UNIVERSITE DE PARIS XI

UFR DES SCIENCES D'ORSAY

THESE

présentée

par Philippe GLEYZES

pour obtenir

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI

SUJET :

# Contribution à l'amélioration de la résolution en microscopie optique : profilométrie différentielle picométrique et imagerie en champ proche.

Soutenue le 29 juin 1993

devant le jury composé de :

| | |
|---|---|
| M. A. Brillet | Président |
| M. D. Courjon | Rapporteur |
| M. E. Pelletier | Rapporteur |
| M. A.C. Boccara | |
| M. J.P. Marioge | |
| M. P. Robert | |

# Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Physique de l'ESPCI. Je remercie très sincèrement Monsieur A.C. Boccara, Directeur du Labortatoire, de m'y avoir accueilli et de m'avoir accordé sa confiance en me proposant de participer à l'enseignement des travaux pratiques. Je lui suis également très reconnaissant d'avoir dirigé ces recherches avec efficacité.

Je tiens à remercier Monsieur A. Brillet qui a accepté de présider le jury de cette thèse.

Ma reconnaissance va également à Messieurs D. Courjon et E. Pelletier qui ont acceptés d'être rapporteurs de ce travail.

J'adresse également mes remerciements à Messieurs J.P. Marioge et P. Robert pour l'intêret qu'ils ont portés à ce travail et pour avoir bien voulu faire partie du jury.

J'exprime ma gratitude à tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer au cours de ces recherches, plus particulièrement à Monsieur F. Charbonnier et Madame D. Fournier, ainsi qu'à tous les étudiants qui ont contribués à ces travaux.

Je n'oublie pas les autres personnes du laboratoire parmi lesquelles il est très agréable de travailler.

Je remercie tout particulièrement les enseignants de travaux pratiques, Madame D. Berger, Messieurs F. Ramaz et J.P. Roger, qui m'ont libéré de nombreuses heures d'enseignement pour achever la rédaction de ce mémoire.

Ce travail en grande partie expérimental n'aurai pu aboutir sans la contribution efficace des ingénieurs et techniciens du laboratoire. Je remercie pour leur aide Messieurs F. Cassagne, J.H. Codarbox, P. Godbert, M. Le Liboux, R. Nahoum, P. Piard.

Enfin j'aimerais souligner que ces recherche ont été facilitées grâce au support financier et aux encouragements du Ministère de la Recherche (Nanotechnologies, Monsieur J. Bulabois), du Pôle Firtech (Monsieur A. Brun) et du CNRS (Ultimatech, Madame H. Launois).

# Introduction

Les composants modernes de l'optique et de l'électronique sont fabriqués avec une précision augmentant constamment. A titre d'exemple les tranches de silicium présentent une rugosité nanométrique, et les substrats de miroirs de lasers ont une rugosité de l'ordre du dixième de nanomètre. Ces progrès dans l'usinage des pièces optiques et dans la préparation des composants pour la micro-électronique et la micro-mécanique proviennent de recherches récentes dans le cadre des "nanotechnologies".

Pour que ce domaine puisse se développer davantage des outils nouveaux de contrôle seront nécessaires. Parmi les méthodes de contrôle non destructif l'optique occupe une place de choix et les capteurs optiques ont connu des progrès spectaculaires ces dernières années. Certaines méthodes permettent par exemple de reculer des limites qui paraissaient incontournables, comme la résolution des microscopes.

Au cours de cette thèse, nous avons conçu, réalisé et utilisé trois instruments de microscopie optique, destinés à caractériser ou contrôler la fabrication des meilleurs composants aujourd'hui disponibles, et pour lesquels nous avons cherché à repousser les limites des instruments utilisés actuellement.

Dans le premier chapitre de ce mémoire nous présenterons un profilomètre différentiel fondé sur la microscopie interférométrique en lumière polarisée et capable d'enregistrer des profils de surfaces avec une résolution longitudinale picométrique.

Nous justifierons le choix de cette méthode en calculant les performances théoriques limites que l'on peut espérer atteindre. Nous décrirons ensuite le montage et évaluerons ses performances réelles. Enfin nous illustrerons son utilisation comme rugosimètre.

Ce montage de microscopie à balayage est trop lent pour obtenir une image complète en quelques minutes, aussi nous nous sommes limités à enregistrer des profils linéaires suffisant pour déterminer les données statistiques dont nous avions besoin.

Un nouveau montage permettant un multiplexage spatial des signaux et donc une acquisition rapide des images a été réalisé, il est décrit au second chapitre. Il fait appel à une méthode nouvelle de détection synchrone multiplexée que nous détaillerons.

Les deux montages précédents ont une bonne sensibilité aux effets de topographie de nos échantillons tout en gardant une résolution transversale limitée par la diffraction.

Nous nous sommes appliqués à introduire une nouvelle méthode de microscopie en champ proche. Cette méthode sera exposée au cours du troisième chapitre, ainsi que le montage que nous avons réalisé et les performances atteintes.

# I.
# Profilomètre différentiel.

Nous nous proposons dans ce chapitre de décrire en détail le principe, la réalisation et les performances du profilomètre différentiel que nous avons conçu. Après un bref rappel à propos des systèmes existants, qui montre clairement l'avantage des méthodes optiques et en particulier des mesures différentielles, nous présenterons notre système qui se caractérise par :

- une adaptation aisée à tout type de microscope sans modification des optiques ni de la structure mécanique
- une grande compacité
- un étalonnage absolu et une compensation de la différence de marche
- un niveau de performances qui se situe dans la gamme picométrique
- un prix inférieur d'un ordre de grandeur à celui des systèmes commercialisés.

A ce niveau initial de notre présentation nous n'envisagerons pas de comparaison avec des systèmes dont la résolution transversale est nanométrique, comme les imageurs à force atomique (AFM : Atomic Force Microscope), qui pour l'instant explorent des champs relativement réduits et ne sont pas uniquement des topographes (la nature de la force pouvant varier d'une zone à l'autre de l'objet). De plus, leur sensibilité longitudinale est plus faible (environ 0,1 nm).

## I-A. Les appareils actuellement employés.

Plusieurs dispositifs sont actuellement utilisés pour mesurer la rugosité des surfaces super-polies. Nous décrirons ici le principe de quelques systèmes présentant une résolution longitudinale subnanométrique, en indiquant leurs performances et leurs limitations.[1 2 3]

### 1. Le palpeur mécanique.

Cette méthode consiste à mesurer le déplacement vertical d'une pointe en diamant qui explore la surface de l'échantillon lorsque celui-ci se déplace en translation (Figure I.A.1).

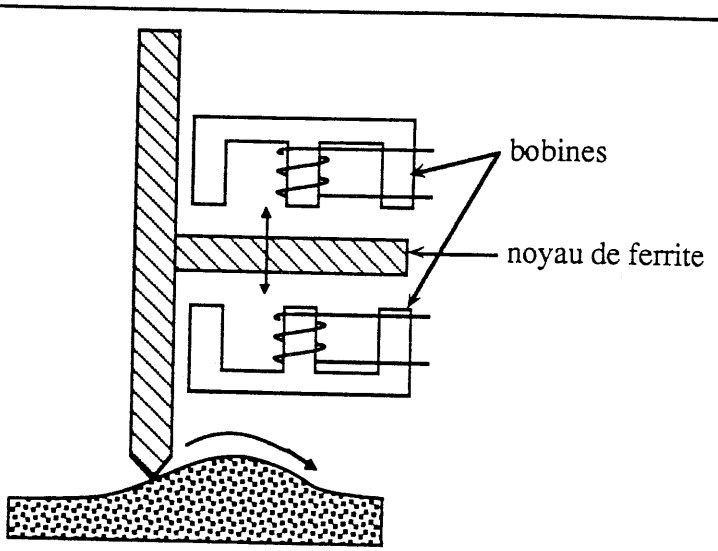



*Figure I.A.1 : principe du profilomètre mécanique*

La résolution longitudinale, limitée principalement par les vibrations et par les imperfections mécaniques de la platine de translation, atteint 0,1 nm RMS pour le Talystep commercialisé par la société Rank Taylor Hobson [4]. La résolution transversale dépend de la dimension de la pointe, comprise entre 100 nm et quelques µm. Le principal inconvénient de cette technique réside dans le contact mécanique entre la pointe et la surface étudiée, qui risque d'être détériorée par la mesure. Elle présente par contre

l'avantage de fournir un signal sensible uniquement au relief de l'échantillon, et indépendant de sa nature.

## 2. Les méthodes optiques.

Ces méthodes utilisent l'interférométrie, qui consiste à mesurer le déphasage entre un faisceau de mesure et un faisceau de référence. Ce déphasage dépend à la fois de la différence de marche entre les deux faisceaux et du coefficient de réflexion de l'échantillon; elles s'appliquent donc uniquement aux surfaces homogènes. D' autre part la diffraction limite la résolution transversale : avec une optique d'ouverture numérique importante, le diamètre de la tache de diffraction est de l'ordre du micron; la plus grande fréquence spatiale analysée est donc de l'ordre d' un cycle par µm.

### *2-a. L'interféromètre de Mirau.*

Les profilomètres TOPO-2D et TOPO-3D commercialisés par la société WYKO fonctionnent selon le principe de l'interféromètre de Mirau[5] : une lame semi-transparente sépare le faisceau incident en deux faisceaux qui se réfléchissent respectivement sur l'échantillon et sur une surface de référence puis sont recombinés par cette même lame. Les franges d'interférence sont localisées au voisinage de la surface étudiée, dont une image est formée sur une barrette linéaire ou sur une matrice de photodiodes (Figure I.A.2).

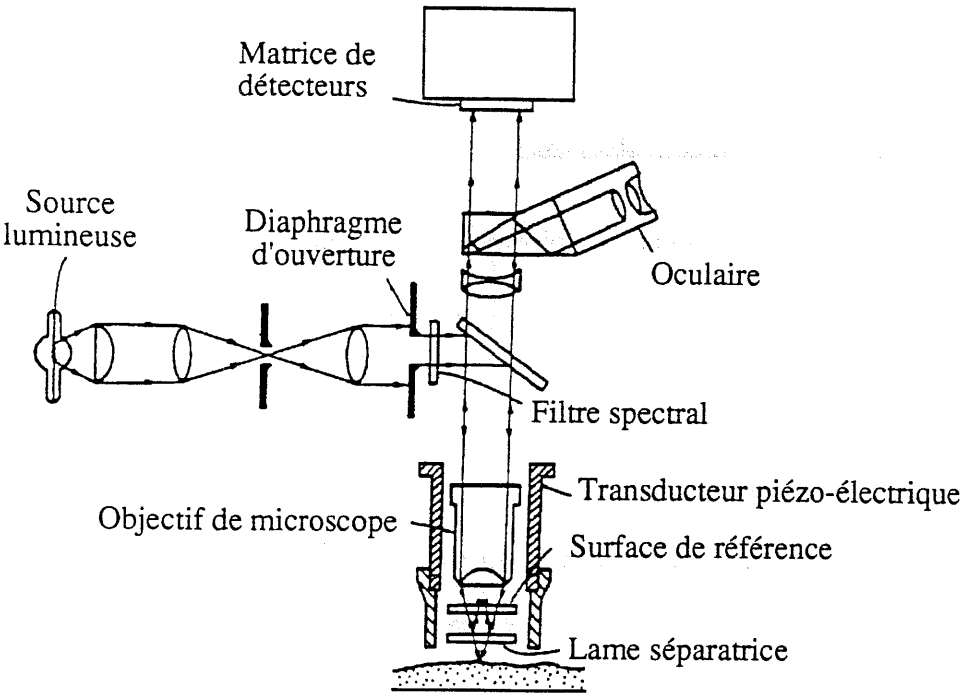



*Figure I.A.2 : principe des profilomètres WYKO TOPO 2D et 3D*

La différence de marche est calculée à partir de plusieurs enregistrements de la figure d'interférence, entre lesquels la surface de référence est déplacée à l'aide d'une céramique piézo-électrique, introduisant ainsi des déphasages successifs de $\pi/2$. Cette méthode procure au système une résolution longitudinale de 0,1 nm. L'utilisation d'une surface de référence et la séparation spatiale des faisceaux dans l'interféromètre limitent la précision des mesures longitudinales : d'une part il est difficile de tester une surface de meilleure qualité que la référence, et d'autre part les variations locales de l'indice de l'air affectent différemment les deux faisceaux. De plus, il est nécessaire d'utiliser des références différentes selon le coefficient de réflexion de l'échantillon, afin de conserver un bon contraste des franges.

## 2-b. Le profilomètre hétérodyne ZYGO.[6 7]

Cet appareil est un interféromètre différentiel, mesurant la dénivellation entre deux points de la surface testée. Lorsque l'un de ces points est fixe, on obtient un profil selon la trajectoire circulaire du second point.

La source utilisée est un laser hélium-néon ayant deux composantes de polarisations orthogonales et de fréquences légèrement différentes. Le faisceau, épuré et collimaté, est dirigé vers un prisme de Wollaston qui sépare angulairement les deux composantes. Un objectif focalise alors les deux faisceaux obtenus, donnant ainsi deux spots sur l'échantillon, qui est installé sur une platine dont l'axe de rotation coïncide avec l'un des spots (Figure I.A.3). La dénivellation entre les deux points éclairés introduit une différence de marche, donc un déphasage entre les deux composantes. Après réflexion et recombinaison par le Wollaston, le faisceau traverse un polariseur et atteint une photodiode détectant le signal de battement entre les deux fréquences du laser. Le déphasage par rapport à un signal de référence (obtenu en prélevant une partie du faisceau incident) fournit la différence de hauteur recherchée.

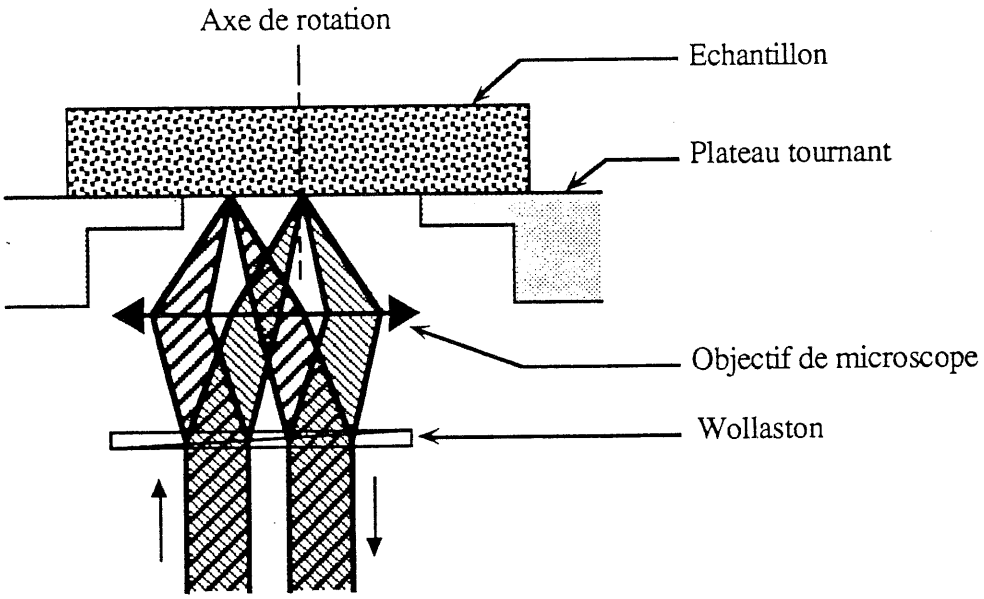



*Figure I.A.3 : principe du profilomètre hétérodyne*

Les performances de cet appareil sont limitées principalement par la stabilité des deux fréquences du laser, la qualité de l'électronique de mesure du déphasage et la précision mécanique de la platine porte-échantillon. L'amélioration de ces éléments a conduit à une résolution longitudinale voisine de 10 pm, pour un système dont le prix dépasse 250.000 $. D'autre part la longueur du profil obtenu, égale à la circonférence du cercle décrit par l'un des spots, est fixée par l'angle du Wollaston et la focale de l'objectif utilisé. Mais l'ouverture numérique dépendant aussi de cette distance focale, l'allongement du profil obtenu en changeant d'objectif s'accompagne d'une diminution de la résolution transversale.

De plus il nous faut signaler que cet instrument ne peut effectuer des mesures que sur des pièces susceptibles d'être placées directement sur le plateau tournant : il n'est pas possible par exemple d'opérer sur un disque de polissoir supportant plusieurs échantillons.

### *2-c. Utilisation d'une lentille biréfringente.*

A. J. Downs, W. H. McGivern et H. J. Ferguson ont décrit un profilomètre interférométrique à polarisation utilisant une partie de l'échantillon comme surface de référence[8]. Un faisceau laser polarisé traverse une lentille biréfringente qui a deux plans focaux distincts pour deux composantes de polarisations orthogonales. Si la surface étudiée est placée dans l'un de ces plans focaux, la composante correspondante donne un spot focalisé (dont le diamètre est environ 1 $\mu$m), alors que l'autre composante, défocalisée, donne une tache de diamètre voisin de 10 $\mu$m (Figure I.A.4).

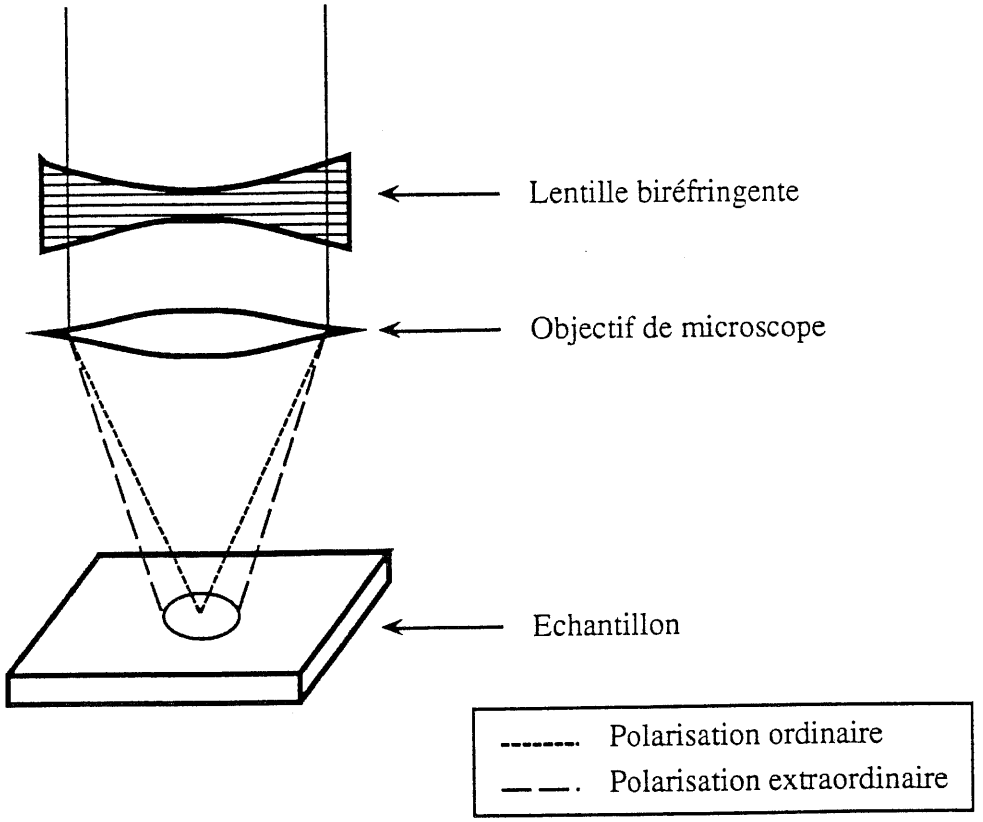



*Figure I.A.4 : dédoublement d'un faisceau par une lentille biréfringente*

Après la recombinaison des faisceaux par la lentille biréfringente, la mesure du déphasage entre les deux composantes fournit la différence entre la hauteur du "point" éclairé par le spot et la hauteur moyenne de la zone éclairée par la tache plus large. Lorsque l'échantillon se déplace, on suppose que cette moyenne sur un disque de 10 µm de diamètre est invariante; le signal enregistré représente alors le profil cherché. Cette hypothèse consiste en fait à ignorer les variations lentes de hauteur : ce système est sensible uniquement aux défauts de périodes comprises entre un et dix microns. La sensibilité longitudinale étant de l'ordre de 10 pm, cet appareil est bien adapté à la détection des défauts de faibles dimensions.

### *2-d. L'interféromètre différentiel à polarisation.*

Dans certains montages, le problème de la référence est résolu en effectuant une mesure différentielle du profil de l'échantillon. Citons par exemple le montage de

T.C. Bristow et K. Arackellian[9] (Figure I.A.5) ainsi que celui de G. Makosch et B. Drollinger[10] (Figure I.A.6).

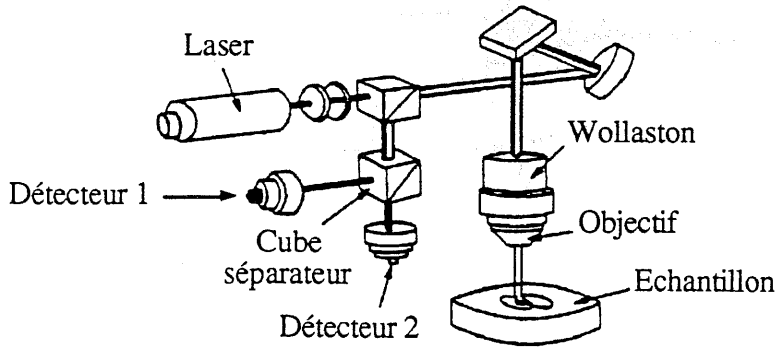



*Figure I.A.5 : profilomètre différentiel de T.C. Bristow et K. Arackellian*

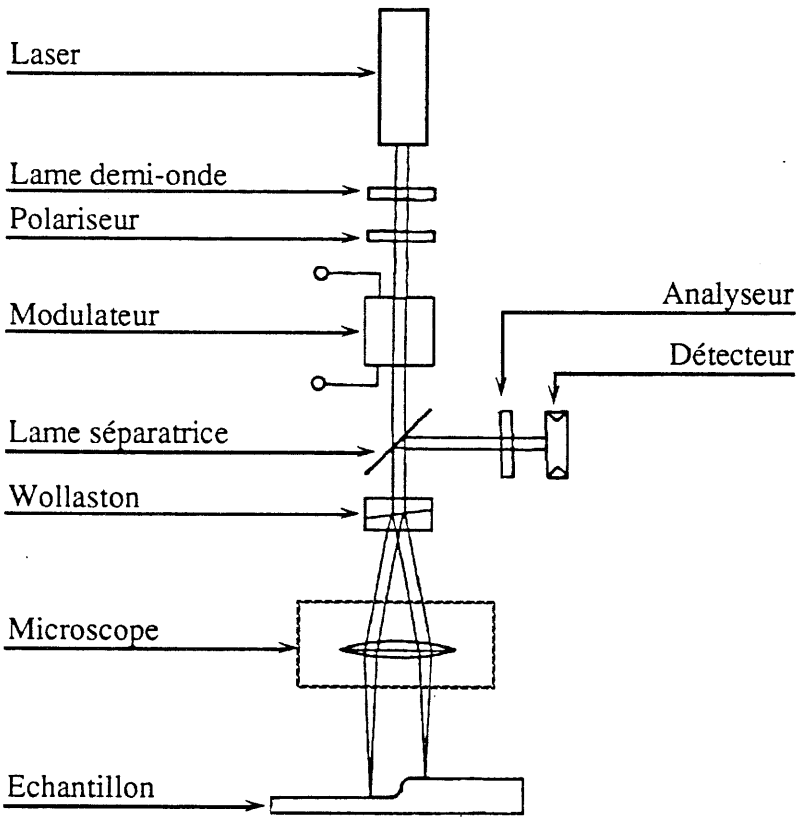



*Figure I.A.6 : profilomètre différentiel de G. Makosch et B. Drollinger*

Dans les deux cas, un faisceau laser est séparé par un prisme de Wollaston selon deux composantes de polarisations orthogonales qui sont focalisées sur l'échantillon. Le déphasage entre les deux composantes du faisceau réfléchi est proportionnel à la dénivellation entre les deux "points" ainsi éclairés. Le signal enregistré au cours du déplacement de l'échantillon est alors un profil différentiel qui est ensuite intégré pour donner le profil réel. Les résolutions longitudinales de ces deux montages sont respectivement 0,1 nm et 1 nm.

G. Roblin à réalisé un montage du même type[11], utilisant un modulateur[12] constitué d'un interféromètre de Jamin dans lequel l'orientation d'une des lame biréfringente est modulée à l'aide d'un élément ferroélectrique polycristallin à la fréquence de résonance de l'ensemble, comprise entre 100 et 200 Hz. La résolution longitudinale obtenue est inférieure à 0,1 nm.

### *2-e. Choix d'un montage.*

Les performances particulièrement prometteuses des interféromètres différentiels à polarisation, la simplicité de leur principe de fonctionnement, et le savoir-faire du laboratoire dans le domaine de l'analyse "fine" des états de polarisation nous ont conduits à choisir ce principe pour réaliser notre profilomètre.

Dans le montage que nous proposons, nous utiliserons un modulateur élasto-optique dont la fréquence de travail assez élevée (à la différence des systèmes mécaniques) nous affranchit des bruits basses fréquences des lasers; ce système fonctionne en auto-oscillateur avec une tension de commande très faible à la différence des systèmes électro-optiques, il permet l'utilisation directe d'une détection synchrone pour isoler le signal du bruit, et en effet nous démontrerons un gain de deux ordres de grandeur.

Enfin notre montage n'utilise aucun composant optique "non standard" (par exemple un objectif de Nomarski) et permet l'observation simultanée du champ objet et de l'impact des spots de mesure.

## I-B. Principe et limites physiques de l'interféromètre différentiel à polarisation.

### 1. L' interféromètre.

Le profilomètre que nous avons réalisé est un interféromètre différentiel à polarisation de type Nomarski[13], avec lequel la mesure du déphasage entre deux faisceaux réfléchis par deux points de l'échantillon donne accès à la dénivellation entre ces deux points. La figure I.B.1 représente le principe de cet interféromètre :

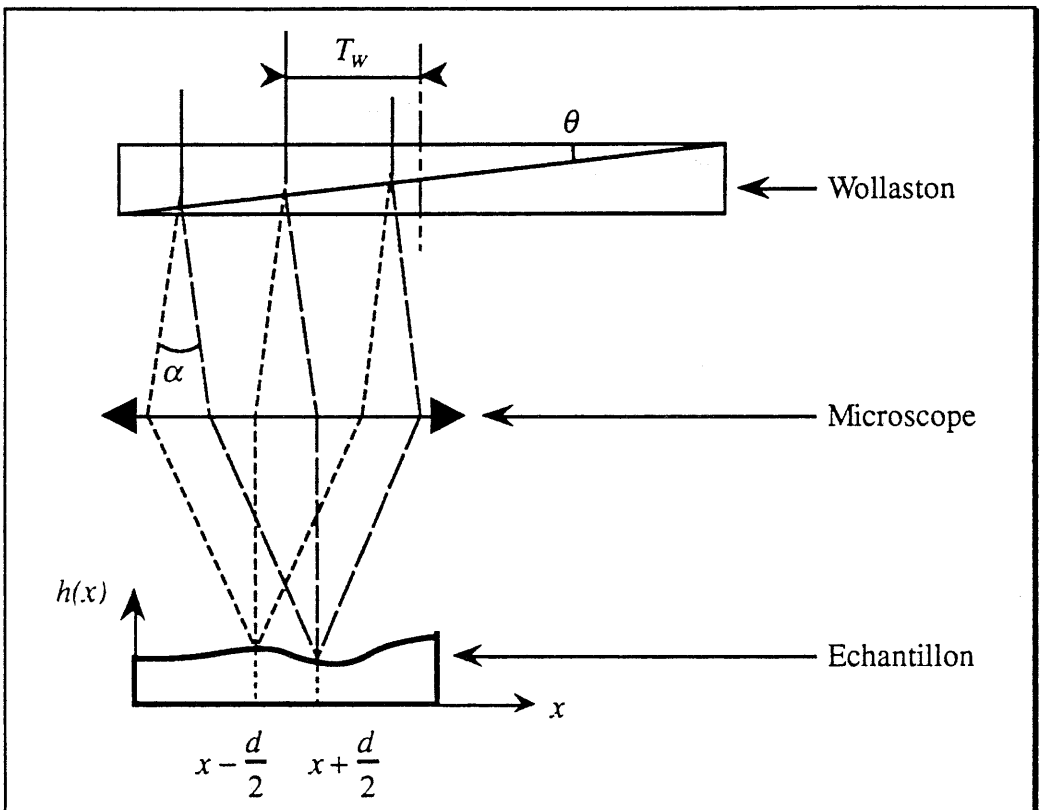



*Figure I.B.1: principe de l'interféromètre de Nomarski*

Le faisceau incident, collimaté, est issu d'un laser polarisé. Il traverse un prisme de Wollaston qui le sépare en deux faisceaux faisant un angle $\alpha = 2(n_e - n_o)\tan\theta$ , et présentant une différence de marche $\delta_W = 2(n_e - n_o)\, T_W \tan\theta = \alpha T_W$ , où $\theta$ désigne l'angle du Wollaston et $T_W$ le décalage entre les axes du faisceau et du Wollaston. Afin de répartir le flux entre ces deux faisceaux, la polarisation du faisceau incident est orientée à 45° des axes du Wollaston. Grâce à un système optique (il s'agit d'un microscope) de

focale $f$, les deux faisceaux convergent en deux points de l'échantillon séparés d'une distance $d = \alpha f$, puis sont réfléchis et traversent à nouveau le système optique et le Wollaston où ils se recombinent. Le déphasage total entre les deux composantes orthogonales du faisceau à la sortie est alors : $\varphi = 2(\varphi_W + \varphi_E)$ où $\varphi_W = \frac{2\pi}{\lambda}\alpha T_W$ et $\varphi_E = \frac{2\pi}{\lambda}\left[h\left(x+\frac{d}{2}\right) - h\left(x-\frac{d}{2}\right)\right]$ sont les déphasages introduits respectivement par le Wollaston et l'échantillon. La polarisation de l'onde est donc elliptique, et la caractérisation de l'ellipse fournit le déphasage $\varphi$ , dont on déduit $\varphi_E$ car $\varphi_W$ est une constante.

## 2. La mesure.

Pour effectuer une mesure précise de $\varphi$, on ajoute à la sortie du montage un modulateur de biréfringence d'axes parallèles à ceux du Wollaston, qui introduit entre les deux composantes de l'onde un déphasage supplémentaire $\psi = \psi_M \sin 2\pi f t$ .Le faisceau traverse ensuite un analyseur orienté à 45° des axes du modulateur et permettant aux deux composantes orthogonales d'interférer.

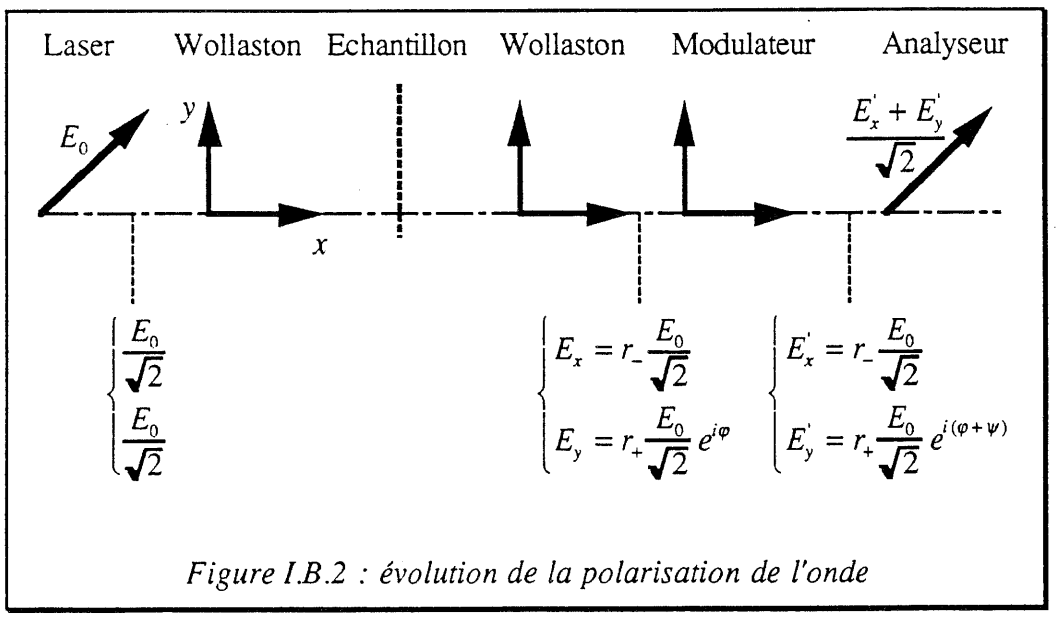



*Figure I.B.2 : évolution de la polarisation de l'onde*

Une photodiode placée derrière l'analyseur détecte un flux qui s'exprime par:

$$I(t) = \frac{I_0}{4}\left|r_- + r_+ e^{i(\varphi+\psi)}\right|^2 = \frac{I_0}{4}\left[R_- + R_+ + 2\sqrt{R_- R_+}\cos(\varphi + \psi_M \sin 2\pi f t)\right]$$

où $r_- = \sqrt{R_-}\, e^{i\varphi_R^-}$ et $r_+ = \sqrt{R_+}\, e^{i\varphi_R^+}$ désignent les coefficients de réflexion en amplitude aux points d'abscisses $x - \frac{d}{2}$ et $x + \frac{d}{2}$ . Dans le cas général, la différence de phase à la réflexion $\varphi_R = \varphi_R^+ - \varphi_R^-$ n'est pas nulle; la composante non modulée du déphasage total s'écrit alors : $\varphi = \varphi'_E + \varphi_W$ , avec $\varphi'_E = \varphi_E + \varphi_R$ .

L'expression du flux, développée à l'aide des fonctions de Bessel, prend la forme :

$$I(t) = I_0 \left[ \begin{array}{l} \dfrac{R_- + R_+ + 2\sqrt{R_- R_+}\, J_0(\psi_M)\cos\varphi}{4} - \sqrt{R_- R_+}\sin\varphi \sum_{n=0}^{+\infty} J_{2n+1}(\psi_M)\sin 2(2n+1)\pi f t \\ + \sqrt{R_- R_+}\cos\varphi \sum_{n=1}^{+\infty} J_{2n}(\psi_M)\cos 4n\pi f t \end{array} \right]$$

Le courant électrique délivré par la photodiode, proportionnel à $I(t)$, est filtré par un détecteur synchrone qui fournit l'amplitude du signal à la fréquence $f$ :

$S = S_M \sqrt{R_- R_+}\sin(\varphi_E + \varphi_R + \varphi_W)$. $S$ dépend de $\varphi_E$, mais aussi de $r_-$ et $r_+$ .

- lorsque l'échantillon est homogène ( $R_- = R_+ = R$ et $\varphi_R = 0$ ), la mesure donne directement accès au profil.

- lorsque l'échantillon présente de faibles inhomogénéités, en particulier dans le cas de matériaux pour lesquels $n >> k$ (diélectriques, semi-conducteurs à gap indirect), le produit $R_- R_+$ varie peu et la mesure de $\varphi$ n'est pas affectée.

- lorsque l'on est en présence de matériaux hétérogènes, si $n >> k$ le rapport des signaux aux fréquences $f$ et $2f$ est proportionnel à $\mathrm{tg}\,\varphi$ et indépendant du produit $R_- R_+$ ; de plus, $\varphi_R \approx 0$ , et il est donc encore possible d'extraire le profil.

- si $n \approx k$ (métaux, semi-conducteurs à gap direct), la détermination du profil passe par une connaissance précise des propriétés optiques locales de l'échantillon.

Dans la suite de cet exposé nous supposerons que l'échantillon est homogène, c'est-à-dire que $R_- = R_+ = R$ et $\varphi_R = 0$ . Dans ces conditions, le signal mesuré s'écrit : $S(\varphi) = S_M \sin\varphi$ avec $S_M = sRTP_0 J_1(\psi_M)$ où :

- $s$ est une constante déterminée par le gain de l'électronique.

- $R$ est le coefficient de réflexion en intensité de la surface.

- $T$ est le coefficient de transmission en intensité de l'ensemble optique entre la source lumineuse et la photodiode, pour un échantillon parfaitement réfléchissant.

- $P_0$ est l'intensité du faisceau incident.

- $\psi_M$ est le déphasage maximal introduit par le modulateur.

Pour obtenir la dénivellation $D(x) = h\left(x + \frac{d}{2}\right) - h\left(x - \frac{d}{2}\right)$ à partir de $S(\varphi)$ , il est nécessaire de connaître $S_M$ .Or cette grandeur peut être mesurée en tirant parti du déphasage $\varphi_W = \frac{2\pi}{\lambda}\alpha T_W$ introduit par le Wollaston : $\varphi$ dépendant linéairement de la translation de ce prisme, un déplacement de celui-ci permet de rechercher le signal maximal $S_M$ . obtenu lorsque $\sin\varphi = 1$ . $S_M$ étant déterminé, $\varphi$ est ramené au voisinage de 0 (modulo $2\pi$) par une nouvelle translation du Wollaston ; cette position correspond au maximum de sensibilité du dispositif (la dérivée de la fonction sinus étant alors maximale). De plus, sachant que l'on cherche à mesurer de très faibles rugosités, un développement au premier ordre de $S(\varphi)$ suffit pour le calcul de $D(x)$ :

$$D(x) = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{S(\varphi)}{S_M} - \alpha T_W$$

L'enregistrement du profil différentiel est alors effectué en imprimant à l'échantillon un mouvement de translation.

Nous montrerons plus tard comment éliminer par un traitement numérique approprié la constante $\alpha T_W$ qui s'introduit dans l'expression de $D(x)$ , et comment remonter au profil à partir du profil différentiel.

## 3. Résolution longitudinale.

Nous nous proposons ici d'estimer la résolution longitudinale maximale de cette technique, en supposant que la sensibilité est uniquement limitée par le bruit de photons. Dans ce calcul, nous ne tiendrons pas compte du courant d'obscurité de la photodiode (ni des bruits qui lui sont associés), car celui-ci est négligeable devant le courant moyen .

L'écart quadratique moyen des fluctuations du courant délivré par la photodiode s'écrit alors [14]: $\overline{\delta i^2} = 2e\bar{i}\Delta f$ , où $e$ est la charge de l'électron, $\bar{i}$ est la valeur moyenne du courant, et $\Delta f$ est la bande passante de l'électronique de détection. Le filtre passe-bas du détecteur synchrone ayant une pente de 12 dB/octave, cette bande passante est : $\Delta f = 1/8\tau$ , $\tau$ désignant la constante de temps choisie.

Pour notre système, le courant moyen et le courant contenant le signal utile sont donnés par :

$$\bar{i} = sRTP_0 \frac{1+J_0(\psi_M)}{2}$$

$$i_S = sRTP_0 J_1(\psi_M)\varphi$$

Nous pouvons maintenant calculer le rapport signal sur bruit, ainsi que la plus petite dénivellation mesurable $D_{\min}$ , obtenue lorsque le précédent rapport est égal à 1 :

$$\frac{S}{B} = \frac{4\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{sRTP_0}{[1+J_0(\psi_M)]e\Delta f}}\, J_1(\psi_M) D(x)$$

$$D_{\min} = \frac{\lambda}{8\pi J_1(\psi_M)}\sqrt{\frac{[1+J_0(\psi_M)]e}{2sRTP_0\tau}}$$

Pour estimer cette dernière grandeur, nous utiliserons les valeurs numériques suivantes, qui correspondent au cas le plus défavorable :

| Grandeur | Valeur | Unité |
|---|---|---|
| $\lambda$ | 670 | nm |
| $P_0$ | 1 | mW |

| | | |
|---|---|---|
| $R$ | 4 | % |
| $T$ | 5 | % |
| $s$ | 0,5 | A/W |
| $\tau$ | 100 | ms |

Le faible niveau de flux réfléchi est dû à la nature vitreuse des échantillons que nous avons analysé. Pour le flux transmis, les pertes sont dues à la dimension de la pupille, aux traitements des optiques du microscope, aux réflexions parasites sur le cube séparateur, le Wollaston, ...

Dans ces conditions, $D_{min} = 47.10^{-15} m$ .Cette résolution limite théorique peut être facilement atteinte lorsque l'on effectue des mesures qui ne réflètent pas les dérives thermiques ou les vibrations mécaniques du montage : par exemple lorsque l'on étudie les variations périodiques de hauteur induites par un chauffage local modulé, ou encore lorsque l'on utilise ce montage pour mesurer les déplacements périodiques d'une lame vibrante pour la microscopie à force atomique. Cependant pour les applications à la profilométrie nous perdrons, à cause des vibrations mécaniques et surtout des dérives thermiques, un peu plus d'un ordre de grandeur.

## 4. Résolution transversale.

La résolution transversale d'un tel interféromètre est limitée par la diffraction : en effet, si l'on considère le faisceau incident, dont la section est très supérieure à celle de la pupille, comme une onde plane, les deux "spots" focalisés sur l'échantillon sont en fait des figures de diffraction d'une pupille circulaire, c'est-à-dire des taches d'Airy. Le diamètre de ces spots est donné par : $\phi = \frac{1,22\lambda}{a}$ où $a$ est l'ouverture numérique de l'objectif du microscope. Soit pour $a$=0,75 et $\lambda$ = 670 nm un diamètre d'environ 1 µm. La hauteur mesurée est donc une valeur moyenne calculée sur la surface du spot, et pondérée par une fonction représentant le filtrage effectué par la diffraction. Nous pouvons alors définir la limite de séparation par analogie avec le critère de Rayleigh :

deux "objets" sont discernables s'ils sont séparés par une distance au moins égale au rayon de la tache de diffraction. L'expression de cette limite de séparation est :

$$\Delta x_{\min} = \frac{1,22\lambda}{2a}$$

Une autre façon d'exprimer la résolution transversale du profilomètre consiste à calculer la plus petite période spatiale pour laquelle le signal contient encore une information, en étudiant de façon plus précise le filtrage des fréquences spatiales effectué par les phénomènes de diffraction[15]. Le seul diaphragme limitant l'ouverture du faisceau étant la pupille de l'objectif, nous étudierons l'évolution de l'amplitude complexe du champ entre les deux traversées de cette pupille, par le faisceau incident puis par le faisceau réfléchi, selon le schéma suivant :

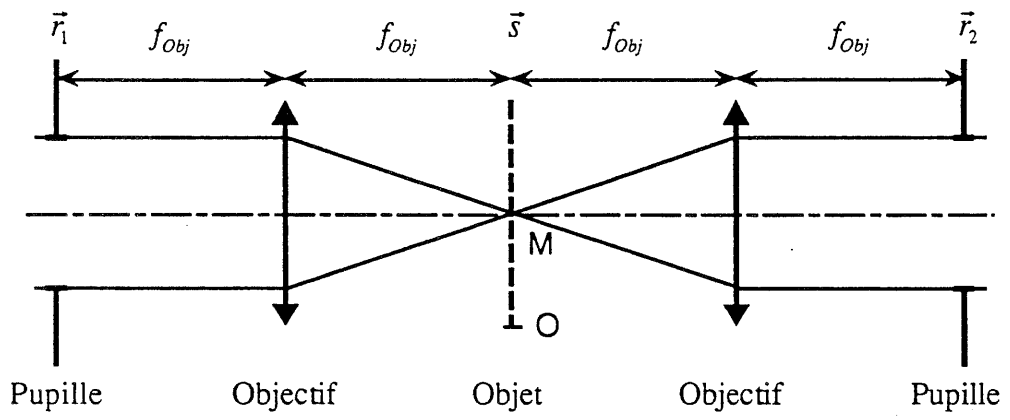



*Figure I.B.3: Limitation de l'ouverture du faisceau par la pupille de l'objectif*

L'amplitude complexe avant la pupille de sortie s'écrit :

$$a(\vec{r}_2) = -\frac{e^{\frac{2i\pi}{\lambda}4f}}{\lambda^2 f^2}\int a(\vec{r}_1)t(\vec{s})e^{-\frac{2i\pi}{\lambda f}\vec{s}(\vec{r}_1+\vec{r}_2)}\,d\vec{r}_1\,d\vec{s}$$

où $t(\vec{s})$ est la fonction de transfert en amplitude de l'échantillon, et $a(\vec{r}_1)$ l'amplitude complexe après la pupille d'entrée; l'onde incidente étant supposée plane, celle-ci est égale à la transparence en amplitude $P$ de la pupille d'entrée. En omettant le terme de phase constant $-e^{\frac{2i\pi}{\lambda}4f}$ (qui disparaît lors du calcul de l'intensité) et en utilisant les

variables réduites $\vec{\rho}_1 = \frac{\vec{r}_1}{\lambda f}$ et $\vec{\rho}_2 = \frac{\vec{r}_2}{\lambda f}$ , l'expression de l'amplitude complexe après la pupille de sortie devient :

$$A(\vec{\rho}_2) = P(\vec{\rho}_2)\int P(\vec{\rho}_1)t(\vec{s})e^{-2i\pi\vec{s}(\vec{\rho}_1+\vec{\rho}_2)}\,d\vec{\rho}_1\,d\vec{s}$$

Dans cette expression, nous n'avons pas tenu compte du déplacement de l'échantillon : l'origine $M$ du vecteur $\vec{s}$ , située sur l'axe optique du microscope, n'est pas fixe par rapport à cet échantillon lorsque celui-ci est translaté; $t(\vec{s})$ doit être remplacé par $T(\vec{s}+\vec{u})$, où $\vec{u} = \overrightarrow{OM}$ a pour origine un point $O$ de l'échantillon. De plus, le prisme de Wollaston (situé dans un plan conjugué de la pupille) sépare le faisceau incident en deux faisceaux de polarisations orthogonales focalisés par l'objectif en deux points distants de $d$. Nous obtenons ainsi deux expressions $A^+(\vec{\rho}_2)$ et $A^-(\vec{\rho}_2)$ représentant les amplitudes pour ces deux polarisations, où $t(\vec{s})$ a été remplacé respectivement par :

$$t^+(\vec{s}) = T(\vec{s}+\vec{u}+\vec{u}_0) = e^{-i\varphi(\vec{s}+\vec{u}+\vec{u}_0)}$$
$$t^-(\vec{s}) = T(\vec{s}+\vec{u}-\vec{u}_0) = e^{-i\varphi(\vec{s}+\vec{u}-\vec{u}_0)}$$

$\vec{u}_0$ étant le vecteur de coordonnées : $\begin{bmatrix} \frac{d}{2} \\ 0 \end{bmatrix}$ .

Enfin, le modulateur déphase périodiquement l'une des composantes, l'analyseur fait interférer les deux ondes, puis le détecteur réalise l'intégration de l'intensité sur la surface de la pupille. Le signal détecté vaut alors :

$I(\vec{u}) = \frac{1}{2}\int \left|A^+(\vec{\rho}_2)e^{-i\psi_M \sin 2\pi f t} + A^-(\vec{\rho}_2)\right|^2 d\vec{\rho}_2$ , soit :

$$I(\vec{u}) = \tfrac{1}{2}\int \left|P(\vec{\rho}_2)\right|^2 P(\vec{\rho}_1)\overline{P(\vec{\rho}_1')}C(\vec{s}+\vec{u})\overline{C(\vec{s}'+\vec{u})}e^{-2i\pi\vec{s}(\vec{\rho}_1+\vec{\rho}_2)}e^{2i\pi\vec{s}'(\vec{\rho}_1'+\vec{\rho}_2)}\,d\vec{\rho}_1\,d\vec{\rho}_1'\,d\vec{\rho}_2\,d\vec{s}\,d\vec{s}'$$

où $C(\vec{w}) = e^{-i\varphi(\vec{w}+\vec{u}_0)}e^{-i\psi_M \sin 2\pi f t} + e^{-i\varphi(\vec{w}-\vec{u}_0)}$

Effectuons le changement de variables :

$$\begin{cases} \vec{v} = \vec{s} + \vec{u} \\ \vec{v}' = \vec{s}' + \vec{u} \\ \vec{\sigma} = \vec{\rho}_1 + \vec{\rho}_2 \\ \vec{\sigma}' = -\vec{\rho}_1' - \vec{\rho}_2 \\ \vec{\rho} = \vec{\rho}_2 \end{cases}$$

L'expression du signal détecté devient :

$$I(\vec{u}) = \tfrac{1}{2}\int |P(\vec{\rho})|^2 P(\vec{\sigma} - \vec{\rho})\overline{P(-\vec{\sigma}' - \vec{\rho})}C(\vec{v})\overline{C(\vec{v}')}e^{-2i\pi\vec{\sigma}(\vec{v}-\vec{u})}e^{-2i\pi\vec{\sigma}'(\vec{v}'-\vec{u})}\,d\vec{\rho}\,d\vec{\sigma}\,d\vec{\sigma}'\,d\vec{v}\,d\vec{v}'$$

Etudions plus particulièrement le terme dépendant de l'échantillon :

$$C(\vec{v})\overline{C(\vec{v}')} = \left[e^{-i\varphi(\vec{v}+\vec{u}_0)}e^{-i\psi_M \sin 2\pi f t} + e^{-i\varphi(\vec{v}-\vec{u}_0)}\right]\left[e^{i\varphi(\vec{v}'+\vec{u}_0)}e^{i\psi_M \sin 2\pi f t} + e^{i\varphi(\vec{v}'-\vec{u}_0)}\right]$$

Cette fonction périodique de $t$, de fréquence $f$, se décompose en série de Fourier à l'aide des fonctions de Bessel. Le détecteur synchrone isole dans $I(\vec{u})$ le terme modulé à la fréquence f, qui provient de l'intégration de :

$$c_f(\vec{v},\vec{v}') = 2iJ_1(\psi_M)\left[e^{i[\varphi(\vec{v}'+\vec{u}_0)-\varphi(\vec{v}-\vec{u}_0)]} - e^{i[\varphi(\vec{v}'-\vec{u}_0)-\varphi(\vec{v}+\vec{u}_0)]}\right]$$

Dans cette expression, les phases $\varphi$ traduisent la hauteur de la surface étudiée par rapport au plan de référence qui est le plan focal de l'objectif. Ces déphasages sont suffisamment faibles pour que l'on écrive : $e^{i\varphi} = 1 + i\varphi$ . On obtient alors :

$c_f(\vec{v},\vec{v}') = I_0\left[\Delta\varphi(\vec{v}) + \Delta\varphi(\vec{v}')\right]$ où $\Delta\varphi(\vec{v}) = \varphi(\vec{v}+\vec{u}_0) - \varphi(\vec{v}-\vec{u}_0)$ .

Le signal mesuré par le détecteur synchrone est : $S(\vec{u}) = \tfrac{1}{2}\left[S_1(\vec{u}) + S_2(\vec{u})\right]$ où

$$S_1(\vec{u}) = I_0\int |P(\vec{\rho})|^2 P(\vec{\sigma} - \vec{\rho})\overline{P(-\vec{\sigma}' - \vec{\rho})}\Delta\varphi(\vec{v})e^{-2i\pi\vec{\sigma}(\vec{v}-\vec{u})}e^{-2i\pi\vec{\sigma}'(\vec{v}'-\vec{u})}\,d\vec{\rho}\,d\vec{\sigma}\,d\vec{\sigma}'\,d\vec{v}\,d\vec{v}'$$

et $S_2(\vec{u})$ se déduit de $S_1(\vec{u})$ en remplaçant $\Delta\varphi(\vec{v})$ par $\Delta\varphi(\vec{v}')$ .

Pour $S_1(\vec{u})$ , l'intégration sur $\vec{v}'$ est immédiate, et fait apparaître une distribution de Dirac $\delta(\vec{\sigma}')$ qui simplifie l'intégration sur $\vec{\sigma}'$ . Il reste :

$$S_1(\vec{u}) = I_0\int |P(\vec{\rho})|^2 P(\vec{\sigma} - \vec{\rho})\overline{P(-\vec{\rho})}\Delta\varphi^*(\vec{\sigma})e^{2i\pi\vec{\sigma}\vec{u}}\,d\vec{\rho}\,d\vec{\sigma}$$

$\Delta\varphi^*$ désignant la transformée de Fourier de $\Delta\varphi$ . De même, $S_2(\vec{u})$ devient, après le changement de variables supplémentaire $\vec{\rho}' = -\vec{\rho}$ :

$$S_2(\vec{u}) = I_0 \int \left|P(-\vec{\rho}')\right|^2 P(\vec{\rho}')\overline{P(-\vec{\sigma}' + \vec{\rho}')}\Delta\varphi^*(\vec{\sigma}')e^{2i\pi\vec{\sigma}'\vec{u}}\, d\vec{\rho}'\, d\vec{\sigma}'$$

La fonction $P(\vec{\rho})$ , qui représente la transparence d'une pupille circulaire, est radiale, réelle, et vaut 0 ou 1. Elle vérifie donc : $\overline{P(\vec{\rho})} = P(-\vec{\rho}) = \left|P(\vec{\rho})\right|^2 = P(\vec{\rho})$ .Dans ces conditions, les fonctions $S_1(\vec{u})$ et $S_2(\vec{u})$ sont égales, et le signal mesuré prend la forme :

$S(\vec{u}) = \int F(\vec{\sigma})\Delta\varphi^*(\vec{\sigma})e^{2i\pi\vec{\sigma}\vec{u}}\, d\vec{\sigma}$ avec $F(\vec{\sigma}) = \int P(\vec{\rho})P(\vec{\sigma} - \vec{\rho})d\vec{\rho}$ .

Ces relations montrent que la fonction représentant le relief de l'échantillon subit un filtrage dont la réponse fréquentielle est la fonction d'autocorrélation de la pupille de l'objectif. Cette fonction est représentée figure I.B.4.

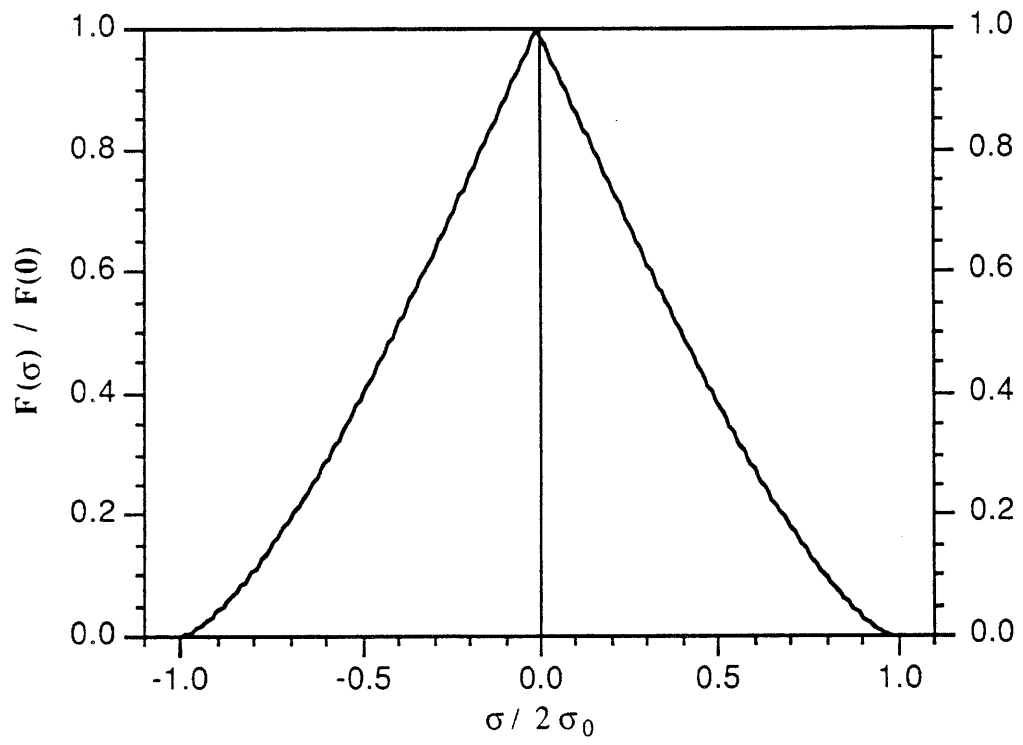



*Figure I.B.4 : fonction d'autocorrélation d'une pupille circulaire de rayon* $\sigma_0$ .

Pour un objectif d'ouverture numérique $a$ , la fréquence (spatiale) de coupure du système est : $\nu_c = \frac{2a}{\lambda}$ , et la plus petite période spatiale contenue dans le signal vaut : $p_{\min} = \frac{\lambda}{2a}$ .

## I-C. Réalisation expérimentale.

Le schéma optique de notre dispositif est représenté figure I.C.1. Notons qu'aucune modification n'est effectuée à l'intérieur du microscope; l'interféromètre apparaît ainsi comme un module adaptable sur tout microscope commercial.

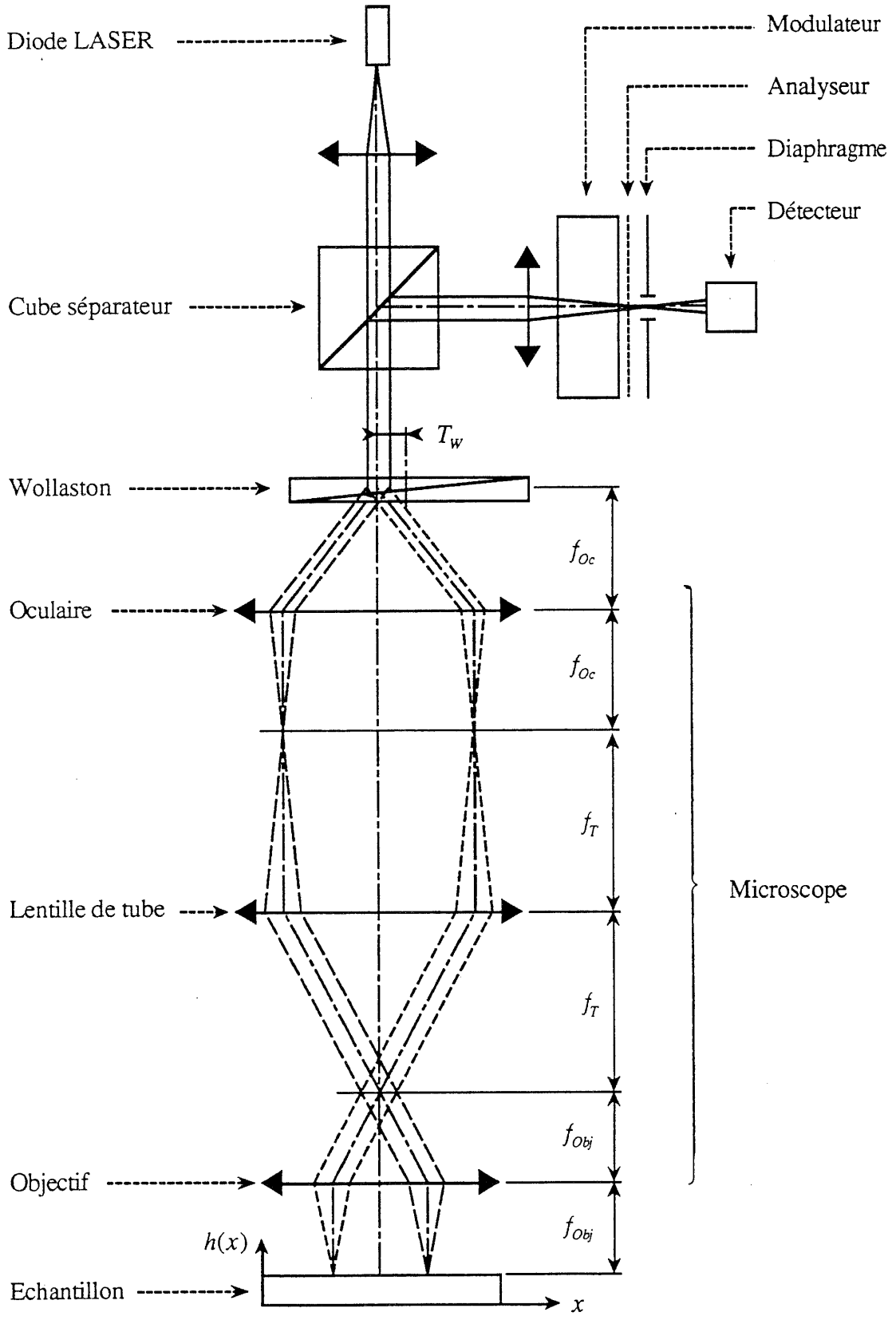



*Figure I.C.1 : Schéma du profilomètre différentiel.*

## 1. Le microscope.

Nous avons choisi les modèles BHM et BHMJ de la série de microscopes métallographiques OLYMPUS. Ces microscopes sont munis d'une sortie photo sur laquelle nous avons installé l'interféromètre, et d'une sortie binoculaire que nous utilisons pour effectuer la mise au point sur l'échantillon et pour contrôler la focalisation des spots de mesure. Le miroir semi-réfléchissant de l'illuminateur et le prisme renvoyant une partie du flux vers la sortie binoculaire sont escamotables; lors des mesures, ils seront supprimés pour éviter les pertes par réflexion et les modifications de l'état de polarisation qu'ils introduisent : en effet, pour un dioptre sous incidence non nulle, les coefficients de transmission pour les polarisations parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence sont différents.

Les objectifs équipant ces microscopes sont "corrigés à l'infini", c'est-à-dire qu'ils sont prévus pour travailler avec un objet situé dans leur plan focal. L'image à l'infini est projetée dans le plan focal objet de l'oculaire à l'aide d'une lentille de tube. Le grandissement $\gamma$ gravé sur le corps de ces objectifs tient compte de la lentille de tube : il s'agit du rapport des dimensions de l'image intermédiaire et de l'objet, égal à $\frac{f_T}{f_{Obj}}$ ,avec $f_T$=180 mm. Le tableau suivant indique le grandissement $\gamma$, l'ouverture numérique $a$ et le diamètre $\phi$ du premier anneau sombre de la tache de diffraction pour chacun des objectifs que nous utilisons ($\phi$ est calculé pour $\lambda$ = 670 nm):

| $\gamma$ | 5 | 10 | 20 | 50 |
|---|---|---|---|---|
| $a$ | 0,10 | 0,25 | 0,40 | 0,75 |
| $\phi$ (µm) | 8,2 | 3,3 | 2 | 1,1 |

La sortie binoculaire est munie d'oculaires de grossissement 10, et l'un d'entre eux contient dans son plan focal objet un réticule constitué de 100 graduations espacées de 0,1 mm. Pour la voie de mesure, nous avons utilisé des oculaires de grossissements $G_{Oc}$ égaux à 7 ou 10.

La distance focale du microscope s'exprime en fonction des caractéristiques de l'objectif et de l'oculaire : $f = \frac{1}{4\gamma G_{Oc}}$ .

## 2. Le modulateur de biréfringence.

Pour introduire un déphasage modulé $\psi = \psi_M \sin 2\pi f t$ entre les deux composantes du faisceau, nous utilisons un modulateur de biréfringence élasto-optique mis au point au laboratoire [16] .

Dans sa première version, ce modulateur est constitué d'un parallélépipède taillé dans un matériau photo-élastique, isotrope et transparent (la silice convient par exemple pour le domaine visible) encadré de deux pièces métalliques (Figure I.C.2). Une céramique piézo-électrique excite l'ensemble à la fréquence de résonance de l'assemblage, introduisant une contrainte longitudinale modulée dans l'élément photo-élastique. La biréfringence induite est alors proportionnelle à cette contrainte. Ce type de modulateur, dont la fréquence est fixée par la géométrie du montage, présente l'avantage d'utiliser une tension de commande faible (quelques volts).

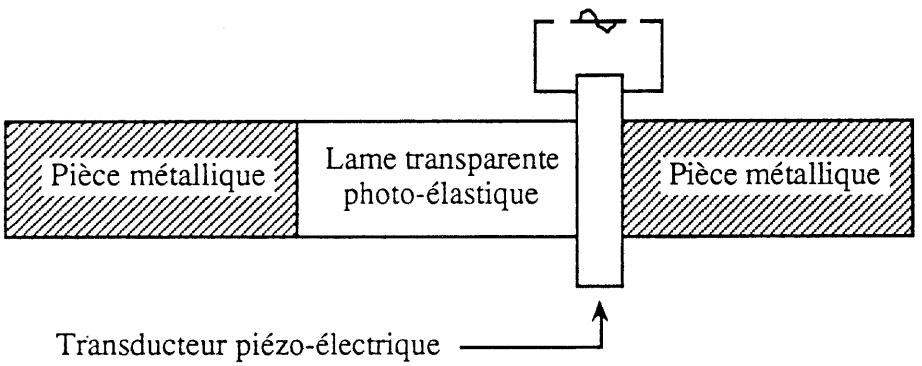



*Figure I.C.2 : modulateur élasto-optique.*

Une deuxième version de ce modulateur a été développée au laboratoire [17]. Les pièces métalliques sont supprimées, et la céramique piézo-électrique est collée sur le côté de l'élément photo-élastique (Figure I.C.3).

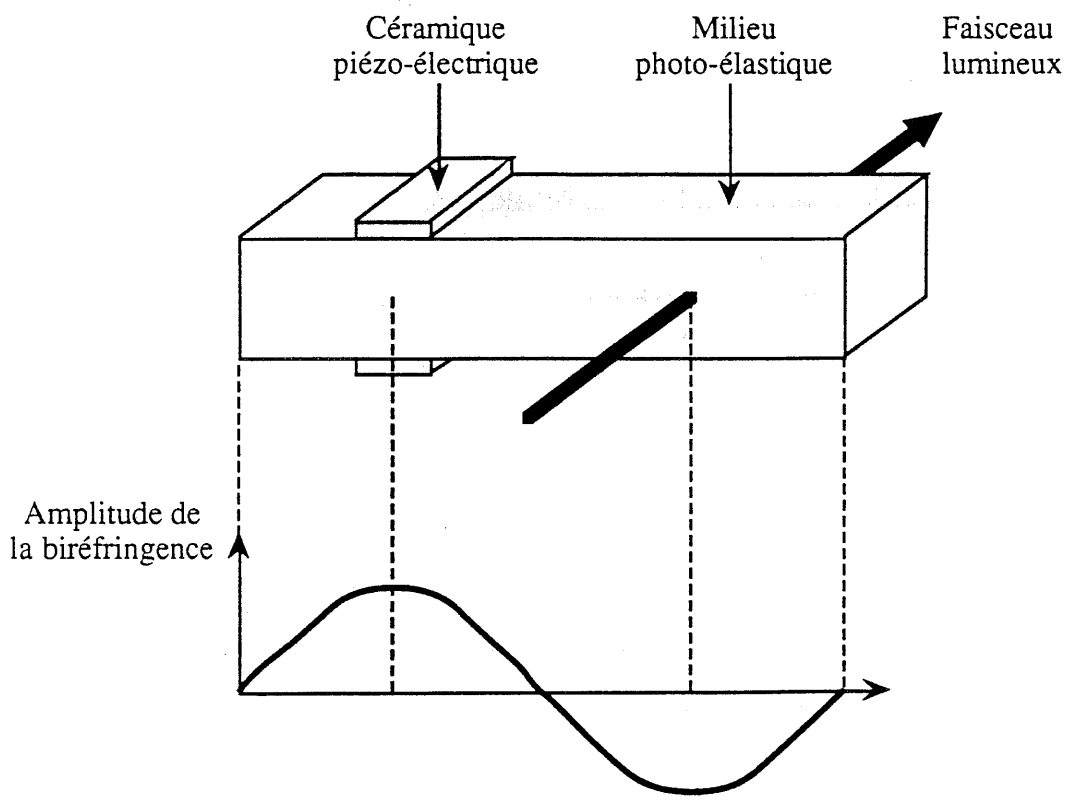



*Figure I.C.3 : nouvelle version du modulateur élasto-optique.*

Pour une fréquence de modulation donnée, la longueur $L$ de cet élément doit être égale à $k\Lambda/2$ , où $k$ est un entier et $\Lambda$ est la longueur d'onde de la vibration acoustique dans le matériau. Pour le système correspondant à k=1, la céramique est collée à $L/4$ d'une extrémité de l'élément photo-élastique, c'est-à-dire à un endroit où la contrainte est maximale; le collage introduit des contraintes dans le matériau qui induisent une biréfringence parasite. Pour en minimiser les effets, le faisceau lumineux traverse le modulateur à $3L/4$ de la même extrémité, position du second maximum de la contrainte modulée et donc de la biréfringence. Toutefois pour notre application cette biréfringence parasite n'est pas gênante car le déphasage constant qu'elle introduit est compensable par une translation du Wollaston. Aussi avons-nous choisi un système où k=1, qui permet de travailler à la même fréquence avec un modulateur deux fois moins long, donc plus compact et plus léger.

## 3. La diode laser.

Le principe de la mesure nous impose d'utiliser une source monochromatique. Nous avons choisi les diodes laser, qui présentent certains avantages par rapport aux lasers Hélium-Néon :

- entre 10 kHz et quelques centaines de kHz, les lasers Helium-Néon sont perturbés par le bruit de plasma qui se traduit par des fluctuations de la puissance de sortie.

- les diodes laser sont moins sensibles au retour optique.

- les diodes laser constituent des sources d'encombrement réduit, et emploient des alimentations de faible puissance.

Nos premières expériences ont été réalisées avec des diodes laser à 780 nm, qui étaient alors les diodes laser de plus courte longueur d'onde disponibles; ensuite sont apparues les diodes à 670 nm, et nous les avons utilisées car elles facilitent les réglages visuels du profilomètre.

Le circuit d'alimentation de ces diodes laser comprend un asservissement de la puissance optique délivrée, qui est mesurée par une photodiode incluse dans le boîtier de la diode (Figure I.C.4). Ce dispositif supprime les variations de puissance avec la température.

Le faisceau sortant de la diode laser a une polarisation rectiligne, mais il est par contre très divergent. Il faut donc le collimater sans distordre le front d'onde, ce que nous avons réalisé à l'aide d'un objectif de microscope.

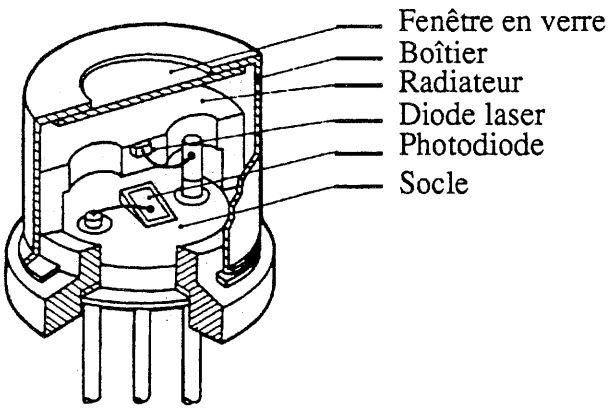



*Figure I.C.4 : diode laser.*

## 4. Le prisme de Wollaston.

### *4-a. Séparation angulaire.*

Pour un configuration déterminée du microscope (objectif et oculaire de la voie de mesure), la séparation angulaire des faisceaux introduite par le Wollaston fixe la distance entre les deux spots focalisés sur l'échantillon : $d = \alpha f = \dfrac{\alpha}{4\gamma G_{Oc}}$ . Nous allons donc étudier l'influence de cette distance $d$ sur la signification du signal différentiel enregistré. En écrivant $\dfrac{D(x)}{d} = \dfrac{h\left(x+\dfrac{d}{2}\right) - h\left(x-\dfrac{d}{2}\right)}{d}$ , nous constatons que le signal mesuré est proportionnel à une grandeur qui tend vers la dérivée du profil lorsque $d$ tend vers 0. Il semble donc intéressant de choisir $d$ aussi faible que possible. Mais pour une pente donnée, la dénivellation $D(x)$ diminue lorsque les spots se rapprochent, et elle n'est plus mesurable lorsqu'elle devient inférieure à la résolution longitudinale du système. D'autre part une solution idéale pour la reconstruction du profil $h(x)$ consiste à choisir $d$ rigoureusement égal au pas d'échantillonnage $\Delta x$ : dans ce cas, $h(x)$ est obtenu par simple sommation des valeurs de $D(x)$ ; le pas d'échantillonnage optimal est lié à la fréquence spatiale de coupure du filtrage effectué par la diffraction : $\Delta x_{opt} = \phi/2$ . Un bon compromis est donc réalisé en choisissant $d$ voisin du diamètre $\phi$ de la tache de

diffraction : pour $d < \phi$ les deux spots se recouvrent partiellement et pour $d > \phi$ des structures non masquées par la diffraction peuvent apparaître entre les deux spots.

Nous avons utilisé des Wollaston en quartz de séparation $\alpha = 5'$ . Les distances $d$ correspondant aux différentes configurations du microscope sont indiquées dans le tableau suivant :

| $d$ (µm) | $\gamma$ =5 | $\gamma$ =10 | $\gamma$ =20 | $\gamma$ =50 |
|---|---|---|---|---|
| $G_{Oc}$ =7 | 10,4 | 5,2 | 2,6 | 1,04 |
| $G_{Oc}$ =10 | 7,3 | 3,6 | 1,8 | 0,73 |

***4-b. Position du Wollaston.***

Afin de minimiser les effets dûs aux perturbations locales de l'indice de l'air, il est nécessaire que la séparation spatiale entre les faisceaux empruntant les deux voies de l'interféromètre soit aussi faible que possible. Ainsi, les variations d'indice agiront de la même façon sur les deux faisceaux, et les déphasages introduits s'élimineront dans le signal différentiel. La figure I.C.5 montre qu'en sortie de l'interféromètre, les faisceaux recombinés sont superposés à condition que le Wollaston soit situé dans le plan focal image du microscope. Ce plan est aussi celui du cercle oculaire du microscope, car la pupille d'un objectif de microscope est toujours située dans son plan focal. Nous aboutissons ainsi à un interféromètre compensé[18], mais cette compensation n'est pas introduite pour résoudre les problèmes liés à l'incohérence spatiale de la source (ces problèmes ne se posent pas avec une source laser).

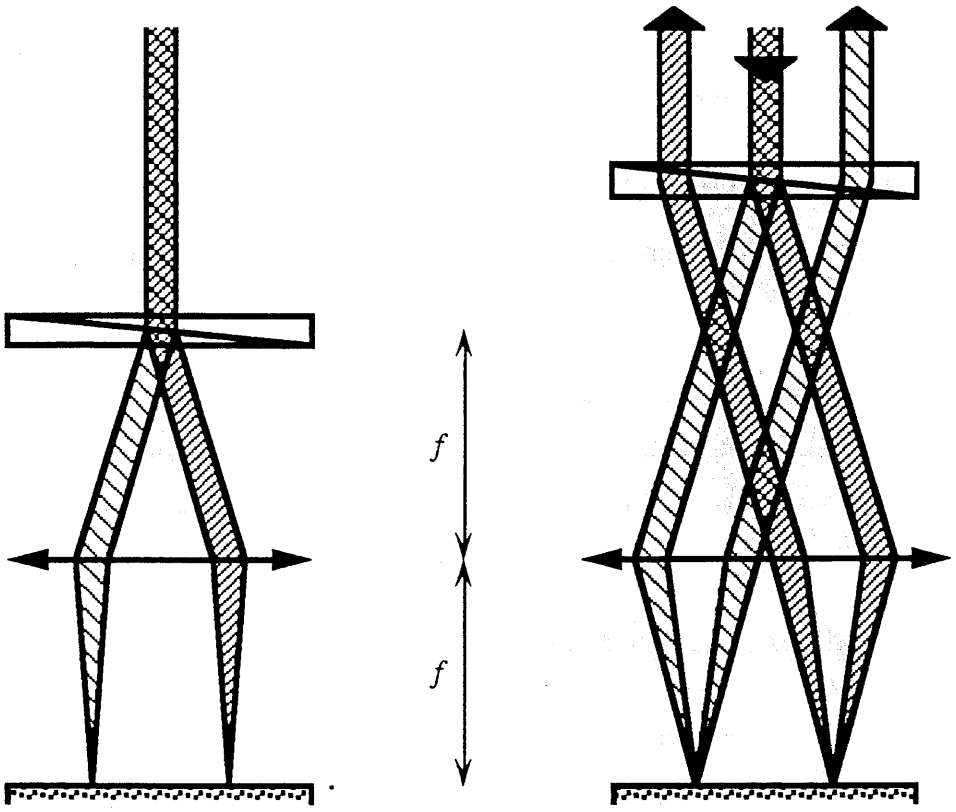



*Figure I.C.5 : influence de la position longitudinale du Wollaston*

***4-c. Déphasage ajustable.***

Nous avons vu, au paragraphe I-B.2 décrivant le principe de la mesure, qu'un déplacement du Wollaston est utilisé pour obtenir la constante de normalisation du signal et pour régler l'interféromètre de façon à annuler le déphasage. L'amplitude et la précision requises pour ce mouvement se déduisent de l'expression du signal :

$$S(x) = S_M \sin\frac{4\pi}{\lambda}\left[\alpha T_W + D(x)\right] .$$

- La période du sinus est décrite pour un déplacement $T_W = 230\,\mu m$ .

- Une translation $T_W = 10\,nm$ fournit le même signal qu'une dénivellation $D(x) = 15$ pm entre les deux points de mesure. Pour obtenir une excellente résolution , il est donc nécessaire de limiter les mouvements parasites du Wollaston provoqués par les vibrations mécaniques, le jeu du dispositif de

réglage, et les dilatations thermiques de l'interféromètre et plus particulièrement du support du Wollaston.

Pour réaliser ce réglage fin, nous avons installé le Wollaston sur un support mobile en rotation autour d'un axe parallèle à l'axe de symétrie de ce prisme . Un déplacement de quelques mm de la butée micrométrique, introduisant une rotation de quelques degrés, procure une amplitude de réglage suffisante. Notons que cette rotation est trop faible pour introduire une modification significative de la séparation angulaire entre les deux faisceaux sortant du Wollaston. Afin de ne pas perturber thermiquement le système en actionnant manuellement la butée, nous avons motorisé celle-ci, la rendant ainsi commandable à distance.

## 5. Détection du flux de sortie.

Le dispositif de détection est constitué d'un polariseur, d'une lentille, d'un diaphragme et d'une photodiode au silicium.

Le rôle de l'analyseur, orienté à 45° des axes du modulateur, est de projeter les deux composantes de polarisations orthogonales sur une direction commune de façon à obtenir des interférences.

Le diaphragme sert à éliminer les faisceaux parasites réfléchis par les différents dioptres du système; en effet le faisceau utile, collimaté en sortie du microscope, est focalisé dans le plan du diaphragme par la lentille, alors que les faisceaux provenant de réflexions parasites sur des dioptres sphériques ne convergent pas dans le même plan et sont éliminés par le diaphragme. Le prisme de Wollaston étant incliné, les faisceaux réfléchis par ses faces donnent des spots décalés transversalement par rapport au spot utile. De même, en inclinant légèrement le cube séparateur, on élimine les réflexions parasites sur ses faces.

La photodiode est polarisée en inverse (montage photoconducteur). Le photocourant qu'elle délivre est converti en tension par un amplificateur opérationnel

associé à une résistance de contre-réaction de 10 kΩ . La sensibilité de la photodiode à 670 nm étant environ 0,4 A/W , la sensibilité du montage vaut : 4 V/mW.

## 6. Le détecteur synchrone.

La démodulation du signal est effectuée par un détecteur synchrone Princeton Applied Research modèle 5210, muni de convertisseurs analogique-numérique 16 bits et d'une interface IEEE permettant le transfert des données vers un ordinateur.

Sans rentrer dans le détail d'un tel système (dont nous simulerons le fonctionnement pour le multiplexer au chapitre II) rappelons qu'un détecteur synchrone est équivalent à un filtre sélectif de bande passante $\Delta f = 1/8\tau$ centré sur la fréquence de référence fournie par le modulateur de biréfringence.

## 7. Déplacement de l'échantillon.

Le mouvement de translation de l'échantillon est assuré par une platine Micro-Contrôle UE31PP, équipée d'un moteur pas à pas. Son électronique de pilotage contient une carte acceptant des communications par signaux logiques :

- Deux signaux logiques impulsionnels commandent le déplacement par pas de 0,1 µm.

- Deux signaux sont générés par des butées de fin de course.

- Deux signaux proviennent d'un codeur optique.

## 8. Ordinateur.

Un ordinateur de type PC AT gère le déplacement de l'échantillon, l'acquisition du signal et le traitement numérique des données. Il est équipé d'un micro-processeur 80286 cadencé à 12 MHz et secondé par un coprocesseur mathématique 80287. Deux cartes d'extension ont été ajoutées : une carte IEEE pour la communication avec le détecteur synchrone et une carte d'entrées-sorties logiques pour le pilotage de la platine de translation. Les programmes sont écrits en ASYST 3.0, langage descendant du FORTH

et possédant de nombreuses instructions de pilotage des cartes d'extension, de traitement des données (manipulation de tableaux, FFT, convolution...) et de présentation des résultats (fonctions graphiques 2D et 3D évoluées).

Pour effectuer l'acquisition d'un profil différentiel, l'utilisateur doit tout d'abord préciser le pas d'échantillonnage (en dixième de µm) et le nombre de points souhaités. Le programme demande ensuite un réglage du Wollaston fournissant le signal maximal, puis interroge le détecteur synchrone pour obtenir cette valeur $S_M$ . Un nouveau réglage du Wollaston amenant le signal au voisinage de zéro est alors nécessaire. Après avoir lu la constante de temps $\tau$ et la sensibilité du détecteur synchrone (choisis par l'utilisateur), le programme déclenche l'acquisition selon le processus représenté figure I.C.7.

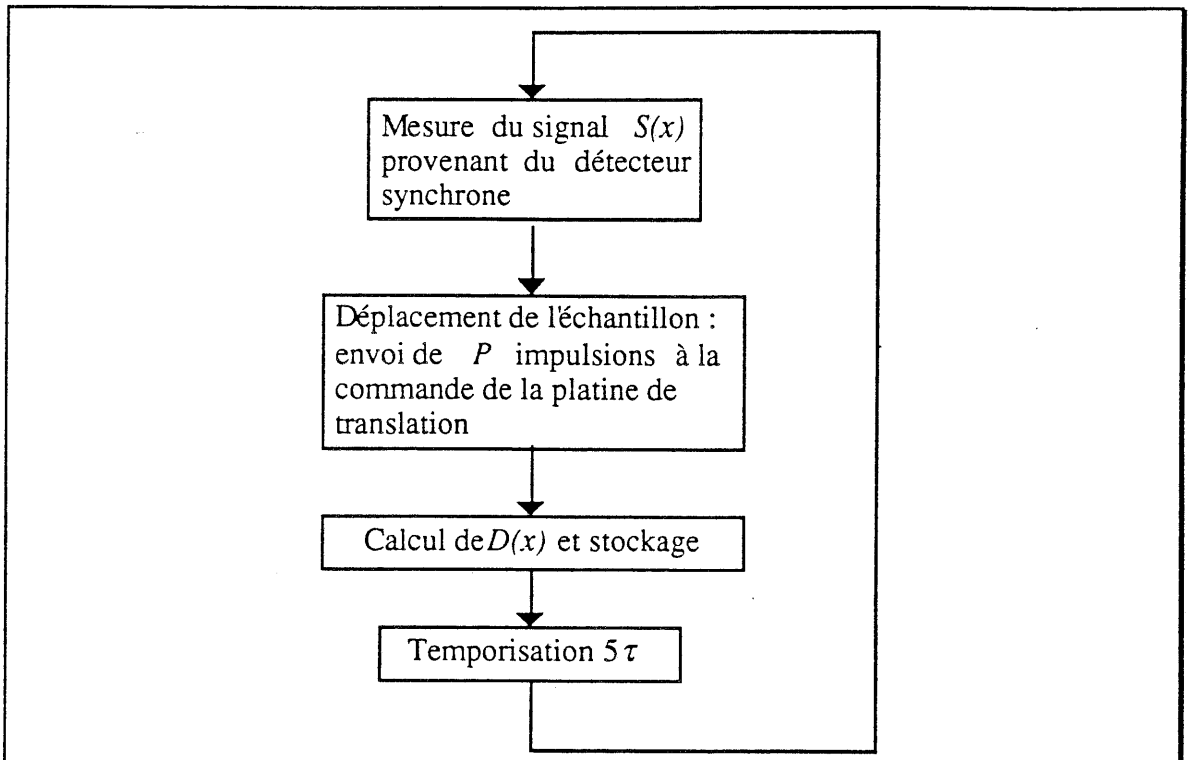



*Figure I.C.7 : boucle d'acquisition d'un profil différentiel*

## 9. Les différents montages.

Après la mise au point de la version ici décrite du profilomètre (Figure I.C.8), nous avons réalisé une copie installée en milieu industriel, chez SEXTANT AVIONIQUE (Châtellerault). Celle-ci est destinée au contrôle du polissage des substrats de miroirs

pour gyrolasers. Ces substrats en zérodur ont en fin de polissage une rugosité RMS de quelques dizaines de picomètres (cette qualité d'état de surface est dénommée "superpoli"). Notre appareil présente une résolution adaptée à la caractérisation de tels échantillons, et il permet de plus de les contrôler en cours de polissage, sans les séparer de leur support, comme l'imposait le cahier des charges.

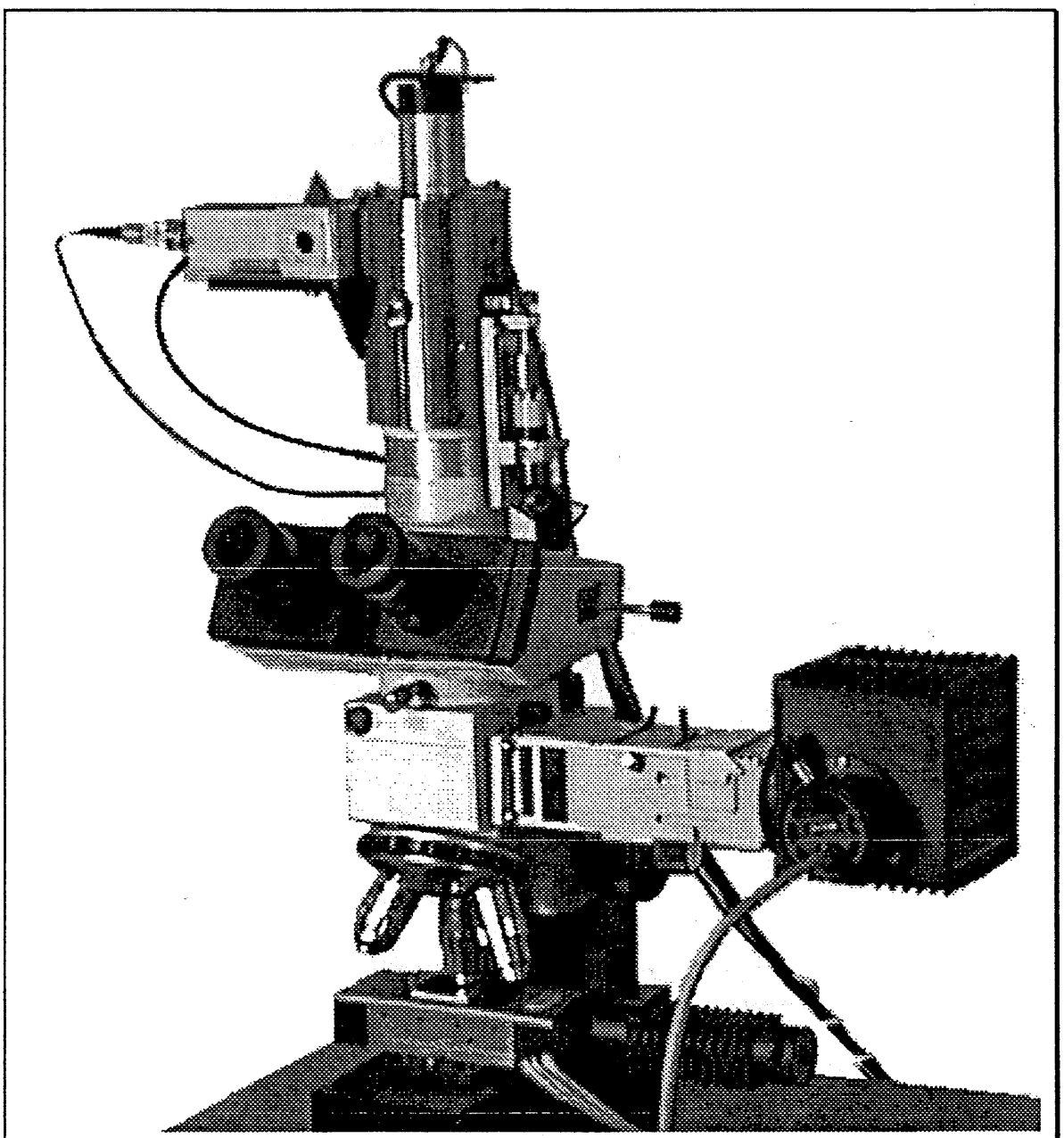


*Figure I.C.8 : le profilomètre.*

# I-D. Performances.

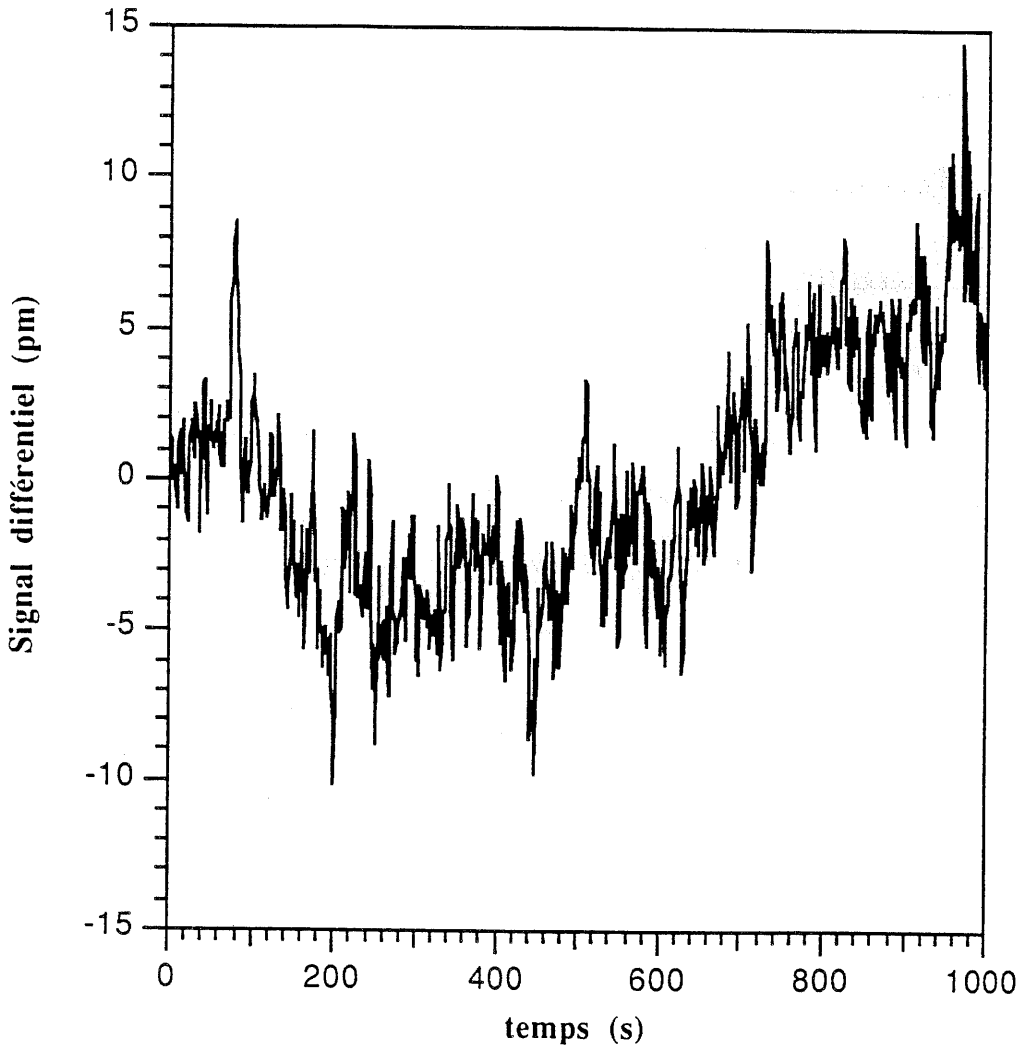
## 1. Résolution longitudinale.

### *1-a. Stabilité.*

Une première technique pour évaluer les performances du profilomètre consiste à étudier l'évolution du signal au cours du temps lorsque l'échantillon est immobile. L'acquisition du signal à intervalles de temps réguliers sur une durée comparable au temps de mesure d'un profil met en évidence le bruit et les dérives qui perturbent ce signal.

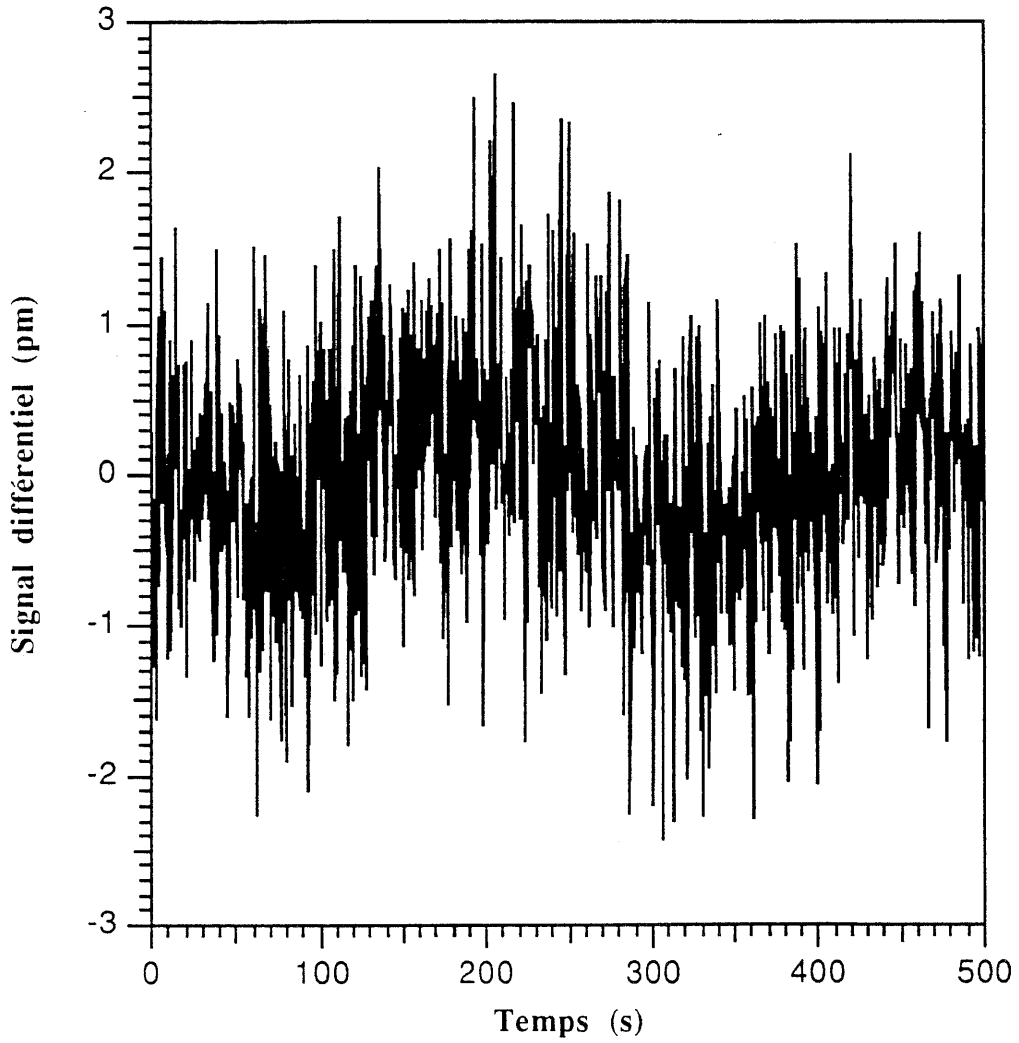
La figure I.D.1 représente les variations du signal différentiel lors d'une mesure de stabilité effectuée avec le profilomètre du laboratoire. Aux fluctuations rapides, provoquées essentiellement par les vibrations mécaniques, s'ajoute une dérive lente provenant des variations de température dans la pièce. Pour une durée relativement longue (près de vingt minutes, alors que l'acquisition d'un profil dure entre deux et cinq minutes, selon le nombre de points et la constante de temps du détecteur synchrone) l'écart-type des valeurs obtenues vaut : 4 pm.

Des mesures similaires ont été effectuées sur le profilomètre installé chez SEXTANT AVIONIQUE (Figure I.D.2). Les fluctuations lentes du signal ont une allure sinusoïdale et une période coïncidant avec celle de la climatisation de la pièce. L'amplitude de ces fluctuations thermiques est voisine du bruit mécanique, et l'écart-type des mesures vaut 0,8 pm.




| | |
|---|---|
| Echantillon | : Miroir |
| Objectif | : 50 |
| Délai entre les mesures | : 1 s |
| Nombre de mesures | : 1000 |
| Constante de temps | : 300 ms |
| Ecart-type | : 4 pm |

*Figure I.D.1 : mesure de stabilité effectuée au laboratoire.*



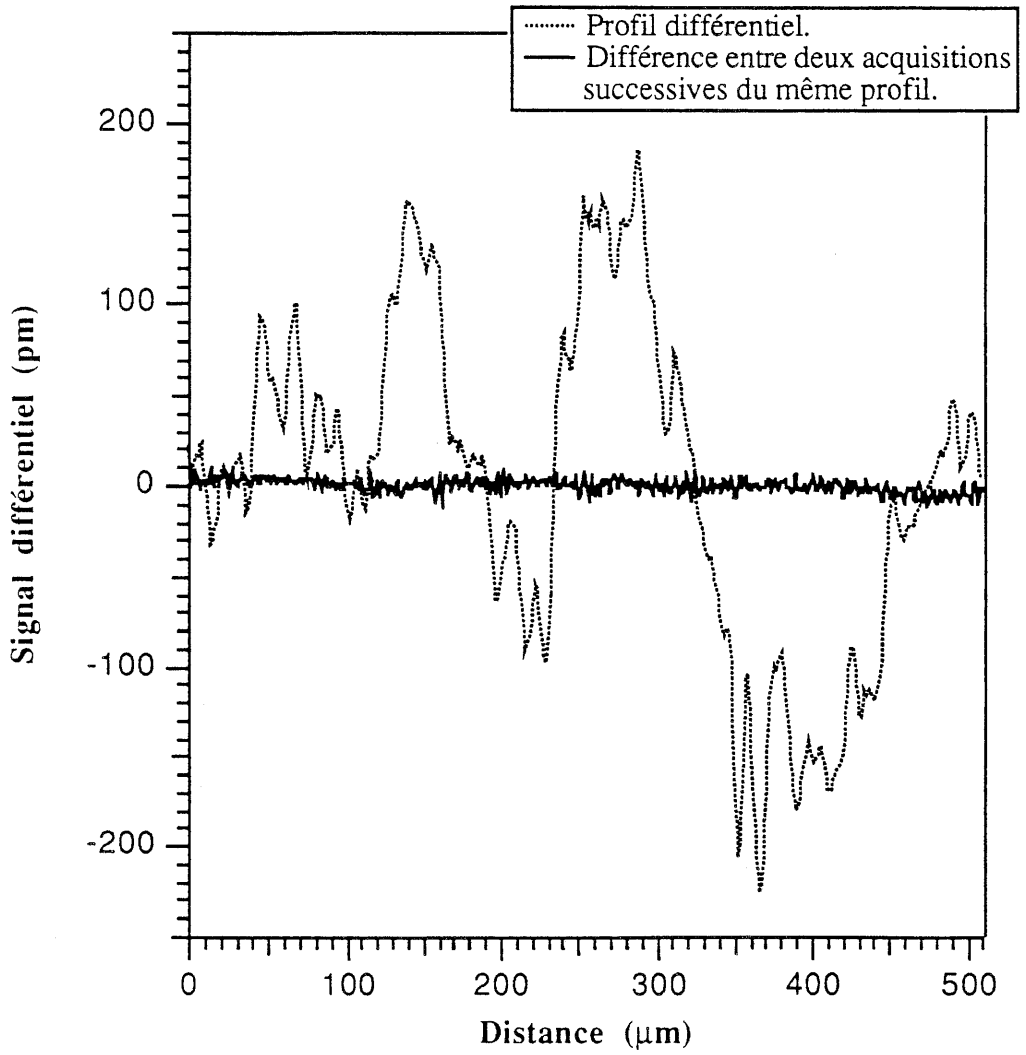

| | |
|---|---|
| Echantillon | : Substrat en zérodur |
| Objectif | : 10 |
| Délai entre les mesures | : 0,5 s |
| Nombre de mesures | : 1000 |
| Constante de temps | : 100 ms |
| Ecart-type | : 0,8 pm |

*Figure I.D.2 : mesure de stabilité effectuée chez SEXTANT AVIONIQUE*

## *1-b. Reproductibilité.*

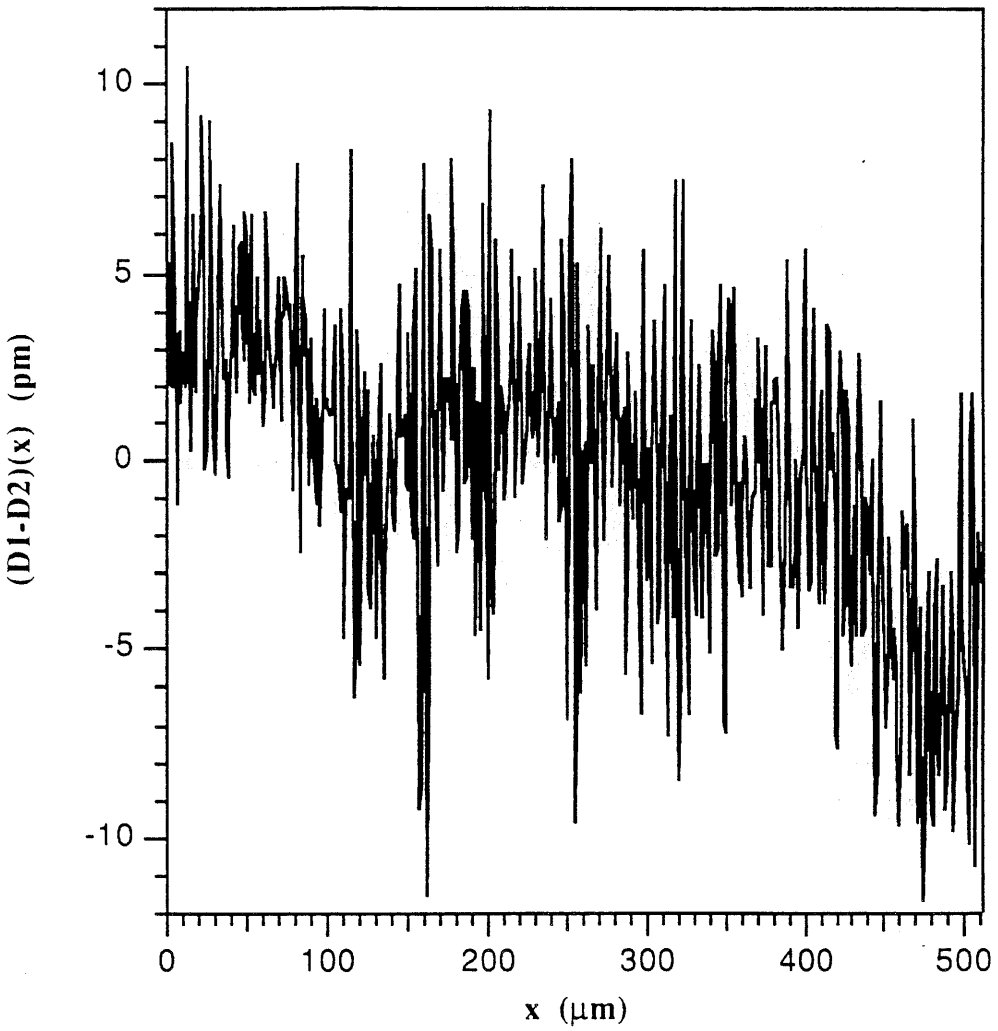
Une autre technique pour évaluer la précision de la mesure consiste à comparer deux acquisitions successives du même profil différentiel. Nous avons effectué cette

mesure au laboratoire sur une tranche de silicium. La figure I.D.3 représente le profil différentiel obtenu ainsi que la différence entre les deux mesures effectuées. Cette dernière courbe est aussi représentée à une autre échelle sur la figure I.D.4 . L'écart-type obtenu est égal à la résolution déterminée par les mesures de stabilité : 4 pm. Ceci montre que le mouvement de translation de l'échantillon n'introduit pas d'erreur supplémentaire (remarque : les faibles variations de la position verticale de l'échantillon n'affectent pas la mesure différentielle, seules les variations de l'inclinaison interviennent).




| | |
|---|---|
| Echantillon | : tranche de silicium |
| Objectif | : 50 |
| Pas d'échantillonnage | : 0,5 µm |
| Nombre de mesures | : 512 |
| Constante de temps | : 100 ms |
| Ecart-type | : 92 pm |

*Figure I.D.3 : profil différentiel d'une tranche de silicium*




| | |
|---|---|
| Echantillon | : tranche de silicium |
| Objectif | : 50 |
| Pas d'échantillonnage | : 0,5 µm |
| Nombre de mesures | : 512 |
| Constante de temps | : 100 ms |
| Ecart-type | : 4 pm |

*Figure I.D.4 : différence entre deux acquisitions.*

## 2. Résolution transversale.

La résolution transversale, limitée par la diffraction, dépend uniquement de l'ouverture numérique $a$ de l'objectif utilisé. Nous avons établi deux façons de la caractériser : soit par la limite de séparation $\Delta x_{min}$ , soit par la plus petite période spatiale $p_{min}$ présente dans le signal. Les valeurs de ces deux grandeurs pour les objectifs utilisés sont données dans le tableau suivant :

| $\gamma$ | •5 | •10 | •20 | •50 |
|---|---|---|---|---|
| $a$ | •0,10 | •0,25 | •0,40 | •0,75 |
| $\Delta x_{min}$ (µm) | •4,1 | •1,6 | •1 | •0,54 |
| $p_{min}$ (µm) | •3,4 | •1,3 | •0,84 | •0,45 |

## 3. Dynamique.

Rappelons l'expression du signal délivré par le détecteur synchrone :

$$S(x) = S_M \sin\frac{4\pi}{\lambda}\left[\alpha T_W + D(x)\right] .$$

La gamme de mesure semble s'étendre sur une demi-période du sinus, ce qui définit les valeurs maximales de la dénivellation : $D_{Max} = \pm\frac{\lambda}{8} = \pm 85$ nm . En fait cette dynamique, qui nous permet de couvrir largement les problèmes de rugosité qui nous étaient posés, peut être étendue en travaillant à la fois sur l'harmonique 1 et l'harmonique 2 du signal, qui est proportionnel au cosinus du déphasage $\frac{4\pi}{\lambda}\left[\alpha T_W + D(x)\right]$ , et qui est facilement mesurable par le détecteur synchrone (en position 2*f*). Il est ainsi possible d'être limité uniquement par la profondeur de champ de l'objectif utilisé.

# I-E. Traitement numérique du profil différentiel.

## 1. Préliminaires.

A partir du signal différentiel enregistré, nous souhaitons reconstruire le profil réel de l'échantillon. L'expresion des valeurs mesurées est la suivante :

$M_n = (D * A)(n\Delta x) + C_W + B_n$ pour $0 \le n \le N-1$

- $D(x) = h\left(x + \frac{d}{2}\right) - h\left(x - \frac{d}{2}\right)$ où $h(x)$ est le profil réel de l'échantillon
- $A(x)$ représente la répartition d'intensité due à la diffraction
- $C_W$ est la constante introduite par le Wollaston
- $B_n$ est l'erreur induite par le bruit provenant des vibrations mécaniques et des fluctuations thermiques.

La convolution par la fonction d'Airy $A(x)$ effectue un filtrage passe-bas du profil de l'échantillon; les mesures ne contiennent donc pas d'information sur les hautes fréquences spatiales de ce profil $h(x)$, et il est impossible de les restaurer par traitement numérique. Nous chercherons donc à obtenir un échantillonnage $(H_n)_{0 \le n \le N-1}$ de la fonction $H(x)=(h*A)(x)$ produit de convolution du profil réel par la fonction d'Airy.

## 2. Prétraitement.

### *2-a. Déphasage introduit par le Wollaston.*

La constante $C_W$ ajoutée par le Wollaston au profil différentiel introduira, si on ne l'élimine pas, une pente sur le profil reconstruit. Un prétraitement des valeurs mesurées est effectué afin d'obtenir un échantillonnage $(M'_n)_{0 \le n \le N-1}$ de la fonction $M(x)=(D*A)(x)$.

Lorsqu'on étudie la rugosité d'une surface plane, la valeur moyenne théorique du signal différentiel sur une longueur supérieure aux dimensions des défauts est nulle. La constante $C_W$ est alors obtenue en calculant la valeur moyenne des mesures. Le

prétraitement consiste donc dans ce cas à remplacer chaque mesure $M_n$ par : $M'_n = M_n - \frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N-1} M_i$

La méthode précédente ne s'applique plus lorsque la hauteur moyenne de l'échantillon n'est plus constante. Nous disposions par exemple d'un échantillon sur lequel un double dépôt de germanium avait été effectué : le premier dépôt couvrant toute la surface, et le deuxième couvrant seulement la moitié de l'échantillon. Nous cherchions ici à caractériser la marche ainsi obtenue par un profil perpendiculaire à celle-ci. Le profil théorique $h(x)$ et le signal différentiel $D(x)$ correspondant sont réprésentés figure I.E.1.

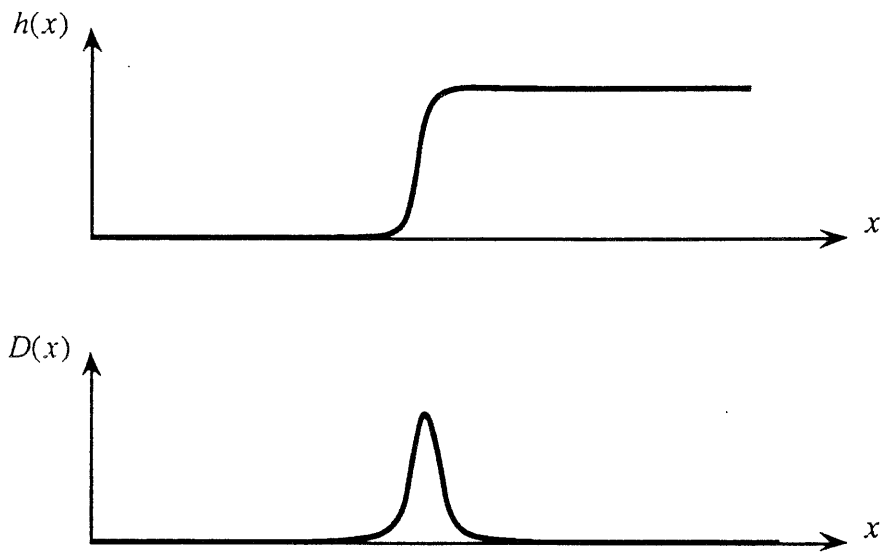



*Figure I.E.1 : profil d'une marche*

Nous constatons que la valeur moyenne de $D(x)$ n'est plus nulle; par contre, la valeur la plus probable d'une moyenne calculée sur une courte distance est zéro. Cette propriété a été mise à profit de la façon suivante : le profil différentiel est lissé de façon à éliminer la rugosité (cette opération revient à calculer une moyenne locale autour de chaque point), puis un histogramme des valeurs obtenues est calculé; la valeur la plus représentée est alors ôtée à tous les points du profil différentiel.

### *2-b. Correction de la dérive thermique.*

Les fluctuations lentes de la température ambiante introduisent sur une acquisition durant quelques minutes une dérive pratiquement linéaire; celle-ci se traduit par une forme parabolique ajoutée au profil reconstruit. Malgré les précautions prises pour isoler thermiquement le système, cet effet apparaît lorsqu'on mesure la rugosité d'un échantillon superpoli. Pour éliminer cette pente, nous calculons par la méthode des moindres carrés le coefficient directeur de la droite ajustant au mieux le profil différentiel, puis effectuons une correction sur celui-ci.

## 3. Calcul du profil.

### *3-a. Intégration.*

A partir d'un profil différentiel, il semble naturel de chercher le profil réel en utilisant une technique d'intégration. Cette méthode consiste à écrire :

$$\frac{M'_n}{d} = \frac{H\left(x+\frac{d}{2}\right) - H\left(x-\frac{d}{2}\right)}{d} \approx \left[\frac{dH(x)}{dx}\right]_{x=n\Delta x}$$

Les échantillons $(H_n)_{0\le n\le N-1} = (H(n\Delta x))_{0\le n\le N-1}$ sont alors calculés de proche en proche à l'aide d'un développement en série de Taylor à l'ordre 1 : $H_n = H_{n-1} + \frac{\Delta x}{d} M'_n$ . Leur expression, à une constante additive près, est donc la suivante : $H_n = \frac{\Delta x}{d} \sum_{i=0}^{n} M'_i$ .

Les approximations utilisées dans cette méthode sont justifiées uniquement lorsque $d \le \Delta x$ , la dernière formule est d'ailleurs exacte si $d = \Delta x$ ; mais un pas d'échantillonnage $\Delta x$ plus grand que $d$, donc plus grand que le diamètre de la tache de diffraction, constitue une perte en résolution transversale : pour atteindre la limite imposée par la diffraction, il faut que la distance $\Delta x$ entre deux échantillons successifs soit inférieure à cette résolution limite. Mais dans ce cas, les approximations effectuées conduisent à négliger les détails compris entre les deux points de mesure d'abscisses $x - \frac{d}{2}$ et $x + \frac{d}{2}$ : la droite joignant ces deux points est assimilée à la courbe au voisinage

du point d'abscisse $x$. L'intégration du profil différentiel fait perdre l'information sur les plus hautes fréquences spatiales présentes dans le signal; elle réalise un filtrage passe-bas et conduit à des profils lissés.

### *3-b. Déconvolution.*

Une autre méthode de reconstruction du profil se déduit d'une nouvelle expression de la fonction $M(x)$ , dont on connaît les valeurs $M'_n$ aux points $x_n = n\Delta x$ :

$$M(x) = H\left(x+\frac{d}{2}\right) - H\left(x-\frac{d}{2}\right) = H(x) * \left[\delta\left(x+\frac{d}{2}\right) - \delta\left(x-\frac{d}{2}\right)\right]$$

Par transformation de Fourier, nous obtenons : $\tilde{M}(\nu) = \tilde{H}(\nu).2i\sin\pi d\nu$ .

La transformée de Fourier du profil s'écrit donc : $\tilde{H}(\nu) = \dfrac{\tilde{M}(\nu)}{2i\sin\pi d\nu}$ .

Cette expression s'applique uniquement lorsque son dénominateur est différent de zéro, c'est-à-dire lorsque : $\nu \neq \dfrac{p}{d}$ , où $p$ est un entier. Pour les valeurs particulières $\nu_p = \dfrac{p}{d}$ , le sinus est nul, de même que la valeur mesurée $\tilde{M}(\nu)$ : en effet, pour un profil sinusoïdal de fréquence spatiale $\nu_p = \dfrac{p}{d}$ , le signal différentiel représente la différence de hauteur entre deux points séparés par un nombre entier $p$ de périodes, qui est nulle. Pour les fréquences spatiales $\nu$ voisines de $\nu_p = \dfrac{p}{d}$ , le signal différentiel est faible et peut devenir inférieur au bruit; le sinus ayant lui aussi une valeur faible, la division a pour conséquence d'amplifier ce bruit. Ces remarques conduisent à la procédure suivante pour évaluer $\tilde{H}(\nu)$ :

- Un seuil $s$ est choisi par l'utilisateur.

- si $\sin\pi d\nu > s$ , on calcule $\tilde{H}(\nu) = \dfrac{\tilde{M}(\nu)}{2i\sin\pi d\nu}$ .

- si $\sin\pi d\nu < s$ , on pose $\tilde{H}(\nu) = 0$ .

Cette méthode, qui s'apparente à la décomposition tronquée selon les valeurs singulières[19] (TSVD), nécessite le calcul de la transformée de Fourier de $\tilde{M}(v)$ , puis celui de la transformée de Fourier inverse de $\tilde{H}(v)$ . Le signal mesuré étant échantillonné, ces transformées sont calculées par un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT).

Nous avons ici considéré la mesure différentielle comme un filtre de réponse fréquentielle $2i\sin\pi dv$ . Cette approche permet de retrouver les résultats qui ont conduit au choix de la distance $d$ entre les spots. En effet, pour obtenir une bonne restitution des basses fréquences spatiales, il faut que la pente du sinus à l'origine soit la plus grande possible, c'est-à-dire que la distance $d$ soit grande. Mais la première fréquence spatiale pour laquelle le signal ne contient pas d'information ( $v_1 = \frac{1}{d}$) est d'autant plus grande que la distance $d$ est petite; pour améliorer la restitution des hautes fréquences spatiales, il faut donc diminuer $d$. Un compromis satisfaisant consiste à choisir $\frac{1}{d}$ proche de la fréquence de coupure imposée par la diffraction.

## 4. Statistiques.

Remarque préliminaire : la comparaison des profils obtenus par les deux méthodes précédemment décrites est plus facile si ces profils ont même hauteur moyenne. La déconvolution fournit un signal dont la valeur moyenne est nulle, car elle attribue une valeur nulle à la transformée de Fourier du profil pour la fréquence spatiale zéro (le sinus étant alors nul). Le profil obtenu par intégration subira donc un traitement supplémentaire consistant à lui ôter sa valeur moyenne. Dans ces conditions la fonction d'autocovariance du profil s'identifie à sa fonction d'autocorrélation.

### *4-a. Rugosité RMS*

La rugosité RMS est égale à l'écart-type du profil; elle est donnée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N-1} H_i^2}$$

Cette grandeur est très insuffisante pour représenter la qualité d'un échantillon : si la surface possède des défauts de faibles fréquences spatiales, $\delta$ dépend de la longueur du profil. De plus, $\delta$ ne donne aucun renseignement sur les fréquences spatiales présentes dans le profil, c'est-à-dire sur les dimensions transversales des défauts. Son utilisation se limite à la comparaison d'échantillons de même nature polis selon le même procédé.

### *4-b. Fonction d'autocorrélation.*

Nous décrirons ici les deux estimateurs de la fonction d'autocorrélation les plus fréquemment employés[20] :

L'estimateur sans biais s'obtient en utilisant une version discrète de la relation de définition :

$$g'(m) = \frac{1}{N-m} \sum_{i=0}^{N-m-1} H_i H_{i+m}$$

Cet estimateur n'est pas biaisé mais a une variance importante pour les valeur de $m$ proche de $N$. En effet, le nombre de termes dans la somme diminue lorsque $m$ augmente. La courbe représentative de la fonction obtenue risque donc de présenter des oscillations aléatoires importantes pour les grandes valeurs de $m$.

L'estimateur biaisé est défini par :

$$g(m) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-m-1} H_i H_{i+m} = \left(1 - \frac{m}{N}\right) g'(m)$$

Cet estimateur présente un biais qui augmente lorsque $m$ tend vers $N$, mais par contre sa variance est plus faible que celle de l'estimateur non biaisé pour les grandes valeurs de $m$. De plus, lorsque $m$ tend vers $N$, $g(m)$ tend vers 0; ce comportement est celui que l'on attend pour un échantillon "rugueux" : à partir d'une certaine distance, il n'y a plus aucune corrélation entre les altitudes de deux points de la surface étudiée. Ce comportement nous a conduit à préférer cet estimateur, malgré son biais pour les longues

distances de corrélation. Nous utilisons en fait une grandeur normalisée : $G(m) = \frac{g(m)}{g(0)}$ .

La valeur à l'origine de cette nouvelle fonction vaut alors : $G(0) = 1$ .

#### *4-c. Densité spectrale de puissance.*

L'estimateur simple de la densité spectrale de puissance est donné par :

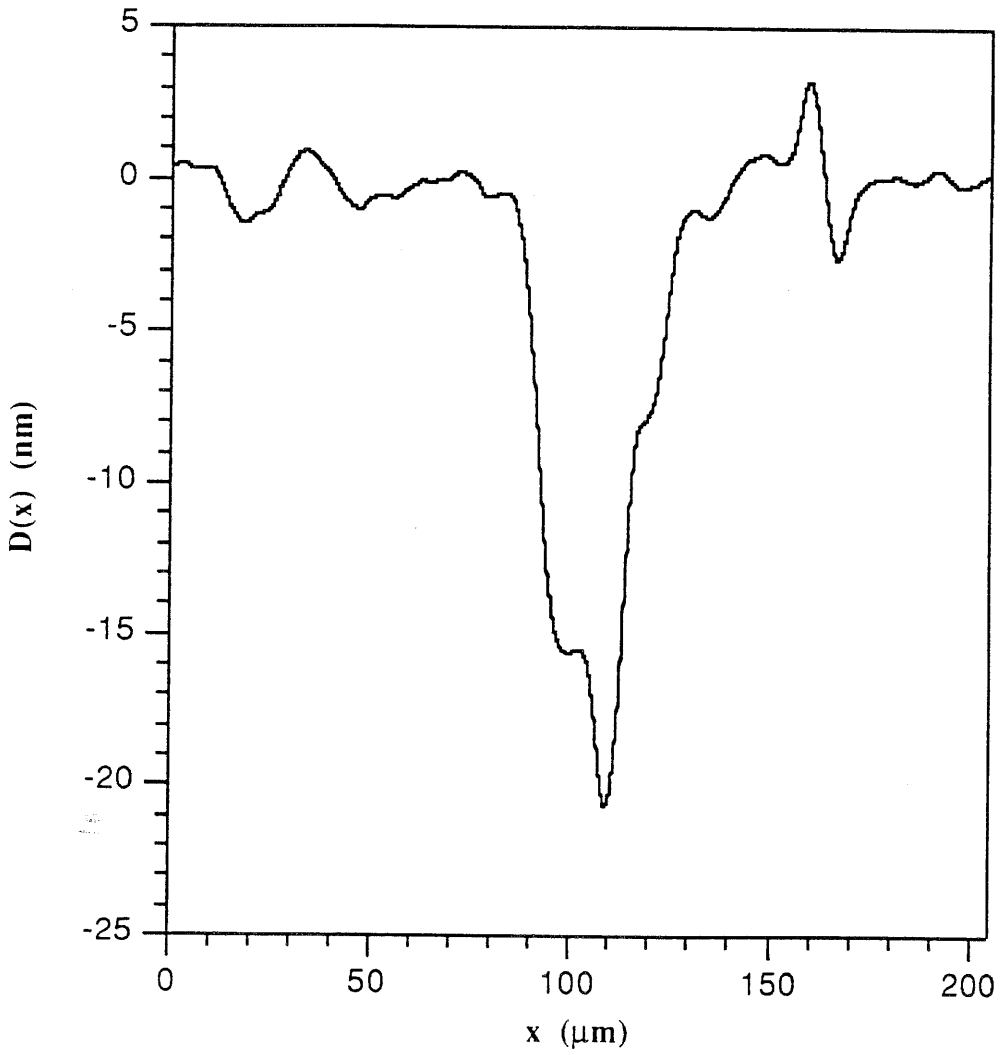
$P(\nu_k) = \frac{1}{N}\left|\tilde{H}(\nu_k)\right|^2$ , $0 \le k \le \frac{N}{2}$ , avec :

$\nu_k = \frac{k}{N\Delta x}$ et $\tilde{H}(\nu_k) = \sum_{n=0}^{N-1} H_n e^{-2i\pi\frac{kn}{N}}$ .

## I-F. Résultats.

### 1. Echantillon présentant une marche .

Le profil différentiel (Figure I.F.1) à été traité par intégration et par déconvolution (Figure I.F.2). La comparaison des deux profils obtenus montre que l'intégration ne restitue pas tous les détails de l'échantillon. En particulier l'épaulement au pied de la marche est pratiquement invisible sur le profil intégré, et la petite bosse à droite est plus large et moins haute : les variations rapides ont été lissées.




| | |
|---|---|
| Echantillon | : marche obtenue par un double dépôt de germanium |
| Objectif | : 20 |
| Pas d'échantillonnage | : 0,1 µm |
| Nombre de mesures | : 2048 |
| Constante de temps | : 100 ms |

*Figure I.F.1 : profil différentiel d'une marche.*

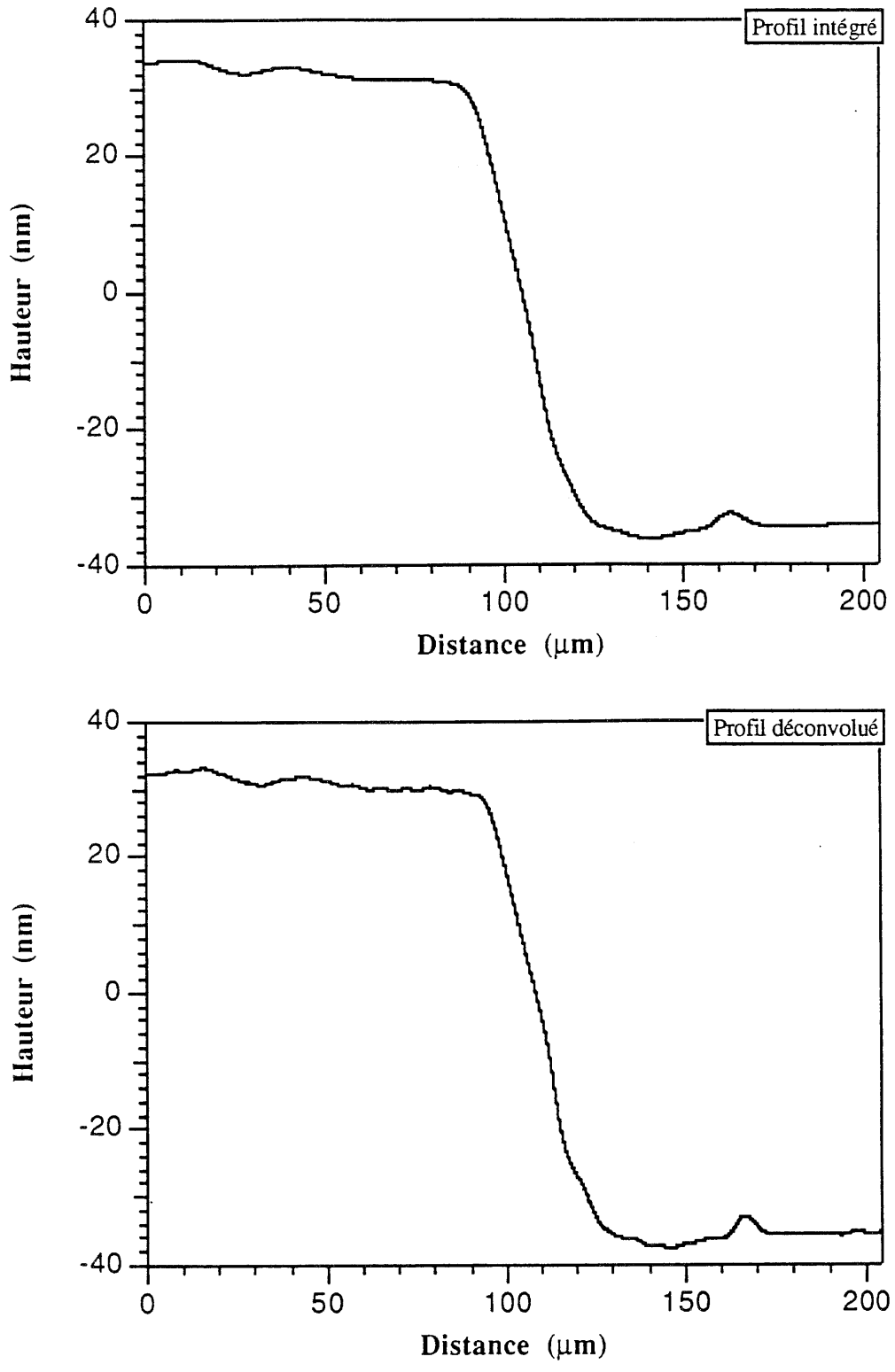



*Figure I.F.2 : marche reconstruite par intégration et par déconvolution.*

## 2. Substrats superpolis

Une comparaison a été effectuée chez SEXTANT AVIONIQUE entre notre profilomètre et un profilomèmètre ZYGO en mesurant les profils d'une série d'échantillons sur les deux appareils. La rugosité RMS obtenue avec le ZYGO est légèrement supérieure à celle obtenue avec notre montage (Figure I.F.3), mais les valeurs obtenues restent comparables. La différence s'explique par le fait que l'objectif utilisé sur le ZYGO avait une ouverture numérique plus grande, ce qui améliore la résolution transversale et révèle ainsi des structures de fréquences spatiales plus élevées.

La figure I.F.4 représente un profil obtenu sur un autre échantillon superpoli, pour lequel on obtient une rugosité RMS de 50 pm.

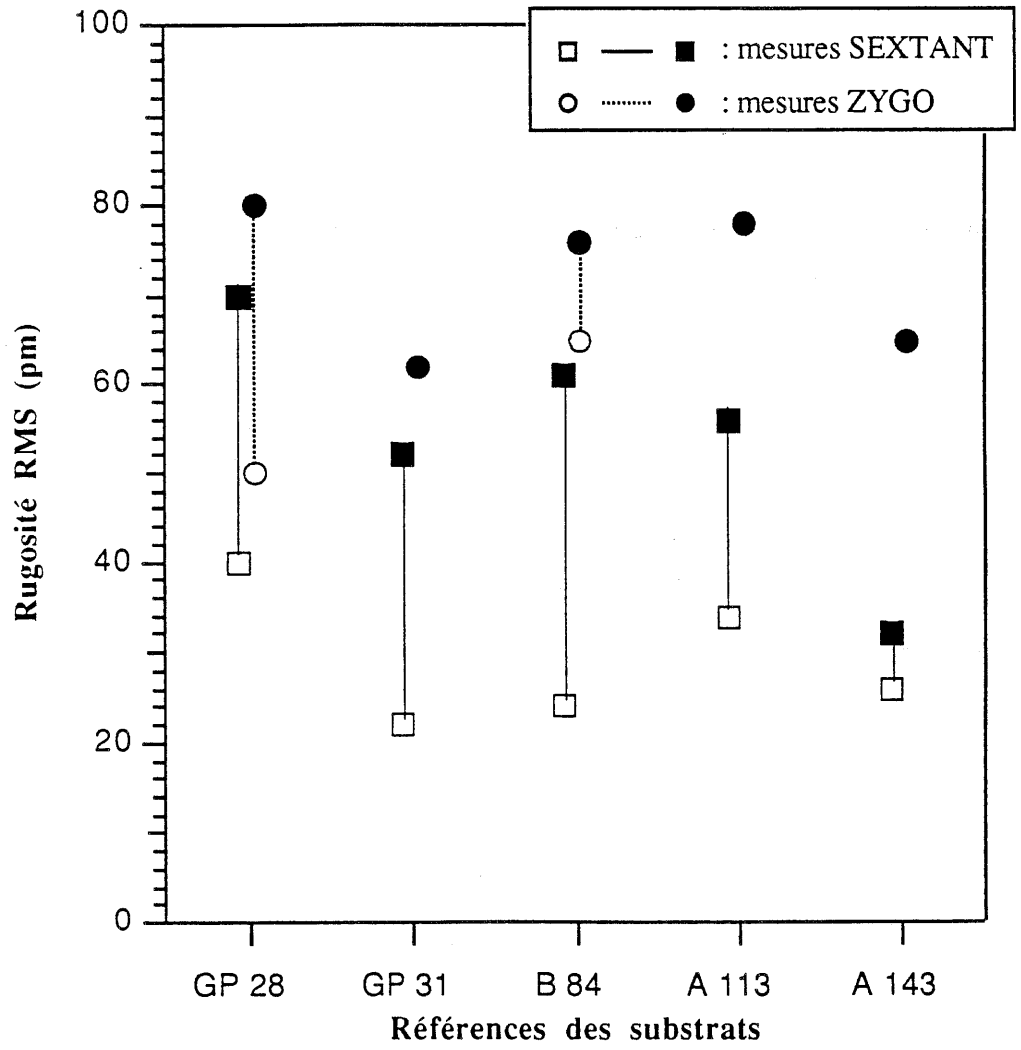
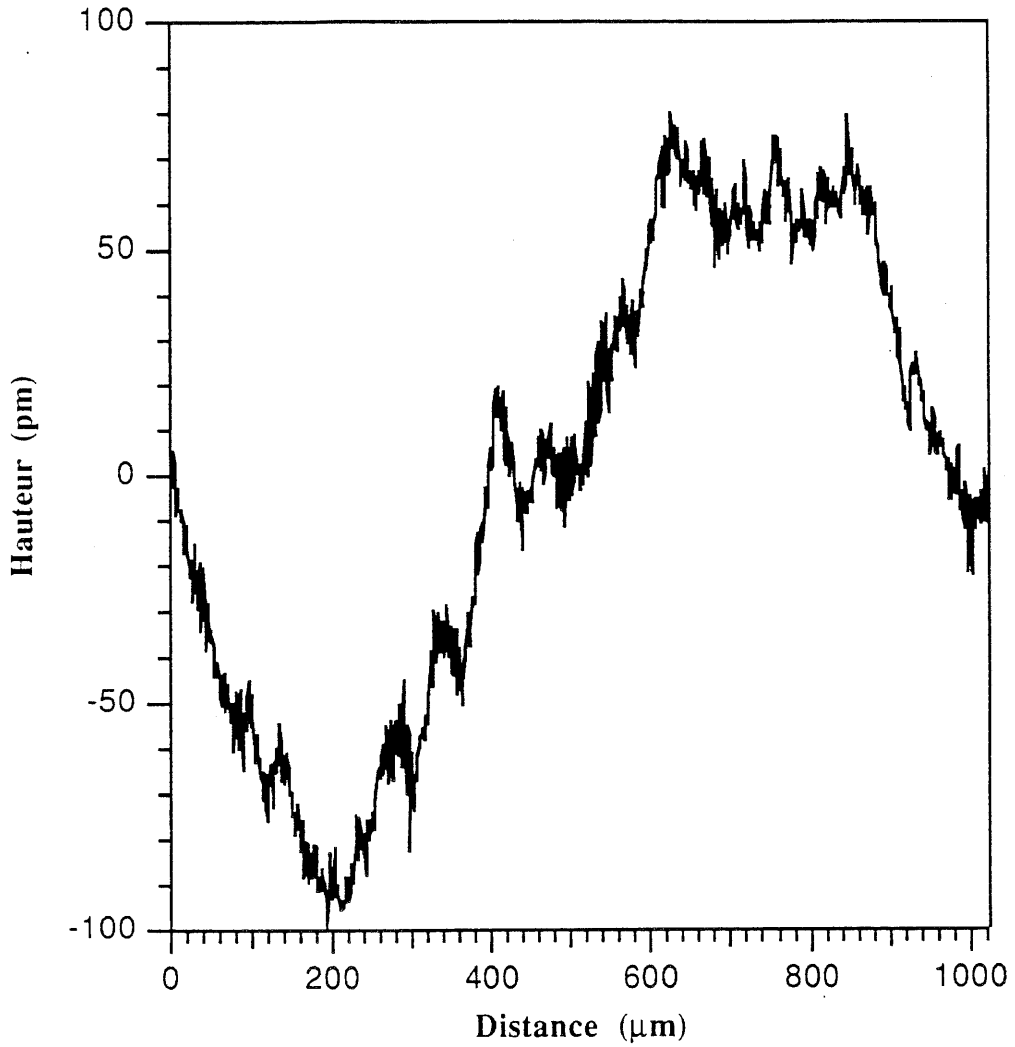



*Figure I.F.3 : comparaison du profilomètre différenteil avec un ZYGO.*




| | |
|---|---|
| Echantillon | : substrat superpoli |
| Objectif | : 10 |
| Pas d'échantillonnage | : 1 µm |
| Nombre de mesures | : 1024 |
| Ecart-type | : 50 pm |

*Figure I.F.4 : profil déconvolué d'un substrat superpoli.*

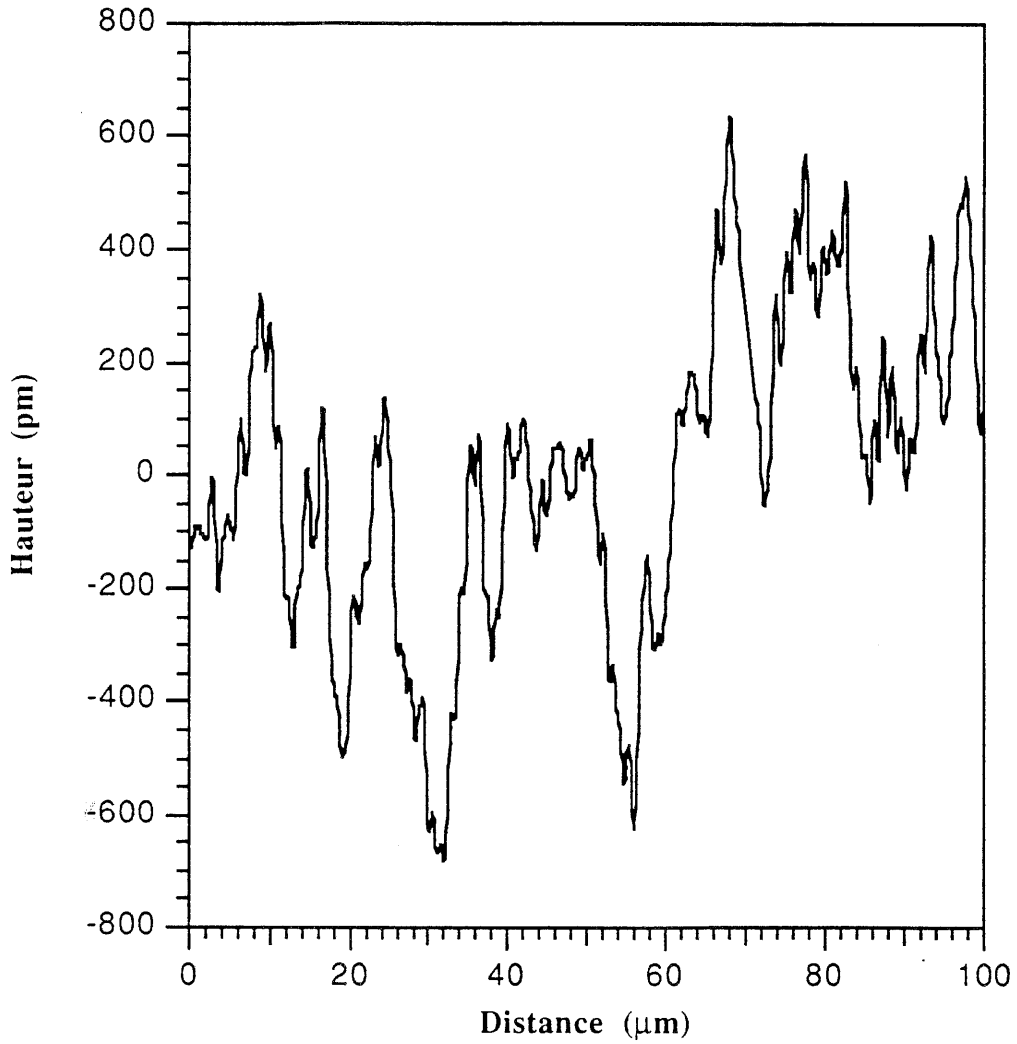
## 3. Miroirs

Nous avons réalisés plusieurs profils (dont ceux des figures I.F.5 et I.F.6) sur deux miroirs diélectriques dont la rugosité a par ailleurs été estimée par une méthode de diffusion totale (TIS : total integrated scattering), consistant à intégrer pour chaque point de l'échantillon la lumière diffusée dans toutes les directions de l'espace. La rugosité se déduit alors de la cartographie de diffusion obtenue.

Pour le premier miroir, nous avons obtenu une rugosité RMS comprise entre 250 et 300 pm, alors que la valeur obtenue par diffusion est 660 pm. Pour le deuxième, nos mesures indique une rugosité comprise entre 100 et 150 pm, alors que la diffusion donne 330 pm. Ici encore nous obtenons des valeurs plus faibles, pour les raisons suivantes :

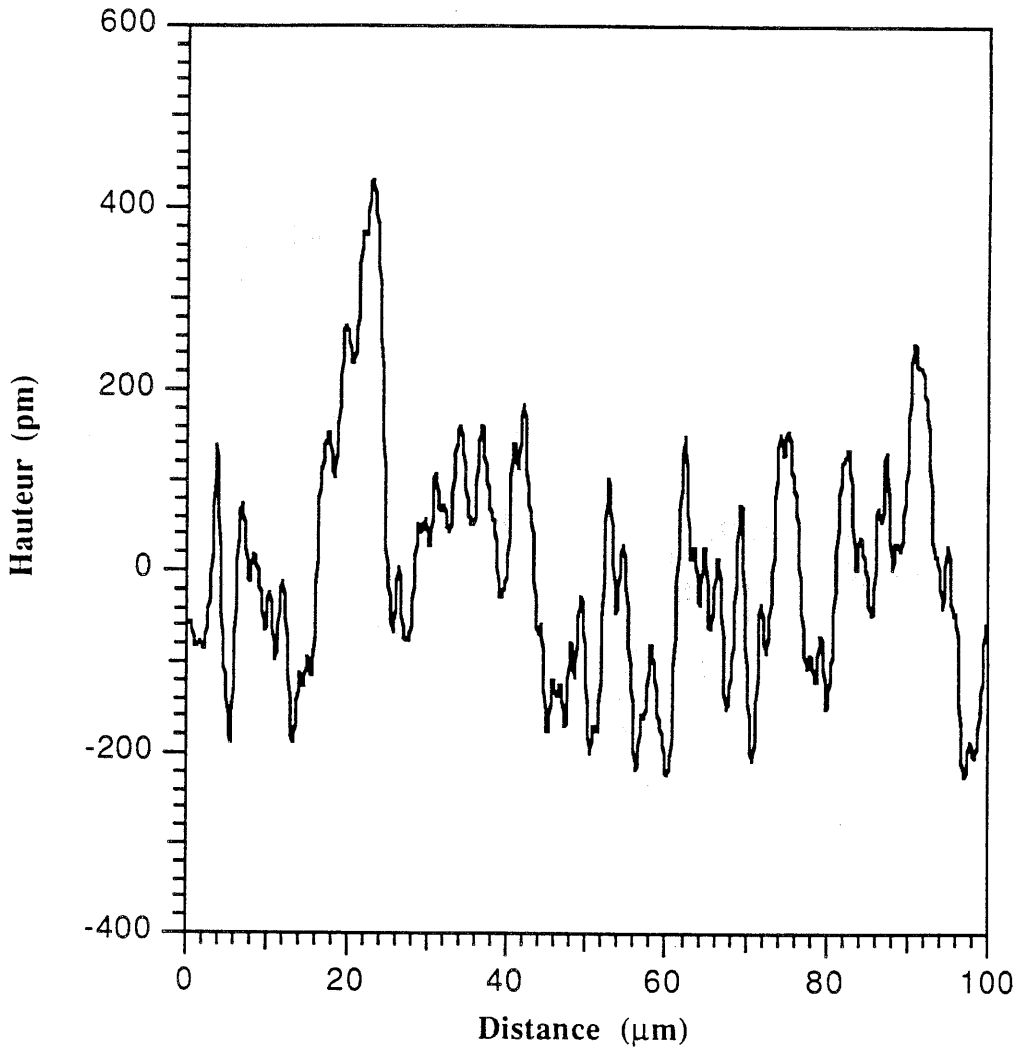
- la sphère intégrante utilisée pour la mesure de diffusion capte des rayons très inclinés qui n'entrent pas dans l'objectif du profilomètre et qui proviennent de structures de fréquences spatiales plus élevées.

- La zone analysée par diffusion est beaucoup plus grande que la zone analysée avec le profilomètre, et contient des défauts très localisés de grande amplitude, qui apportent une contribution non négligeable au calcul de la rugosité.




| | |
|---|---|
| Echantillon | : miroir 1 |
| Objectif | : 50 |
| Pas d'échantillonnage | : 0,1 µm |
| Nombre de mesures | : 1000 |
| Constante de temps | : 30 ms |
| Ecart-type | : 280 pm |

*Figure I.F.5 : profil déconvolué du premier miroir.*




| | |
|---|---|
| Echantillon | : miroir 2 |
| Objectif | : 50 |
| Pas d'échantillonnage | : 0,1 µm |
| Nombre de mesures | : 1000 |
| Constante de temps | : 30 ms |
| Ecart-type | : 130 pm |

*Figure I.F.6 : profil déconvolué du deuxième miroir..*

## 4. Suivi du mouvement d'une pointe de microscope à force atomique.

La méthode utilisée dans les microscopes à force atomique commerciaux pour mesurer le mouvement de la pointe, qui consiste à détecter la déflexion d'un faisceau laser réfléchi, est très sensible aux vibrations mécaniques et peu stable à basse fréquence. Ceci nous a incité à étudier la possibilité de contrôler le mouvement de la pointe à l'aide du profilomètre : les deux spots étant focalisés sur le levier supportant la pointe, la flexion de celui-ci introduit une différence de marche entre les deux faisceaux, détectée par l'interféromètre, et qui donne accès au déplacement de la pointe.

L'étude s'est concrétisée par l'adaptation simplifiée d'une pointe de microscope à force sur le montage interférométrique pour étudier la faisabilité du système concernant la mesure de faibles mouvements de la pointe lorsqu'on approche une surface. Le montage proposé est schématisé sur la figure I.F.7.

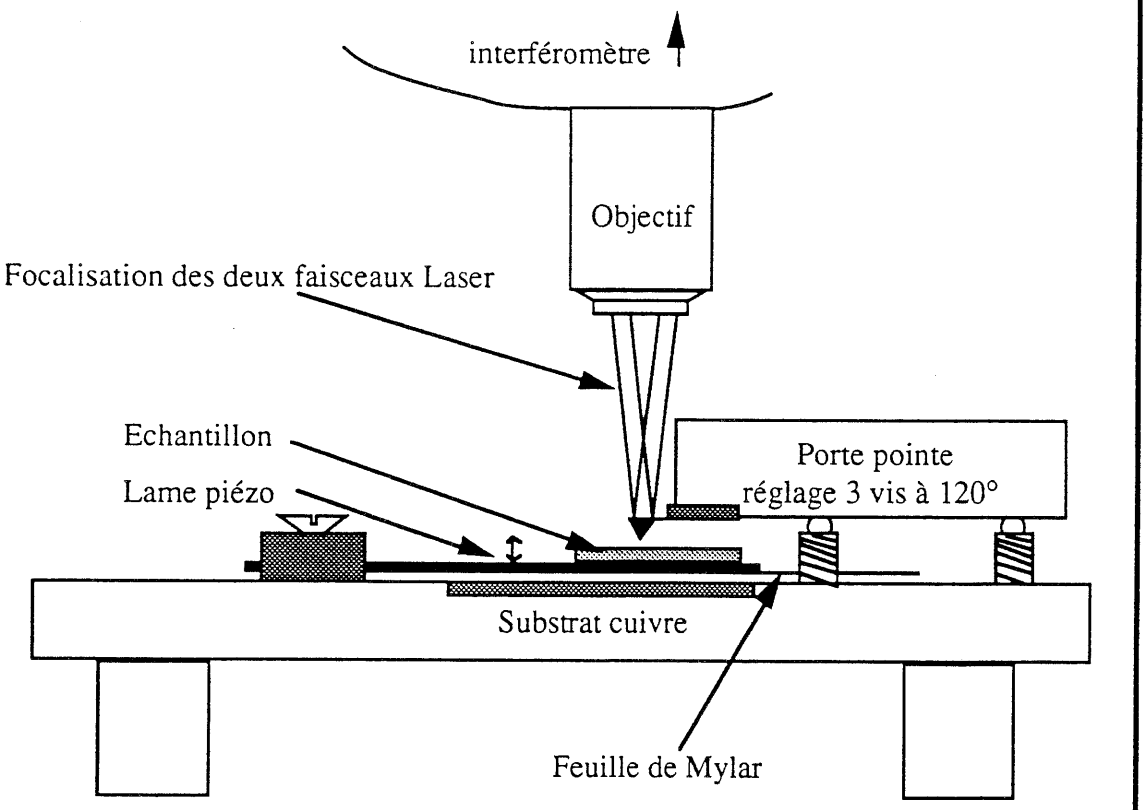



*Figure I.F.7 : montage de la pointe sous le profilomètre.*

Un support de pointe et un porte-échantillon instalables facilement sous le microscope optique ont été réalisés. La pointe associée à son substrat en Pyrex est collée sur un barreau de laiton à section hexagonale. Ce barreau est emmanché dans le support puis vissé. Ce support protège la pointe contre les chocs et autorise un changement rapide de pointe. Il est posé sur la platine porte-échantillon par l'intermédiaire d'une liaison constituée de trois vis à 120° réglables en hauteur . Le débattement de l'une des vis est démultiplié ce qui permet le contrôle manuel de la hauteur de la pointe à la dizaine de microns près.

L'échantillon à étudier est posé au bout d'un bilame piézo-électrique vissé sur le support à son autre extrémité. L'application d'une tension entre les deux faces de la lame conduit à sa torsion qui permet le contrôle de la hauteur de l'échantillon. Du fait de l'existence d'un hystérésis, le signal de tension ne donne pas précisément l'information de la hauteur de la lame et par conséquent de la distance entre l'échantillon et la pointe.

Un système faisant appel à une mesure de capacité a donc été conçu pour mesurer cette hauteur. La lame piézo repose sur une feuille de Mylar tendue dont la face inférieure est conductrice et joue le rôle de plaque capacitive. Son élasticité lui permet de suivre les mouvement de la lame piézo. La plaque en regard est constituée d'une surface de cuivre déposée sur le circuit imprimé. On dispose ainsi d'un condensateur à lame d'air dont la capacité est inversement proportionnelle à la distance lame-substrat. La mesure de cette capacité nous permet donc de suivre la hauteur de l'échantillon.

Nous avons étudié les mouvements de la pointe lors de l'approche d'un échantillon de silicium ou de mica. Pour ce faire, on pilote la lame piézo par un signal triangulaire d'amplitude 36 V et de période 10 s ce qui correspond à une course de 15 µm pour l'échantillon.

Lors de la remontée de la pointe on observe un contact suivi de l'entraînement de la pointe par l'échantillon (figure I.F.8). Lors du retour, on observe un phénomène d'adhésion de la pointe notamment lié à l'apparition d'une micro-goutte d'eau au niveau

du contact. Le cycle obtenu est parfaitement reproductible et son allure est analogue pour des échantillons de silicium ou de mica.

La zone intéressante sur cette courbe est située juste avant le contact de la pointe sur l'échantillon car c'est dans cette partie du cycle que s'exercent les forces d'interactions à distance entre la pointe et l'échantillon. Un agrandissement de cette zone est visualisé sur la courbe inférieure de la figure I.F.8 . On observe un phénomène d'attraction de la pointe vraisemblablement lié à l'action de forces électrostatiques (Les forces de Van der Waals doivent être plus faibles).

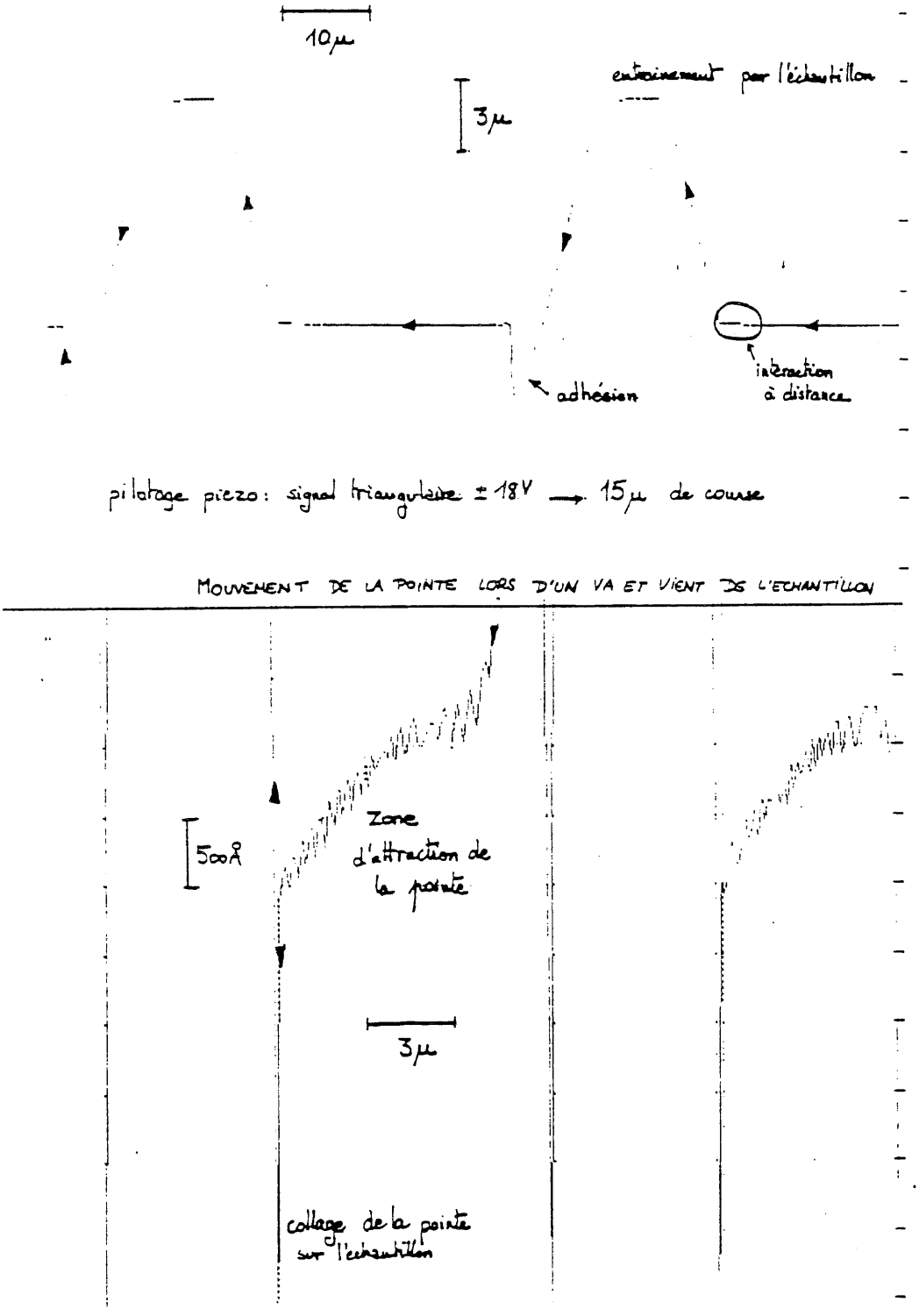



*Figure I.F.8 : enregistrements du mouvement de la pointe.*

## I-G. Conclusion.

La sensibilité picométrique de notre profilomètre différentiel lui permet de caractériser les meilleurs surfaces réalisées actuellement. Il a d'ailleurs fait ses preuves en milieu industriel pour mesurer la rugosité d'échantillons superpolis (substrats de miroirs de gyrolasers).

Utilisant uniquement des composants standards, son prix est inférieur à celui des instruments commercialisés. Il se présente de plus sous la forme d'un module très compact adaptable à tout microscope commercial.

D'un emploi très simple (il n'est pas nécessaire de préparer l'échantillon, et le seul réglage préliminaire à la mesure est la mise au point du microscope sur la surface étudiée), il constitue un instrument "de routine" au laboratoire, utilisable par tous.

Enfin, son installation sur un microscope est facile et rapide; nous l'avons par exemple démonté et transporté pour l'exposer en fonctionnement au Salon de la Physique en 1991.