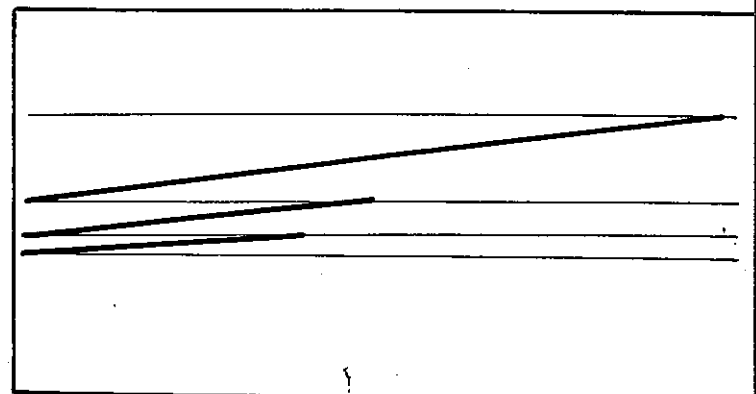
	Déviation par le prisme	déviation par le réseau		
		$K=4$	$K=3$	$K=2$
$\lambda = 0,316 \mu$	$36^{\circ} 10'$	10°		
$\lambda = 0,422 \mu$	$34^{\circ} 30'$	14°	10°	
$\lambda = 0,683 \mu$	34°		16°	10°
$\lambda = 1,26 \mu$	$32^{\circ} 40'$			21°







Réf. $\lambda = 1,15 \mu$



Réf. $\lambda = 6328 \text{ \AA}$

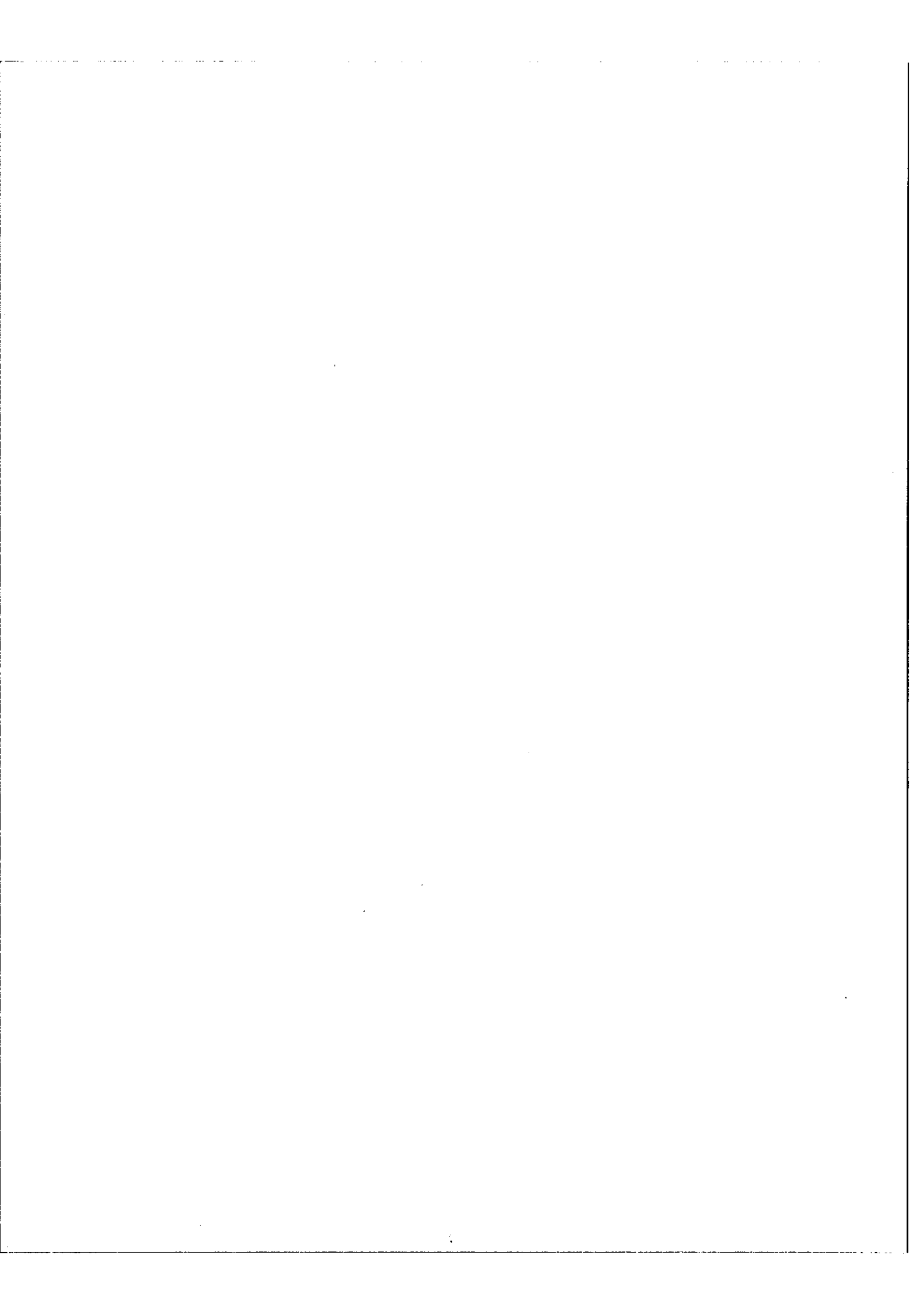
Figure 40 - Polychromateur à dispersions croisées

Raie de référence $\lambda = 1,15 \mu$

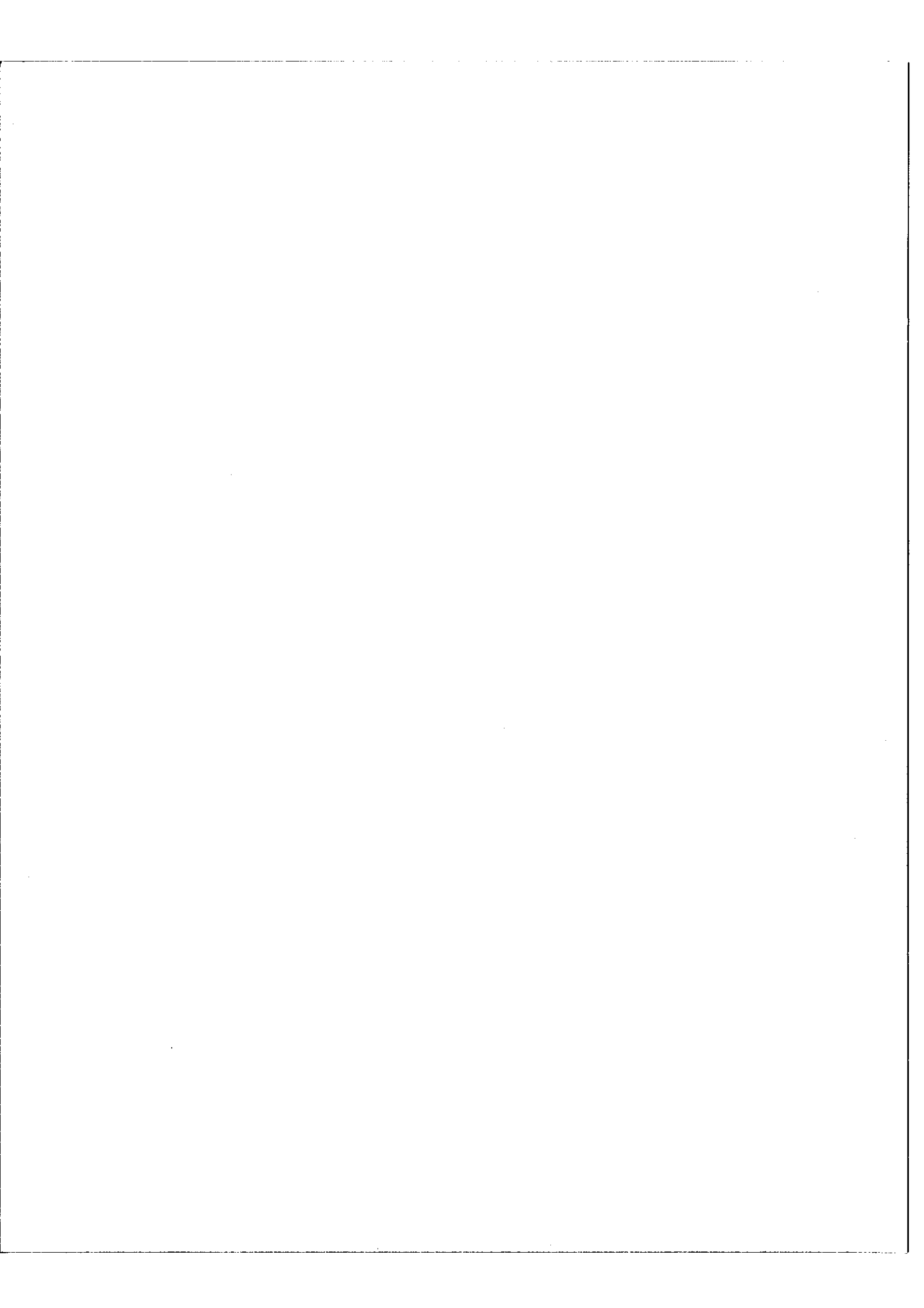
	<u>Déviatiion par prisme</u>	<u>-Déviatiion par réseau</u>					
		K=6	K=5	K=4	K=3	K=2	K=1
$\lambda = 0,332 \mu$	35°30' ;	16°					
$\lambda = 0,383 \mu$	34°40'	19°	16°				
$\lambda = 0,460 \mu$	34°20'	19°		15°			
$\lambda = 0,580 \mu$	34°00'			19°	14°		
$\lambda = 0,765 \mu$	33°40'				19°	13°	
$\lambda = 1,15 \mu$	33°10'					19°	9°
$\lambda = 2,3 \mu$	31°20'						19°

Le polychromateur dont le principe vient d'être exposé n'a pas encore été construit mais son besoin se fera sentir dès que nous serons en mesure d'analyser des interférogrammes de spectres s'étendant sur un grand domaine spectral. La disposition à adopter serait alors assez simple (Figure 40). L'interféromètre est éclairée en lumière sensiblement parallèle en plaçant au foyer objet de L_1 un trou de diamètre optimum.

A la sortie le faisceau signal est intercepté par le prisme, qui provoque une déviation et une dispersion dans le plan horizontal, puis par le réseau, qui agit de même mais dans le plan vertical. La lentille de sortie L_2 donne dans son plan focal image une série de spectres correspondant aux ordres du réseau et une plaque percée des fentes nécessaires prélève séparément les parties du spectre qui seront analysées simultanément. Deux plaques sont à prévoir pour utiliser successivement les deux raies de référence choisies. Ce système est simple et pourrait être utilisé dans un premier temps mais par la suite on



peut envisager d'utiliser après l'interféromètre un polychromateur plus dispersif utilisant un réseau par réflexion de dimension supérieure. Par ce moyen on réduirait les intervalles spectraux perdus dans chaque enregistrement ce qui aurait un intérêt par exemple dans le cas des sources dont la durée de vie ne permettrait pas deux enregistrements successifs.

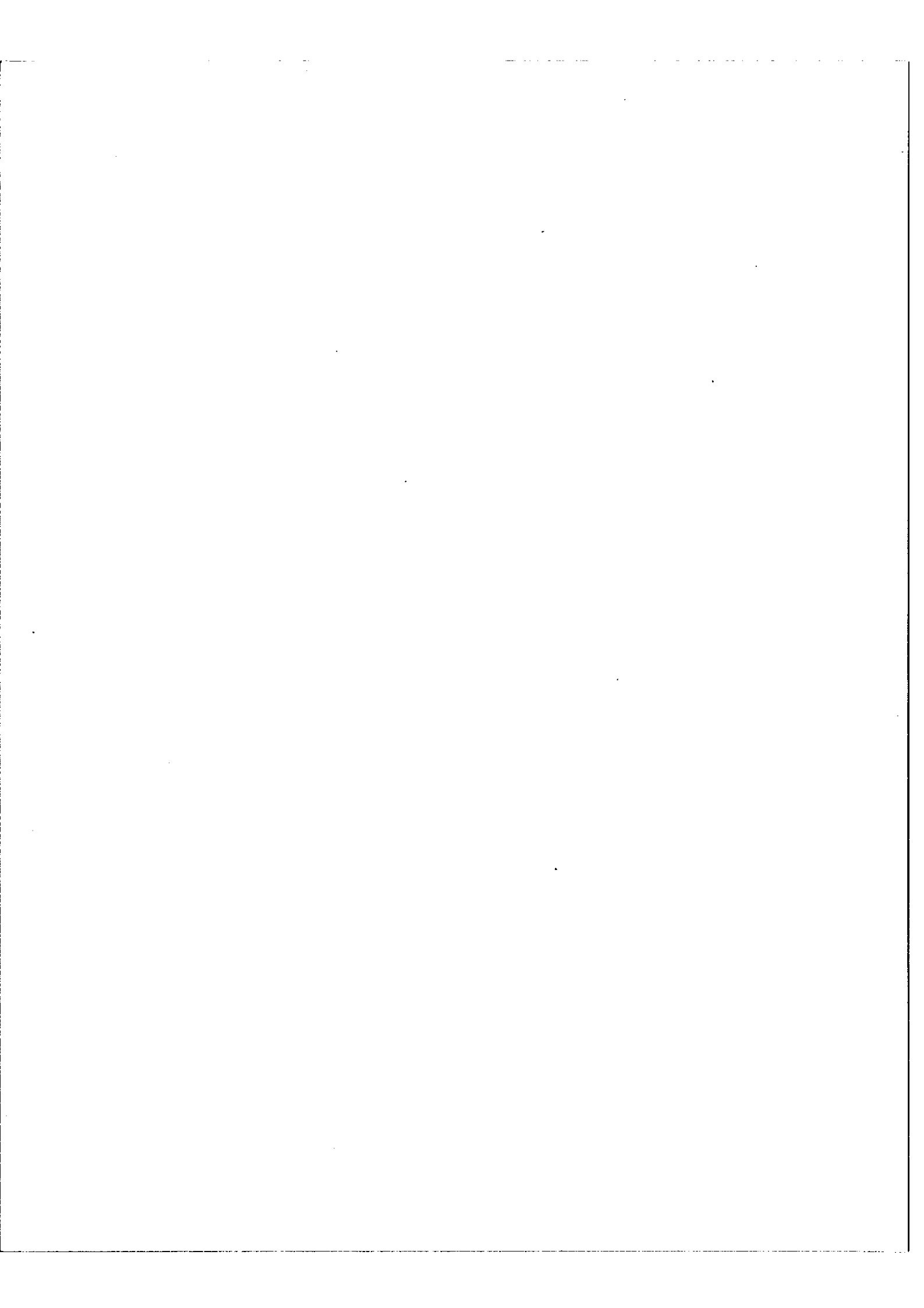


C O N C L U S I O N

Au cours du travail exposé ici nous avons tenté de rendre utilisable pour l'étude des spectres étendus à haute résolution, l'interféromètre de Michelson dont nous disposons. Il nous est apparu, ce faisant, que l'appareil présentait trop de difficultés d'emploi et que de plus il était impossible d'y supprimer toutes les causes d'achromatisme de telle sorte qu'il était préférable de construire un interféromètre différent.

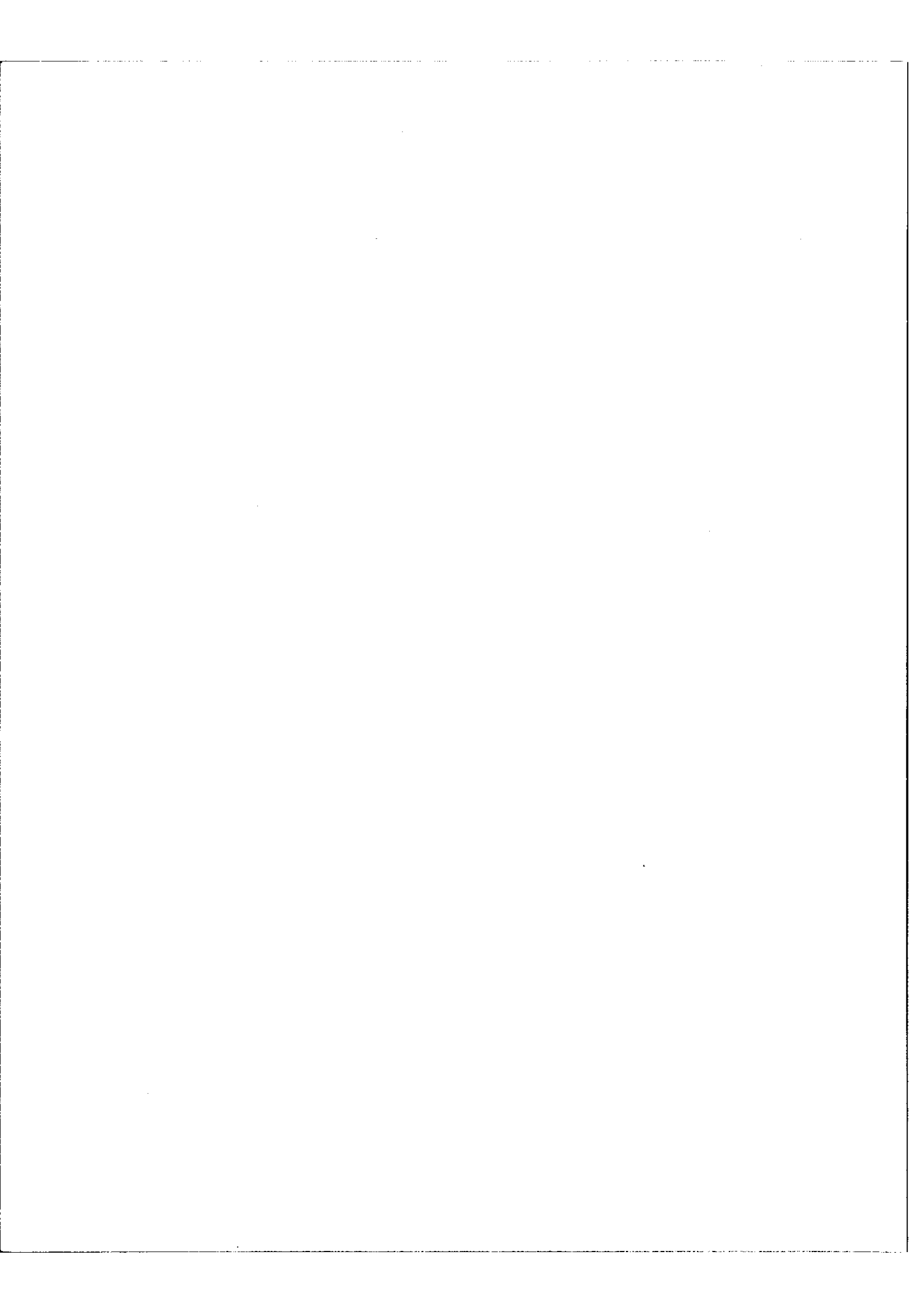
Ce nouvel appareil a donc été construit et jusqu'à maintenant il semble qu'il soit utilisable pour réaliser des interférogrammes jusqu'à une différence de marche de 50cm c'est à dire conduisant en principe à un pouvoir de résolution de 10^6 .

Sur ce dernier point il ne nous est, bien sûr, pas possible d'être plus affirmatif puisque le dispositif de calcul analogique qui doit calculer la transformée de Fourier de l'interférogramme n'est pas encore en état d'étudier un spectre entier contenant de nombreuses raies avec une haute résolution. Cependant les premiers essais, et en particulier le fait que à partir d'une raie le calculateur fournit la fonction d'appareil attendue semble indiquer que nous arriverons au but que nous nous sommes fixé dans un délai raisonnable.



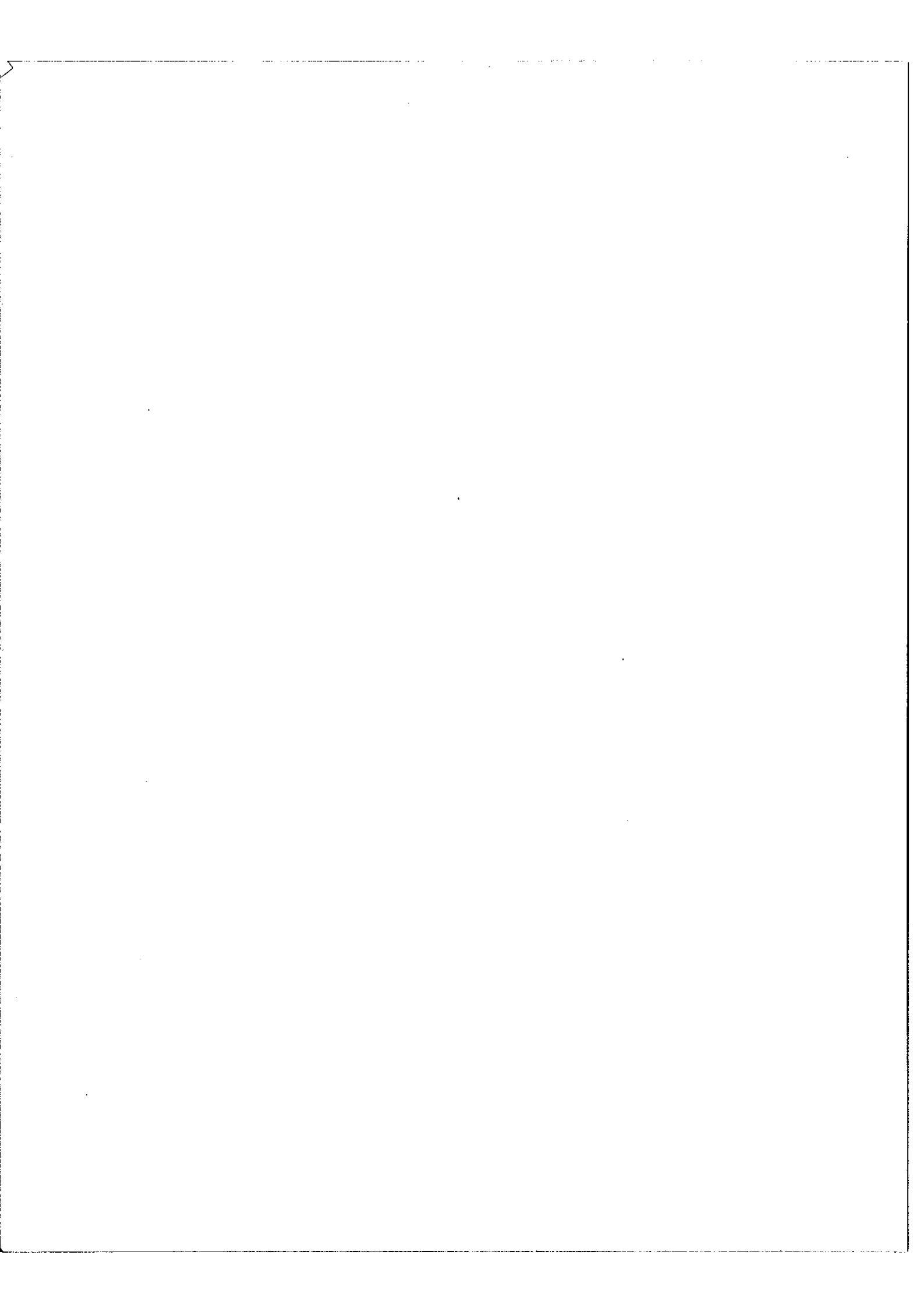
Je ne saurais terminer ce travail sans exprimer ma respectueuse gratitude à Monsieur le Professeur JACQUINOT qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire. A Monsieur CHABBAL et à Monsieur CONNES, j'adresse également mes vifs remerciements pour la sollicitude avec laquelle ils ont bien voulu diriger mes efforts.

Je suis reconnaissant aussi à toutes les personnes du laboratoire Aimé Cotton qui m'ont apporté leur aide chaque fois que cela a été nécessaire et en particulier à MM. J. PINARD et G. MICHEL sans la collaboration étroite desquels je n'aurais pu mener à bien la tâche qui m'était fixée.



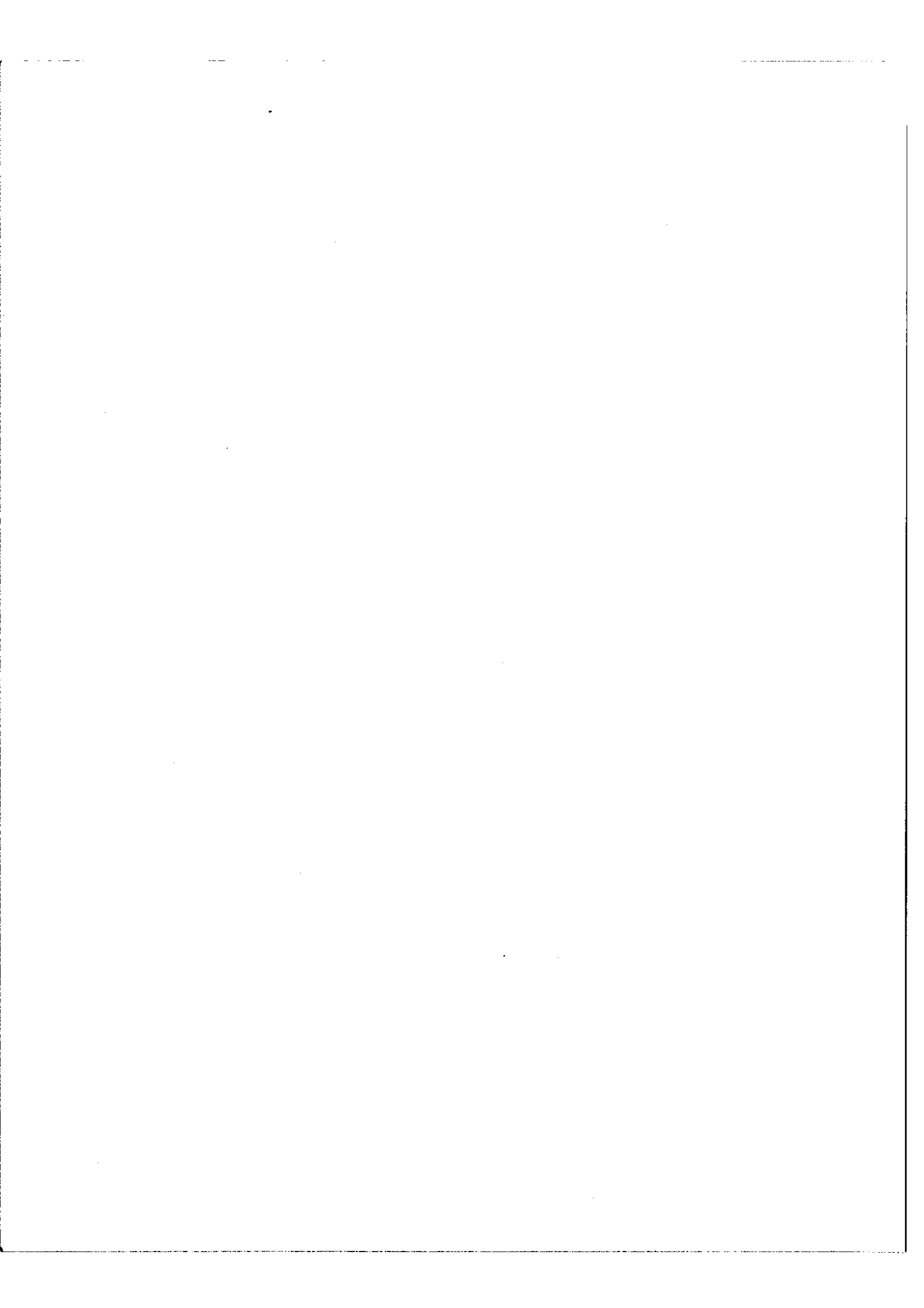
BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Michelson Phil. Mag T. 31 -P. 256 (1891)
" " T. 34 - P. 280 (1892)
- [2] P. Felgett Thèse Cambridge Univ. (1951)
- [3] P. Jacquinet XVII^e Congrès du GAMS Paris (1954)
- [4] P. Felgett J O S A T. 42 - P. 872 (1952)
- [5] H.A. Gebbie, G.A. Vanasse, J.D. Strong Nature T. 178 -P. 432 (1956)
- [6] L.W. Mertz Jl. Phys. Rad. T. 19 P.233 (1958)
- [7] J. Connes. H.P. Gush Jl.Phys T. 19 - P.197 (1958)
- [8] J. Connes Thèse Paris (1961)
- [9] G. Michel Thèse Univ. Paris (1963)
- [10] J. Pinard Thèse 3^e Cycle Paris (1963)
- [11] A. Ménage D.E.S. Paris (1963)
- [12] P. Connes Rev. Opt. T. 35 P. 37 (1956)
- [13] P. Bouchareine, P. Connes Jl. Phys T. 24 - P.134 (1963)

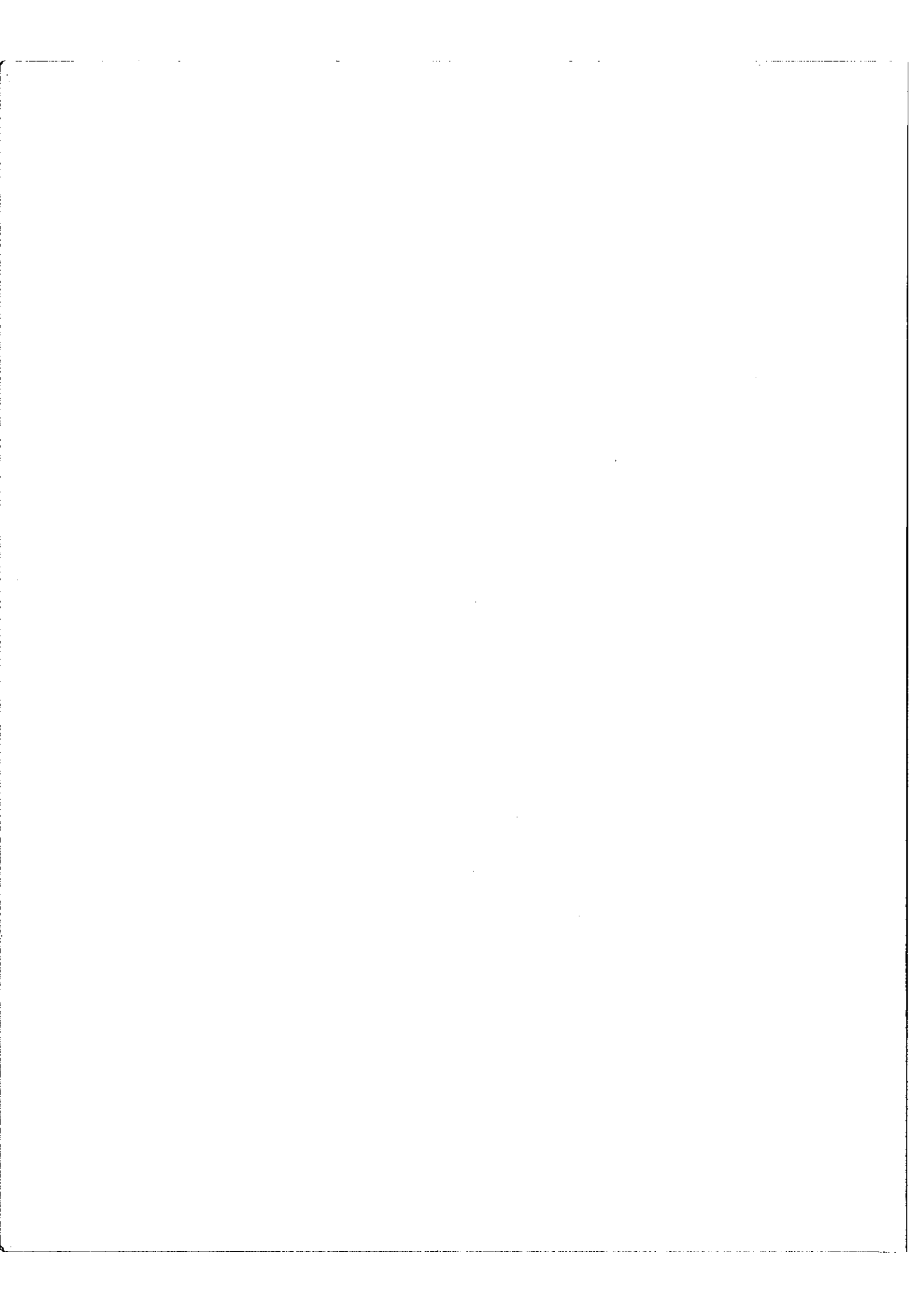


T A B L E D E S M A T I E R E S

<u>INTRODUCTION</u> :	Historique de la spectroscopie par transformation de Fourier	1
<u>1^{ère} Partie</u> -	<u>Rappel des résultats théoriques et des principes de calcul</u>	4
I. -	Principe de la spectroscopie par transformation de Fourier.	4
II. -	Analyse de l'interférogramme, calcul du spectre.	6
II. 1-	Echantillonnage de l'interférogramme et calcul digital	6
II. 2 -	Analyse de l'interférogramme par calcul analogique	7
III. -	Utilisation de l'échantillonnage associé à l'emploi d'un polychromateur pour réduire le temps de calcul des spectres étendus.	10
<u>2^{ème} Partie</u> -	<u>Interféromètre de Michelson à différence de marche variable</u>	12
I. -	Description de l'appareil au début de la présente étude	12
II. -	Etude de l'achromatisme de l'interféromètre	14
II. 1-	Achromatisme de l'ensemble séparatrice-compensatrice	14
A-	Causes de l'achromatisme	14
<u>A.a</u> -	Différence d'épaisseurs optiques	14
<u>A.b</u> -	Déphasage à la réflexion	15
B-	Réalisation d'un ensemble sep-comp. achromatique	19
<u>B.a</u> -	Comparaison des épaisseurs de deux lames épaisses	19
<u>B.b</u> -	Adhérence optique de la sep et de la comp.	23
<u>II. 2-</u>	Achromatisme du aux réflexions supplémentaires	24
III.	Construction d'un dispositif faisant varier la ddm	26
<u>III.1</u>	Description de l'appareil	26
<u>III.2</u>	Déplacement à vitesse constante	28
<u>III.3</u>	Déplacement pas à pas.	28



IV. - Résultats obtenus.	29
IV. 1 - Achromatisme.	29
IV. 2 - Mouvement pas à pas	31
IV. 3 - Interférogrammes continus	31
<u>3ème Partie - Principe et réalisation d'un nouvel interféromètre.</u>	34
I. - Intérêt d'un nouvel interféromètre	34
I.1. - Mouvement pas à pas rapide	34
I.2. - Achromatisme	34
I.3. - Stabilité des réglages	35
II. - Principe et fonctionnement de l'appareil	35
II.1. - Description de l'ensemble	35
A. Séparatrice-compensatrice	35
B. Systèmes afocaux à miroirs sphériques	36
C. Marche d'un rayon	36
D. Variation de la différence de marche	36
II.2. - Systèmes afocaux	37
A. Construction	37
B. Fonctionnement	38
B.a. - Mise au point au foyer paraxial	38
B.b. - Mise au point au cercle de moindre aberration	40
B.c. - Influence de l'aberration sphérique	41
- Quand on décale latéralement un système	42
- Quand la différence de marche augmente	43
C. Possibilité d'un champ compensé	44



II. 3	Séparatrice	47
II. 4	Déplacement continu du système mobile	48
II. 5	Variation pas à pas de la différence de marche	48
III. -	Résultats obtenus avec le nouvel interféromètre	50
III. 1	Mouvement pas à pas	50
III. 2	Mchromatisme	50
III. 3	Interférogrammes	51
<u>4ème. Partie -</u>	<u>Principe d'un Polychromateur à dispersion croisée</u>	52
I. -	Fonctionnement d'un polychromateur	52
II. -	Polychromateur à dispersion croisée	54
<u>CONCLUSION</u>		58

