



HAL
open science

Etude de la diffusion de la rétine et de la qualité du système optique de l'oeil sur la fovea et la rétine périphérique .

Jean-Marie Gorrand

► **To cite this version:**

Jean-Marie Gorrand. Etude de la diffusion de la rétine et de la qualité du système optique de l'oeil sur la fovea et la rétine périphérique .. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1977. Français. NNT: . pastel-00716150

HAL Id: pastel-00716150

<https://pastel.hal.science/pastel-00716150>

Submitted on 10 Jul 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E

présentée

AU CENTRE D'ORSAY UNIVERSITE PARIS - SUD

Pour obtenir le grade de DOCTEUR -- INGENIEUR

par

Jean-Marie GORRAND

Sujet : ETUDE DE LA DIFFUSION DE LA RETINE ET DE LA QUALITE
DU SYSTEME OPTIQUE DE L'OEIL SUR LA FOVEA ET LA
RETINE PERIPHERIQUE.

Soutenue le 20 décembre 1977

devant la Commission d'Examen

| | | |
|-------|-------------|--------------|
| M. | A. MARECHAL | Président |
| Melle | O. DUPUY | } Examineurs |
| MM. | C. IMBERT | |
| | Y. LE GRAND | |
| | R. ALFIERI | |

Chapitre 1.

INTRODUCTION

I. DEFINITION DES FONCTIONS MESUREES.

- A. La fonction de transfert de modulation du système optique de l'oeil.
- B. Problème de la réflexion rétinienne
- C. Définition de la fonction $S(\mu)$.

II. PRINCIPE DES VOIES DE MESURE.

- A. Principe de la voie 1.
- B. Principe des voies 2 et 3.

III. CONDITIONS DE TRAVAIL IMPOSEES PAR L'OEIL.

- A. Mesures sur un oeil vivant.
- B. Mesures dans le champ périphérique.

Chapitre 2.

I. GENERALITES SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

- A. Présentation du montage
- B. Définition des différents paramètres
- C. Acquisition des données.

II. ETUDE DE LA VOIE 1.

III. ETUDE DES VOIES 2 ET 3.

A. Dédoublément par l'interféromètre de Sagnac (voie 2 ou 3).

B. Dédoublément par mire (voie 2).

Chapitre 3.

I. TESTS DU MONTAGE

II. LUMIERE PARASITE

III. MESURES DE LA VOIE 1.

IV. MESURES DES VOIES 2 ET 3.

CONCLUSION.

INTRODUCTION

Une partie de la lumière incidente sur la rétine est réfléchie. Le faisceau lumineux de retour, qui traverse une seconde fois le système optique de l'oeil peut être séparé du faisceau incident par une lame semi transparente (Helmholtz 1851). Cette lumière réfléchie par la rétine, donne des informations précieuses à l'ophtalmologiste: examen du fond de l'oeil avec l'ophtalmoscope, mesure de l'amétropie et de l'astigmatisme de l'oeil avec un optomètre objectif. Ces études restent qualitatives: l'ophtalmologiste observe la rétine; il détermine la position de la meilleure image d'un point après double traversée de l'oeil.

A. Arnulf et F. Flamant (1951 -[1]) dépassèrent ces études qualitatives en mesurant le profil de l'image d'une fente fine après double traversée de l'oeil: l'image de cette fente est élargie par la diffraction et les aberrations du système optique de l'oeil, ainsi que par la diffusion due à la rétine. Cette méthode fut reprise et améliorée par J. Krauskopf (1962 [2]) R. Röhler (1962)[3], G. Westheimer et F.W. Campbell (1962)[4], F.W. Campbell et R.W. Gubisch (1966)[5], R. Röhler, U. Miller et M. Aberl (1969)[6]. Nous avons souligné que le système optique de l'oeil et la rétine interviennent dans le processus de formation de l'image par double traversée de l'oeil: Nous montrerons que la méthode d'Arnulf-Flamant ne permet pas de séparer leurs contributions respectives.

Nous présenterons une nouvelle méthode permettant de dissocier les interventions du système optique de l'oeil et de la rétine. Nous pourrions ainsi mesurer:

- la fonction de transfert de modulation (FTM) du système optique de l'oeil sur l'axe visuel et sur des axes obliques (où les méthodes subjectives de mesure de la FTM employées sur l'axe visuel deviennent inutilisables).
- une fonction qui caractérise la diffusion de la lumière dans le tissu rétinien d'un oeil vivant, en différentes zones de la rétine.

Chapitre 1.

I. DEFINITION DES FONCTIONS MESUREES.

A. La fonction de transfert de modulation du système optique de l'oeil.

Soit une fente lumineuse fine A (dans le plan Δ_0 , fig. 1). Le système optique de l'oeil en forme une image A'; celle-ci est élargie par la diffraction (diaphragmation par la pupille de l'oeil), et les aberrations de l'oeil.

L'image A'est décrite par la répartition des éclairagements $m(y)$ dans le plan Δ'_0 (plan conjugué de Δ_0 dans l'approximation paraxiale). Nous appelons $M(\mu)$ la transformée de Fourier de la fonction $m(y)$. Nous mesurerons la fonction $M(\mu)$ sur l'axe visuel et sur des axes obliques.

B. Problème de la réflexion rétinienne

Après traversée du système optique, le faisceau lumineux incident atteint la rétine (fig. 2A). La partie de la lumière utile pour la vision est celle absorbée par les photorécepteurs; la lumière à notre disposition dans cette étude est celle réfléchiée par la rétine.

Les origines de cette lumière réfléchiée par la rétine sont diverses: une partie provient du milieu hétérogène (1) compris entre la limitante interne Δ et les segments externes des photorécepteurs; une autre partie est réfléchiée par les segments externes; le reste provient de l'épithélium pigmentaire et de la choroïde.

Une question qui se révélera importante dans la suite de l'exposé est celle de l'incohérence spatiale de l'image après réflexion par la rétine. Une manipulation réalisée par F. Berny (27) contribue à l'étude de ce problème. Elle utilise un montage de Littrow (fig. 2b); un point objet

laser?

à l'infini est éclairé par une source cohérente; le système optique de l'oeil en forme une image, qui est réfléchiée par la rétine, puis reprise par le système optique. Soit Σ_1 l'onde de référence (réfléchiée par un miroir) et Σ_2 l'onde de retour issue de l'oeil; l'expérimentateur ne parvient à observer aucune figure d'interférence entre les deux ondes. L'image du point lumineux après traversée du système optique et réflexion par la rétine a un diamètre de l'ordre de $8 \mu\text{m}$ (Campbell (5)).

Éléments de
résonance

Il résulte de l'étude faite par F. Berny que la différence de phase entre les ondelettes réémises par deux points distants de $8 \mu\text{m}$ est aléatoire.

C. Définition de la fonction $S(\mu)$.

le grand

Projetons sur la pupille de l'oeil deux points lumineux A_1 et A_2 , cohérents et d'égales amplitudes (fig. 3). Il se forme dans la partie de l'espace commune aux deux faisceaux lumineux issus de A_1 et A_2 un système de franges d'Young non localisées de modulation 1. Dans le cadre de notre étude, le pas $1/\mu$ de ces franges (déterminé par la distance des points A_1 et A_2 sur la pupille) pourra varier de $128 \mu\text{m}$ à $16 \mu\text{m}$ (plan de la rétine). Une partie de la lumière est réfléchiée par la rétine; la diffusion dans le tissu rétinien diminue la modulation des franges. La longueur de cohérence étant faible devant le pas des franges, nous pouvons considérer l'image comme spatialement incohérente. L'image des franges après réflexion par la rétine est décrite par la répartition des luminances $s(y)$ dans le plan $\Delta'a$ (rétine).

Sous certaines hypothèses qui seront précisées plus loin, cette fonction est sinusoïdale : nous appelons $S(\mu)$ sa modulation. Notre dispositif expérimental permet la mesure de cette fonction.

II. PRINCIPE DES VOIES DE MESURE

A. Principe de la voie 1.

Nous allons expliquer le processus de formation de l'image de la méthode Arnulf-Flamant. Nous étudierons ensuite le problème de la séparation des fonctions qui caractérisent le système optique de l'oeil et la rétine.

A.1. Le système optique de l'oeil donne du point lumineux A (dans le plan Δ_0 , fig. 4) une image A' sur la rétine. Une partie de la lumière incidente est réfléchiée par la rétine qui donne de l'image A' une image A''. Ce faisceau de retour traverse une seconde fois le système optique de l'oeil, puis est séparé du faisceau incident par la lame semi-transparente T ; l'image définitive A''' du point A se forme à l'extérieur de l'oeil, dans le plan Δ_a .

Cette image A''' (la seule accessible aux mesures) est décrite par la répartition des éclairéments $g(y,z)$ dans le plan Δ_a . Soit $G(\mu, 0)$ la transformée de Fourier de la fonction $g(y,z)$; nous nous proposons de mesurer la fonction $G(\mu, 0)$.

L'image A''' est balayée par une mire rectiligne transparente, de profil sinusoïdal, de modulation 1 et de fréquence spatiale μ . Cette mire, dont les traits ont la direction Oz subit un mouvement de translation à la vitesse constante \vec{v} de direction Oy. Sur le schéma 4b sont représentés les profils de l'image A''' et de la transmission de la mire. Le flux lumineux est recueilli par un photomultiplicateur (PM). A l'instant t, ce flux est égal à :

$$\phi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(y,z) (1 + \cos 2\pi\mu(y-vt)) dy dz$$

Après développement du calcul, nous obtenons :

$$\phi(t) = \phi_0 \left[1 + |G(\mu, 0)| \cos(2\pi\mu v t + \psi) \right]$$

Nous pouvons déduire du signal électrique correspondant le facteur $|G(\mu, \nu)|$. L'utilisation de mires de diverses fréquences μ nous permet de mesurer la fonction $|G(\mu, \nu)|$ pour différentes fréquences spatiales.

A.2. Le système optique de l'oeil et la rétine interviennent dans le processus de formation de l'image extérieure à l'oeil A'''. Nous avons montré dans le 1.1.B. que l'image A'' du point A après traversée du système optique et réflexion par la rétine est spatialement incohérente. La seconde traversée se sépare donc immédiatement du reste du processus par une équation de convolution :

$$g(y, z) = n(y, z) * m(y, z), \quad (1-1)$$

$n(y, z)$ et $m(y, z)$ représentant respectivement la répartition des éclaircissements de l'image A'' et la réponse impulsionnelle de l'oeil. Nous pouvons écrire, de façon équivalente :

$$G(\mu, \nu) = N(\mu, \nu) \times M(\mu, \nu) \quad (1-2)$$

$N(\mu, \nu)$ et $M(\mu, \nu)$ étant les TF de $n(y, z)$ et $m(y, z)$.

La question qui nous préoccupe alors est de savoir si les interventions du système optique de l'oeil et de la rétine peuvent être séparées dans le processus de formation de l'image A''. La difficulté vient de la cohérence spatiale de l'image A' (la séparation aurait été immédiate avec une image A' spatialement incohérente, qui nous aurait permis d'écrire une équation de convolution portant sur les éclaircissements, du type $n(y, z) = m(y, z) * l(y, z)$. Mais, nous devons écrire les équations portant sur les amplitudes).

Pour simplifier l'écriture, nous utiliserons les notations vectorielles suivantes: les vecteurs \vec{r} et $\vec{\rho}$ (fig. 5) définissent respectivement les positions des points B' (de coordonnées y et z dans le plan Δ'_0) et C (de coordonnées $\mu = \frac{\beta}{\lambda}$ et $\nu = \frac{\gamma}{\lambda}$ dans le plan de la pupille).

Les plans $\Delta'o$ et $\Delta'a$ dont nous parlerons sont sur la rétine.

Nous allons maintenant définir les deux fonctions $e(\vec{r})$ et $C_{\vec{r}}, (\vec{r} - \vec{r}')$ qui vont intervenir dans la suite du calcul.

Le système optique de l'oeil donne du point A une image A' définie par la répartition des amplitudes $e(\vec{r})$ dans le plan $\Delta'o$. La fonction $e(\vec{r})$ est la transformée de Fourier de la fonction pupillaire $E(\vec{\rho})$.

Le tissu rétinien donne d'une image ponctuelle B' (de position \vec{r}' dans le plan $\Delta'o$) une image B'' définie par la répartition des amplitudes $C_{\vec{r}}, (\vec{r} - \vec{r}')$ dans le plan $\Delta'a$. Cette fonction qui dépend de la position \vec{r}' du point B' sur la rétine est aléatoire. Soit $\Gamma_{\vec{r}}(\vec{\rho})$ la transformée de Fourier de la fonction $C_{\vec{r}}, (\vec{r} - \vec{r}')$. Nous supposons cette fonction stationnaire du second ordre, hypothèse raisonnable car la zone de rétine intervenant dans le calcul est petite (diamètre de l'ordre de 16μ).

La valeur moyenne $\langle \Gamma_{\vec{r}}(\vec{\rho}_1) \Gamma_{\vec{r}+\vec{r}_1}^*(\vec{\rho}_2) \rangle$ est donc constante en \vec{r} .

Nous posons :

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2) = \langle \Gamma_{\vec{r}}(\vec{\rho}_1) \Gamma_{\vec{r}+\vec{r}_1}^*(\vec{\rho}_2) \rangle \quad (1-3)$$

L'image A'' du point A après traversée du système optique et réflexion par la rétine est définie par la répartition des amplitudes $f(\vec{r})$ dans le plan $\Delta'a$.

$$f(\vec{r}) = \int_{\text{espace}} e(\vec{r}') C_{\vec{r}}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (1-4)$$

L'image A'' étant incohérente, nous calculons la répartition des éclaircissements $f(\vec{r}) f^*(\vec{r})$; nous remplaçons les fonctions $e(\vec{r})$ et $C_{\vec{r}}, (\vec{r} - \vec{r}')$ par leurs transformées de Fourier dans cette expression.

Le point A est remplacé par une fente fine dans le montage; ainsi nous n'accédons qu'à la mesure de la valeur moyenne $n(\vec{r})$ de la fonction $f(\vec{r}) f^*(\vec{r})$; ce calcul fait intervenir la fonction $\gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2)$ définie plus haut:

nous effectuons ensuite un changement de variables. Après simplification, l'expression de $n(\vec{r})$ s'écrit :

$$n(\vec{r}) = \int_{\text{espace}} E(\vec{\rho}_1) E^*(\vec{\rho}_2) \gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_3, \vec{\rho}_3 + \vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1) \times \\ \times e^{2\pi j [\vec{r}(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1) + \vec{r}_1(\rho_1 - \vec{\rho}_3)]} d\vec{r}_1 d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3$$

La mire d'analyse étant sinusoïdale, nous accédons à la mesure de la transformée de Fourier $N(\vec{\rho})$ de la fonction $n(\vec{r})$:

$$N(\vec{\rho}) = \int_{\text{espace}} E(\vec{\rho}_1) E^*(\vec{\rho}_1 + \vec{\rho}) \gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2 + \vec{\rho}) \times \\ \times e^{2\pi j \vec{r}_1(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)} d\vec{r}_1 d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 \quad (1-5)$$

Nous rappelons que la fonction $N(\vec{\rho})$ est reliée à la fonction mesurée $G(\vec{\rho})$ et à la fonction de transfert de modulation du système optique de l'oeil $M(\vec{\rho})$ par la relation :

$$N(\vec{\rho}) = \frac{G(\vec{\rho})}{M(\vec{\rho})}$$

A3. Les interventions du système optique et de la rétine se séparent immédiatement dans l'hypothèse où deux points objets B'_1 et B'_2 en phase ont des images B''_1 et B''_2 dont la différence de phase est aléatoire. Cette hypothèse s'écrit :

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2 + \vec{\rho}) = \delta(\vec{r}_1) \gamma(0, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2 + \vec{\rho}) \quad (1-6)$$

Nous reportons cette fonction γ dans l'expression (1-5)

$$N(\vec{\rho}) = \int_{\text{espace}} d\vec{\rho}_1 E(\vec{\rho}_1) E^*(\vec{\rho}_1 + \vec{\rho}) \times \int_{\text{espace}} d\vec{\rho}_2 \gamma(0, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2 + \vec{\rho}) \quad (1-7)$$

Nous reconnaissons dans cette dernière expression la fonction d'autocorrélation de la pupille:

$$\int_{\text{espace}} d\vec{\rho}_1 E(\vec{\rho}_1) E^*(\vec{\rho}_1 + \vec{\rho})$$

L'hypothèse (1-6) n'est malheureusement pas raisonnable. La relation (1-5) montre qu'une condition nécessaire pour que les fonctions optique et rétinienne soient séparables est que l'intégrale

$$\int_{\text{espace}} \gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2 + \vec{\rho}) e^{2\pi j \vec{r}_1 (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)} d\vec{r}_1 d\vec{\rho}_2$$

soit indépendante de $\vec{\rho}_1$; cette condition serait vérifiée si $\exp 2\pi j \vec{r}_1 (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)$ restait voisin de 1 dans le domaine de variations de \vec{r}_1 , $\vec{\rho}_1$ et $\vec{\rho}_2$. Le domaine de variations de $\vec{\rho}_1$ et $\vec{\rho}_2$ est déterminé par les dimensions des pupilles de l'oeil pour le trajet incident et le trajet retour; le domaine de variations de \vec{r}_1 est limité par la décroissance rapide de la fonction $\gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_2 + \vec{\rho})$ en $|\vec{r}_1|$. Pour des diamètres de pupilles de 4 millimètres et un module de \vec{r}_1 égal à 1 μm , l'argument $2\pi \vec{r}_1 (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)$ de l'exponentielle varie de 0 à 130 degrés au lieu de rester voisin de 0.

Nous ne pouvons donc pas séparer les interventions du système optique et de la rétine dans le processus de formation de l'image A'' ; nous obtenons une information globale sur la qualité optique de l'oeil (système optique et rétine) -

Néanmoins, cette seule mesure de $G(\mu)$ suffirait si nous montrions que l'intervention de la rétine dans l'élargissement de l'image A'' était négligeable. La courbe 25 montre les variations de $G(\mu)$ en fonction de l'excentricité (pour un diamètre pupillaire de 4 mm et une fréquence spatiale de 11,37 deg.⁻¹ dans l'espace objet de l'oeil).

Nous observons sur cette courbe une forte décroissance de $G(\mu)$ quand nous passons de la fovéa à la périfovéa ; la qualité du système optique ne variant que peu au voisinage de l'axe visuel, cette forte décroissance est causée par la variation de structure de la rétine. Cette courbe suggère donc que l'intervention de la rétine n'est pas négligeable et nous incite à mettre au point une méthode permettant de l'évaluer.

B. Principe des voies 2 et 3.

Nous allons, dans ce paragraphe, expliquer le processus de formation de l'image par une méthode permettant la séparation des fonctions optique et rétinienne. Les deux fonctions inconnues que nous avons définies dans le I sont $M(\mu)$ et $S(\mu)$. Nous mesurons deux autres fonctions $B(\mu)$ et $C(\mu)$ définies plus loin : nous pourrions déduire de deux équations les inconnues $M(\mu)$ et $S(\mu)$. Les trajets optiques que nous appelons voies 2 et 3 permettent respectivement les mesures de $B(\mu)$ et $C(\mu)$.

B.1. Y. Le Grand suggéra en 1936 [14] de projeter des franges d'interférence sur la rétine.

Un point lumineux J est dédoublé en deux points J_a et J_b ; ces deux images, en phase et d'égales amplitudes se forment dans le plan de la pupille de l'oeil (fig. 6a - nous supposons la largeur de bande spectrale petite). Il se forme un système de franges d'Young non localisées (en particulier sur la rétine) ; l'image A'' après réflexion par la rétine est un système de franges rectilignes, sinusoidales, dont le pas $\frac{1}{\mu}$ vaut $\frac{\lambda D}{na}$; a et D représentent respectivement la distance entre les deux points J_a et J_b et la distance entre les plans pupillaire et image (fig.7). Cette image A'' est spatialement incohérente (§ 1IB) : l'intervention du système optique de l'oeil pour la seconde traversée s'écrit donc simplement par une équation de convolution avec la réponse impulsionnelle $m(y,z)$ du système optique de l'oeil. Le faisceau

de retour est séparé du faisceau incident par la lame semi-transparente T (fig. 6). L'image extérieure à l'oeil A''' se forme dans le plan focal de l'objectif L ; soit B(μ) la modulation de ce système de franges rectilignes sinusoïdales.

La répartition des éclairissements de l'image dans le plan d'analyse s'écrit :

$$E(y) = E_0 (1 + B(\mu) \cos 2\pi \mu y)$$

Nous nous proposons de mesurer le facteur de transfert B(μ). Dans ce but, l'image A''' est balayée par une mire D2; cette mire est transparente, rectiligne, de transmission sinusoïdale; son pas est égal à celui des franges et ses traits ont même orientation que les franges (direction Oz). La mire D2 subit un mouvement de translation uniforme (à la vitesse \vec{v} de direction Oy).; sa position est repérée par l'abscisse y_0 ($y_0 = vt$). Pour la position y_0 de la mire, la transmission est égale à:

$$T(y) = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\pi \mu (y - y_0))$$

Nous avons représenté sur la figure 6b les profils de l'éclairissement de l'image A''' et de la transmission de la mire - Le flux lumineux est recueilli par un photomultiplicateur.

Pour la position y_0 de la mire, le flux recueilli est égal à:

$$\phi(y_0) = \frac{1}{Y} \int_{-\frac{Y}{2}}^{\frac{Y}{2}} (1 + B(\mu) \cos 2\pi \mu y) (1 + \cos 2\pi \mu (y - y_0)) dy$$

Le paramètre Y qui va se révéler important représente la largeur du diaphragme. Après développement de l'expression, la fonction $\phi(y_0)$ prend la forme:

$$\phi(y_0) = \phi_0 \left(1 + B(\mu) \operatorname{sinc} \mu Y + \frac{B(\mu)}{2} \cos 2\pi \mu y_0 + \right. \\ \left. + (2 \operatorname{sinc} 2\mu Y + B(\mu) \operatorname{sinc} 4\mu Y) \cos 4\pi \mu y_0 \right)$$

Cette expression se simplifie dans le cas particulier où le diaphragme a une largeur multiple du pas de la mire. Nous obtenons alors:

$$\phi(y_0) = \phi_0 \left(1 + \frac{B(\mu)}{2} \cos 2\pi \mu y_0 \right) \quad (1-8)$$

Il est possible, par traitement du signal électrique correspondant d'en déduire la mesure du facteur $B(\mu)$. L'utilisation de mires de diverses fréquences μ permet de mesurer la fonction $B(\mu)$ pour différentes fréquences spatiales.

B.2. Nous cherchons à lier la fonction mesurée $B(\mu)$ aux fonctions $M(\mu)$ et $S(\mu)$ qui caractérisent l'oeil. Nous utiliserons les mêmes notations vectorielles que dans le paragraphe précédent. Les positions des deux points lumineux J_a et J_b sont repérées par les vecteurs $\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}$ et $\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}$ (fig. 7). La répartition des amplitudes dans le plan de la pupille de l'oeil est donc la suivante:

$$E\left(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}\right) \delta\left(\vec{\rho} - \left(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}\right)\right) + E\left(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}\right) \delta\left(\vec{\rho} - \left(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}\right)\right) \quad (1-9)$$

La répartition des amplitudes $\mathcal{A}(\vec{r}')$ de l'image A' (plan Δ'_0) est la transformée de Fourier de la répartition des amplitudes dans le plan de la pupille de l'oeil ([32], [33]) :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\vec{r}') &= E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) e^{-2\pi j \vec{r}' \cdot (\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2})} \\ &+ E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) e^{-2\pi j \vec{r}' \cdot (\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2})} \end{aligned} \quad (1-10)$$

Soit $f(\vec{r})$ la répartition des amplitudes de l'image A'' (après réflexion par la rétine), $f(\vec{r})$ est lié à $\mathcal{A}(\vec{r}')$ et à la fonction $C_{\vec{r}'}(\vec{r} - \vec{r}')$ définie dans le paragraphe précédent par la relation :

$$f(\vec{r}) = \int_{\text{espace}} \mathcal{A}(\vec{r}') C_{\vec{r}'}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (1-11)$$

Nous calculons la répartition des éclairissements de l'image A'' :

$$f(\vec{r}) f^*(\vec{r}) = \int_{\text{espace}} \mathcal{A}(\vec{r}') \mathcal{A}^*(\vec{r}'') C_{\vec{r}'}(\vec{r} - \vec{r}') C_{\vec{r}''}^*(\vec{r} - \vec{r}'') d\vec{r}' d\vec{r}''$$

Nous remplaçons les fonctions $C_{\vec{r}'}$ et $C_{\vec{r}''}$ par leurs transformées de Fourier; nous calculons la valeur moyenne de la fonction $f(\vec{r}) f^*(\vec{r})$ puis effectuons un changement de variables. Nous obtenons:

$$\begin{aligned} \langle f(\vec{r}) f^*(\vec{r}) \rangle &= E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) E^*(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) \int_{\text{espace}} \gamma(\vec{n}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1) e^{2\pi j \vec{n}_1 \cdot (\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2} - \vec{\rho}_1)} d\vec{n}_1 d\vec{\rho}_1 + \\ &+ E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) E^*(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) \int_{\text{espace}} \gamma(\vec{n}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1) e^{2\pi j \vec{n}_1 \cdot (\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2} - \vec{\rho}_1)} d\vec{n}_1 d\vec{\rho}_1 + \\ &+ e^{2\pi j \vec{n} \cdot \vec{\rho}_0} E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) E^*(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) \int_{\text{espace}} \gamma(\vec{n}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{\rho}_0) e^{2\pi j \vec{n}_1 \cdot (\vec{\rho}_i - \vec{\rho}_1 - \frac{\vec{\rho}_0}{2})} d\vec{n}_1 d\vec{\rho}_1 + \\ &+ e^{-2\pi j \vec{n} \cdot \vec{\rho}_0} E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) E^*(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) \int_{\text{espace}} \gamma(\vec{n}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0) e^{2\pi j \vec{n}_1 \cdot (\vec{\rho}_i - \vec{\rho}_1 + \frac{\vec{\rho}_0}{2})} d\vec{n}_1 d\vec{\rho}_1 \end{aligned} \quad (1-12)$$

L'image A'' après traversée du système optique et réflexion par la rétine est donc bien un système de franges sinusoïdales de pas $\frac{1}{|\vec{\rho}_0|} = \frac{\lambda D}{na}$.

Nous voyons dans l'expression (1.12) qu'une condition suffisante pour que la modulation des franges soit indépendante de la traversée du système optique de l'oeil est que:

$$|E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2})| = |E(\vec{\rho}_1 + \frac{\vec{\rho}_0}{2})|$$

Cette condition est pratiquement vérifiée si les deux points J_a et J_b ont symétriques par rapport au centre P de la pupille de l'oeil (cas où $\vec{\rho}_i$ vaut 0). La modulation des franges est égale à la fonction S(μ) définie dans le paragraphe 11c.

Cette fonction S(μ) est liée à $\gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2)$ par la relation:

$$S(\mu) = \frac{\int_{\text{espace}} d\vec{r}_1 d\vec{\rho}_1 \left[\gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 + \vec{\rho}_0) e^{-2\pi j \vec{r}_1 \cdot (\vec{\rho}_1 + \frac{\vec{\rho}_0}{2})} + \gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0) e^{2\pi j \vec{r}_1 \cdot (-\vec{\rho}_1 + \frac{\vec{\rho}_0}{2})} \right]}{\int_{\text{espace}} d\vec{r}_1 d\vec{\rho}_1 \gamma(\vec{r}_1, \vec{\rho}_1, \vec{\rho}_1) \left[e^{2\pi j \vec{r}_1 \cdot (\frac{\vec{\rho}_0}{2} - \vec{\rho}_1)} + e^{2\pi j \vec{r}_1 \cdot (-\frac{\vec{\rho}_0}{2} - \vec{\rho}_1)} \right]}$$

(1-13)

Examinons maintenant le problème de la seconde traversée du système optique de l'oeil. La réponse impulsionnelle ou la FTM du système optique de l'oeil peuvent être utilisées si l'image A'' est spatialement incohérente et si l'indicatrice d'intensité du faisceau lumineux de retour (lumière réfléchiée par la rétine) est uniforme. Nous avons montré dans les § 1 I B et 1 I C que la première condition était vérifiée.

Précisons l'ordre de grandeur des angles d'incidence et de réflexion. L'angle d'incidence θ_0 dépend de la fréquence spatiale de la mire ;

(notées μ_i , i variant de 1 à 8) forment une progression arithmétique. Les huit angles d'incidence correspondants valent 0,10 - 0,20... 0,80 degré décimal ; les angles de réflexion sont limités par la pupille de l'oeil pour le trajet retour: à une pupille d'entrée de l'oeil pour le trajet retour de diamètre 5 mm correspond un demi angle d'ouverture θ de 6,4 degrés. L'indicatrice d'intensité du faisceau lumineux réfléchi par la rétine est pratiquement uniforme pour de tels angles d'ouverture.

La seconde traversée du système optique de l'oeil baisse la modulation du système de franges du facteur $M(\mu)$. La modulation $B(\mu)$ du système de franges rectilignes sinusoïdales de l'image A'' est donc liée aux fonctions $M(\mu)$ et $S(\mu)$ par la relation :

$$B(\mu) = S(\mu) \times M(\mu) \quad (1-14)$$

B.3. Nous ne pouvons pas déduire de la fonction mesurée $B(\mu)$ les deux fonctions inconnues $S(\mu)$ et $M(\mu)$; il est donc nécessaire d'introduire une troisième voie, permettant la mesure d'une fonction $C(\mu)$ liée aux mêmes fonctions. Le principe de formation de l'image A' (espace image du système optique) fut utilisé par A. Arnulf, O. Dupuy, S. Berger-Lheureux [28].

Le couple de points (J_a, J_b) est remplacé par une infinité de couples de points couvrant la pupille.

Le schéma de principe de cette voie est présenté sur la figure 8. La source lumineuse secondaire, limitée par le diaphragme P_1 est large, spatialement incohérente, de luminance uniforme (et de largeur spectrale petite). Nous désignons par J_i le point courant de cette source et par A_i l'amplitude de l'onde émise par l'élément de surface ϵ^2 centré autour de J_i . Les hypothèses faites s'écrivent:

$$\langle A_i A_j^* \rangle = 0$$

$$\langle A_i A_i^* \rangle = \langle A_j A_j^* \rangle$$

Le diaphragme P_1 est dédoublé et projeté sur la pupille d'entrée de l'oeil : soit P'_{a1} et P'_{b1} ces deux images (fig. 9) distantes de a .

Considérons un couple de points $[J_{ai}, J_{bi}]$ sur la pupille: ces deux points cohérents, de même amplitude et distants de a , sont incohérents avec tous les autres points lumineux projetés sur la pupille; nous reconnaissons les conditions expérimentales du paragraphe précédent:

- au couple de points $[J_{ai}, J_{bi}]$ correspond après traversée du système optique et réflexion par la rétine une image A''_i , système de franges rectilignes, sinusoïdales, de pas $\frac{\lambda D}{na}$ et de modulation $S(\mu)$.
- au couple de point $[J_{aj}, J_{bj}]$ correspond également une image A''_j constituée par un système de franges rectilignes sinusoïdales, de mêmes pas, modulation et orientation. L'absence de relation de phase entre les points lumineux J_i et J_j nous permet d'additionner les éclairagements des deux images A''_i et A''_j .

Il y a des points J_{ak} et J_{bk} qui sont respectivement intérieur et extérieur à la pupille de l'oeil ; l'éclaircement uniforme correspondant à un tel couple de points contribue à baisser la modulation de l'image.

Les aberrations du système optique de l'oeil (ou un défaut de mise au point) peuvent causer un décalage des deux systèmes de franges, ce qui entraîne aussi une baisse de modulation de l'image.

L'image A'' (système de franges rectilignes sinusoïdales) est reprise par le système optique de l'oeil et l'objectif L_2 : l'image A''' se forme à l'extérieur de l'oeil ; soit $C(\mu)$ sa modulation .

Nous nous proposons de mesurer le facteur $C(\mu)$. La méthode d'analyse est identique à celle décrite précédemment au sujet de la voie 2. L'image A''' (fig. 8), limitée par un diaphragme P_4 dont la largeur est multiple du pas des franges est balayée par une mire transparente sinusoïdale, rectiligne, de pas identique. Sur le schéma 8b sont représentés les profils de l'image A''' et de la transmission de la mire d'analyse. Le flux lumineux $\phi(t)$ est recueilli par un PM.

$$\phi(t) = \phi_0 \left[1 + \frac{1}{2} |C(\mu)| \cos(2\pi\mu vt + \phi) \right]$$

Le traitement du signal électrique permet la mesure du facteur $|C(\mu)|$. Nous mesurons $|C(\mu)|$ pour diverses valeurs de la fréquence spatiale.

B.4. Nous cherchons à lier la fonction $C(\mu)$ aux fonctions définies dans les paragraphes précédents. Nous supposons que les images P'_{a1} et P'_{b1} ont un diamètre double de celui de la pupille d'entrée de l'oeil.

A''_i est décrit par la fonction $L_i(\vec{r})$ (luminance au point \vec{r} de la rétine) :

$$L_i(\vec{r}) \propto \left[|E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2})|^2 + |E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2})|^2 + 2 S(\mu) \cos \left[2\pi j \vec{\rho}_0 \cdot \vec{r} \right] E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) \right] \quad (1-15)$$

A'' (qui correspond à l'ensemble des couples $[J_{ai} J_{bi}]$, c'est à dire à une pupille d'entrée de l'oeil couverte par le trajet incident) est décrit par la fonction $L(\vec{r})$. L'incohérence spatiale de la source secondaire limitée par le diaphragme P_1 permet d'additionner les luminances :

$$L(\vec{r}) = \int_{\text{pupille}} L_i(\vec{r}) d\vec{\rho}_i \quad (1-16)$$

Nous pouvons utiliser un domaine d'intégration infini si nous donnons à E une valeur nulle à l'extérieur de la pupille.

Nous reportons l'expression (1-15) dans (1-16)

$$L(\vec{r}) = \int_{\text{espace}} |E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2})|^2 d\vec{\rho}_i + \int_{\text{espace}} |E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2})|^2 d\vec{\rho}_i + 2 S(\mu) \left| \int_{\text{espace}} E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_0}{2}) E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_0}{2}) d\vec{\rho}_i \right| \cos(2\pi \vec{\rho}_0 \cdot \vec{r}) \quad (1-17)$$

La modulation de cette sinusoïde est égale à :

$$2 \quad S(\mu) = \frac{\left| \int_{\text{espace}} E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_e}{2}) E^*(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_e}{2}) d\vec{\rho}_i \right|}{\int_{\text{espace}} |E(\vec{\rho}_i + \frac{\vec{\rho}_e}{2})|^2 d\vec{\rho}_i + \int_{\text{espace}} |E(\vec{\rho}_i - \frac{\vec{\rho}_e}{2})|^2 d\vec{\rho}_i} \quad (1-18)$$

Nous voyons apparaître la fonction d'autocorrélation du système optique de fonction pupillaire $E(\vec{\rho})$: $M(\mu)$ est la FTM d'un tel système optique.

La modulation de l'image A'' est donc égale à $M(\mu) \times S(\mu)$.

L'image A'' est spatialement incohérente ; l'indicatrice d'intensité pour le faisceau réfléchi par la rétine est pratiquement uniforme (les angles d'ouverture dans l'oeil pour les trajets incident et de retour sont faibles). La seconde traversée du système optique de l'oeil contribue donc à baisser la modulation du système de franges du facteur de transfert $M(\mu)$.

La modulation $C(\mu)$ de l'image extérieure à l'oeil A''' est liée aux fonctions optique et rétinienne par la relation :

$$\boxed{C(\mu) = M(\mu) \times S(\mu) \times M(\mu)} \quad (1-19)$$

Les voies 2 et 3 permettent respectivement les mesures des facteurs $B(\mu)$ et $C(\mu)$. Nous rappelons les relations (1-14) et (1-19) :

$$B(\mu) = S(\mu) \times M(\mu)$$

$$C(\mu) = M(\mu) \times S(\mu) \times M(\mu)$$

Nous en déduisons la valeur des facteurs $M(\mu)$ et $S(\mu)$:

$$\boxed{M(\mu) = \frac{C(\mu)}{B(\mu)} \quad S(\mu) = \frac{B^2(\mu)}{C(\mu)}} \quad (1-20)$$

Nous accédons ainsi à la mesure des facteurs $M(\mu)$ et $S(\mu)$.

III. CONDITIONS DE TRAVAIL IMPOSEES PAR L'OEIL

A. Mesures sur un oeil vivant.

La quantité de lumière reçue par le PM est très faible.

En effet:

a) Le flux lumineux reçu par l'oeil est limité par les risques de dégradation de la rétine.

b) Le rapport entre le flux lumineux de retour et le flux incident est très faible en raison de la petitesse de l'albédo de la rétine (qui est voisin de 0,04 dans le vert).

c) La durée de mesure est limitée à 200 millisecondes, temps de constriction pupillaire. Cette faible durée de mesure nous affranchit de la nécessité de paralyser l'accommodation et la pupille (nous étudions donc l'oeil dans ses conditions d'utilisation naturelle). Les diamètres de la pupille d'entrée de l'oeil pour les trajets incident et de retour sont déterminés par la projection dans son plan de différents diaphragmes. Leurs diamètres seront de 2, 3, 4, 5, 6 et 7 mm.

Il est donc indispensable d'éliminer soigneusement les différentes sources de lumière parasite, et d'effectuer un traitement du signal électrique en sortie du PM pour améliorer le rapport signal sur bruit.

B. Mesure dans le champ périphérique

Nous étudions la rétine dans un plan horizontal pour des excentricités comprises entre $40^{\circ}T$ et $40^{\circ}N$. L'oeil emmétrope pour la fovéa devient astigmatique et myope en rétine périphérique. Les courbes de la figure 10 mesurées à l'aide du prototype du rétinofocomètre mis au point à l'Institut d'Optique et adapté à la mesure de la puissance de l'oeil en dehors de l'axe (O.Dupuy [15]), montrent la position des focales en fonction de l'excentricité.

Nous voyons que l'une des focales est orientée à 90° . La fente objet étant verticale, nous compenserons la myopie correspondant à cette direction. Notre montage permet de compenser des amétropies comprises entre +1 et -4 dioptries

Chapitre 2

Le but de ce chapitre est de décrire plus en détail les conditions expérimentales découlant des considérations théoriques du premier chapitre.

I. GENERALITES SUR LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A. Présentation du montage

Le dispositif expérimental complet est présenté sur la figure 11. La lame semi-transparente séparant les faisceaux incident et de retour est T_1 . De haut en bas du dessin sont représentées les voies incidentes 2 et 3 (dédoublément par interféromètre de Sagnac ou par mire), la voie incidente 1 et le trajet de retour.

Le trajet de retour est commun aux différentes voies incidentes. Nous rappelons les éléments optiques qui sont apparus sur les schémas de principe du chapitre 1: le point objet de la voie 1 est f_1 . Les points objets de la voie 2 sont f_2 ou f_3 (selon que le dédoublément est effectué par mire ou par interféromètre de Sagnac). La source lumineuse secondaire large, spatialement incohérente, de luminance uniforme de la voie 3 est limitée par le diaphragme P_6 . Enfin, l'image A'' , limitée par le diaphragme P_4 est balayée par la mire d'analyse D_2 ; le flux lumineux est recueilli par le PM.

Les autres composants présents sur le schéma 11 permettent de déterminer les paramètres que nous allons définir dans le paragraphe suivant.

B. Définition des différents paramètres.

$M(\mu)$, $S(\mu)$, $G(\mu)$, $B(\mu)$ et $C(\mu)$ définis dans le premier chapitre sont fonction de la variable μ , fréquence spatiale.

D'autres paramètres interviennent implicitement dans la mesure de ces fonctions de transfert.

- Les diamètres des pupilles : la discussion du § 1.II.B a déjà souligné l'importance de la valeur des angles d'ouverture image dans l'oeil pour les trajets incident et de retour.

- Le problème de l'excentricité a été évoqué à la fin du premier chapitre

- La position des plans de fixation, objet et d'analyse : l'état d'accommodation de l'oeil (considéré dans le premier chapitre comme un système optique figé) est déterminé par la position longitudinale du point de fixation.

- Le champ de mesure choisi détermine la finesse d'analyse de l'image, mais aussi le niveau de lumière parasite recueilli.

1. Diamètres pupillaires

ω_i et ω_r sont respectivement les diamètres de la pupille d'entrée de l'oeil pour le trajet incident et pour le trajet retour (Fig. 12). Les images de deux diaphragmes sont projetées par un système optique dans le plan de la pupille d'entrée de l'oeil.

2. Excentricité

Le paramètre χ , excentricité du point objet, détermine la zone de rétine étudiée (Figure 12 A). Le trajet de fixation (Fig. 12 B) est composé du point de fixation T, de l'objectif L_6 et du miroir escamotable M_{e2} . L'axe Δ de ce faisceau lumineux est confondu avec la ligne principale de visée de l'oeil.

Soit δ l'axe du faisceau incident de mesure (axe qui intervient dans le chapitre 1 pour les voies incidentes 1, 2 et 3).

La zone de rétine étudiée est déterminée par les positions relatives des axes δ et Δ . La valeur du paramètre χ est égale au double de l'angle de rotation du miroir M_{e2} .

La tête est maintenue en position par une empreinte dentaire. Nous faisons tourner l'ensemble de la tête pour éviter les déformations du globe oculaire. La rotation de l'oeil (et de la tête) s'effectue autour d'un axe passant par le centre de la pupille P.

Le miroir M_{e2} peut, pour les faibles excentricités, occulter le faisceau lumineux incident de mesure: il est donc nécessaire qu'il soit escamotable (Fig. 12 C). Le support du miroir peut subir un mouvement de rotation autour de l'axe O perpendiculaire au plan de la figure C. En position (1), le miroir vertical réfléchit le faisceau lumineux de fixation. En position (2), le miroir horizontal n'occulte plus le faisceau lumineux de mesure. Le miroir est maintenu en position (1) par un électroaimant; le courant est coupé

10 millisecondes avant le début de la manipulation: le miroir sollicité par un ressort prend la position (2).

Le réglage de la valeur de l'excentricité s'effectue par rotation du miroir autour de l'axe I (perpendiculaire au plan de la figure B), et par translation selon l'axe Δ_1 .

3. Fréquence spatiale

La fréquence spatiale μ est déterminée par le pas de la mire D_2 et les focales des objectifs intermédiaires. Nous utilisons un jeu de huit mires différentes dont les fréquences spatiales correspondantes (notées $\mu_1, \mu_2 \dots \mu_8$) forment une progression arithmétique. Elles sont rapportées à l'espace objet de l'oeil, l'unité utilisée est le (deg déc)⁻¹. Ces huit fréquences sont les suivantes:

| i | μ_i (deg dec) ⁻¹ | $\frac{1}{\mu_i}$ min.d'arc |
|---|------------------------------------|--------------------------------|
| 1 | 2,27 | 26,4 |
| 2 | 4,54 | 13,2 |
| 3 | 6,81 | 8,81 |
| 4 | 9,08 | 6,61 |
| 5 | 11,37 | 5,28 |
| 6 | 13,65 | 4,39 |
| 7 | 16,07 | 3,73 |
| 8 | 18,23 | 3,29 |

Les mires utilisées ont une nature différente de celle supposée dans le chapitre 1.

- ces mires ont un profil de transmission créneaux et non sinusoidal (pour des raisons technologiques. Nous définissons la largeur du trait blanc par le paramètre X : cette largeur est égale à $Xp/2$, p étant le pas de la mire . fig. 13 A).

- ces mires sont radiales et non rectilignes (il est en effet mécaniquement plus facile de réaliser un bon mouvement de rotation qu'un bon mouvement de translation).

4. Distance des plans objet, d'analyse et de fixation

Les paramètres x_o , x_a et x_f représentent respectivement les distances du plan objet Δ_o , du plan d'analyse Δ_a et du plan de fixation Δ_f à la pupille d'entrée de l'oeil.

Le dispositif expérimental permet de faire varier les paramètres $\frac{1}{x_o}$, $\frac{1}{x_a}$ et $\frac{1}{x_f}$ de +1 à -4 dioptries.

5. Longueur d'onde.

Les problèmes théoriques liés à l'utilisation d'un spectre large sont

différents selon les voies incidentes. Il est possible de travailler en lumière blanche avec la voie 1. L'utilisation d'un spectre large dans le cas du dédoublement par mire est limitée par le problème du filtrage spatial qui sera évoqué plus loin. L'utilisation d'un spectre large dans le cas du dédoublement par interféromètre de Sagnac entraîne une baisse de modulation des franges au bord du champ objet; ce problème sera traité plus en détail dans le § 2.III.A.

La bande spectrale dont la largeur sera précisée plus loin est centrée autour de la longueur d'onde 546 nm.

6. Champ de mesure

Le champ de mesure (aire de la rétine intervenant dans la mesure) est déterminé par les dimensions du diaphragme P_4 . Les remarques suivantes soulignent l'importance de ce paramètre :

La rétine a une structure hétérogène, et les mesures effectuées ne sont significatives que si la zone intervenant a la même structure sur l'ensemble de sa surface.

La seconde remarque concerne la voie incidente 1 ; nous avons représenté sur la figure 13B le profil de l'image extérieure à l'oeil A'' et les bords du diaphragme P_4 . Soit Y la largeur du diaphragme, les fonctions de transfert $G(\mu)$ vraie et mesurée sont respectivement :

$$G(\mu) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\pi j \mu y} g(y) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} g(y) dy} \quad \text{et} \quad G_Y(\mu) = \frac{\int_{-\frac{Y}{2}}^{\frac{Y}{2}} e^{-2\pi j \mu y} g(y) dy}{\int_{-\frac{Y}{2}}^{\frac{Y}{2}} g(y) dy}$$

La finesse d'analyse de l'image dépend de la largeur Y du diaphragme P_4 (J. Simon, P. Deneuil 1973) [7] ; mais la quantité de lumière parasite recueillie est aussi proportionnelle à la surface de ce diaphragme ; J. Takeda et T. Ose (1974) [8][9] étudièrent le problème du compromis nécessaire au choix de la largeur du diaphragme.

La troisième remarque concerne les voies 2 et 3.

Le balayage de l'image extérieure à l'oeil (franges sinusoidales) est réalisé par une mire de même pas ; on a montré dans le § 1 II B que les facteurs $B(\mu)$ ou $C(\mu)$ ne peuvent être déduits simplement du signal électrique que si la largeur angulaire du diaphragme est multiple du pas de la mire. Cette condition est vérifiée avec un seul diaphragme pour l'ensemble des huit secteurs parce que les huit fréquences $\mu_1, \mu_2 \dots \mu_8$ forment une progression arithmétique. La dimension du champ de mesure choisi (rapportée à l'espace objet de l'oeil) vaut $0,88 \times 1,40$ degrés. Cette largeur est double du pas $\frac{1}{\mu_1}$ du secteur 1 et quintuple de la largeur de la tâche image.

C. Acquisition des données

Nous avons exprimé dans le chapitre 1 (1 II A, B) l'expression des tensions en sortie du photomultiplicateur correspondant à chacune des trois voies incidentes dans l'hypothèse où la mire d'analyse D_2 a un profil de transmission sinusoidal et où le bruit est négligeable devant le signal. La forme du signal réel est plus compliquée : la nature créneaux des mires ajoute des harmoniques supplémentaires ; Du bruit se superpose au signal utile.

Nous pouvons écrire le signal $w(y)$ en sortie du PM sous la forme :

$$w(y) = v(y) + l(y)$$

les fonctions $v(y)$ et $b(y)$ représentent respectivement le signal utile et le bruit. Dans le cas le plus général, la fonction $v(y)$ s'écrit :

$$v(y) = v_0 \left[1 + \sum_{n \geq 1} A(n\mu_i) \alpha_{in} \cos(2\pi n\mu_i y + \varphi_{in}) \right]$$

Le facteur de transfert $A(n\mu_i)$ représente selon le cas G, B ou C. Le paramètre α_{in} est déterminé par les facteurs géométriques du montage. Le bruit $b(y)$ est en premier lieu constitué par le bruit de grenaille lié au signal utile $v(y)$; à ce bruit s'ajoute le signal causé par la lumière parasite: lumière diffusée par les milieux oculaires, lumière réfléchie par la cornée (gênante sur l'axe visuel et son voisinage), lumière réfléchie par les éléments optiques et mécaniques du montage; la composante continue correspondant à cette lumière parasite modifie la valeur du facteur de transfert.

Le signal $w(y)$ est échantillonné bloqué, puis converti en digital par un convertisseur analogique-numérique à 12 bits afin d'être mémorisé. Le signal dure 260 millisecondes; à la cadence d'échantillonnage de 20 kHz correspond donc une capacité de mémoire de 5200 mots de 12 bits. Nous disposons, pour réaliser ce stockage d'un microcalculateur (Micral S) comprenant, outre le processeur et les coupleurs d'entrée sortie 16 kilo octets de mémoire vive. Le calculateur travaillant sur des mots de 8 bits, il est nécessaire de scinder en deux les mots de sortie du convertisseur analogique numérique, et d'acquérir successivement la partie haute (4 bits) et la partie basse (8 bits) de ces mots. De ce fait, le calculateur travaille à une cadence de 40 kHz. Un des quatre bits disponibles est utilisé pour l'enregistrement du signal de référence de phase $r(y)$;

une fente lumineuse fine (centrée par rapport au diaphragme P_4) est projetée sur le disque ; le flux lumineux est recueilli par une photodiode. La fonction $r(y)$ est donc en créneaux symétriques, si la mire D_2 est parfaite et si le moteur tourne à vitesse constante.

$$r(y) = 1 + \sum_{m \gg 1} \beta_{im} \cos 2\pi m \mu_i y$$

Ces données (les fonctions $w(y)$ et $r(y)$) sont ensuite retraduites sur ruban perforé afin de permettre un traitement sur IBM 370.

II. ETUDE DE LA VOIE 1.

1) Les différentes conjugaisons

Les conjugaisons pupillaires sont représentées sur le schéma 14. Les pupilles d'entrée de l'oeil pour les trajets incident et retour sont déterminées respectivement par les diaphragmes P_1 et P_2 , situés dans les plans focaux des objectifs L_1 et L_4 ; la pupille d'entrée P de l'oeil est dans les plans focaux des objectifs L_2 et L_3 : les conjugaisons pupillaires sont donc bien vérifiées.

Les conjugaisons image sont représentées sur le schéma 15. Le plan objet Δ_0 est celui de la fente f_1 (nous utilisons une fente fine au lieu d'un point comme il a été supposé dans le chapitre 1 pour augmenter le flux); f_1 est envoyé à l'infini par l'objectif L_7 ; l'image, qui se forme dans le plan focal de l'objectif L_1 est reprise par l'objectif L_2 avant d'atteindre l'oeil. Les éléments f_1 , L_7 et L_2 sont fixes. Par contre, l'ensemble $\{ P_1 L_1 \}$ peut subir un mouvement de translation, ce qui détermine le paramètre x_0 , distance de la fente objet à la pupille d'entrée de l'oeil (notons que $\frac{1}{x_0}$ varie entre -4 dioptries et +1 dioptrie). Les positions relatives de P_1 et L_1 restent fixes dans ce mouvement de translation: il

en résulte que la conjugaison pupillaire pour le faisceau incident reste vérifiée. Le trajet retour est symétrique du trajet incident par rapport à la lame semi transparente T_1 . Nous précisons que les ensembles $[P_1 L_1]$ et $[P_2 L_4]$ sont montés sur un même chariot, car les paramètres x_o et x_a restent voisins ; néanmoins, l'ensemble $[P_2 L_4]$ peut subir un petit mouvement de translation relativement à l'ensemble $[P_1 L_1]$, ce qui modifie les positions relatives des plans Δ'_o et Δ'_a sur la rétine. Nous reconnaissons le trajet de fixation (constitué par T , L_6 et M_{e2}) décrit dans le paragraphe 2 I B. Le disque d'analyse D_2 est entraîné par un moteur dont la vitesse de rotation est réglée avec une précision $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ de l'ordre de 10^{-3} . La source lumineuse dont nous reparlerons plus loin est conjuguée par L_9 avec la fente objet f_1 . L'ouverture de l'obturateur O_1 (et l'escamotage du miroir M_{e2}) qui dépendent de la position du disque D_2 sont commandés directement par l'interface.

Nous remarquons sur ce même schéma la présence du miroir escamotable M_{e4} et de la lunette V_2 . Cet ensemble permet le centrage de la pupille P de l'oeil par rapport aux images des diaphragmes P_1 et P_2 (ces deux images sont centrées par réglage de l'appareil). Les trois mouvements de translation de la platine sur laquelle est fixée l'empreinte dentaire permettent la mise au point et le centrage de la pupille.

2) Signaux en sortie du PM et de la photodiode.

Nous avons supposé dans le chapitre 1 que la mire d'analyse D_2 était sinusoïdale ; nous avons précisé dans le § 2 I B la véritable nature de la mire. La décomposition en série de Fourier du coefficient de transmission $t(y)$ s'écrit :

$$t(y) = \frac{\chi_i}{2} \left[1 + \sum_{m \geq 1} \frac{4}{m\pi\chi_i} \sin m \frac{\pi}{2} \chi_i \cos 2\pi m \nu_i y \right] \quad (2-1)$$

L'indice i définit le numéro de la mire (de fréquence μ_i , et de largeur de trait blanc $\frac{X_i}{2\mu_i}$).

Le flux $\phi(y_0)$ recueilli pour la position y_0 de la mire s'écrit:

$$\phi(y_0) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} g(y) \pm (y - y_0) dy$$

Nous obtenons après développement du calcul :

$$\frac{\phi(y_0)}{\phi_0} = 1 + \sum_{m \geq 1} \left(\frac{4}{m \pi X_i} \sin m \frac{\pi}{2} X_i \right) |G'(m \mu_i)| \cos(2\pi m \mu_i y_0 + \varphi_m) \quad (2-2)$$

Cette expression correspond au cas du balayage de l'image par un nombre de traits infini. Soit q_i le nombre de périodes intervenant dans la mesure.

Le signal électrique recueilli en sortie du PM s'écrit:

$$\frac{V(y)}{V_0} = \text{rect} \frac{y}{q_i \mu_i} \left[1 + \sum_{m \geq 1} \left(\frac{4}{m \pi X_i} \sin m \frac{\pi}{2} X_i \right) |G'(m \mu_i)| \times \cos(2\pi m \mu_i y + \varphi_m) \right] \quad (2-3)$$

La lumière issue de la voie de référence de phase est recueillie par une photodiode: nous rappelons qu'une fente fine est projetée sur le disque. Le flux recueilli a donc des variations identiques au profil de transmission de la mire. Ce signal électrique s'écrit:

$$\frac{R(y)}{R_0} = \text{rect} \frac{y}{N_i \mu_i} \left[1 + \sum_{m \geq 1} \left(\frac{4}{m \pi X_i} \sin m \frac{\pi}{2} X_i \right) \cos 2\pi m \mu_i y \right] \quad (2-4)$$

Le nombre de traits N_i intervenant dans la mesure du signal de référence de phase est supérieur au nombre de traits q_i pour le signal de mesure. Considérons en effet le passage du secteur i au secteur $i + 1$: le signal issu du PM ne sera significatif qu'à partir de l'instant où la frontière entre les deux secteurs sera extérieure au diaphragme. Ce problème du passage de la frontière sera évoqué dans le paragraphe 4.

3) Flux moyen

Les expressions (22) et (23) font intervenir les termes constants ϕ_0 et ψ_0 . ϕ_0 et ψ_0 sont les valeurs moyennes du flux lumineux incident sur le PM et de la tension recueillie sur la résistance de charge. Le flux ϕ_0 dépend de la luminance L de la source, de l'étendue géométrique des faisceaux et de l'albédo de la rétine R .

L'étendue géométrique dépend des diamètres de la pupille d'entrée de l'oeil (pour les trajets incident et retour) et des dimensions de la fente objet (soit Ω l'angle solide sous lequel est vue la fente dans l'espace objet de l'oeil). La petitesse de l'albédo de la rétine et de la largeur de la fente objet rendent très faible ce flux ϕ_0 .

La valeur du flux ϕ_0 est égale à:

$$\phi_0 = h L \Omega \omega_i^2 \omega_r^2 R T_p R_p T_o^2 R_m^2 T_c^8 \chi_i \quad (2-5)$$

L représente la luminance de la source lumineuse (avec filtre); T_s et R_s sont les coefficients de transmission et de réflexion de la lame semi-transparente T_1 ; T_o et T_c sont les coefficients de transmission du système optique de l'oeil et d'un objectif; R_m est le coefficient de réflexion d'un miroir.

Il est indispensable que la source lumineuse soit de forte luminance; nous avons choisi une lampe HBO 200, lampe à vapeur de mercure très haute pression ; cette source lumineuse, alimentée en continu est à arc long, ce qui permet de la conjuguer avec la fente f_1 . L'hétérogénéité de la luminance de la source lumineuse ne nous gêne pas dans le cadre de la voie 1. L'objet dans le plan Δ_0 est décrit par la répartition des luminances $\delta(y) L(z)$; soit h la hauteur de la fente. L'image dans le plan Δ_a est décrite par la répartition des éclairiments $i(y,z)$; la source lumineuse étant spatialement incohérente, la fonction $i(y,z)$ est liée à la fonction $\delta(y) L(z)$ par une équation de convolution.

$$i(y, z) = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} L(z_0) g(y, z - z_0) dz_0$$

Les mires d'analyse étant rectilignes, nous accédons expérimentalement à la mesure de la quantité $i(y)$:

$$i(y) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} i(y, z) dz$$

a étant la hauteur du diaphragme P_4 .

Nous obtenons après un changement de variables:

$$i(y) = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} L(u) du \int_{-\frac{a}{2}-u}^{\frac{a}{2}-u} g(y, z) dz$$

Nous rappelons que la fonction $g(y)$ a été définie par $g(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(y, z) dz$.

Les deux intégrales sont séparables (et nous retrouvons la quantité $g(y)$) si la différence entre les hauteurs du diaphragme P_4 et de la fente objet f_1 est supérieure à la largeur de la tache image A'' .

Les hauteurs angulaires de P_4 et de f_1 sont respectivement de 1,40 degré et 0,5 degré. Leur différence, égale à 0,9 degré est bien supérieure à la largeur angulaire de A''' .

Nous discuterons enfin, dans ce paragraphe consacré au flux lumineux du choix de la largeur de la fente objet f_1 (supposée infiniment fine dans le calcul précédent).

Soit ϵ la largeur de la fente f_1 . L'élargissement de la fente cause une baisse de la modulation mesurée.

Nous accédons à la quantité $G(\mu_1)$ sinc $\mu_1 \epsilon$ au lieu de $G(\mu)$. Nous choisissons une valeur de ϵ égale à 0,01 degré. Il en résulte des dégradations du facteur de modulation égales à :

| i | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| sinc $\mu_1 \epsilon$ | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,98 | 0,97 | 0,96 | 0,95 |

Après avoir discuté de tous les paramètres de la relation (24), nous pouvons calculer les valeurs numériques de Φ_0 et ν_0

$$\omega_i = \omega_r = 4 \text{ mm}$$

$$X_i = 0,9$$

$$T_o = 0,7$$

$$R = 0,04 \text{ (dans le vert)}$$

$$k = 197$$

$$T_s = 0,5$$

$$R_s = 0,5$$

$$R_m = 0,90$$

$$T_c = 0,99 \text{ (tous les objectifs sont traités antireflets)}$$

$$L = 2 \times 10^8 \text{ cd/m}^2$$

$$\Phi_0 = 4 \times 10^{-11} \text{ watt.}$$

Ce flux est détecté par un PM 150 AVP alimenté sous 1700 volts (gain de $10^7 \times 0,5$). La tension recueillie sur une résistance de charge de $470 \text{ k}\Omega$ est égale à :

$$v_o = 4 \text{ volts.}$$

4) Les deux options et le processus de manipulation.

Nous avons présenté le schéma du disque d'analyse D_2 sur la figure 13. Les huit secteurs, de largeurs angulaires voisines de 18 degrés sont séparés par des frontières opaques d'environ 1 degré.

La mesure dure 200 ms. Notre dispositif expérimental permet deux types de manipulation :

- l'image extérieure à l'oeil A'' est balayée par un seul secteur i ; nous mesurons le facteur de transfert $G(\mu_i)$ pour la fréquence spatiale μ_i (option B).

- l'image extérieure à l'oeil est balayée par les huit secteurs; nous mesurons la fonction de transfert $G(\mu)$ pour les huit fréquences $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_8$ (option A).

L'avantage de l'option A sur l'option B est que nous réalisons la mesure des huit facteurs $G(\mu_1) \dots G(\mu_8)$ pour un état "gelé" de l'oeil (dont l'état varie dans le temps avec les microfluctuations d'accommodation).

L'avantage de l'option B est que la durée de mesure pour un secteur est dix fois supérieure :

il en résulte que le processus d'acquisition des données est facilité et que le bruit en fin de chaîne de traitement est plus faible. Nous avons précisé dans le § 2 I C que la fréquence d'échantillonnage est de 20 kHz. Les fréquences des signaux électriques pour chacun des secteurs sont les suivantes:

| i | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Option A (hertz) | 483 | 967 | 1450 | 1933 | 2420 | 2905 | 3421 | 3880 |
| Option B (hertz) | 47,5 | 94,9 | 142 | 190 | 238 | 285 | 336 | 381 |

Disons maintenant quelques mots au sujet du processus de manipulation. Après avoir choisi les différents paramètres expérimentaux (les diamètres de la pupille d'entrée de l'oeil pour les trajets incident et retour, l'excentricité du point de fixation, la position des plans objet, d'analyse et de fixation, le numéro du secteur), nous réalisons les réglages correspondants sur le montage. Le sujet (déjà adapté à l'obscurité) se met en place, et regarde le point de fixation, ce qui détermine l'orientation de son oeil et son état d'accommodation (la luminance de ce point est suffisamment faible pour que le diamètre de la pupille de l'oeil soit supérieur à ω_i et ω_r). La manipulation est entièrement automatique après l'ordre de départ lancé par l'opérateur sur la télétype. Le calculateur effectue en effet un repérage de la zone du disque balayée par la fente à chaque instant, ce qui permet de commander le flash et le miroir escamotable automatiquement au début de la zone utile de la mire (début du secteur 1 dans le cadre de l'option A, début du secteur i dans le cadre de l'option B), d'échantillonner le signal en sortie du PM, et de le mémoriser.

5) Traitement du signal

Nous avons exprimé dans les paragraphes 2 I C et 2 II 2 les fonctions $w(y)$ (signal en sortie du PM) et $r(y)$ (signal en sortie de la photodiode).

Nous cherchons le niveau de bruit de grenaille en fin de chaîne de traitement dans le cadre d'une méthode d'intercorrélation des fonctions $w(y)$ et $r(y)$. Nous en déduirons l'incertitude $\Delta G/G$ sur la mesure du facteur $G(\mu_i)$ causée par cette limitation théorique.

Nous rappelons les expressions de $r(y)$ et $w(y)$:

$$\frac{r(y)}{r_0} = \text{rect} \frac{y - h_i p_i}{N_i p_i} \left[1 + \sum_{m \geq 1} a_{im} \cos 2\pi m \mu_i y \right]$$

et
avec $w(y) = v(y) + b(y)$

$$\frac{v(y)}{v_0} = \text{rect} \frac{y - h_i p_i}{q_i p_i} \left[1 + \sum_{m \geq 1} a_{im} |G(m \mu_i)| \cos(2\pi m \mu_i y + \varphi_m) \right]$$

$$a_{im} = \frac{4}{m \pi X_i} \sin m \frac{\pi}{2} X_i \quad (2-6)$$

N_i est le nombre de traits blancs du secteur i de la mire

q_i est le nombre de pas du signal $w(y)$ intervenant dans le calcul :

- le signal de mesure $w(y)$ ne devient significatif qu'une fois le diaphragme P_4 recouvert par la mire.
- la fonction d'intercorrélation ne peut être calculée que si le signal $w(y)$ a une longueur inférieure au signal $r(y)$.

la coupure du signal $w(y)$ sur la longueur $q_i p_i$ est réalisée par l'ordinateur.

La fonction $r(y)$ est filtrée ; la fonction de transfert $F(\mu)$ de ce filtre numérique linéaire, égale à 1 pour les fréquences spatiales inférieures à $1,5 \mu_i$ est nulle pour les fréquences supérieures. Soit $\hat{r}(y)$ la fonction ainsi filtrée

Nous calculons la fonction d'intercorrélation $x(y)$ des signaux $w(y)$ et $\tilde{r}(y)$:

$$x(y_0) = \frac{1}{q_i p_i} \int_{-\infty}^{+\infty} w(y) \tilde{r}(y - y_0) dy \quad (2-7)$$

En l'absence du bruit, nous aurions une fonction d'intercorrélation $x_1(y_0)$ égale à :

$$x_1(y_0) = \frac{1}{q_i p_i} \int_{-\infty}^{+\infty} w(y) \tilde{r}(y - y_0) dy \quad (2-8)$$

La transformée de Fourier $X_1(\mu)$ de la fonction $x_1(y)$ est égale à :

$$X_1(\mu) = \frac{v_0 r_0}{4} N_i p_i F(\mu) \times$$

$$\times \left[2 \operatorname{sinc} q_i p_i N e^{-2\pi j h_i p_i \mu} + \sum_{m \neq 0} a_{m i} G(m p_i) \operatorname{sinc} q_i p_i (\mu - m p_i) e^{-2\pi j h_i p_i (\mu - m p_i)} \right]$$

$$\times \left[2 \operatorname{sinc} N_i p_i N e^{+2\pi j h_i p_i \mu} + \sum_{m' \neq 0} a_{m' i} \operatorname{sinc} N_i p_i (\mu - m' p_i) e^{2\pi j h_i p_i (\mu - m' p_i)} \right] \quad (2-9)$$

Le nombre de traits de la mire est important : 12 pour le cas le plus défavorable (secteur 1) et 94 pour le cas le plus favorable (secteur 8). La contribution des pieds des harmoniques 3, 5, etc... au voisinage des fréquences $-\mu_i$, 0 et $+\mu_i$ sera donc faible. La fonction $x_1(y_0)$ est voisine de l'expression :

$$v_0 r_0 + \frac{v_0 r_0}{2} a_{1i}^2 |G(\mu_i)| \cos(2\pi \mu_i y + \varphi) \quad (2-10)$$

Soit I_M et I_m les valeurs maximum et minimum de cette fonction. Le facteur $G(\mu_i)$ est lié aux valeurs mesurées I_M et I_m par la relation :

$$|G(\mu_i)| = \frac{2}{a_{1i}^2} \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad (2-11)$$

L'incertitude relative $\Delta G/G$ sur la mesure de $G(\mu_i)$ est égale à :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta I_M + \Delta I_m}{I_M - I_m} + \frac{\Delta I_M + \Delta I_m}{I_M + I_m} \quad (2-12)$$

les facteurs $G(\mu_i)$ étant faibles, les incertitudes ΔI_M et ΔI_m sont voisines.

Nous ne considérons dans ce paragraphe que le bruit de grenaille ; sa densité spectrale est égale à :

$$\frac{d\overline{b^2}}{d\nu} = 2qRGv_0V \quad (2-13)$$

V représente la vitesse de balayage de la mire.

La valeur quadratique moyenne $\overline{b^2}$ du bruit après intercorrélation des fonctions $w(y)$ et $\tilde{r}(y)$ est égale à :

$$\overline{b^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{\tilde{R}(-\nu)}{qR} \right|^2 \frac{d\overline{b^2}}{d\nu} d\nu \quad (2-14)$$

$\tilde{R}(\mu)$ étant la transformée de Fourier de $\tilde{r}(y)$.

Le nombre de traits de la mire balayés étant important, la fonction $\tilde{R}(-\mu)$ est voisine de l'expression :

$$\frac{n_0}{2} N_i \rho_i \left[2 \operatorname{sinc} N_i \rho_i \nu e^{2\pi j h_i \rho_i \nu} + a_{1i} \operatorname{sinc} N_i \rho_i (\nu - \rho_i) e^{2\pi j h_i \rho_i (\nu - \rho_i)} + a_{-1i} \operatorname{sinc} N_i \rho_i (\nu + \rho_i) e^{2\pi j h_i \rho_i (\nu + \rho_i)} \right] \quad (2-15)$$

L'intégrale de l'expression (2-14) se calcule alors immédiatement.

Nous obtenons :

$$b = \left[q R G' \nu_0 \frac{\mathcal{V}}{q_i \mu_i} \frac{N_i}{q_i} n_0^2 (2 + a_{1i}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-16)$$

$q_i \mu_i / \mathcal{V}$ est la durée de mesure, égale à 200 ms pour l'option B et à 20 ms pour l'option A.

Nous prenons cette valeur b pour les incertitudes ΔI_M et ΔI_m . La relation (2-12) s'écrit alors :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{b}{\nu_0 n_0} \left[1 + \frac{2}{a_{1i}^2 G(\mu_i)} \right] \quad (2-17)$$

Nous reprenons la valeur $\mathcal{V}_0 = 4$ volts du § 2 II 3.

Nous exprimons dans le tableau suivant les incertitudes relatives $\Delta G/G$ pour différentes valeurs du facteur $G (\mu_i)$, dans le cas des options A et B :

| G | | 0,8 | 0,3 | 0,1 | 0,05 | 0,01 |
|-------------------------------|--|-------|-------|------|------|------|
| $\frac{\Delta G}{G}$ option B | | 0,003 | 0,007 | 0,02 | 0,03 | 0,16 |
| $\frac{\Delta G}{G}$ option A | | 0,01 | 0,02 | 0,06 | 0,11 | |

III. ETUDE DES VOIES 2 ET 3

Nous n'avons pas précisé dans le premier chapitre la nature du système chargé de dédoubler les pupilles. Nous considérerons successivement les cas de l'interféromètre de Sagnac et de la mire.

A. Dédoublement par l'interféromètre de Sagnac

Le trajet incident permet de dédoubler puis de projeter sur la pupille de l'oeil le point f_3 ou le diaphragme P_6 (respectivement sur les voies 2 ou 3. fig. 16). La jonction entre ces deux voies est réalisée par le miroir escamotable M_{e6} . L'interféromètre de Sagnac est constitué par les deux miroirs M_5 et M_6 , et la lame semi-transparente T_3 .

A.1) Les différentes conjugaisons

Nous considérons le cas de la voie 3 pour décrire les différentes conjugaisons. Le diaphragme P_6 (sur lequel est projetée une source lumineuse spatialement incohérente et de luminance uniforme) est conjugué avec P_1 puis avec la pupille d'entrée de l'oeil P . P_6 est envoyé à l'infini par l'objectif L_{12} ; nous rappelons que l'ensemble $[P_1, L_1]$ peut subir un mouvement de translation de 20 cm pour compenser l'amétropie de l'oeil : les conjugaisons pupillaires restent assurées grâce à la translation de l'objectif L_{13} .

Le système afocal $\{L_{14}, L_{15}\}$ permet de diminuer les dimensions des composants de l'interféromètre (les miroirs ont un diamètre de 20 mm au lieu de 100 mm). Le champ objet est déterminé par le diaphragme P_5 placé dans le plan focal image de L_{14} . La jonction entre les voies incidentes 3 et 1 est réalisée par le miroir escamotable M_{e5} . Les franges rectilignes sinusoïdales que forme l'interféromètre de Sagnac sont localisées à l'infini ; elles restent à l'infini après le système afocal $\{L_{14}, L_{15}\}$: leur localisation dans l'espace objet de l'oeil est donc déterminée par la position du chariot $[P_1, L_1]$.

Le trajet retour diffère légèrement de celui présenté dans le § 2 II. Le système de franges sinusoïdales issu de l'oeil est en effet rectiligne.

Nous désirons balayer l'image A'' avec le disque d'analyse D₂ présenté précédemment. La superposition de franges rectilignes et d'une mire radiale étant impossible, nous concentrons le système de franges (dans la dimension Oz) : ce problème sera évoqué plus loin ; cette fonction est assurée par la lentille cylindrique L₁₆ (dont l'axe est perpendiculaire à la direction des franges) qui conjugue le diaphragme P₂ avec le disque d'analyse D₂. Le champ image est déterminé par le diaphragme rectangulaire P₇ situé dans le plan focal objet de L₄ ; P₇ a les mêmes dimensions angulaires que P₄ (0,8 x 1,40 degré). Un réglage en rotation permet de l'orienter parallèlement aux franges.

A.2) Forme du signal en sortie du PM.

Nous cherchons à lier la modulation du signal en sortie du PM avec les facteurs de transfert B(μ) ou C(μ) que nous désirons mesurer.

Nous supposons la largeur spectrale petite (le cas général est étudié dans le paragraphe suivant). La modulation du système de franges incident dans l'oeil est déterminée par les coefficients de réflexion et de transmission des lames semi-transparentes T₁ et T₃ pour les deux directions de polarisation. Cette modulation est égale à 0,96.

Les tensions v(y) en sortie du PM pour la position y de la mire d'analyse sont égales à :

voie 3
$$\frac{V(y)}{V_0} = 1 + \beta_i C(\mu_i) \cos 2\pi \mu_i y$$

voie 2
$$\frac{V(y)}{V_0} = 1 + \beta_i B(\mu_i) \cos 2\pi \mu_i y \quad (2-18)$$

avec
$$\beta_i = 0,96 \frac{2}{\pi} \sin \frac{\pi}{2} \chi_i$$

A.3. Le flux moyen pour la voie 3.
.....

Les pupilles d'entrée de l'oeil pour les trajets incident et retour sont entièrement couvertes ; les champs objet et d'analyse sont étendus ; il en résulte que les étendues géométriques des faisceaux lumineux sont beaucoup plus grandes que dans le cas des voies 1 et 2. Malheureusement, les conditions imposées à la source lumineuse ne nous permettent pas de travailler avec de fortes luminances : il est en effet nécessaire que la luminance de la source soit uniforme sur l'ensemble de sa surface ; nous utilisons une lampe à ruban de tungstène. La luminance de la source est déterminée par la largeur spectrale $\Delta\sigma$, limitée par la baisse du contraste des franges au bord du champ.

Considérons une bande de faible largeur $d\sigma$; le flux lumineux moyen recueilli par le PM est égal à :

$$d\phi = h' \frac{dL(\sigma)}{d\sigma} F(\sigma) R(\sigma) \omega_i^2 \omega_n^2 \Omega T_o^2 T_s R_s X_i R_m^3 T_c^{12} d\sigma$$

$h' = 98$ (2-19)

$\frac{dL(\sigma)}{d\sigma}$ représente la luminance spectrale du ruban de tungstène.

F (σ) est la courbe de transmission spectrale du filtre F₃.

L'angle solide Ω est déterminé par le diaphragme P₇.

L'utilisation des valeurs numériques des paragraphes précédents nous donne :

$$d\phi = \frac{dL(\sigma)}{d\sigma} F(\sigma) R(\sigma) 3 \times 10^{-13} d\sigma$$

watt *watt . m⁻² . st⁻¹*

Nous appelons $\sigma_K(\sigma)$ la sensibilité spectrale de la photocathode (PM 150 AVP). Au flux $d\Phi$ correspond un courant cathodique égal à :

$$di = \sigma_K(\sigma) d\Phi$$

Le courant cathodique total est égal à :

$$i = 3 \times 10^{-13} \int_0^{\infty} \frac{dL}{d\sigma}(\sigma) \sigma_K(\sigma) R(\sigma) F(\sigma) d\sigma \quad (2-20)$$

Supposons que le filtre $F(\sigma)$ soit rectangle. Soit $\Delta\sigma$ sa largeur et $\sigma_0 = 1831 \text{ nm}^{-1}$ sa fréquence centrale.

Le contraste des franges, égal à 1 au centre du champ est ensuite diminué par la superposition de systèmes de franges de pas différents. Nous nous proposons de calculer le contraste des franges au bord du champ (cas le plus défavorable) en fonction de la largeur de bande $\Delta\sigma$ (pour les huit secteurs et pour deux types de verre de même indice et épaisseur, mais de dispersion différente).

La fonction $\sigma_K(\sigma) \frac{dL}{d\sigma} R(\sigma)$ reste à peu près constante dans le domaine spectral qui nous intéresse : les fonctions $\sigma_K(\sigma)$ et $\frac{dL}{d\sigma}$ sont en effet respectivement croissante (sensibilité de la photocathode dans le bleu) et décroissante (émission du ruban de tungstène dans le rouge) tandis que la fonction $R(\sigma)$ passe par un minimum dans le vert.

Les variations de la différence de marche δ en fonction de l'angle de champ α' (dans l'espace objet de l'oeil- fig.17) sont égales à [30] :

$$\delta = \frac{f_2}{f_1} \left(A - \frac{\sqrt{2} e}{\sqrt{2n^2 - 1}} \right) \alpha' \quad (2-21)$$

f_1 et f_2 sont les distances focales des objectifs L_1 et L_2 .

A ne dépend que du secteur de la mire D_2 .

e représente l'épaisseur du support de T_3 ; n est l'indice du verre pour le nombre d'ondes σ .

A la source lumineuse monochromatique (de nombre d'ondes σ) correspond une image décrite par la répartition des luminances :

$$L(\alpha', \sigma) \propto (1 - \cos 2\pi \delta \sigma)$$

Au filtre $F(\sigma)$ correspond donc la répartition des luminances :

$$L(\alpha') \propto \int_{\sigma_0 - \frac{\Delta\sigma}{2}}^{\sigma_0 + \frac{\Delta\sigma}{2}} (1 - \cos 2\pi \delta \sigma) d\sigma \quad (2-22)$$

Pour réaliser le calcul nous effectuons un développement limité au premier ordre de n (en α'). Cette intégrale se calcule alors immédiatement. Nous obtenons :

$$L(\alpha') \propto \left[1 - \text{sinc} \left(A + \frac{2\sqrt{2} e k n_0 \sigma_0}{(2n_0^2 - 1)^{3/2}} \right) \frac{f_2}{f_1} \Delta\sigma \alpha' \cos 2\pi \alpha' \frac{f_2}{f_1} A \sigma_0 \right] \quad (2-23)$$

n_0 représente l'indice du verre pour σ_0

k est égal à $\left(\frac{dn}{d\sigma}\right) \sigma_0$

$L(\alpha')$ décrit l'image des franges dans l'espace objet de l'oeil.

Nous reportons dans le tableau suivant les valeurs de la modulation au bord du champ en fonction de la largeur de bande $\Delta\sigma$ pour les différents secteurs i et les deux types de verre.

Modulation des franges au bord du champ

| i | $\Delta\sigma = 100 \text{ mm}^{-1}$ | | $\Delta\sigma = 200 \text{ mm}^{-1}$ | | $\Delta\sigma = 400 \text{ mm}^{-1}$ | |
|---|--------------------------------------|--------|--------------------------------------|--------|--------------------------------------|--------|
| | Pas de dispersion | C 2358 | C 2358 | C 2636 | C 2358 | C 2636 |
| 1 | 0,99 | 0,99 | 0,95 | 0,85 | 0,83 | 0,49 |
| 2 | 0,98 | 0,99 | 0,98 | 0,91 | 0,93 | 0,66 |
| 3 | 0,95 | 0,99 | 0,99 | 0,95 | 0,99 | 0,81 |
| 4 | 0,92 | 0,99 | 0,99 | 0,98 | 0,99 | 0,92 |
| 5 | 0,88 | 0,99 | 0,99 | 0,99 | 0,94 | 0,98 |
| 6 | 0,83 | 0,99 | 0,96 | 0,99 | 0,85 | 0,99 |
| 7 | 0,77 | 0,98 | 0,92 | 0,99 | 0,69 | 0,95 |
| 8 | 0,71 | 0,97 | 0,87 | 0,96 | 0,54 | 0,86 |

Nous avons indiqué dans la seconde colonne les valeurs de la modulation que l'on aurait sans dispersion. Nous voyons que la chromaticité du verre améliore fortement la modulation des franges. Un seul type de verre suffirait dans le cadre d'une largeur de bande de 100 mm^{-1} (le contraste minimum de 0,97 étant acceptable). Nous serons obligés d'utiliser deux types de verre pour les largeurs de bande supérieures.

A la largeur de bande de 200 mm^{-1} correspond une tension v_0 de 6 volts sur la résistance de charge.

La fonction $w(y)$ (signal en sortie du PM) est intercorrélée avec la fonction $r(y)$. Les calculs sont les mêmes que dans le § 2 II 5, à condition de remplacer a_{1i} par β_i (paramètre défini dans le § 2 III A 2).

L'incertitude relative sur la mesure de $C(\mu_i)$ est donc égale à :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{b}{v_o r_o} \left[1 + \frac{2}{a_{1i} \beta_i C(\mu_i)} \right] \quad (2-24)$$

Le réglage de l'interféromètre détermine la fréquence spatiale μ_i étudiée : nous ne pouvons donc utiliser que la vitesse de balayage lente du disque D_2 .

Nous portons dans le tableau suivant les incertitudes $\Delta C / C$ sur la mesure de C pour différentes valeurs du facteur C :

| | | | | | |
|----------------------|-------|------|------|------|------|
| C | 0,8 | 0,3 | 0,1 | 0,05 | 0,01 |
| $\frac{\Delta C}{C}$ | 0,005 | 0,01 | 0,03 | 0,05 | 0,27 |

A. 4) Le flux moyen pour la voie 2.

Le champ objet reste étendu mais la surface de pupille de l'oeil couverte pour le trajet incident est petite (ce qui nous permet de nous affranchir des aberrations du système optique de l'oeil pour la première traversée). Il en résulte que l'étendue géométrique des faisceaux est faible. Nous choisissons la même source lumineuse de haute luminance que dans la voie 1 (lampe HBO 200).

Le flux lumineux moyen recueilli par le PM est égal à :

$$\phi_o = h'' L R \omega_r^2 \Omega T_o^2 T_r R_o X_i R_m^3 T_c^{12}$$

$$h'' = 125 \quad (2-25)$$

s est la surface de pupille couverte par une des images du trou f_3 . Ω est l'angle solide sous lequel est vu le diaphragme P_7 dans l'espace objet de l'oeil.

Les autres paramètres ont été décrits dans les paragraphes précédents; nous utilisons les mêmes valeurs numériques.

Nous donnons à L une valeur de 10^8 cd/m² (correspondant à une largeur de bande de 50 nm). Nous prenons pour s la valeur de 0,2 mm².

Le flux lumineux moyen incident sur le PM est égal à:

$$\phi_o = 2 \times 10^{-11} \text{ watt}$$

La tension moyenne en sortie du PM est égale à:

$$v_o = 2 \text{ volts}$$

L'incertitude relative sur la mesure de B (μ_i) est égale à :

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{b}{v_o r_o} \left[1 + \frac{2}{a_{1i} \beta_i B (\mu_i)} \right] \quad (2-26)$$

Nous portons dans le tableau suivant les incertitudes relatives $\Delta B/B$ sur la mesure de B pour différentes valeurs du facteur B :

| | | | |
|----------------------|------|------|------|
| B | 0,8 | 0,3 | 0,1 |
| $\frac{\Delta B}{B}$ | 0,01 | 0,02 | 0,05 |

A. 5) Problème du balayage de l'image A''.

Nous avons noté (§ 2 III A 1) l'impossibilité de balayer un système de franges rectilignes par une mire d'analyse radiale. Nous rappelons la solution adoptée à la lentille cylindrique L_{16} conjuguée le diaphragme P_2 et la mire D_2 ; l'énergie lumineuse est ainsi concentrée selon une ligne (de direction Oy), ce qui permet leur balayage par une mire d'analyse radiale. Ce montage nécessite plusieurs remarques :

- les franges sont hyperboliques et non rectilignes ; or, l'énergie ne peut être concentrée selon une ligne que si ces franges sont quasi rectilignes.

Nous avons en effet négligé dans l'expression de $\delta(\alpha', \beta')$ (§ 2 III A 3 et fig. 17) les termes du troisième ordre [30] :

$$\delta(\alpha', \beta') = \left(A - \frac{2e}{\sqrt{2(2m^2-1)}} \right) \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \alpha' + \frac{e}{\sqrt{2(2m^2-1)}} \left(1 - \frac{1}{(2m^2-1)^2} \right) \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^3 \alpha'^3 + \frac{e}{\sqrt{2(2m^2-1)}} \left(1 - \frac{1}{2m^2-1} \right) \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^3 \alpha' \beta'^2 \quad (2-27)$$

les paramètres α' et β' étant définis sur la figure 17. Nous supposons la lumière monochromatique (de nombre d'ondes σ_0)

- le terme en α'^3 correspond à une variation relative du pas des franges au bord du champ ; cette variation relative du pas, égale à 0,002 est négligeable.

- considérons ensuite le terme en $\alpha' \beta'^2$. Soit $(\delta_E - \delta_F)$ la différence de marche aux points E (de coordonnées $-\frac{Y}{2}$ et 0 - fig. 18) et F (de coordonnées $-\frac{Y}{2}$ et $\frac{Z}{2}$) du champ image (déterminé par le diaphragme P_7).

Le terme $(\delta_E - \delta_F) \sigma_0$ étant égal à 0,006, nous pouvons considérer les franges comme quasi rectilignes.

- l'énergie lumineuse est concentrée sur une ligne d'épaisseur $h = 1$ mm (dans le plan du disque D_2). La frange centrale est radiale (parallèle à la direction du trait de la mire) ; mais les autres franges sont inclinées par rapport aux traits de la mire. L'inclinaison maximum au bord du champ est égale à $\varphi = 1,5$ degré (fig. 18).

Supposons que le centre des franges (sur l'axe Δ) se superpose aux traits du disque D_2). Le haut de la frange au bord du champ sera situé à une distance x du trait de la mire ; un petit élément de surface centré autour de ce point contribue à baisser la modulation du facteur $\cos 2 \pi \frac{h}{2} \mu_i \operatorname{tg} \varphi$.

Nous reportons dans le tableau suivant les valeurs de $x\mu_i$ et $\cos 2 x \mu_i$ pour quatre secteurs :

| | secteur 1 | secteur 3 | secteur 5 | secteur 7 |
|------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $x \mu_i$ | 0,005 | 0,017 | 0,028 | 0,039 |
| $\cos 2 x \mu_i$ | 0,999 | 0,994 | 0,985 | 0,970 |

Nous voyons donc que cette cause d'erreur est négligeable.

B. Dédoublément par mire (voie 2).

B.1. Les différentes conjugaisons.

Nous rappelons que le trajet incident permet de projeter deux points lumineux cohérents sur la pupille d'entrée de l'oeil.

Le disque objet D_1 est éclairé par une onde plane (formée par le point f_2 au foyer de l'objectif L_8 - Fig. 19). Le spectre de la mire, qui se forme dans le plan focal de L_{C5} est renvoyé à l'infini par l'objectif L_{C4} . L'image du spectre se reforme dans le plan focal de l'objectif L_2 confondu avec la pupille d'entrée de l'oeil. La mire étant créneaux, le nombre d'harmoniques est infini ; la mire étant radiale au lieu de rectiligne, l'image du point f_2 pour un ordre donné (autre que 0) a une extension radiale et tangentielle. Nous ne gardons que les ordres 0 et 1 : la fente F_2 située dans le plan focal de L_{C5} permet de supprimer les ordres -1, -2, -3... et +2, +3... Cette méthode est inutilisable avec la voie 3 : les images du diaphragme large qui se forment dans le plan focal de l'objectif L_{C5} empiètent en effet l'une sur l'autre, nous ne pouvons pas séparer les différents ordres.

L'ensemble constitué par le miroir escamotable M_{e3} et la lunette V_1 permet d'observer le spectre, puis de régler la largeur et la position de la fente F_2 .

Notre méthode d'analyse nécessite la superposition exacte de la mire d'analyse et du système de franges issu de la rétine. Cette condition est respectée car les disques D_1 et D_2 sont identiques, et les objectifs L_{C5} , L_{C4} et L_2 sont respectivement appareillés aux objectifs L_5 , L_4 et L_3 .

B. 2). Signal issu du PM

Nous cherchons la forme du signal de mesure de la voie 2 (sans nous préoccuper du terme constant calculé dans le paragraphe suivant). Précisons d'abord une notation relative à la largeur des traits de la mire; les fréquences spatiales des deux mires sont identiques; mais les largeurs de traits diffèrent légèrement. Les paramètres $X_i^{(1)}$ et $X_i^{(2)}$ définissent respectivement les largeurs de trait du disque 1 et du disque 2 pour le secteur i. (fig. 13).

Les amplitudes des deux points lumineux projetés sur la pupille d'entrée de l'oeil sont respectivement égales à 1 (ordre 0) et $\frac{1}{2} \frac{4}{\pi X_i^{(1)}} \sin \frac{\pi}{2} X_i^{(1)}$ (ordre 1).

L'image A''' est balayée par la mire créneaux D₂.

Le flux incident sur le PM est égal à :

$$\frac{\phi(y)}{\phi_0} = 1 + \alpha_i B(\mu_i) \cos 2\pi \mu_i y$$

avec

$$\alpha_i = 8 \frac{X_i^{(1)} \sin \frac{\pi}{2} X_i^{(1)} \sin \frac{\pi}{2} X_i^{(2)}}{X_i^{(2)} \pi^2 X_i^{(1)2} + 4 \sin^2 \frac{\pi}{2} X_i^{(1)}}$$

B.3) Le flux moyen

Nous rappelons que l'étendue géométrique des faisceaux est faible parce que la surface de pupille de l'oeil couverte pour le trajet incident est petite.

Le flux moyen incident sur le PM est égal à :

$$\phi_o = h''' L R \Omega \omega_n^2 T_o^2 T_p R_p R_m^3 T_c^8 X_i^{(2)} X_i^{(1)2} \left(1 + \frac{4}{\pi^2 X_i^{(1)2}} \sin^2 \frac{\pi X_i^{(1)}}{2} \right)$$

$$h''' = 63$$

Nous prenons les mêmes valeurs numériques que dans le §2.III.A4. Le contraste des franges incidentes dans l'oeil est indépendant de la largeur spectrale; cette largeur est néanmoins limitée par la difficulté de séparer les ordres 0 et -1. Nous prenons pour L la valeur de 10^8 cd/m² (correspondant à 50 nm).

Le flux lumineux moyen et la tension en sortie du PM sont égaux à :

$$\phi_o = 2 \times 10^{-11} \text{ watt}$$

$$v_o = 2 \text{ volts}$$

Les incertitudes relatives sur la mesure de $B(\mu_i)$ sont les mêmes que dans le § 2 III A 4.

Chapitre 3.

Après avoir présenté les méthodes de test du montage puis parlé du problème de la lumière parasite, nous donnerons les résultats de mesure.

I. TESTS DU MONTAGE

Nous cherchons à vérifier que les valeurs que nous donne notre montage des facteurs $G(\mu)$, $B(\mu)$ et $C(\mu)$ sont vraies.

A. Test pour la mesure de $G(\mu)$.

L'oeil est remplacé par un objectif (Angénieux $f : 25 \text{ mm}$ $N : 1,8$) dans le plan focal duquel se trouve une pastille de verre aluminée. Nous calculons le facteur $G_{th}(\mu_i)$ pour un montage optique parfait (sans aberrations ni lumière parasite) ; l'image A'' dans le plan d'analyse Δ_a est élargie par la seule diffraction. Nous comparons les valeurs de $G_{th}(\mu_i)$ et du facteur mesuré sur notre montage $G_{mes}(\mu_i)$.

| secteur | $G_{th}(\mu_i)$ | $G_{mes}(\mu_i)$ |
|---------|-----------------|------------------|
| 1 | 0,98 | 0,95 |
| 7 | 0,84 | 0,81 |

La valeur mesurée est inférieure de 3% à la valeur théorique, aussi bien pour une faible fréquence spatiale (secteur 1 : $\mu = 2,3 \text{ deg}^{-1}$) qu'une forte fréquence spatiale (secteur 7 : $\mu = 16 \text{ deg}^{-1}$) : c'est donc essentiellement la lumière parasite réfléchiée et diffusée par les différents éléments optiques et mécaniques du montage qui cause cette baisse de modulation.

B. Test pour les mesures de $B(\mu)$ et $C(\mu)$.

L'oeil est remplacé par l'objectif Angénieux dans le plan focal duquel se trouve une pastille de verre couverte d'une couche de magnésie.

Nous mesurons les facteurs $B(\mu_5)$ et $C(\mu_5)$; nous en déduisons les valeurs de $M(\mu_5)$ et $S(\mu_5)$.

L'appareil ACOFAM [10] est utilisé pour mesurer la FTM de notre objectif. Nous comparons la valeur de la FTM pour μ_5 au facteur mesuré sur notre montage :

$$M_{\text{ACOFAM}}(\mu_5) = 0,84$$

$$M(\mu_5) = 0,80$$

Notre valeur mesurée est inférieure de 5% à la valeur de l'ACOFAM (elle même affectée d'une incertitude de 5%).

II. LUMIERE PARASITE

Le pied des courbes représentant l'image A" (§ 1 II A : A" est l'image d'un point après traversée du système optique et réflexion par la rétine) est noyé par la lumière parasite. Les trois principales causes de lumière parasite sont les suivantes :

- le reflet cornéen
- la lumière réfléchie et diffusée par les milieux oculaires
- la lumière réfléchie et diffusée par les éléments optiques et mécaniques du montage.

Nous pouvons limiter cette troisième cause en nettoyant très soigneusement les composants optiques et en introduisant les camouflages nécessaires. Le problème de la lumière réfléchie et diffusée par les milieux oculaires fut étudié par Y. Le Grand (1937. [11]) ; ce flux lumineux parasite ne peut pas être séparé du flux utile. Nous parlerons plus longuement du reflet cornéen.

A. Le reflet cornéen pour les voies 1 et 3.

La pupille d'entrée de l'oeil est couverte par le faisceau lumineux incident.

Les trois axes importants sont les suivants (fig. 20) :

- l'axe δ , issu de P (centre de la pupille d'entrée de l'oeil) est parallèle à la direction du faisceau incident.
- l'axe Δ , ligne principale de visée (demi-droite issue de P et passant par le point de fixation)
- l'axe Δ' , axe pupillaire (demi droite issue de P et normale à la cornée)

Nous appelons γ l'angle (Δ, Δ').

Nous rappelons que χ est égal à l'angle (δ, Δ). La fente f_1 (pour la voie 1) et les franges limitées par le diaphragme P_5 (pour la voie 3) sont à l'infini dans l'espace objet de l'oeil. Les images A'_c qu'en donne le dioptre cornéen (pour le faisceau réfléchi) sont donc dans son plan focal (situé à moins de 1 mm de la pupille d'entrée de l'oeil); leurs largeurs, respectivement égales à $0,6 \mu\text{m}$ et $95 \mu\text{m}$ sont petites devant le diamètre de la pupille de l'oeil.

L'image A'_c est réfléchiée par la lame semi transparente T_1 ; les objectifs L_3 et L_4 en forment une image A''_c au voisinage du diaphragme P_2 ; A''_c est occulté par P_2 pour les fortes valeurs de χ .

C'est le diaphragme P_1 qui intervient quand son diamètre est inférieur à celui de P_2 ; les rayons lumineux réfléchis par la cornée sont alors occultés par le diaphragme P_4 (pour la voie 1) ou le diaphragme P_7 (pour la voie 3).

Soit ω_{\min} la plus petite des deux valeurs ω_i et ω_r . Nous portons dans le tableau suivant les valeurs des excentricités à partir desquelles n'intervient plus le reflet cornéen (nous prenons pour χ la valeur 6°) :

| ω_{\min} | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|--------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| χ_{nasal} | 6° | 12° | 19° | 26° | 33° |
| χ_{temporal} | 18° | 24° | 31° | 38° | 45° |

La quantité de lumière $\bar{\Phi}_{p1}$ réfléchiée par la cornée et recueillie par le PM est indépendante de l'excentricité pour les valeurs de χ comprises entre χ_{nasal} et χ_{temporal} . Elle est nulle au-delà de ces valeurs (le passage entre ces deux états est rapide car les dimensions de l'image A'_c sont petites devant le diamètre de la pupille de l'oeil).

La valeur de $\bar{\Phi}_{p1}$ est indépendante des diamètres ω_i et ω_r ; au contraire le flux utile $\bar{\Phi}_o$ est proportionnel à $\omega_i^2 \omega_r^2 R$ (R , albédo de la rétine varie avec l'excentricité).

Sur la parafovée, la périfovée et la proche périphérie, $\bar{\Phi}_{p1}/\bar{\Phi}_o$ est de l'ordre de 0,10 pour des diamètres pupillaires de 4 mm. Ce rapport est un peu plus fort sur la fovée où l'albédo de la rétine diminue.

Le flux utile $\bar{\Phi}_o$ est 16 fois plus faible pour des diamètres pupillaires de 2 mm ; $\bar{\Phi}_{p1}/\bar{\Phi}_o$ serait égal à 1,6, ce qui rendrait toute mesure impossible.

La solution la plus fréquemment utilisée est de placer un petit trou noir dans le plan conjugué de A'_c (pratiquement le plan du diaphragme P_2) : ce cache occulte le faisceau lumineux cornéen et laisse passer le flux utile.

Nous n'avons pas retenu ce montage. En effet :

- nous travaillons en général avec des pupilles d'entrée de l'oeil dont le diamètre est de l'ordre de 4 mm
- avec des pupilles d'entrée de 2 mm, le reflet cornéen n'intervient plus à partir de 6° N.
- les autres sources de lumière parasite subsistent.

Néanmoins, nous mesurons le rapport $\frac{\Phi_p}{\Phi_o + \Phi_p}$ après chaque série de mesures (pour une excentricité et des diamètres pupillaires donnés ; nous appelons Φ_p le flux lumineux parasite total recueilli par le PM). A cette fin, nous remplaçons le diaphragme P_5 (voie 3) par une fente F (de même hauteur que P_5 et de largeur 0,17 deg. déc.) ; dans une première mesure, l'image de la fente F est centrée par rapport au diaphragme P_7 (fig. 20 B) : nous mesurons le flux utile et le flux parasite ; dans une seconde mesure, l'image de la fente F est décentrée de 1° par rapport au diaphragme P_7 (fig. 20 C) : nous mesurons le seul flux parasite. Nous pouvons en déduire le rapport $\frac{\Phi_p}{\Phi_o + \Phi_p}$.

La même méthode est utilisée pour la voie 1, F et P_7 étant remplacés respectivement par f_1 et P_4 .

Le facteur correctif mesuré tient compte :

- du flux lumineux cornéen
- de la lumière réfléchiée et diffusée par les milieux oculaires
- de la lumière diffusée par les composants optiques et mécaniques du montage.

Malheureusement, nous incluons dans la mesure de Φ_p les pieds de l'image A'' .

B. Le reflet cornéen pour la voie 2.

Un point lumineux est projeté sur la pupille d'entrée de l'oeil ; cette image étant située au voisinage du foyer objet du dioptre cornéen, le faisceau lumineux réfléchi est pratiquement parallèle ; les deux cas suivants se présentent :

- l'excentricité χ de l'oeil est intérieure à l'intervalle $[5,5^\circ T ; 6,5^\circ T]$; la totalité du flux lumineux réfléchi par la cornée passe au travers du diaphragme P_7 ; le rapport Φ_{p1} / Φ_0 est alors supérieur à 10.

- l'excentricité est extérieure à cet intervalle ; la totalité du reflet cornéen est occultée par le diaphragme P_7 .

La présence du reflet cornéen nous gêne donc moins que pour les voies 1 et 3, car nous pouvons nous placer facilement dans des situations où il est occulté. Nous mesurons néanmoins un facteur correctif de la même manière que dans le paragraphe précédent.

III. MESURES SUR LA VOIE 1.

Les courbes que nous tracerons ne représentent pas les variations de $G(\mu)$ mais celles de $\sqrt{G(\mu)}$. En effet :

- $\sqrt{G(\mu)}$ donne un ordre de grandeur de $M(\mu)$, FTM du système optique de l'oeil.

- il est plus facile de comparer ces courbes avec celles des autres auteurs. (F. Flamant [1] ; R. Röhler [3] ; F.W. Campbell et R.W. Gubisch [5]).

Nous rappelons que le signal de mesure est échantillonné à 12 bits, soit 4096 niveaux de quantification ; le choix du gain de l'amplificateur

situé derrière le PM permet de couvrir cette échelle (la tension en sortie du PM dépendant des diamètres pupillaires et de l'excentricité).

Au gain le plus utilisé de l'amplificateur correspondent :

- une tension d'obscurité de 16 (photocathode dans le noir)
- une tension de 45 dans le cas où un piège à lumière est placé derrière la lame semi transparente T_1 (à la place de l'oeil).

Nous avons étudié dans le § I de ce chapitre l'incertitude sur la mesure de $G(\mu)$ en l'absence de bruit, (les flux lumineux recueillis par le PM étaient importants, l'oeil étant remplacé par un objectif et la rétine par un miroir). Nous considérons maintenant l'incertitude causée par le bruit ; il est nécessaire d'utiliser un système optique figé pour éliminer les autres causes de fluctuations : nous reprenons l'objectif Angénieux ; nous plaçons la pastille de verre couverte d'une couche de magnésie dans son plan focal ; nous diminuons le flux lumineux recueilli par le PM (à l'aide de densités) jusqu'à ce que sa valeur atteigne celle des conditions de mesure avec l'oeil.

Nous recommençons plusieurs fois cette mesure : le bruit affectant le signal de mesure cause des incertitudes relatives sur la mesure de $G(\mu)$ respectivement égales à 3% et 10% pour les options B et A (pour des diamètres pupillaires de 4 mm et un facteur $G(\mu)$ de 0,1).

Les incertitudes relatives $\Delta G / G$ sur les mesures de $G(\mu)$ seront donc respectivement égales à 6% et 13% pour les options B et A (dans les conditions définies ci-dessus).

La quantité $\sqrt{G(\mu)}$ sera affectée des incertitudes relatives 3% ou 7%.

La luminance de la plage de fixation est égale à 0,05 cd/m².

Nous avons précisé dans le § 1 III B que nous utilisons le rétinofocomètre pour mesurer l'astigmatisme et la courbure de champ du système optique de l'oeil dans le champ périphérique.

Nous effectuons la mise au point de la focale verticale sur la rétine (cette focale a la direction de la fente f_1 ; nous donnons à $1/x_0$ et $1/x_a$ la valeur X mesurée au rétinofocomètre) ; nous mesurons le facteur $G_X (\mu_5)$. Nous donnons ensuite à $1/x_0$ et $1/x_a$ les valeurs $(X - 0,25)$ puis $(X + 0,25 \delta)$; nous mesurons les deux facteurs G correspondants. Les résultats de mesure pour l'excentricité $20^\circ N$ sont représentés sur la figure 21 ($\omega_i = \omega_r = 4 \text{ mm}$). Nous en déduisons la valeur de la meilleure mise au point pour le diamètre pupillaire de 4 mm ; nous mesurons la fonction $G (\mu)$ pour cette mise au point.

Les mesures des fonctions $G (\mu)$ pour la même excentricité mais avec d'autres diamètres pupillaires seront réalisées avec la même mise au point (qui ne sera plus la meilleure mise au point pour le diamètre pupillaire donné).

Nous voyons sur la courbe 21 que les variations de \sqrt{G} en fonction de la mise au point sont lentes au voisinage du maximum. Il en résulte que les microfluctuations d'accommodation (d'amplitude $0,1 \delta$) nous gêneront peu si la mise au point est effectuée soigneusement.

L'avantage de l'option A sur l'option B est que l'état de l'oeil reste identique pour la mesure entière de la fonction $G (\mu)$; son inconvénient est que l'incertitude relative sur la mesure de $\sqrt{G (\mu)}$ passe de 3% à 7%. Nous avons donc choisi la méthode B (mesure secteur par secteur) pour réaliser les courbes que nous allons présenter . Toutes les mesures sont effectuées avec le point de fixation à l'infini, ce qui correspond à une accommodation de $0,5 \delta$ pour notre sujet MTP.

La figure 22 représente les fonctions $\sqrt{G(\mu)}$ pour les excentricités 0° , 6° N, 20° T et 40° T. Les pupilles d'entrée de l'oeil pour les trajets incident et de retour ont des diamètres de 4 mm. Nous voyons que les valeurs de $\sqrt{G(\mu)}$ baissent fortement quand nous passons de l'excentricité 0° à 6° N (structure très différente de la rétine sur la fovéa et sur la périfovéa) ; elles continuent à baisser pour 20° T et 40° T.

La figure 23 représente les fonctions $\sqrt{G(\mu)}$ pour l'excentricité 0° et les diamètres pupillaires 4 et 6 mm ; la chute de la fonction pour le diamètre 6 mm est importante. La figure 24 représente les fonctions $\sqrt{G(\mu)}$ pour l'excentricité 6° N et les diamètres pupillaires 3 et 4 mm ; la qualité optique de l'oeil est évidemment meilleure pour le diamètre de 3 mm.

La figure 25 représente les variations du facteur de transfert $\sqrt{G(\mu_5)}$ en fonction de l'excentricité ; les diamètres pupillaires et la fréquence spatiale sont respectivement égaux à 4 mm et $11,37 \text{ deg.}^{-1}$; nous observons un pic au voisinage de la ligne principale de visée ; la courbe est sensiblement symétrique par rapport à cette direction.

La figure 26 compare nos mesures (fonction $\sqrt{G(\mu)}$ pour l'excentricité 0° et le diamètre pupillaire 4 mm) avec celles de F.W. Campbell, R.W. Gubisch (1966 - [5] - $\chi = 0^\circ$ - $\omega_i = \omega_r = 3,8 \text{ mm}$) et R. Röhler (1962 - [3] - $\chi = 0^\circ$ - $\omega_i = \omega_r = 3,5 \text{ mm}$) . Notre fonction de transfert $\sqrt{G(\mu)}$ est meilleure que celle de ces auteurs ; cette différence ne peut s'expliquer par la présence du facteur correctif (tenant compte de la lumière parasite), inférieur à celle-ci. Cette comparaison est néanmoins difficile car les yeux ayant servi à ces trois courbes sont différents.

Les mesures des voies 2 et 3 vont maintenant nous montrer quelles sont les contributions respectives du système optique de l'oeil et de la rétine à l'élargissement de l'image A'' extérieure à l'oeil.

IV. MESURES SUR LES VOIES 2 ET 3

Nous déduisons des fonctions mesurées $B(\mu)$ et $C(\mu)$ les fonctions $M(\mu)$ (fonction de transfert de modulation du système optique de l'oeil) et $S(\mu)$ (fonction qui caractérise la diffusion de la rétine seule) :

$$M = \frac{C}{B} \quad \text{et} \quad S = \frac{B^2}{C}$$

Les facteurs de transfert M et S sont donc entachés des incertitudes relatives suivantes :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta B}{B} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta S}{S} = \frac{2 \Delta B}{B} + \frac{\Delta C}{C}$$

Pour des facteurs C et B respectivement égaux à 0,1 et 0,2, les incertitudes relatives $\Delta C/C$ et $\Delta B/B$ seront de l'ordre de 0,05 et 0,06 ; il leur correspond pour M et S des incertitudes relatives égales à :

$$\frac{\Delta M}{M} = 11\% \quad (M = 0,5)$$

$$\frac{\Delta S}{S} = 17\% \quad (S = 0,4)$$

Les mesures de M et S sont donc moins précises que celles de \sqrt{G} (entachées d'une incertitude relative de 3%), mais leur signification physique est beaucoup plus claire.

La luminance de la plage de fixation est égale à $0,05 \text{ cd/m}^2$, les mesures de la voie 2 ont été réalisées avec dédoublement par interféromètre de Sagnac.

Les figures 27 et 28 représentent respectivement les variations de $S(\mu)$ et $M(\mu)$ en fonction de l'excentricité. La fréquence spatiale est fixée à $11,37 \text{ deg.}^{-1}$; le diamètre de la pupille d'entrée de l'oeil est égal à 4 mm. Nous observons que le facteur $S(\mu)$, égal à 0,92 sur

la fovéa descend en dessous de 0,5 à 6°N ; ce facteur continue à baisser quand on s'éloigne de la fovéa (0,32 à 30°T et 0,14 à 40°T). Le facteur $M(\mu)$ égal à 0,51 au voisinage de la ligne principale de visée descend à 0,38 à 20°T et varie peu entre 20°T et 40°T. L'ensemble de ces deux figures 27 et 28, nous montre clairement quelles sont les contributions respectives du système optique de l'oeil et de la rétine à la formation de l'image extérieure à l'oeil ; l'intervention de la rétine ne peut plus être négligée dès que l'on quitte la fovéa.

La figure 29 présente les variations de $M(\mu)$ en fonction de la fréquence spatiale pour l'excentricité 0°, et pour des diamètres pupillaires de 4, et 6 mm. Le facteur de modulation baisse fortement pour le diamètre de 6 mm.

Les figures 30 et 31 représentent les variations de $S(\mu)$ et $M(\mu)$ en fonction de l'excentricité pour une fréquence spatiale de 6,82 deg.⁻¹. Nous retrouvons les caractéristiques des figures 27 et 28 : pic sur la fovéa pour le facteur $S(\mu)$ ($S(\mu)$ vaut 0,99 pour $\chi = 0^\circ$ et 0,60 pour $\chi = 6^\circ N$) ; maximum au voisinage de la ligne principale de visée pour le facteur $M(\mu)$ ($M(\mu)$ vaut 0,66 pour $\chi = 0^\circ$ et 0,58 pour $\chi = 16^\circ N$).

La figure 32 permet de comparer nos mesures de la fonction $M(\mu)$ avec des mesures de la FTM du système optique de l'oeil par des méthodes subjectives (A.Arnulf - O.Dupuy - S.Berger-Iheureux [28], [31] et F.W.Campbell D.G.Green [12] : Comparaison des seuils de modulation des franges ou de leur modulation dans les deux cas suivants : pupille de l'oeil couverte par le faisceau incident et projection sur la pupille de l'oeil de deux points cohérents).

Ces méthodes subjectives ne peuvent être utilisées que pour l'axe visuel ; en effet, ces mesures de seuil de modulation ou d'égalisation de modulation, déjà longues et difficiles sur la fovéa ne seraient pas réalisables en dehors de celle-ci. Nous reprenons la courbe représentant la fonction $M(\mu)$ pour le diamètre pupillaire 4 mm et l'excentricité 0° .

Nous comparons cette courbe avec les suivantes :

- la FTM du système optique de l'oeil mesurée par A. Arnulf- O. Dupuy et S. Berger-Lheureux pour un diamètre pupillaire de 4 mm (luminance : 22 cd/m^2).
- la FTM du système optique de l'oeil mesurée par F.W. Campbell et D.G. Green pour un diamètre pupillaire de 3,8 mm.

Nous voyons que nos mesures sont comprises entre ces deux courbes. Nous rappelons que les cobayes et les luminances des plages de fixation sont différents.

Nous avons souligné que cette méthode subjective ne pouvait être utilisée que pour l'axe visuel ; au contraire notre manipulation permet la mesure de la fonction $M(\mu)$ pour toute excentricité comprise entre 45° N et 45° T , dans un plan horizontal. D'autre part notre manipulation, qui dure 200 ms est moins pénible et difficile pour le sujet que les méthodes subjectives.

CONCLUSION

Nous avons montré que la contribution de la rétine à l'élargissement de l'image par double traversée de l'oeil est importante dès que l'on s'éloigne de la fovéa. Nous avons refait des mesures de $G(\mu)$ (principe de formation de l'image d'Arnulf-Flamant: image d'une fente fine après double traversée de l'oeil).

Nous avons mis au point une méthode pour mesurer la FTM ($M(\mu)$) du système optique de l'oeil sur la rétine périphérique où les méthodes employées par nos prédécesseurs sont inutilisables.

Nous avons mesuré une fonction ($S(\mu)$) qui caractérise la diffusion de la lumière dans le tissu rétinien d'un oeil vivant, en différentes zones de la rétine

Les prochains travaux nous permettront:

- de vérifier que les courbes mesurées sur d'autres yeux ont les mêmes formes que celles de notre sujet MTP
- de refaire les mesures des fonctions $M(\mu)$ et $S(\mu)$ en lumière bleue, puis en lumière rouge
- de mesurer les fonctions $S(\mu)$ pour les deux directions de polarisation des faisceaux lumineux incident et de retour
- d'étudier les variations des fonctions $S(\mu)$ et $M(\mu)$ en fonction de la luminance du point de fixation (étude de la myopie nocturne)
- de mesurer la fonction $S(\mu)$ sur une rétine ayant des défauts connus.

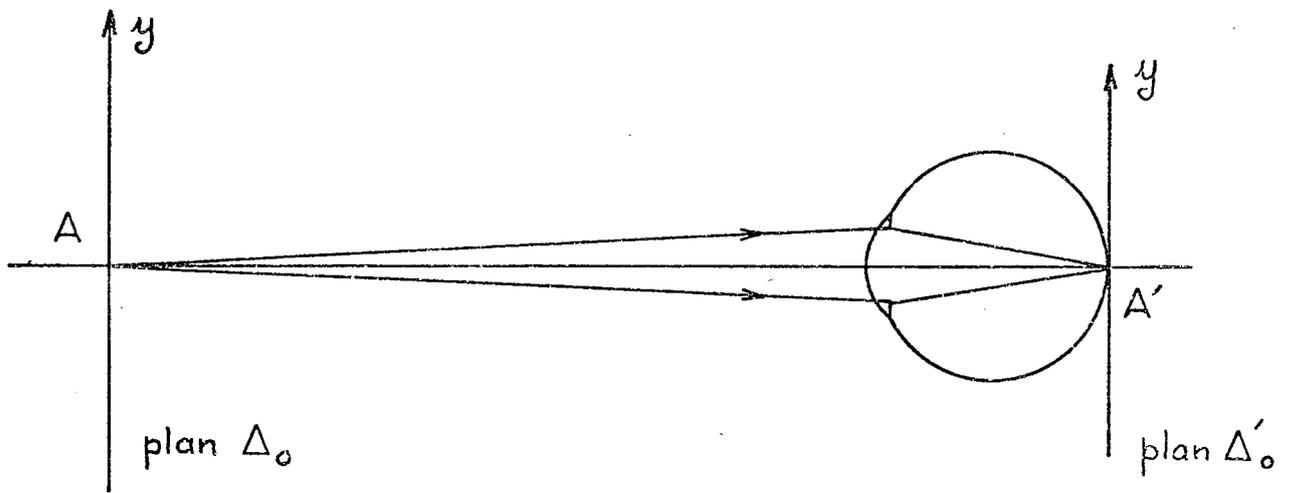
REFERENCES.

- (1) F. FLAMANT. (1955). Etude de la répartition de la lumière dans l'image rétinienne d'une fente. R.O t. 34. p. 433
- (2) J. KRAUSKOPF. (1962). Light distribution in human retinal images. JOSA. 52, p. 1046
- (3) R. ROHLER. (1962). Die Abbildungseigenschaften der Augenmedien Vision Research.p 391
- (4) G. WE STHEIMER et F.W. CAMPBELL. (1962). Light distribution in the image formed by the living human eye. JOSA 52. p. 1040.
- (5) F.W. CAMPBELL et R.W. GUBISCH. (1966). Optical quality of the human eye. J. Physiol. London, 186, p. 558.
- (6) R. ROHLER, U. MILLER, M. ABERL. (1969). Zur Messung der Modulationsübertragungsfunktion Des Lebenden Menschlichen Auges im Reflektierten Licht. Vision Research, p. 407.
- (7) J. SIMON et P. DENEUIL. (1973). Influence of the Size of test field employed in measurements of modulation transfer function of the eye. JOSA. 63. p. 894.
- (8) M. TAKEDA et T. OSE. (1974). Effect of truncation of noisy line spread function on the computed optical transfer function Optica Acta. 1974. p. 477.
- (9) M. TAKEDA et T. OSE. (1975). Influence of noise on the measurement of optical transfer functions by the digital Fourier transform method. JOSA. 65. p. 502.

- (10) J. SIMON. (1967). Détermination de la fonction de transfert des systèmes optiques. R.O. t. 46, n° 4.
- (11) Y. LE GRAND. (1937). Essai sur la diffusion de la lumière dans l'oeil. Editions R. O. Théor. Appl. (thèse)
- (12) F.W. CAMPBELL et D.G. GREEN. (1965). Optical and retinal factors affecting Visual Resolution. J. Physiol. 181, pp. 576-593.
- (13) A. ARNULF et O. DUPUY. (1960). La transmission des contrastes par le système optique de l'oeil et les seuils des contrastes rétiniens. C.R. Acad. Sc. Paris. 250, p. 2757-2759.
- (14) Y. LE GRAND. (1936). Sur un mode de vision éliminant les défauts optiques de l'oeil. R.O. p. 6.
- (15) O. DUPUY. (1967). Mesure de la puissance de l'oeil en dehors de l'axe. R.O. p. 79.
- (16) F. BERNY. (1972). Corrélation de phase entre deux sources formées sur une surface diffusante. Vision Research p. 1631.
- (17) VAN MEETEREN A. (1974). Calculations on the optical modulation transfer function of the human eye for white light. Opt. Acta p. 395
- (18) H. OHZU , JM. ENOCH et JC. O'HAIR . (1972) Optical modulation by the isolated retina and retinal receptors. Vis. Res. p. 231.
- (19) H. OHZU et JM. ENOCH. (1972). Optical modulation by the isolated human fovea. Vis. Res. p. 245.
- (20) JJ. VOS, AA. MUNNIK et J. BOOGAARD. (1965). Absolute spectral reflectance of the fundus oculi. J.O.S.A. 55, p. 573.
- (21) R. ROHLER et F. SCHMIELAU. (1976). Properties of isolated frog retine in reflecting non polarized and polarized light. Vis. Res. p. 241.

- (22) A.W. SNYDER (1966). Surface waveguide modes along a semi infinite dielectric fibre excited by a plan wave. J.O.S.A 56, p. 601.
- (23) A.W. SNYDER (1966). Excitation of waveguide modes in retinal receptors. J.O.S.A 56, p. 705.
- (24) R. ROHLER et W. FISCHER (1971). Influence of waveguide modes on the light absorption in photoreceptors. Vis. Res. p. 97.
- (25) R. ROHLER et W. FISCHER (1974). The absorption of light in an idealized photoreceptor on the basis of the waveguide theory. The infinite dielectric cylinder. Vis. Res. p. 1013
- (26) R. ROHLER et W. FISCHER (1974). The absorption of light in an idealized photoreceptor on the basis of the waveguide theory. The semi infinite cylinder. Vis. Res. p. 1115.
- (27) F. BERNY (1971). Communication privée.
- (28) A. ARNULF, O. DUPUY et S. BERGER-LHEUREUX (1962). Mesure de la fonction de transfert de modulation du système optique de l'oeil et des seuils de modulation rétiniens ; applications aux instruments visuels. 6ème. Congrès Comm. Inter. Opt. "Abilden und Sehen", Munich, 1962, p. 11.
- (29) R. PRAT (1965). Japan . J. Appl. Phys. Suppl. 1, 448.
(1971) Spectométrie et spectrographie interférentielles par dédoublement achromatique transversal de la source. Optica Acta 1971, vol. 18, N° 3.
- (30) G. FORTUNATO. Etude d'un spectromètre à modulation sélective. Applications. (Thèse)

- (31) S. BERGER-LHEUREUX (1965). Mesure de la fonction de transfert de modulation du système optique de l'oeil et des seuils de modulation rétinien. Revue d'Optique t 44, n° 6 pp 294-323.
- (32) A. MARECHAL, M. FRANÇON (1960) Diffraction - Formation des images. Masson
- (33) G. CASSIN, JP. DALBERA (1972). Communication privée.



Objet A : $\delta(y)$

Image A' : $m(y)$

Figure 1.

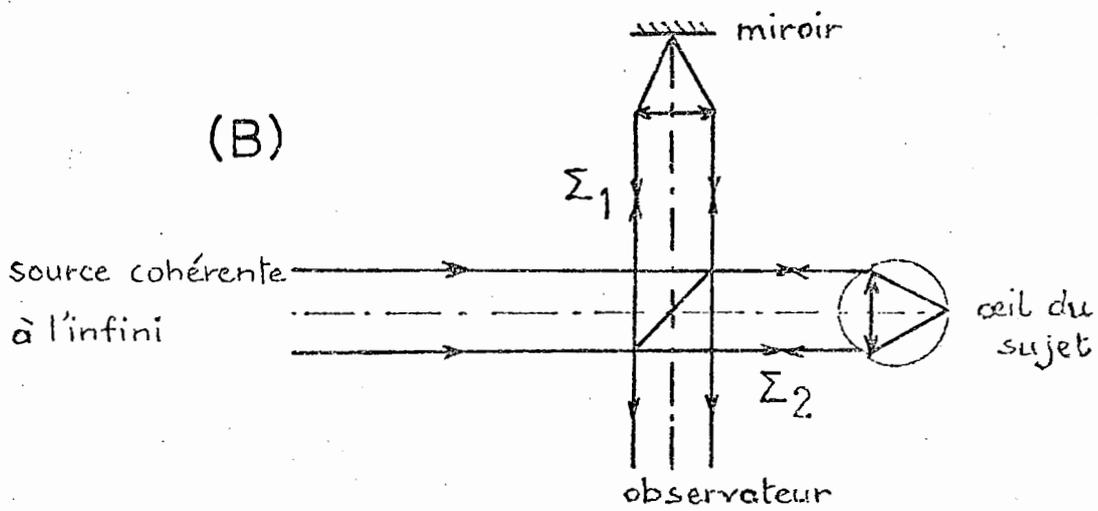
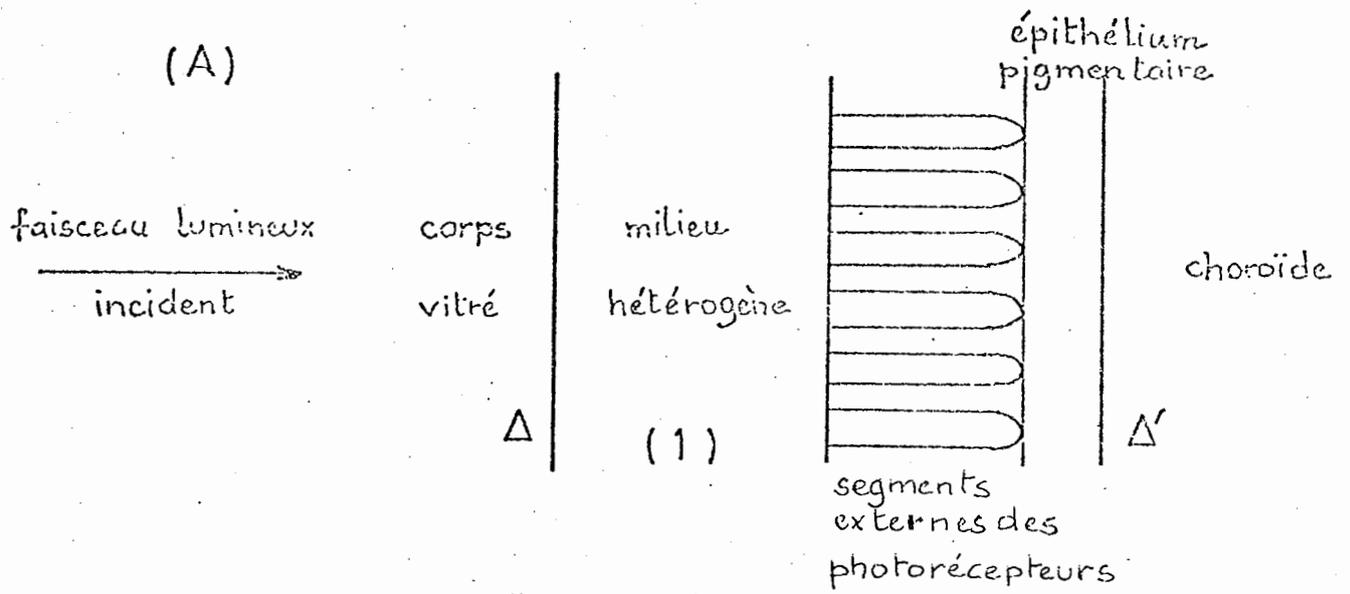
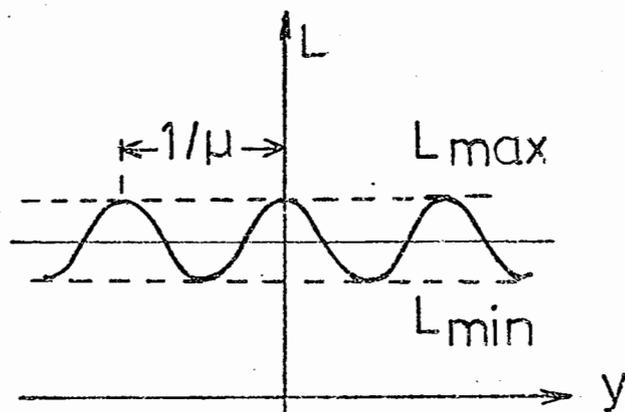
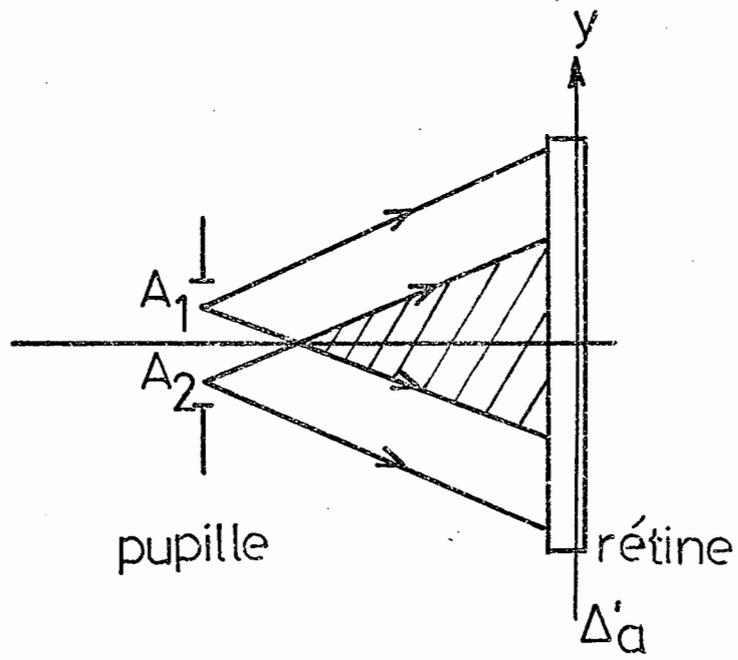


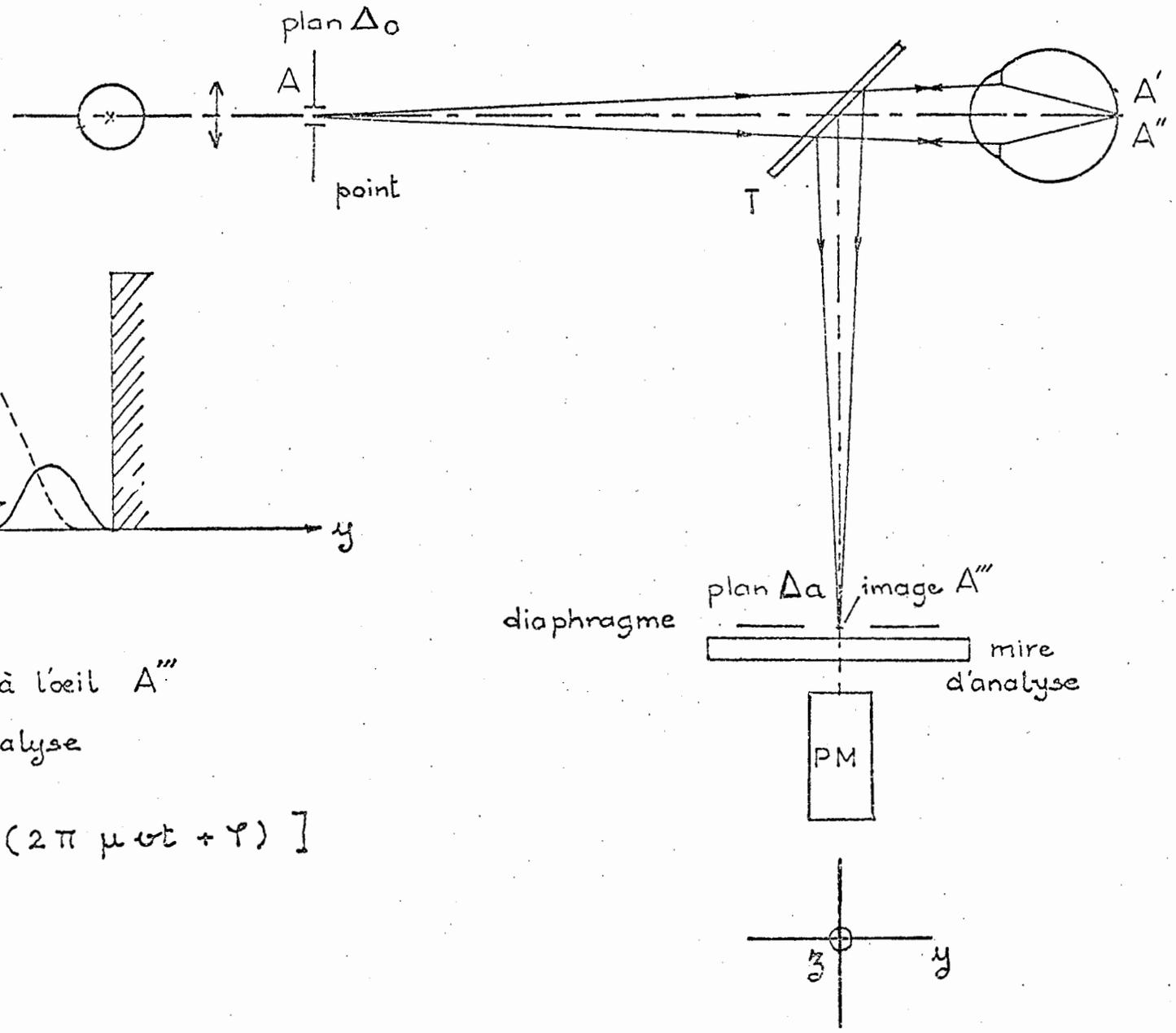
Figure 2.



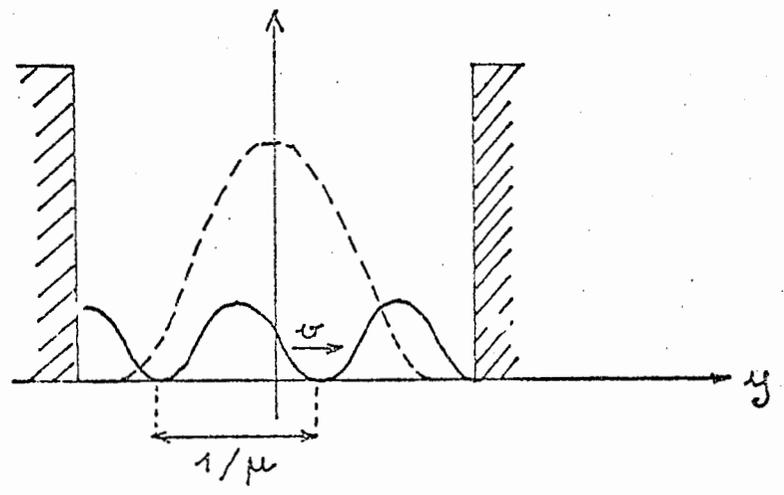
$$S(\mu) = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{L_{\max} + L_{\min}}$$

Figure 3.

(a)



(b)



----- profil de l'image extérieure à l'œil A''
 ——— transmission de la mire d'analyse

$$\phi(t) = \phi_0 [1 + |G(\mu)| \cos(2\pi \mu \nu t + \gamma)]$$

Figure 4.

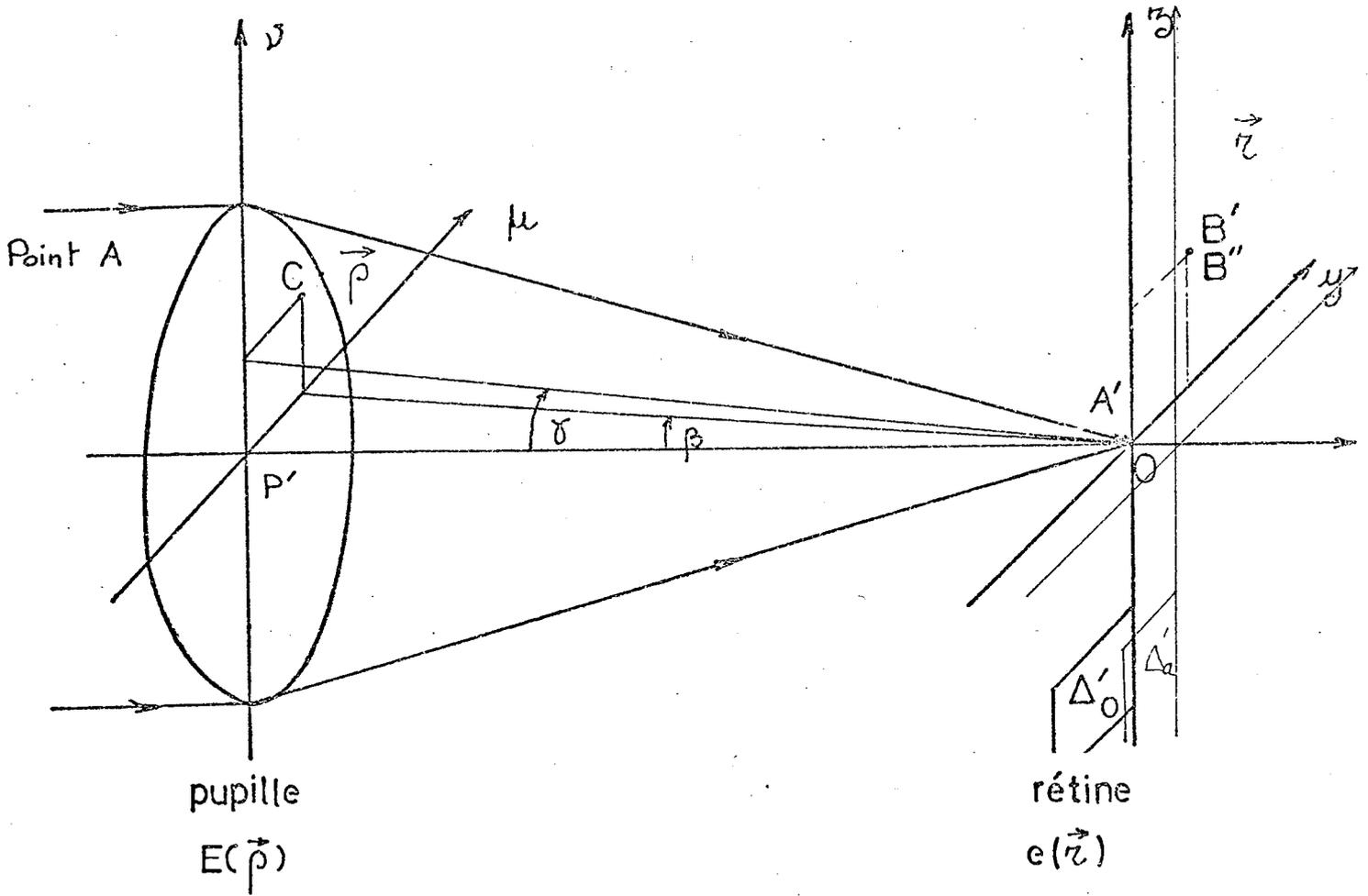
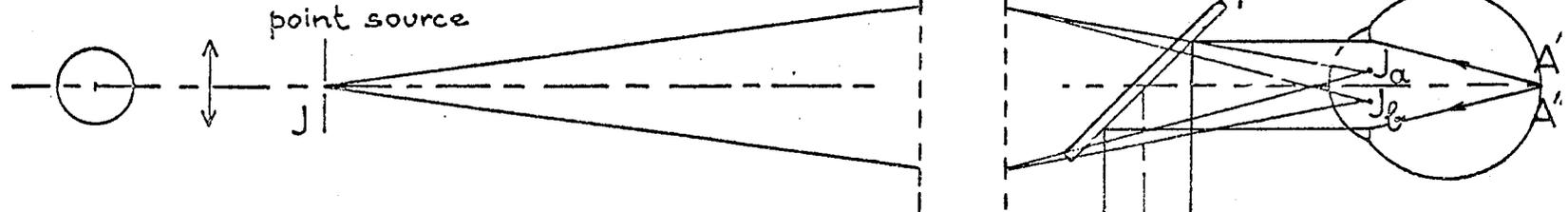


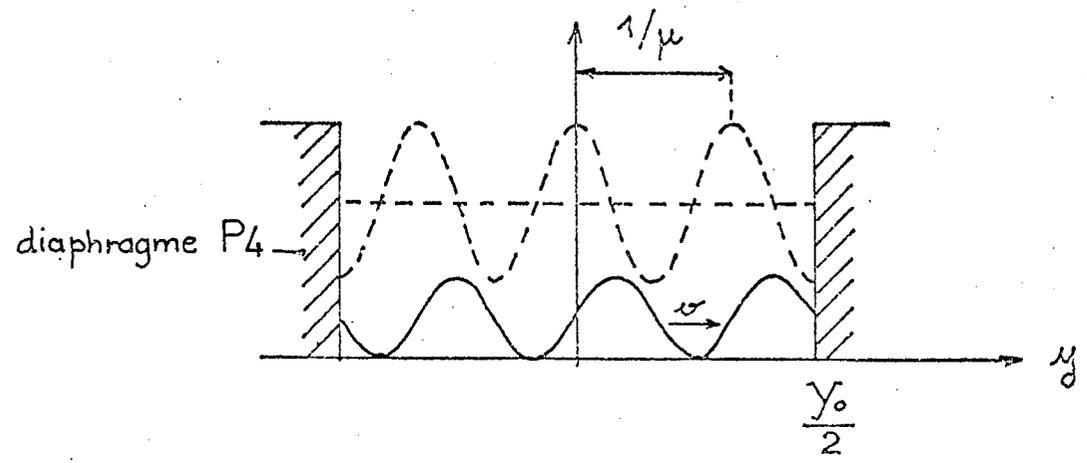
Figure 5.

système
dédoubleur



(a)

(b)



----- profil de l'image extérieure à l'œil A''

———— transmission de la mire d'analyse

$$\phi(t) = \phi_0 \left[1 + \frac{1}{2} |B(\mu)| \cos(2\pi \mu \nu t + \varphi) \right]$$

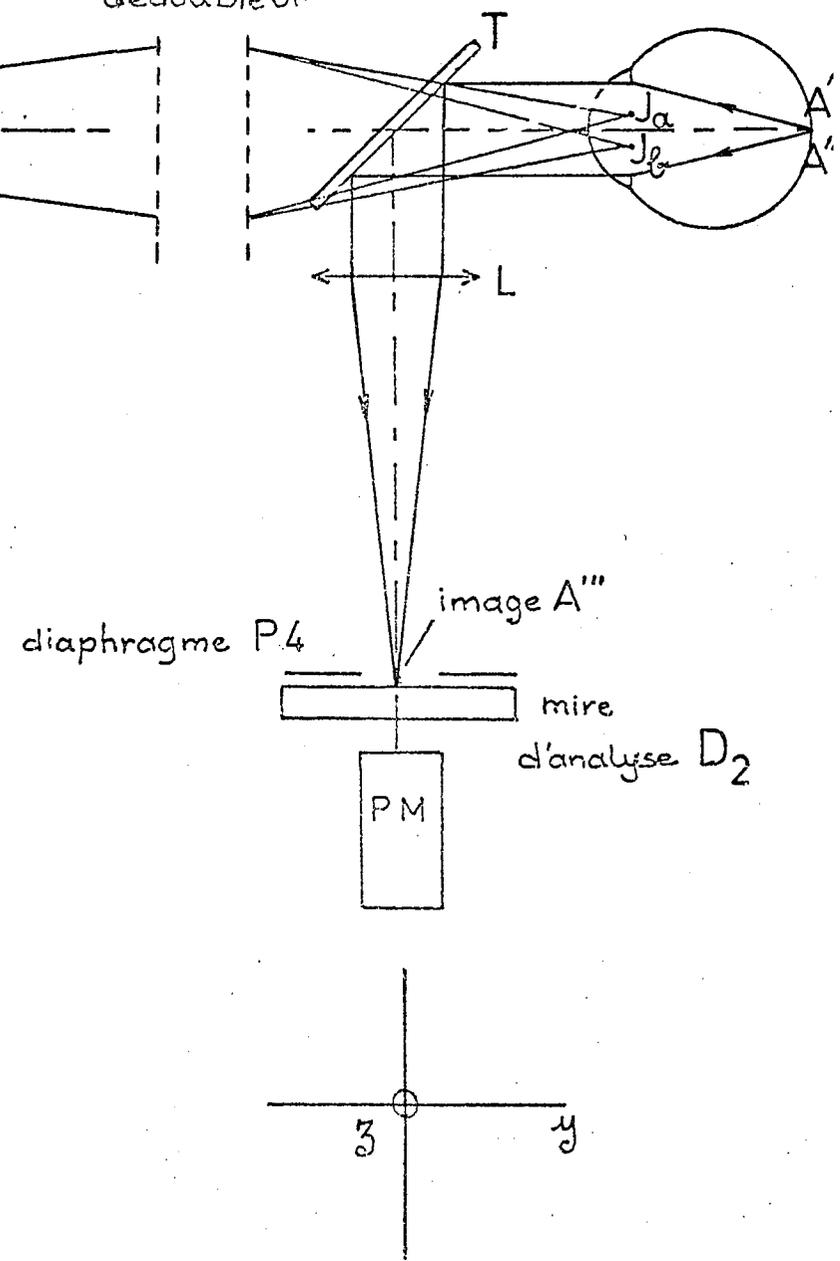
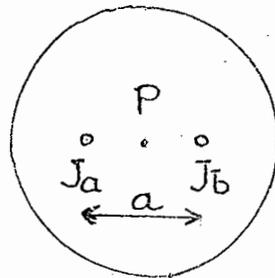


Figure 6.

(a)



Pupille de l'œil

(b)

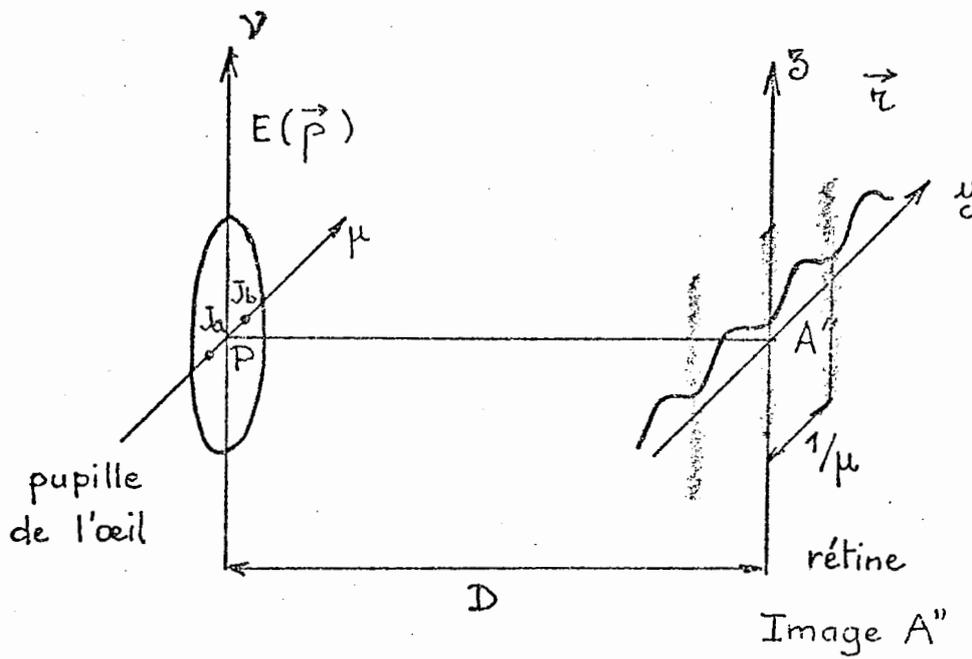
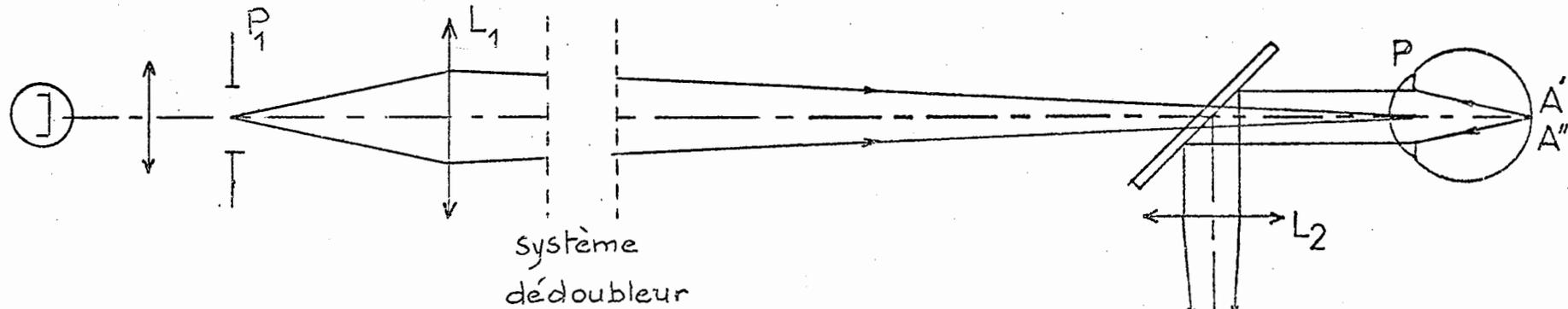
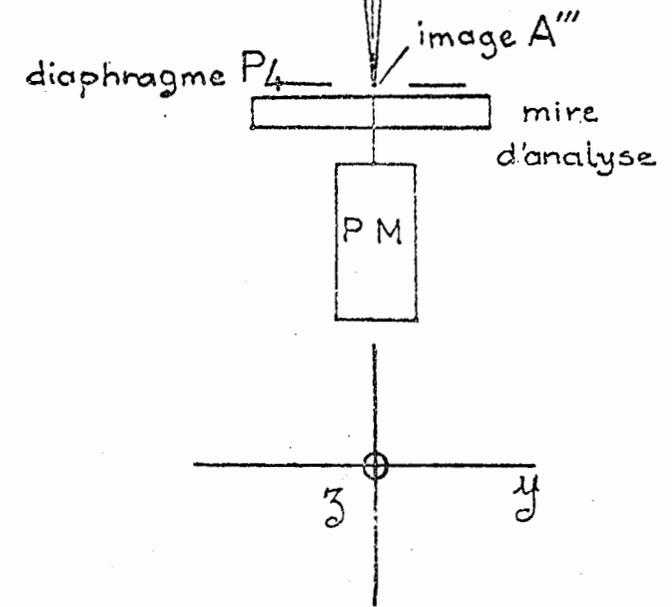
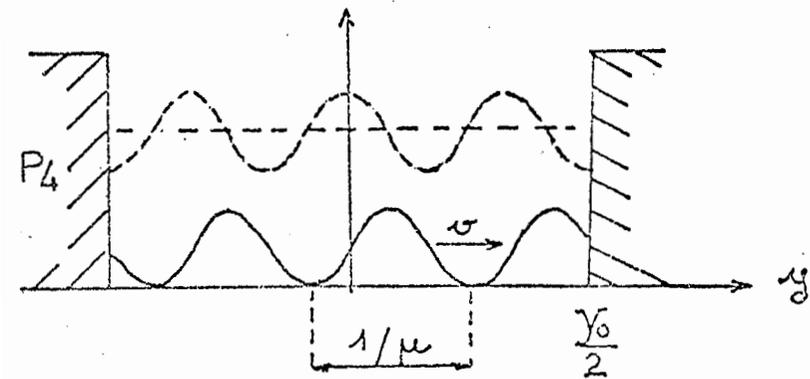


Figure 7.

(a)



(b)



----- profil de l'image extérieure à l'œil A''
 ——— transmission de la mire d'analyse

$$\phi(t) = \phi_0 \left[1 + \frac{1}{2} |C(\mu)| \cos(2\pi\mu\omega t + \varphi) \right]$$

Figure 8.

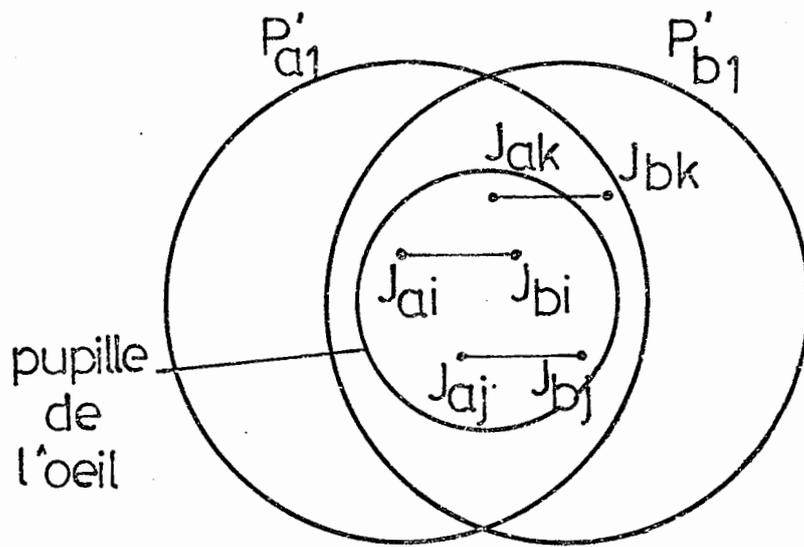


Figure 9.

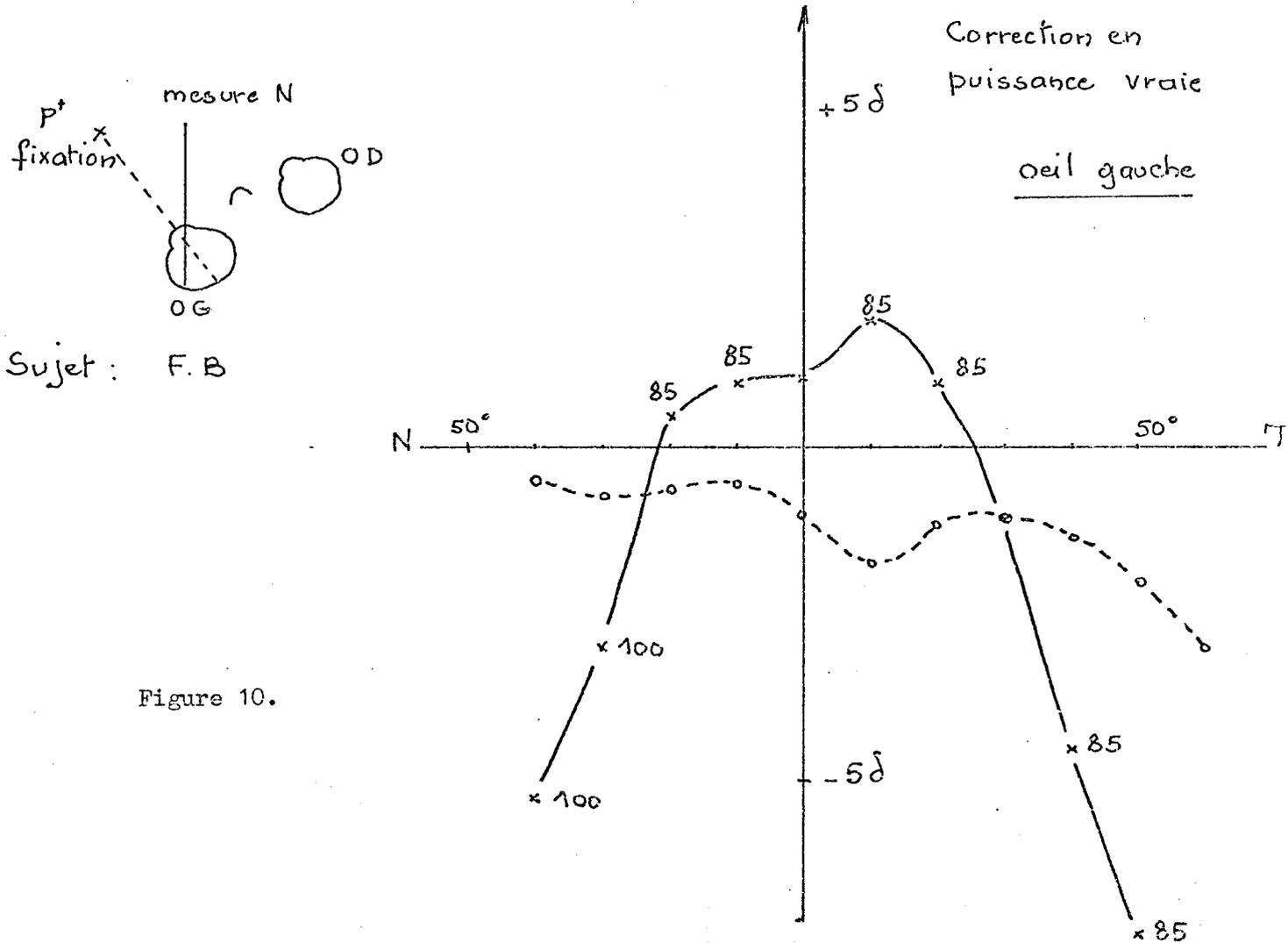
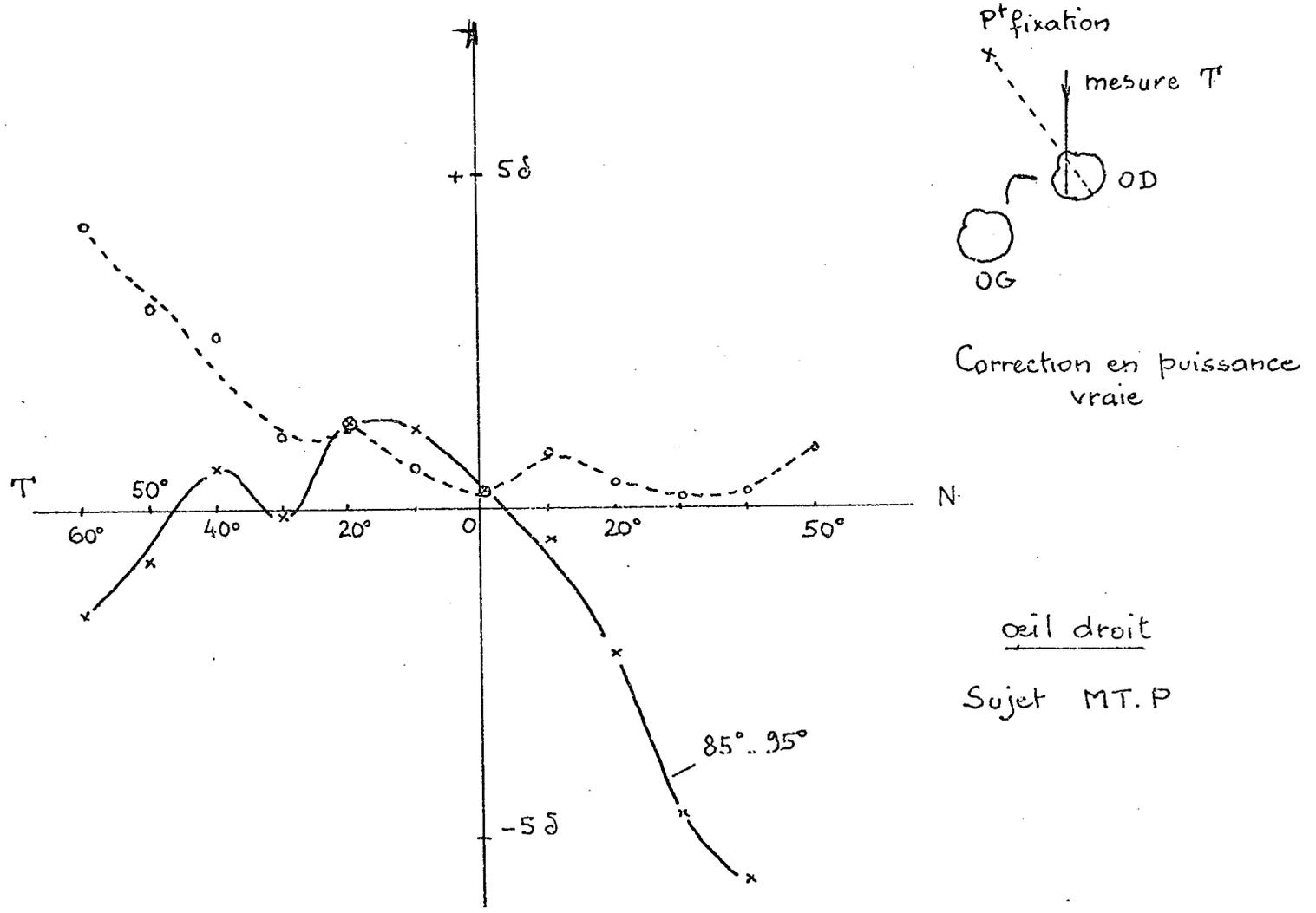


Figure 10.

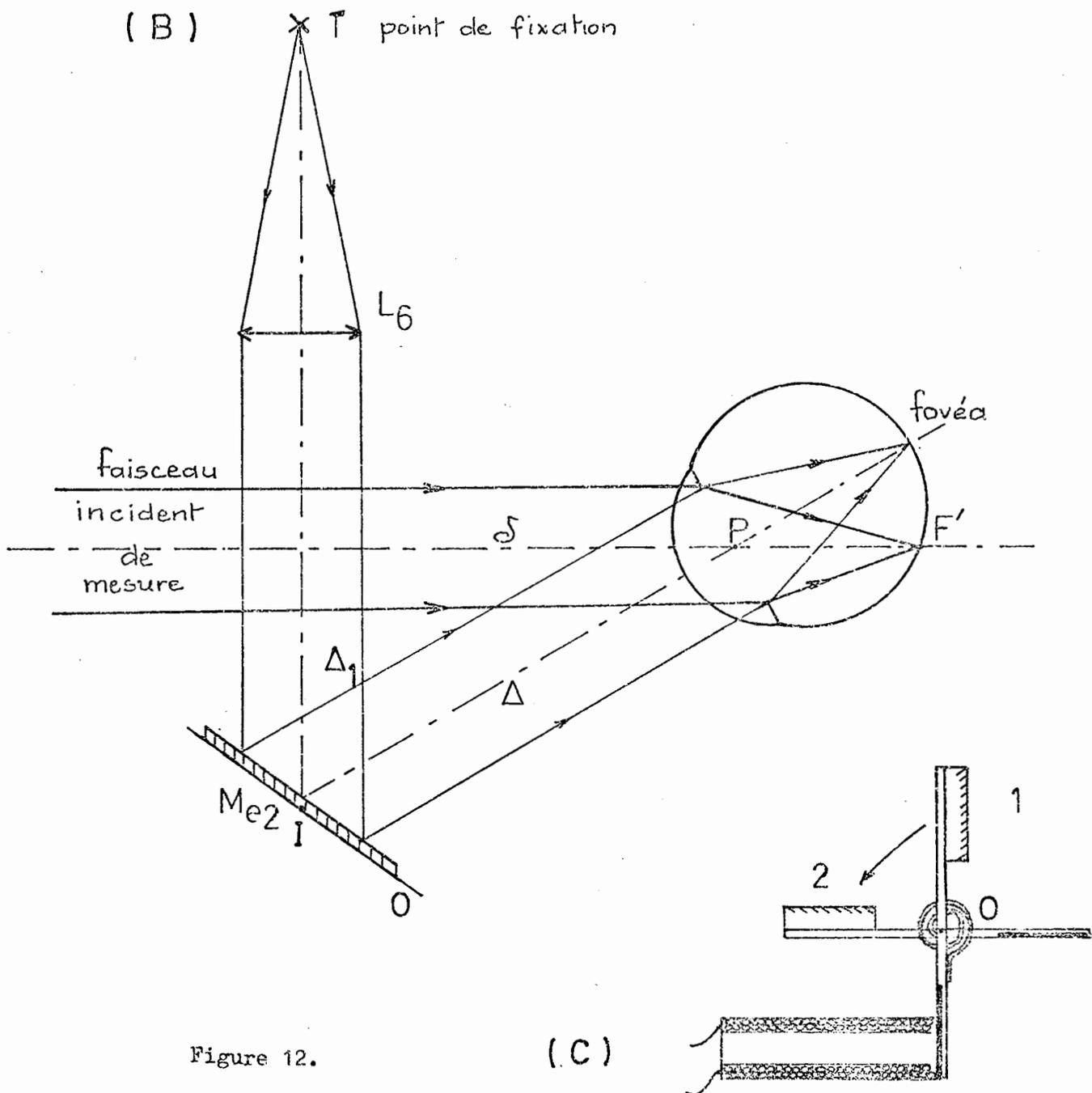
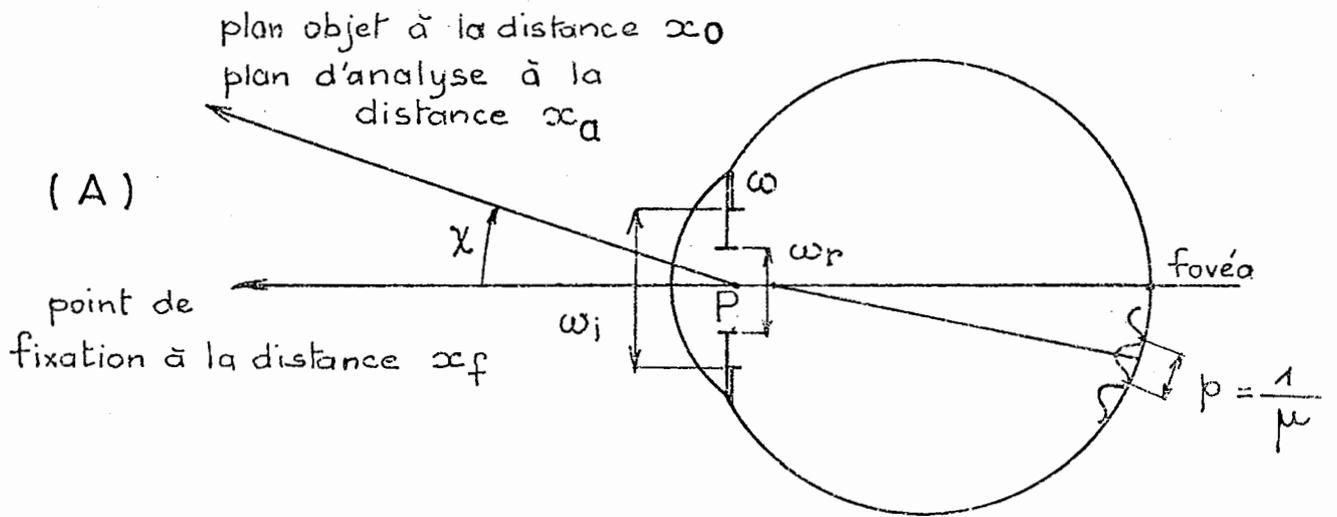


Figure 12.

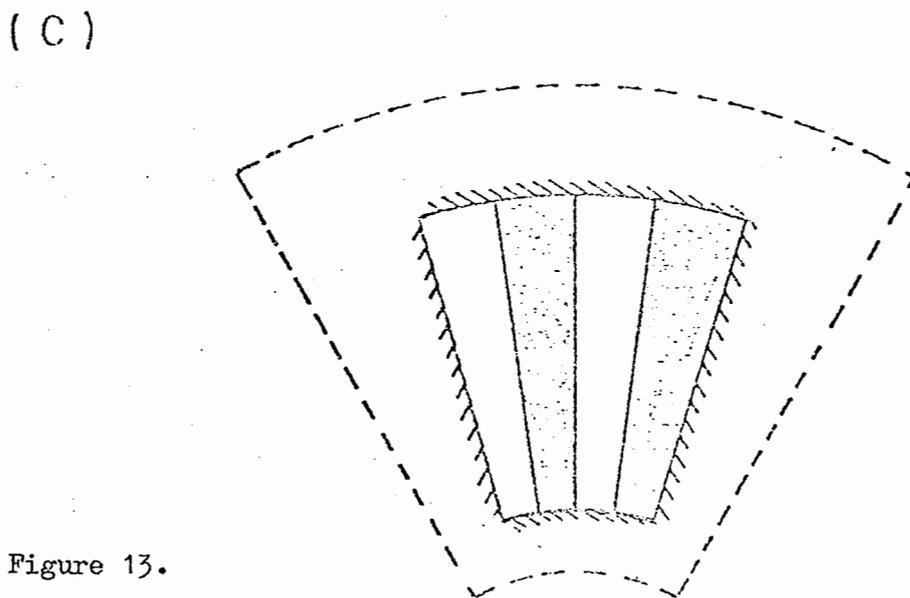
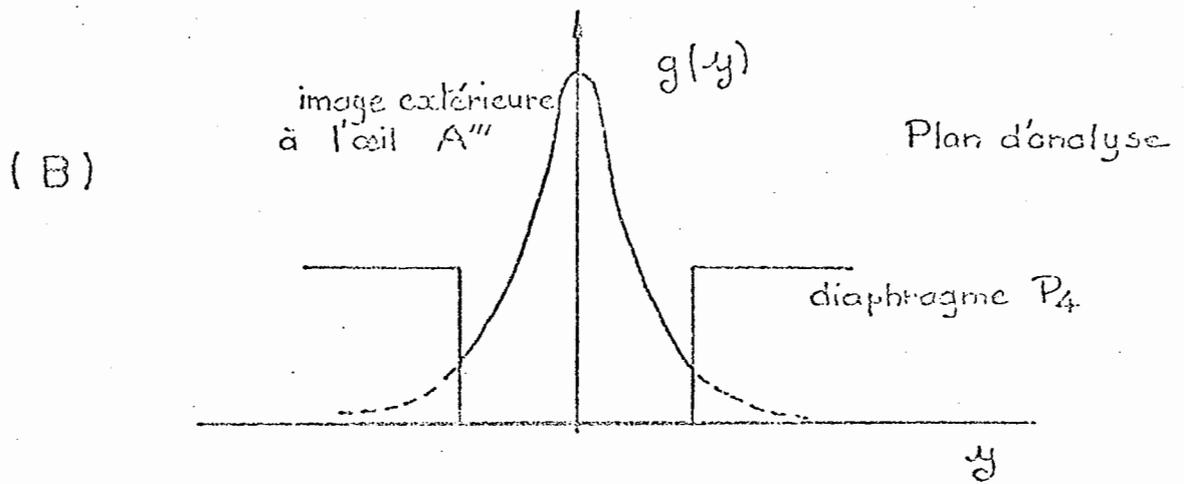
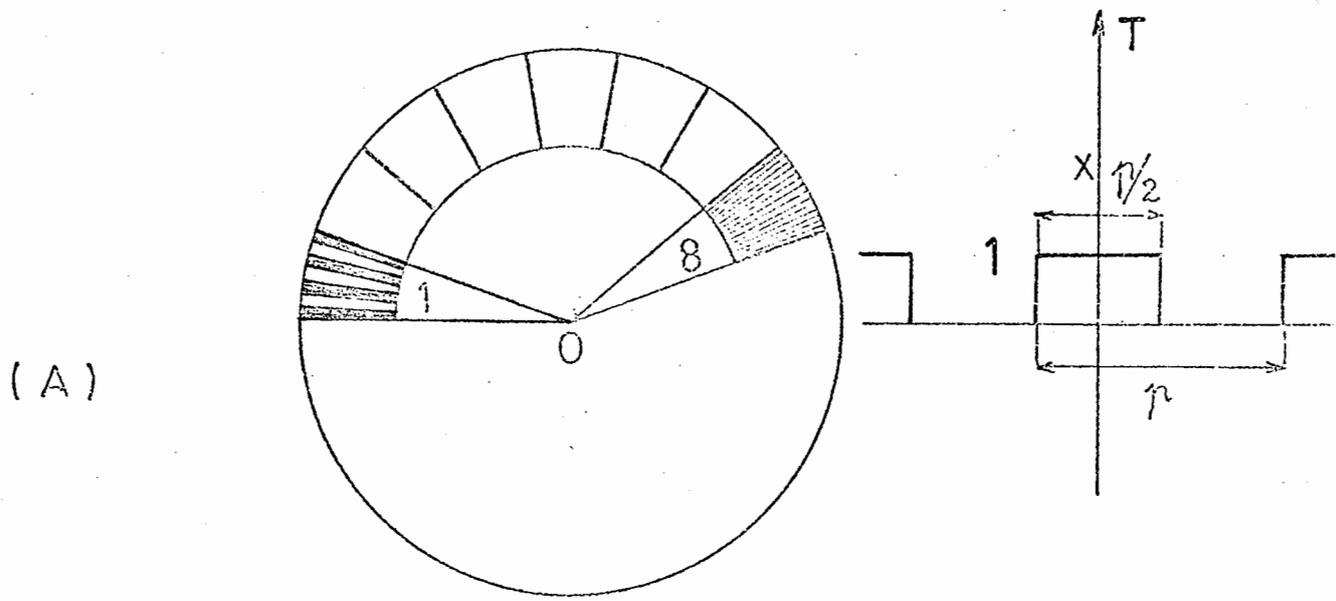


Figure 13.

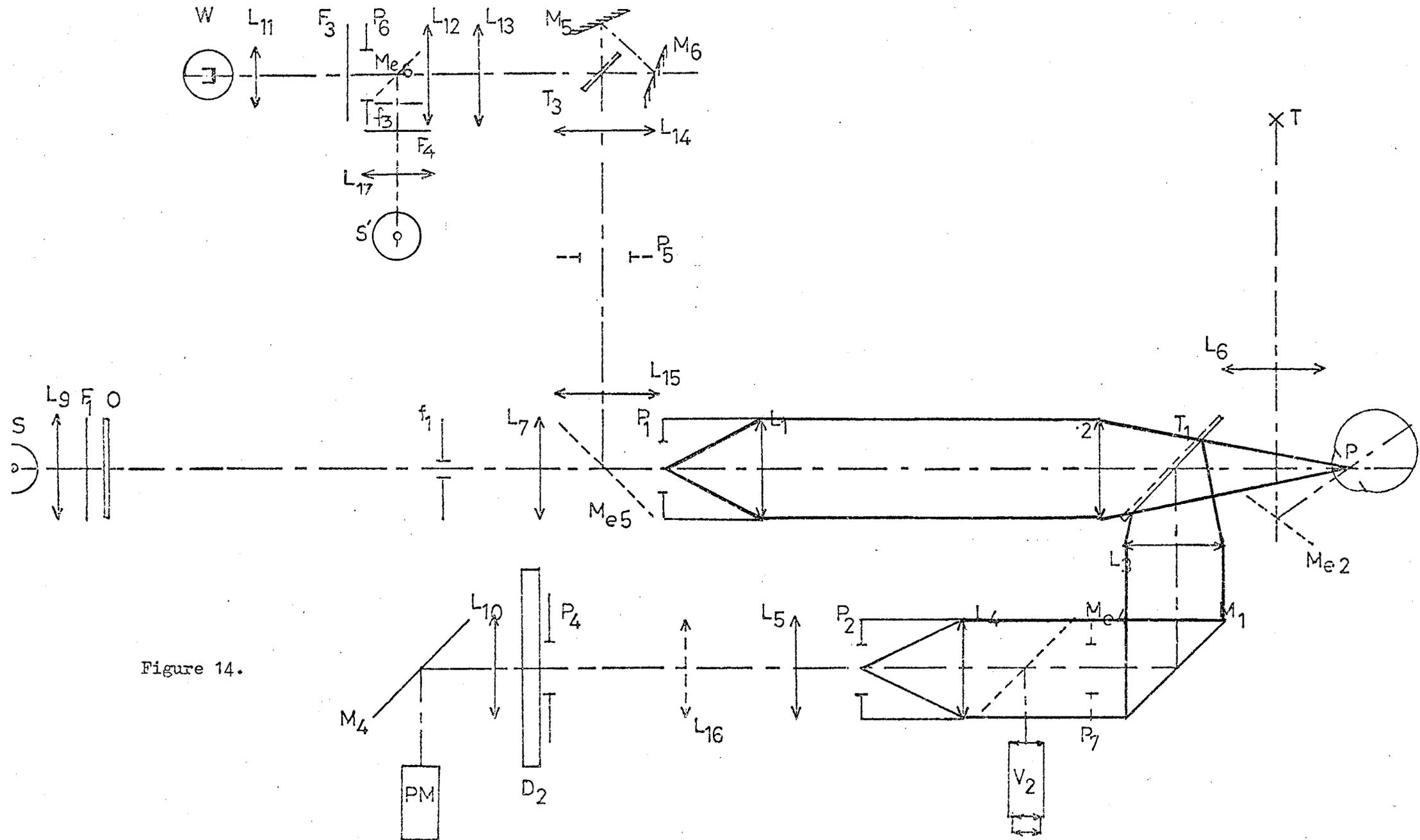


Figure 14.

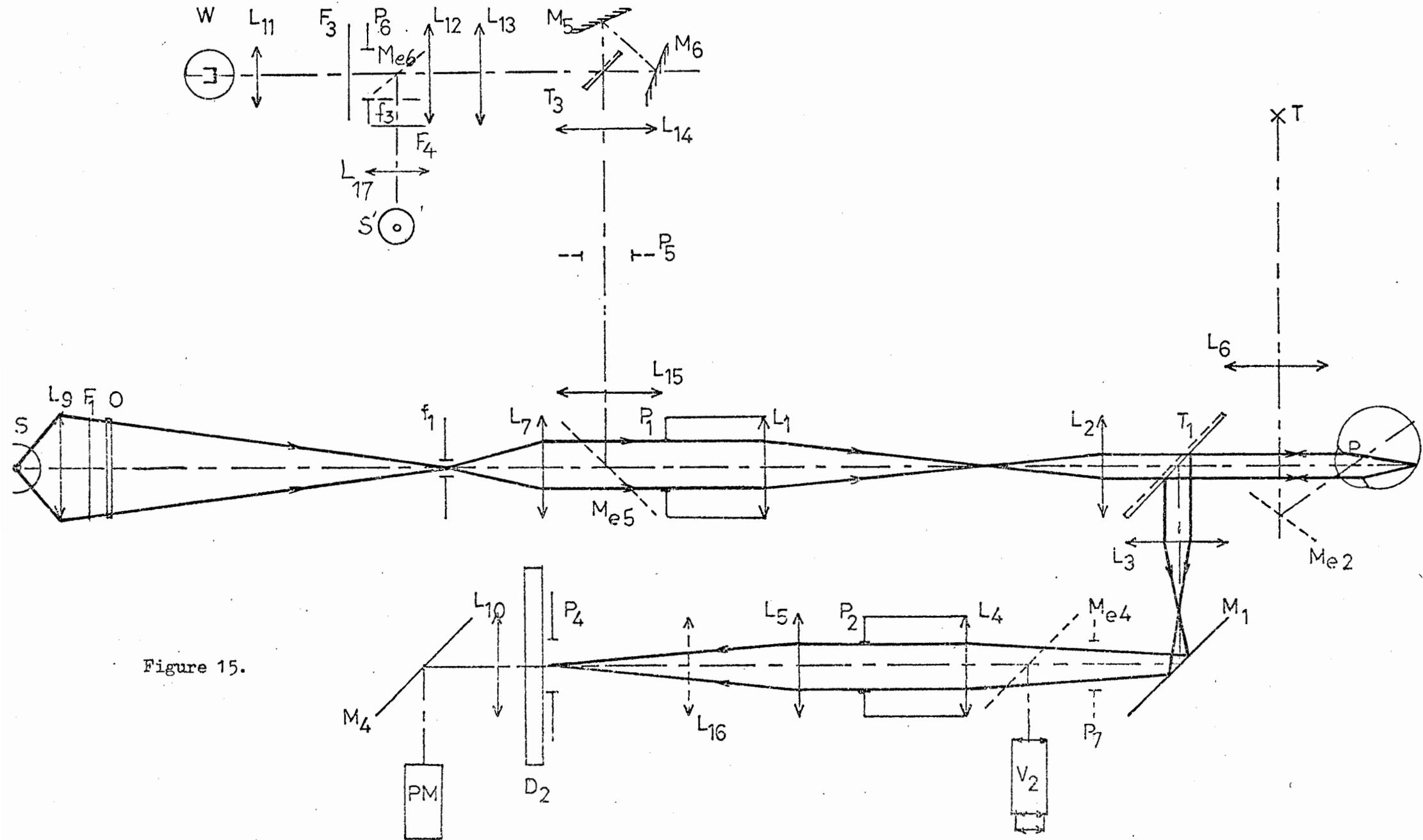


Figure 15.

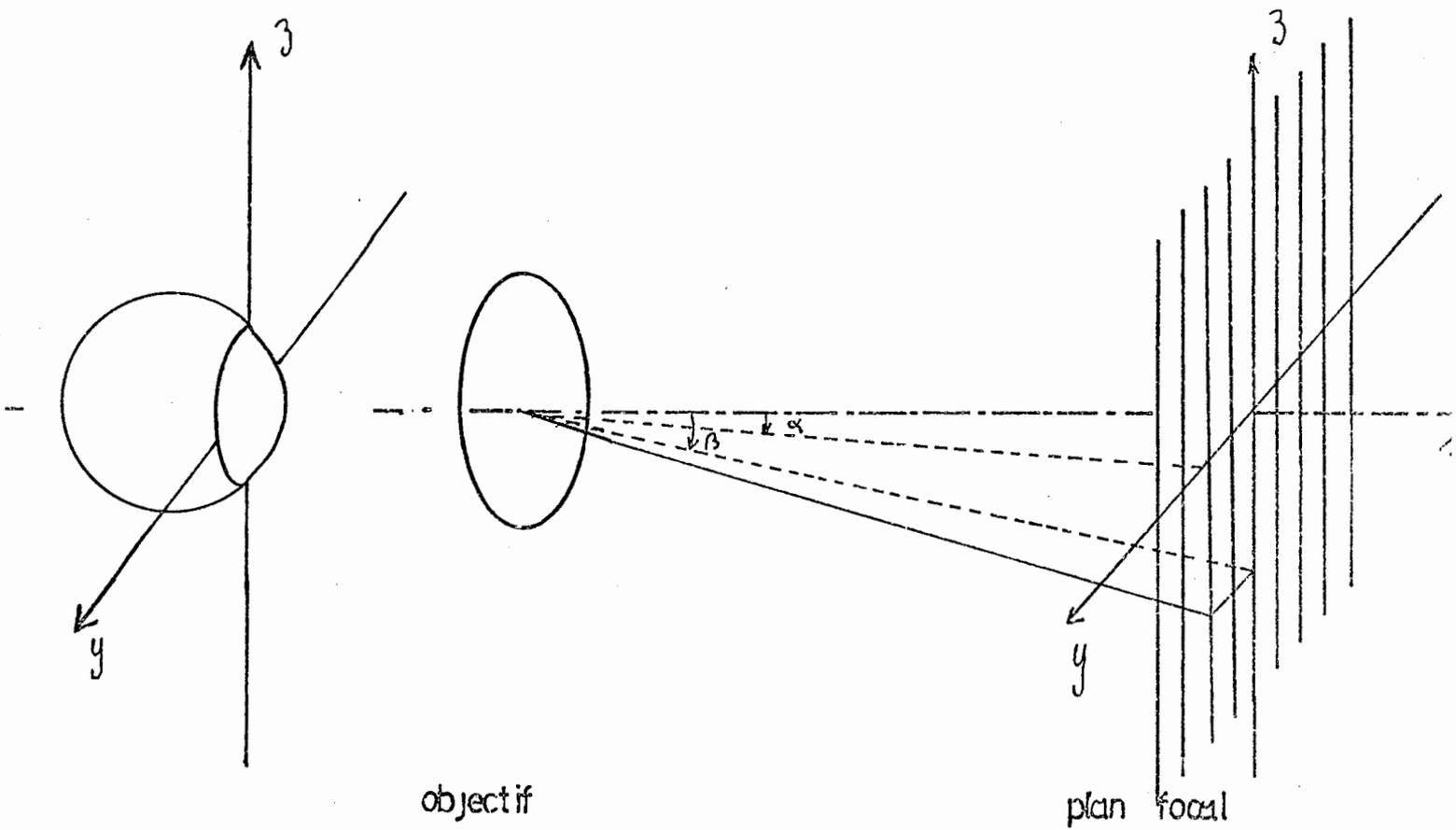


Figure 17.

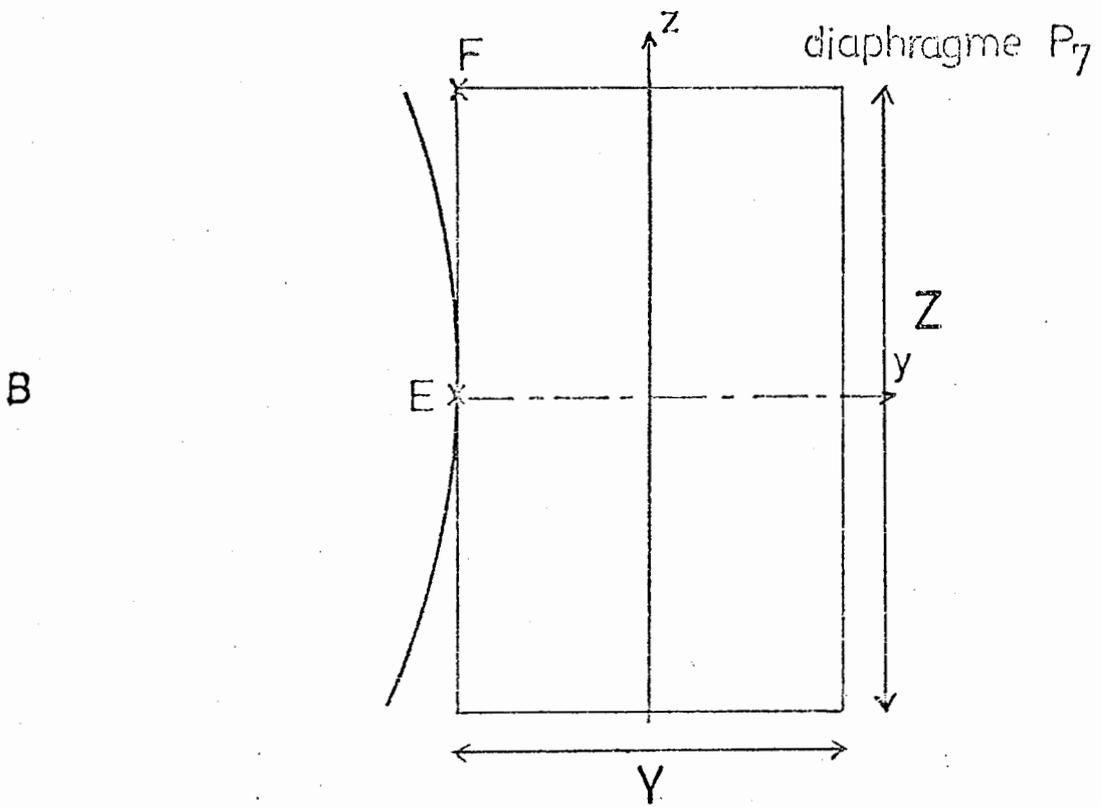
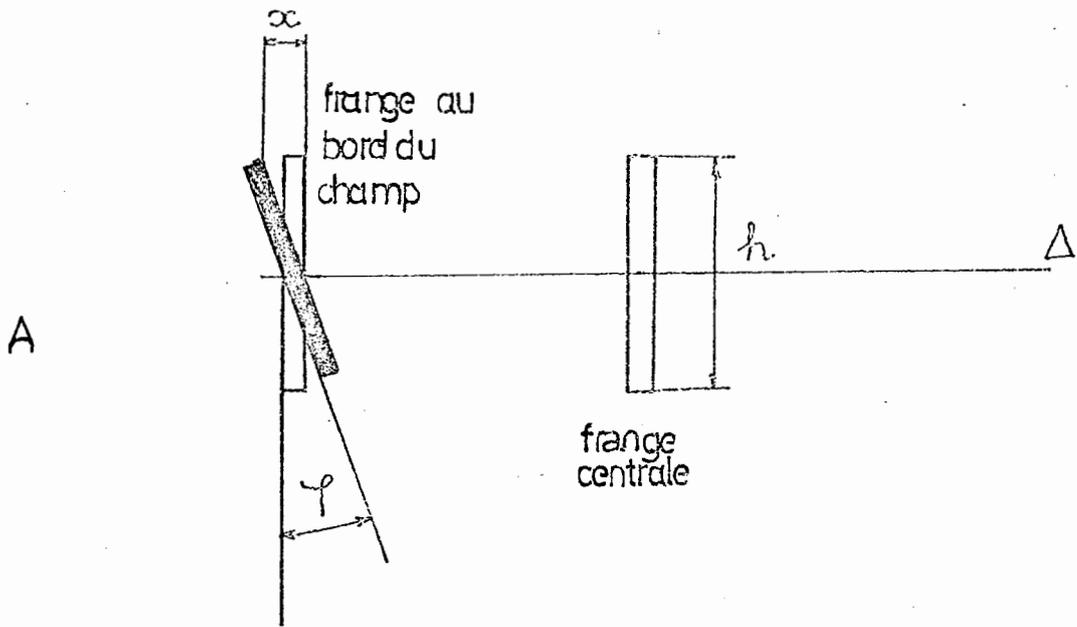


Figure 18.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

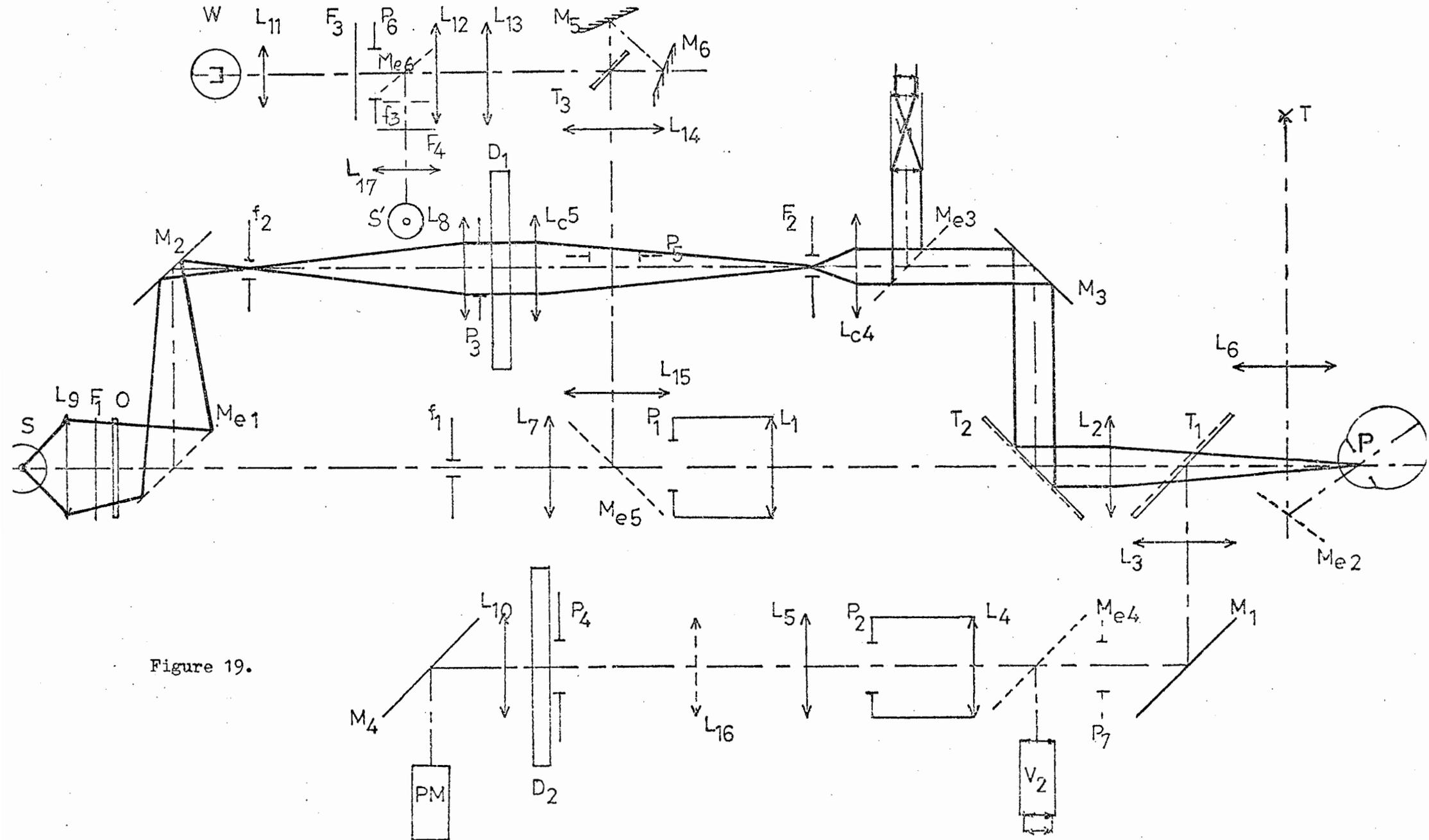


Figure 19.

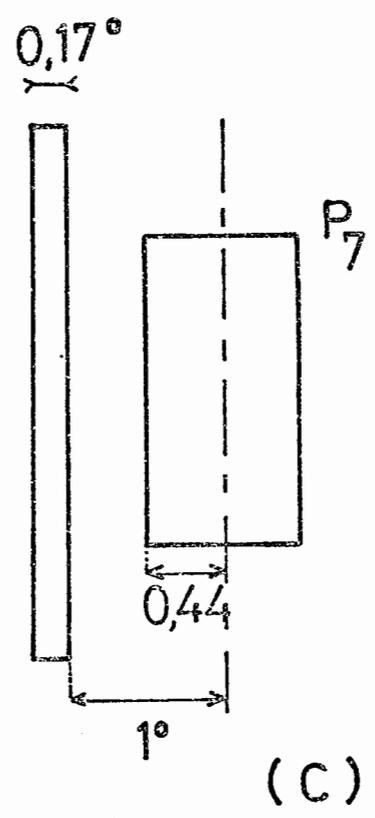
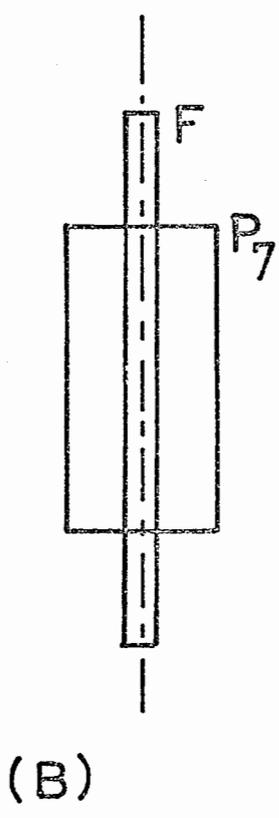
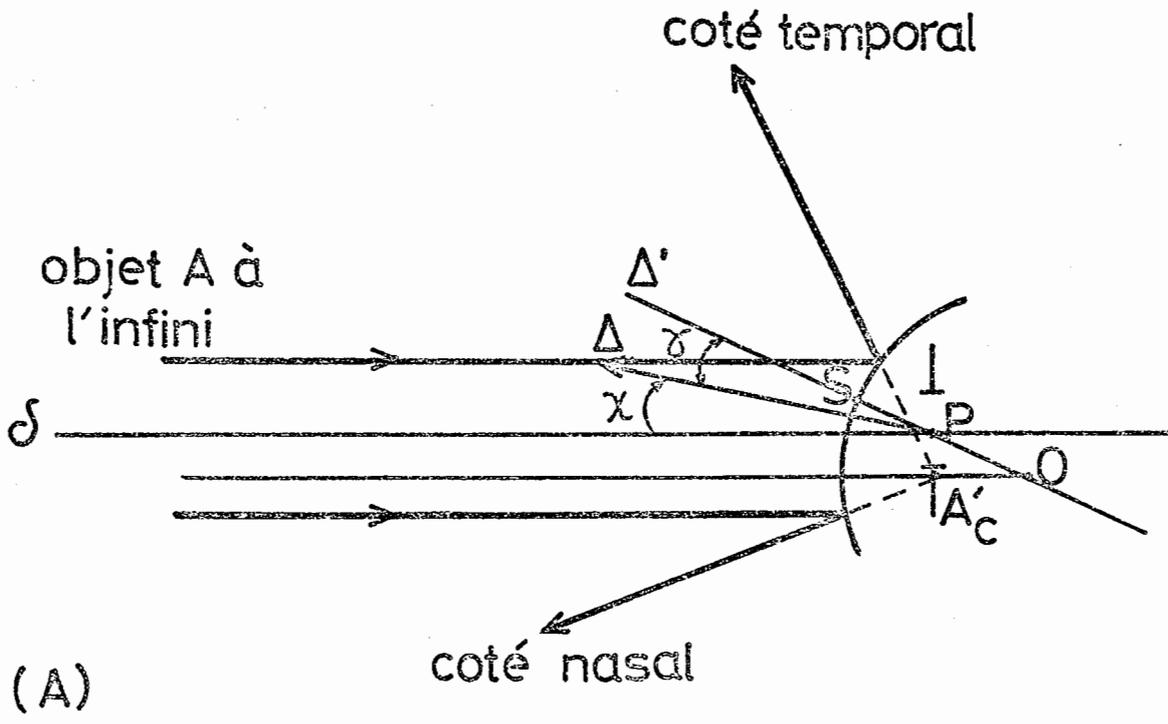


Figure 20

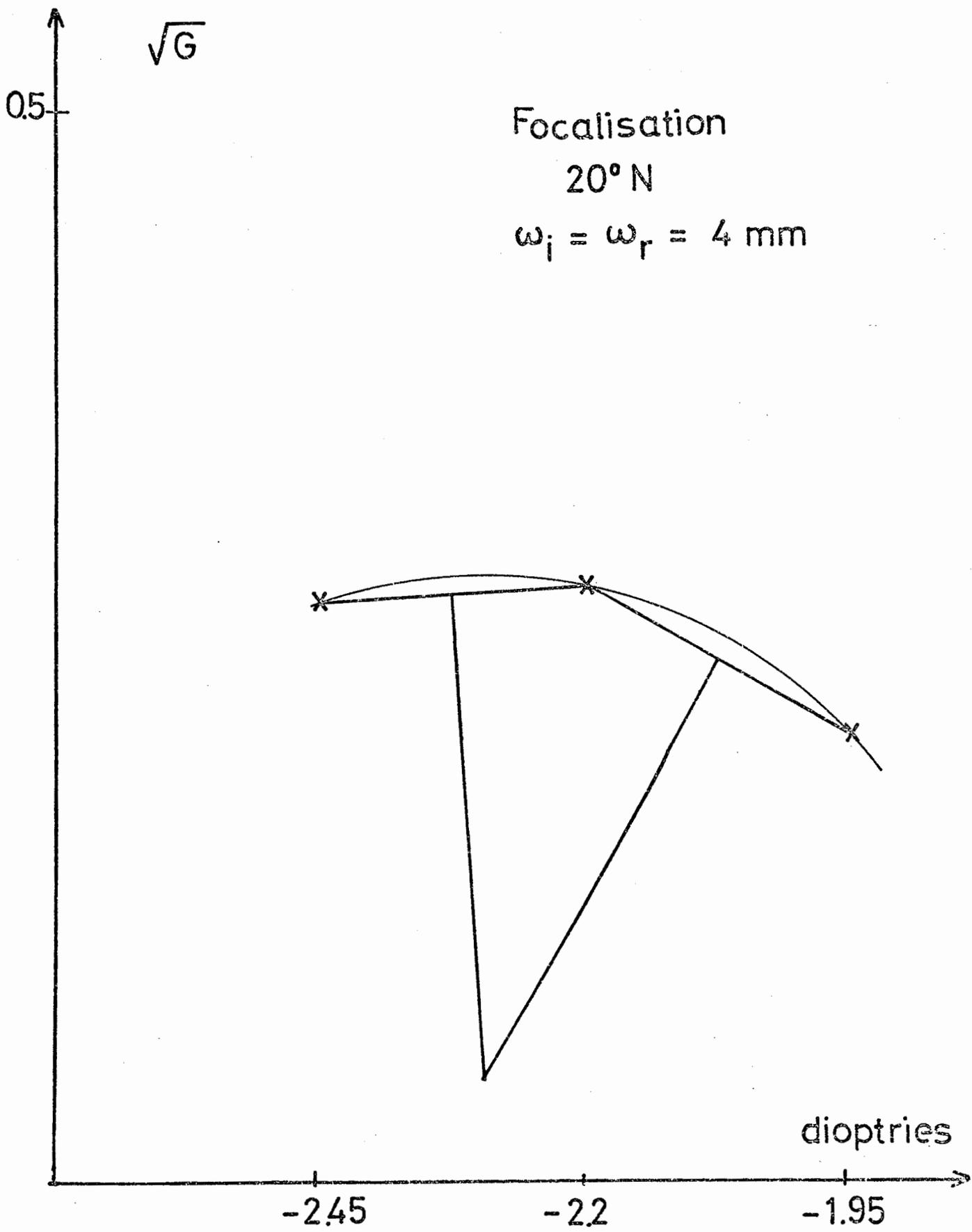


Figure 21

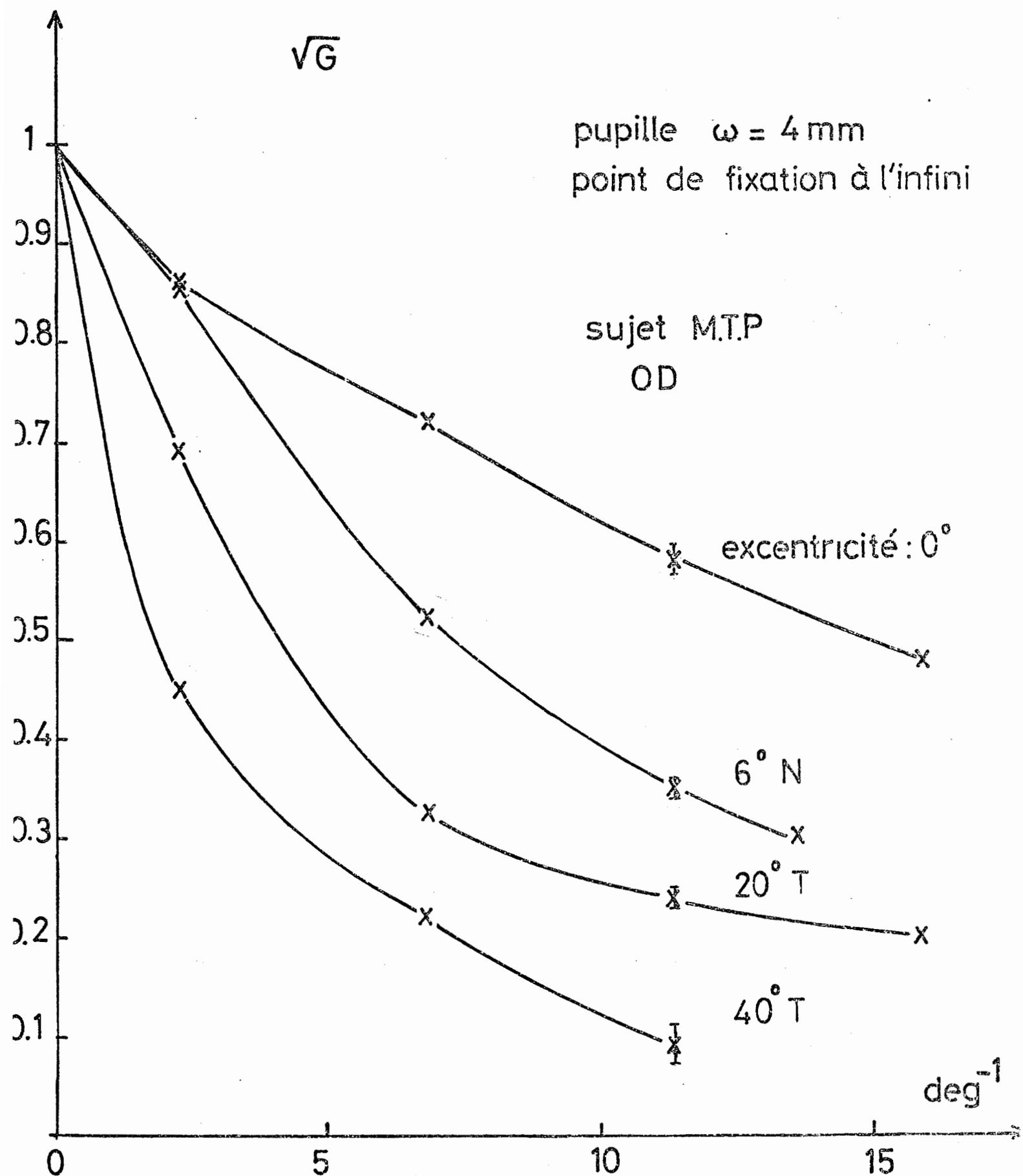


Figure 22.

\sqrt{G}

excentricité 0°

$$\frac{1}{x_f} = 0$$

$$\frac{1}{x_o} = \frac{1}{x_a} = 0.25 \delta$$

sujet MTP
OD

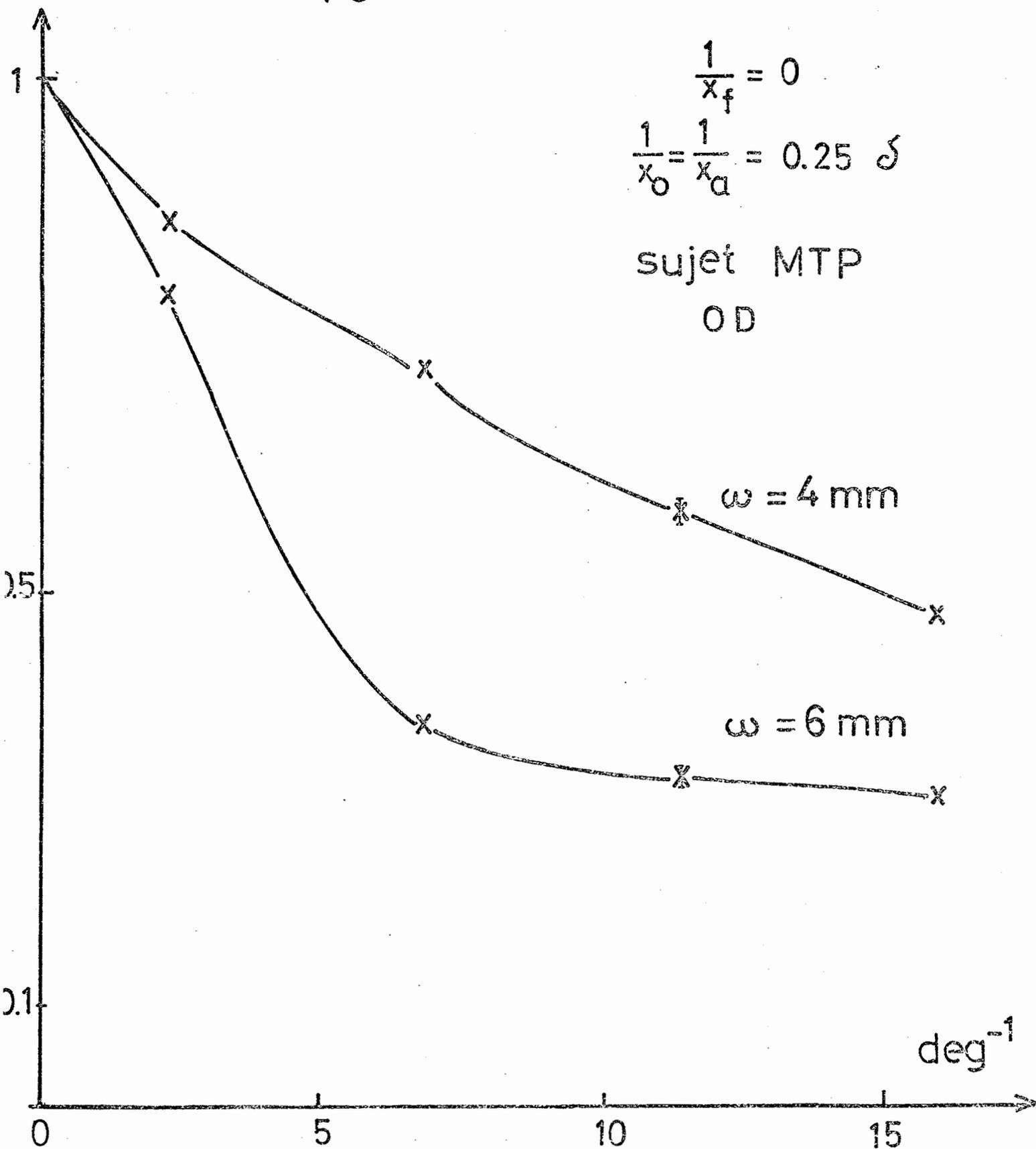


Figure 23

\sqrt{G}

excentricité 6° N

$$\frac{1}{x_f} = 0$$

$$\frac{1}{x_o} = \frac{1}{x_a} = 0$$

sujet M.T.P.
OD

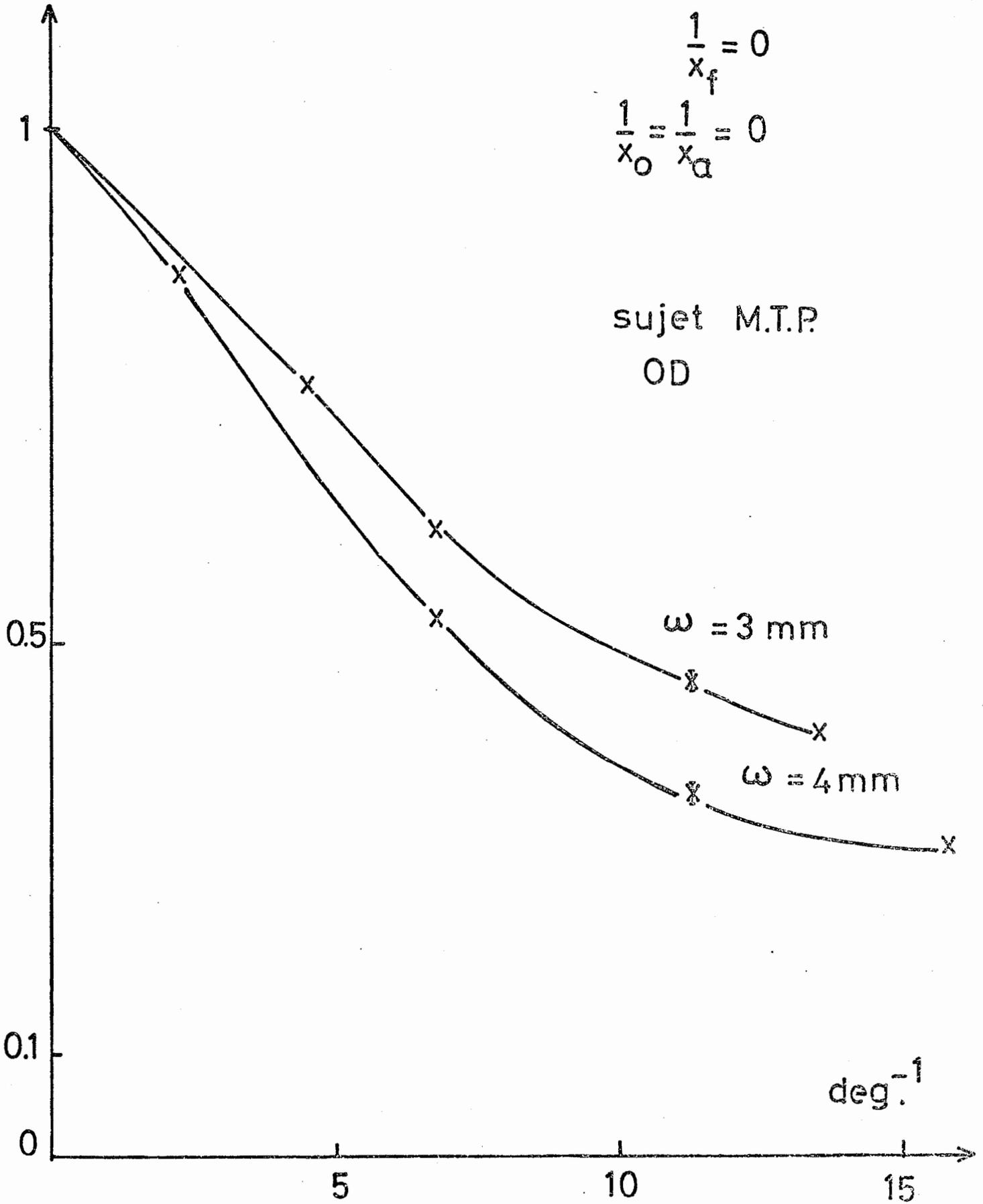


Figure 24

\sqrt{G}

pupille $\omega = 4 \text{ mm}$

$$\frac{1}{x_f} = 0$$

$$\mu = 11,37 \text{ deg}^{-1}$$

sujet M.T.P
OD

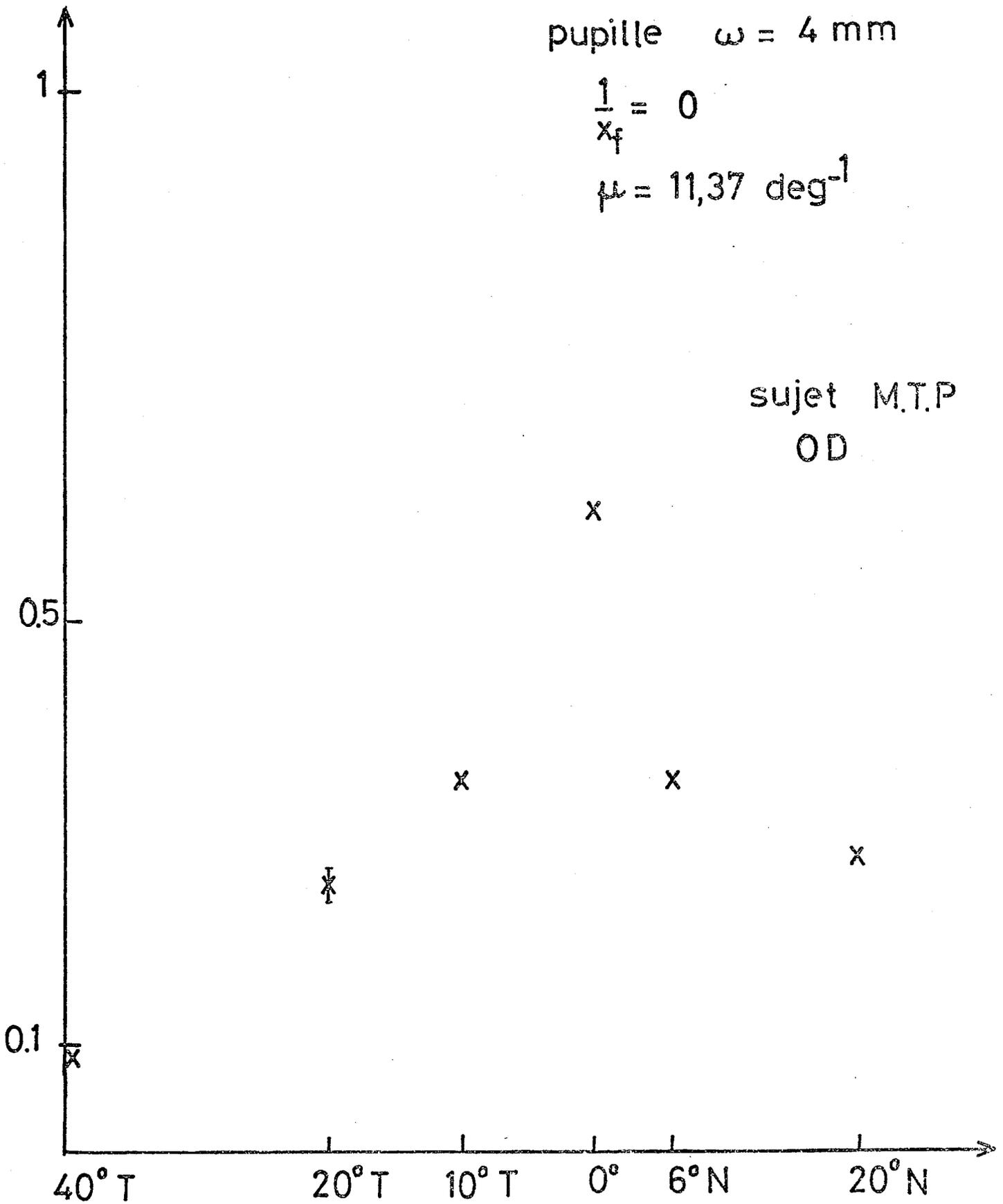


Figure 25.

$\sqrt{G} (\mu)$

excentricité 0°

+ sujet M.T.P $\omega = 4 \text{ mm}$

Δ Campbell - Gubisch $\omega = 3.8 \text{ mm}$

\circ Röhler $\omega = 3.5 \text{ mm}$

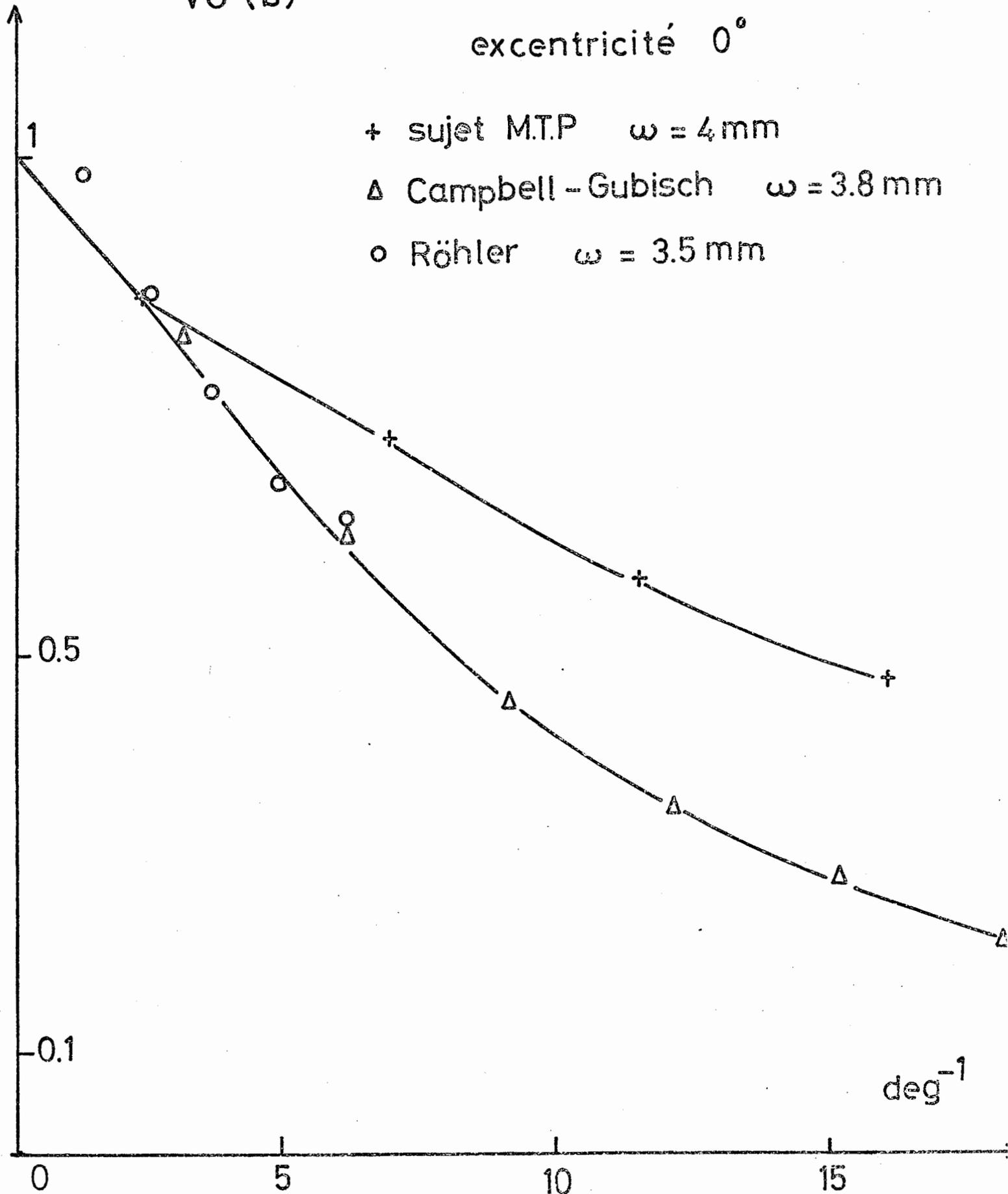


Figure 26.

S

pupille

$\omega = 4 \text{ mm}$

$\mu = 11,37 \text{ deg}^{-1}$

sujet M.T.P

OD

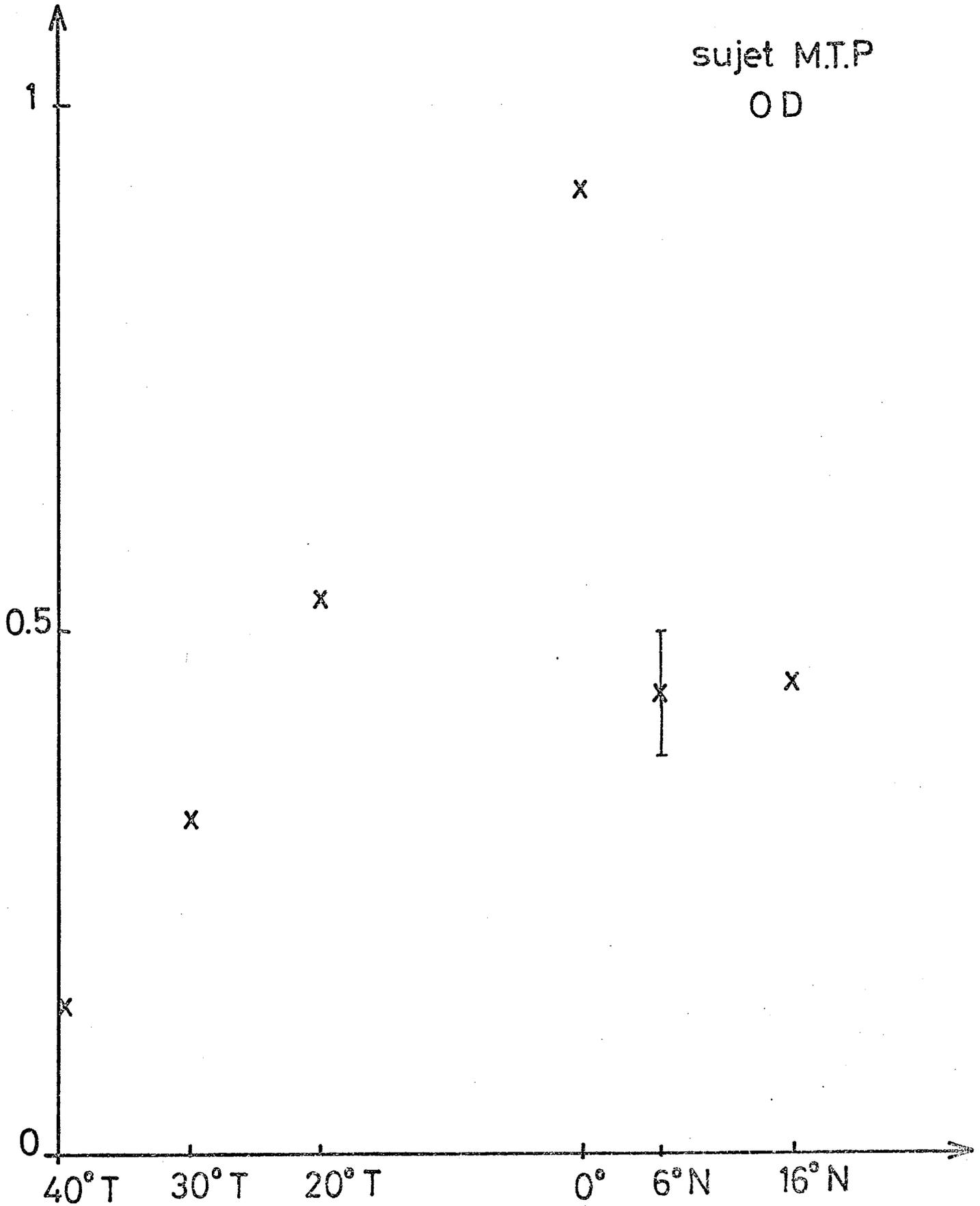


Figure 27.

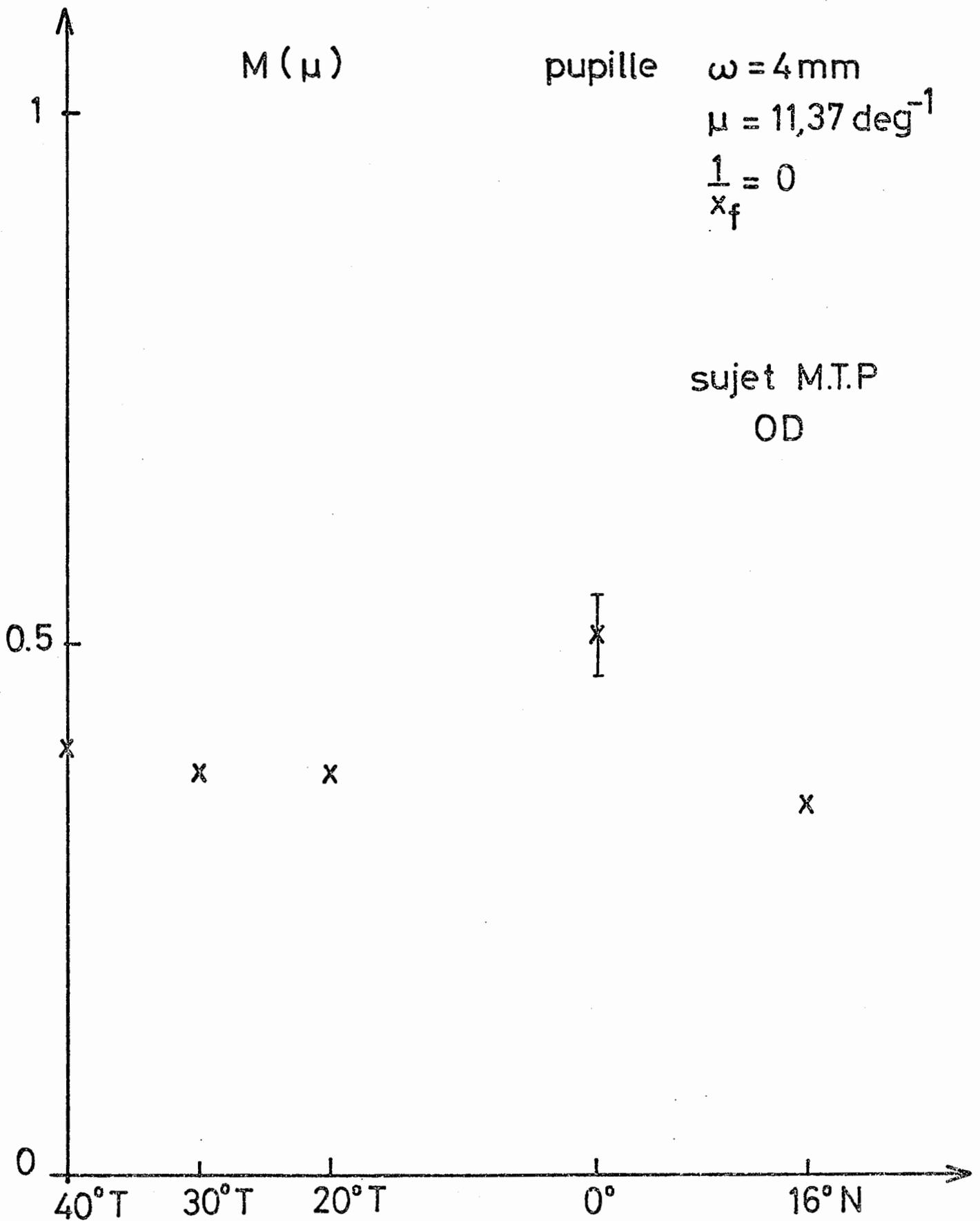


Figure 28.

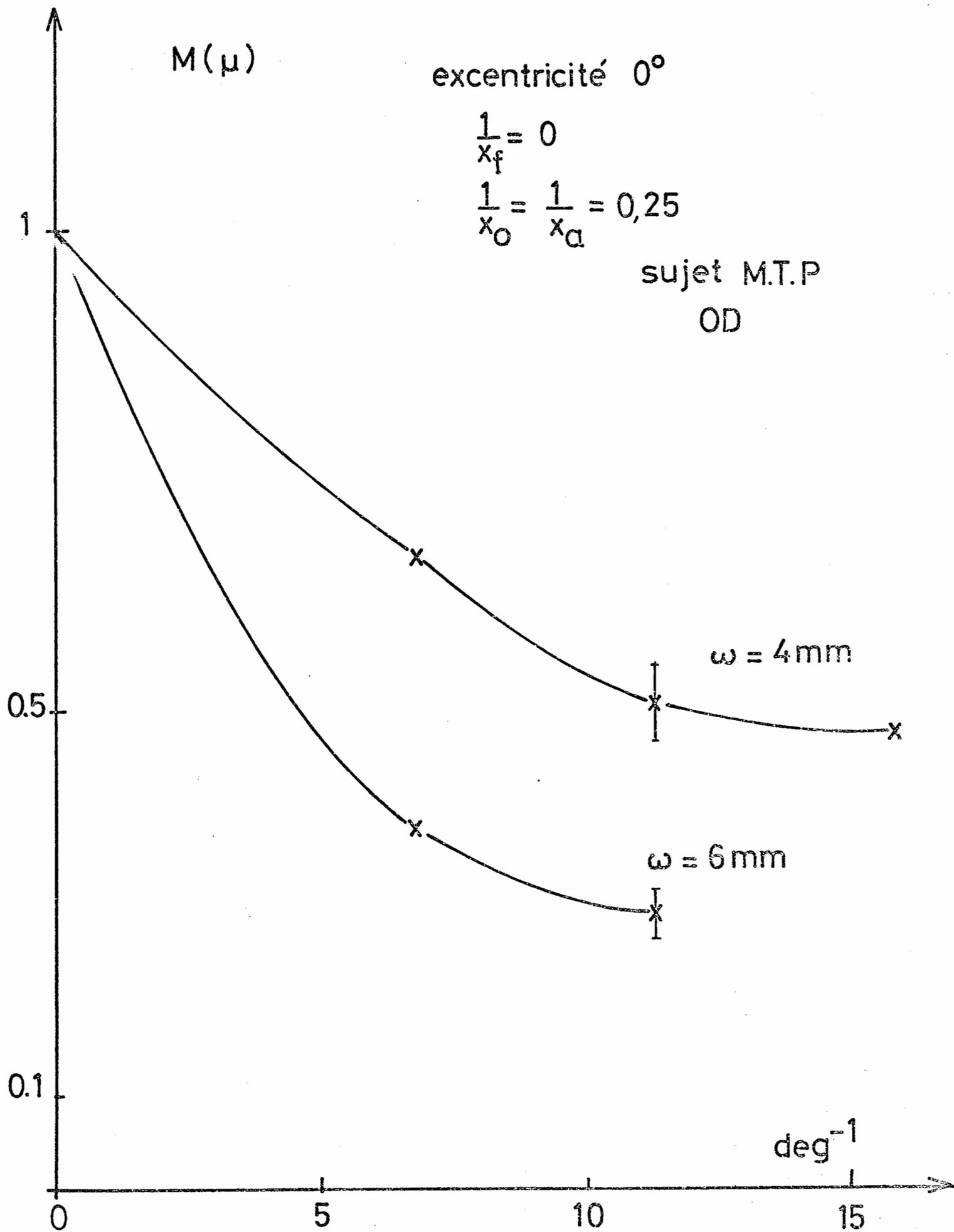


Figure 29.

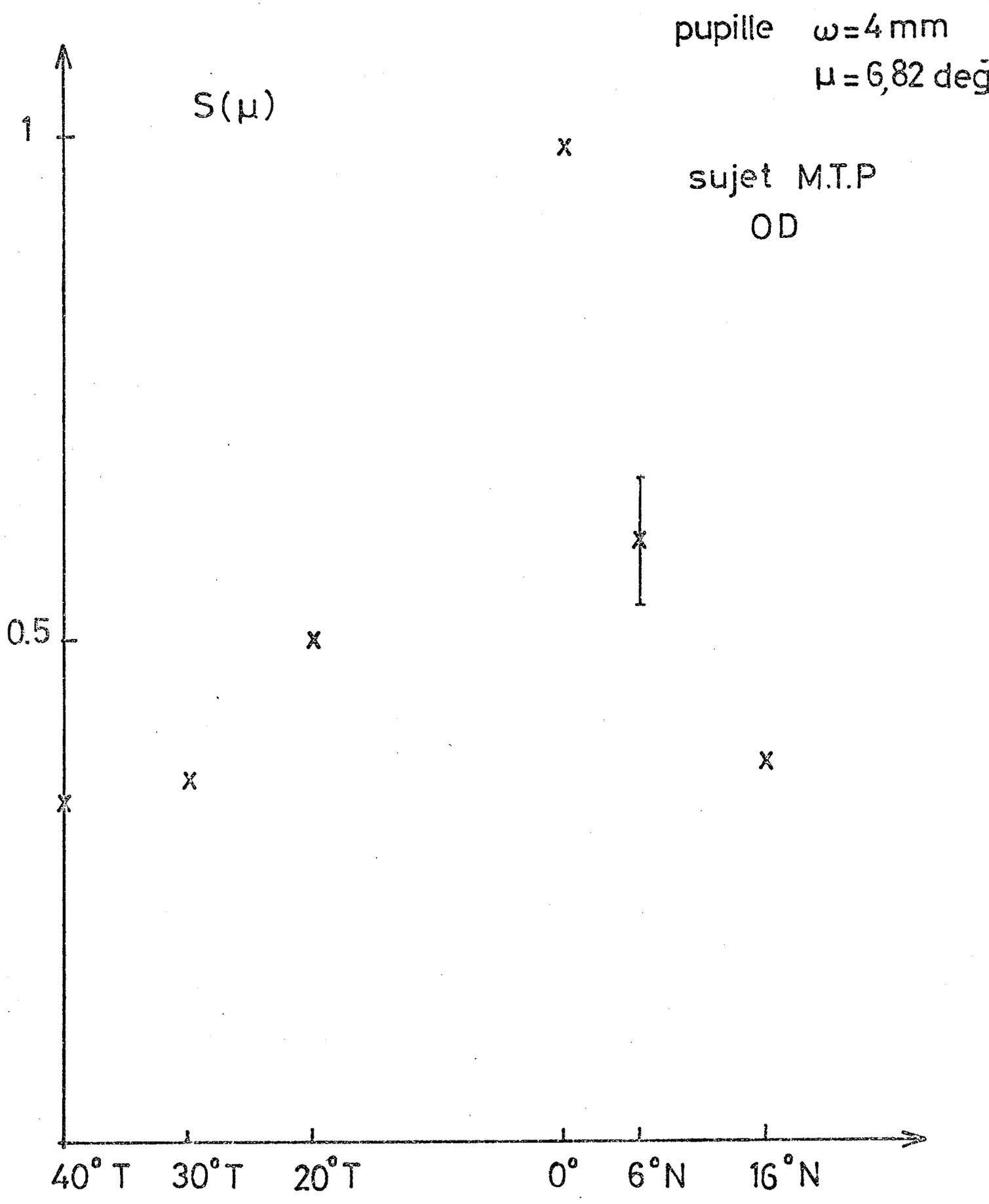


Figure 30.

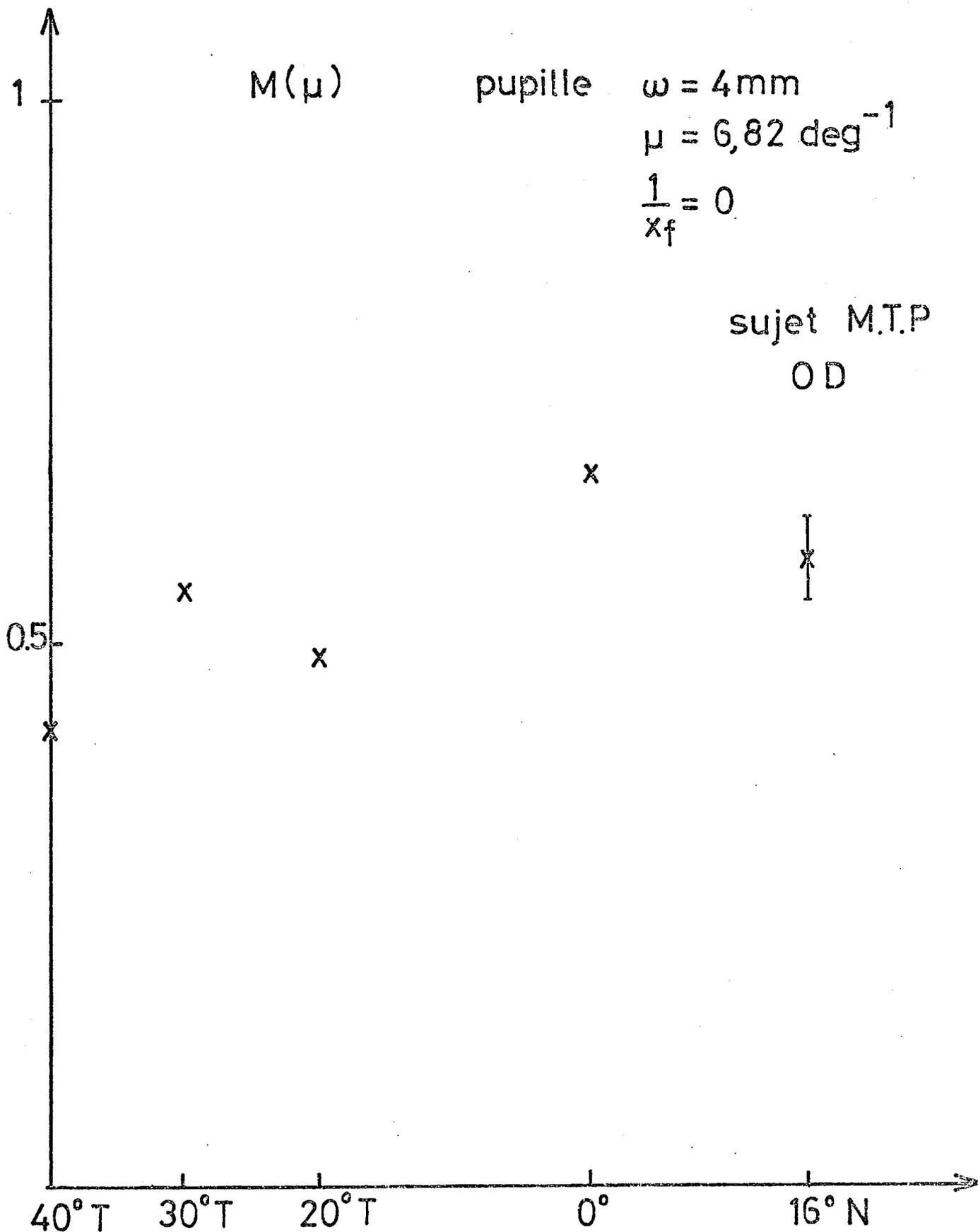


Figure 31.

$M(\mu)$

+ méthode objective sujet M.T.P
 $\omega = 4 \text{ mm}$ excentricité 0°

méthode subjective excentricité 0°

o Arnulf-Dupuy $\omega = 4 \text{ mm}$
Berger Lheureux

x Campbell-Green $\omega = 3.8 \text{ mm}$

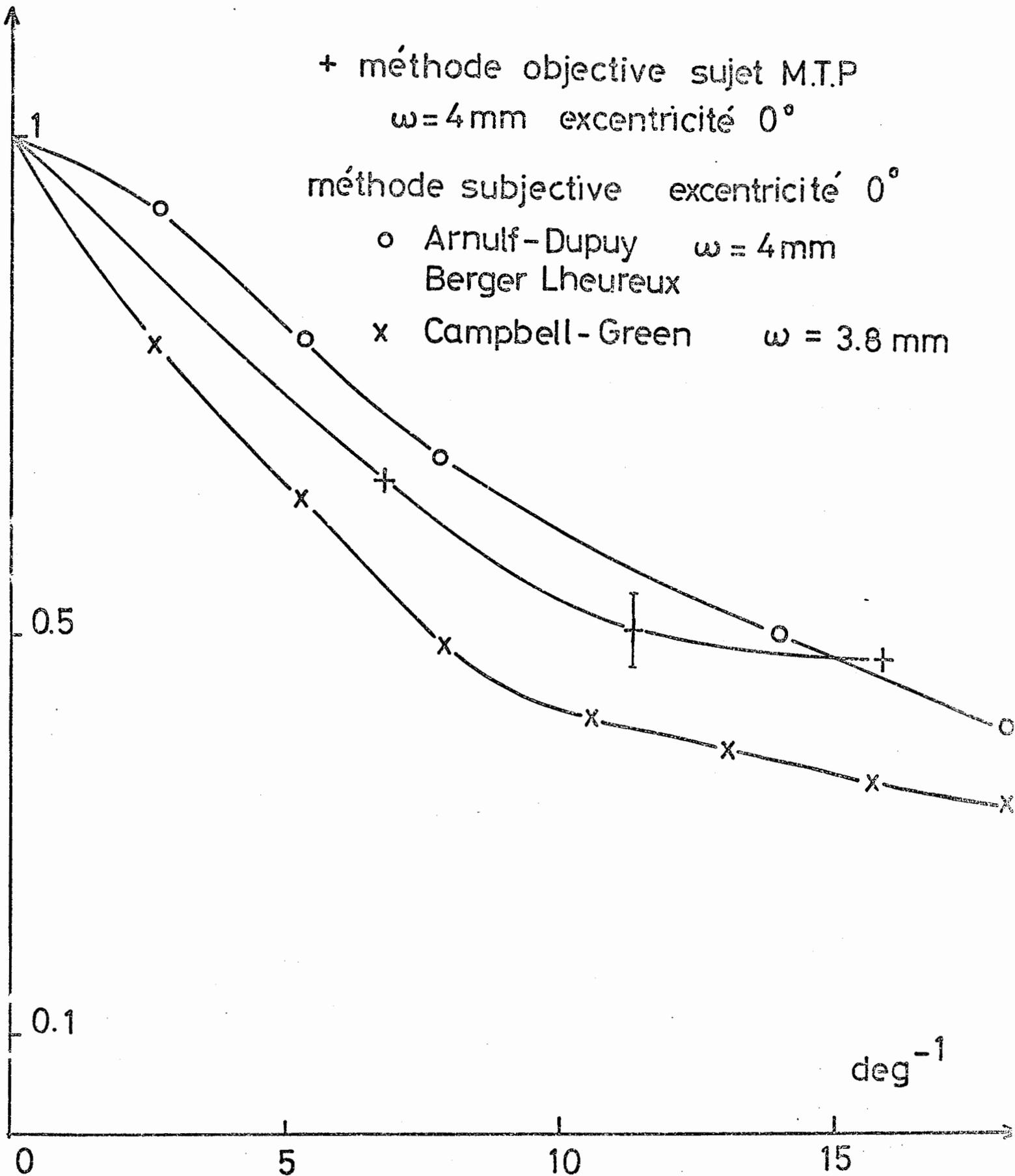


Figure 32.

Je remercie :

Monsieur le Professeur A. MARECHAL de m'avoir permis d'entreprendre ce travail à l'Institut d'Optique,

Mademoiselle O. DUPUY de m'avoir accueilli dans son service et d'avoir suivi ce travail,

Monsieur le Professeur C. IMBERT pour l'intérêt qu'il a manifesté à l'égard de cette étude et de ses conseils,

Monsieur le Professeur Y. LE GRAND et Monsieur le Professeur R. ALFIERI d'avoir accepté de faire partie de mon jury,

Marie-Thérèse PLANTEGENEST pour le soin et la patience dont elle a témoigné pendant nos manipulations,

Françoise FARFAL et Noël HARTMANN d'avoir eu le courage de surmonter les nombreuses difficultés rencontrées dans la réalisation du système d'acquisition des données,

Monsieur SLANSKY d'avoir eu la gentillesse de mettre au point les programmes pour le traitement du signal,

Guy CASSIN et Jacques SABATER pour leurs suggestions au début de l'étude,

Rachel BARUCH d'avoir tapé cette thèse,

mes collègues du bureau d'étude et des ateliers dont les travaux ont permis aux différentes idées de se concrétiser rapidement,

le personnel de l'Institut d'Optique pour les conseils et le soutien qu'il m'a apportés.