

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS DE SÉTIF
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR
DÉPARTEMENT D'OPTIQUE ET DE MÉCANIQUE DE PRÉCISION

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT D'ÉTAT

Par

MANALLAH Aïssa

Thème

**ANALYSE ET CARACTÉRISATION DES SURFACES
ET INTERFACES DES MATÉRIAUX DIÉLECTRIQUES,
MÉTALLIQUES ET SEMICONDUCTEURS**

Soutenue le : 18/12/2007

Devant le Jury :

Zegadi Rabah	Prof.	UFA Sétif	Président
Bouafia Mohamed	Prof.	UFA Sétif	Rapporteur
Bouzid Djamel	Prof.	UFA Sétif	Co-rapporteur
Bouabellou Abderahmane	Prof.	U. Constantine	Examineur
Belafrites Abdelfettah	M.C.	U. Jijel	Examineur
Bouamama Larbi	M.C.	UFA Sétif	Examineur

A ma Famille

REMERCIEMENTS

Je remercie tout particulièrement mon encadreur Monsieur **Mohamed BOUAFIA** d'avoir dirigé ma thèse avec beaucoup d'efforts et de patience. Ses qualités pédagogiques remarquables m'ont permis de profiter de ses connaissances et ont contribué à l'avancement de mon travail en ne négligeant ni ses conseils avisés et ni ses critiques constructives. Grâce à ses qualités scientifiques, il m'a donné l'envie d'aller plus loin et de connaître la richesse du métier d'Enseignant chercheur.

Je remercie également Monsieur **Djamel BOUZID**, Co-encadreur, qui a toujours manifesté son grand intérêt pour ce travail. Son soutien moral et ses encouragements ont été pour moi d'une grande importance dans le développement de cette recherche.

Mes remerciements vont également à Monsieur **Rabah ZEGADI** président du jury de thèse, qui a accepté de me consacrer son temps en examinant le manuscrit. J'en suis honoré et je lui exprime toute ma profonde reconnaissance.

Je voudrais aussi remercier les membres du jury examinateurs, Messieurs: **Abderahmane BOUABELLOU**, **Abdelfettah BELAFRITES** et **Larbi BOUAMAMA**, d'avoir accepté de juger mon travail. Je les remercie énormément pour leurs critiques constructives.

Par ailleurs, je tiens également à adresser mes sincères remerciements aux collègues enseignants pour leur soutien mutuel, leurs encouragements, leurs savoirs scientifiques et leurs échanges amicaux pendant ces longues années de dur labeur.

Sans oublier mon Épouse avec qui j'ai partagé beaucoup d'émotions, de joies et de tendresses. Je lui exprime ici mes remerciements pour son soutien constant dans les moments difficiles de mon travail.

Pour tous mes amis et qui m'ont apporté leur soutien moral, je les en remercie sincèrement.

Enfin, un grand MERCI à toute ma famille, et spécialement à ma très chère Mère, qui m'ont gratifié de leur amour et fournit les motivations qui ont permis l'aboutissement de mon travail. Je leur adresse toute ma gratitude du fond du cœur.

SOMMAIRE

Introduction générale	1
I. Etat de surface	3
I.1. Notion de surface	3
I.2. État de surface	3
I.3. Paramètres caractéristiques d'une surface	5
I.3.1. Rugosité quadratique moyenne	5
I.3.2. Rugosité arithmétique moyenne	6
I.3.3. Pente quadratique moyenne	6
I.3.4. Fonctions de distribution des hauteurs d'une surface	7
I.3.5. Obliquité	7
I.3.6. Kurtosis	7
I.3.7. Fonction d'autocorrélation	8
I.3.8. Fonction de densité spectrale de puissance PSD	9
I.4. Profil bidimensionnel d'une surface	9
I.5. Échantillonnage statistique de la rugosité	10
II. Notions générales d'optique	11
II.1. Définition du mot lumière	11
II.2. Théorie électromagnétique	12
II.3. Interaction lumière-matière	13
II.3.1. Absorption	15
II.3.2. Réfraction/Réflexion	16
II.3.3. Diffraction	17
III. Méthodes de caractérisation des surfaces	18
III.1. Introduction	18
III.2. Palpeur classique	18
III.3. Microscopie à effet tunnel	19
III.4. Microscopie à Force Atomique	21
III.5. Microscopie électronique à balayage	22
III.6. Microscopie confocale	23
III.7. Microscopie à contraste interférentiel différentiel	25
III.8. Interférométrie à franges d'égal ordre chromatique FECO	26

III.9. Profilomètre optique hétérodyne	28
IV. Caractérisation des surfaces par diffusion de la lumière	29
A. Diffusion de la lumière : Théorie	29
IV.1. Diffusion de la lumière	29
IV.2. Diffusion de la lumière par une surface rugueuse	29
IV.3. Mesures de rugosité à partir de la diffusion de la lumière	30
IV.3.1. Diffusion totale intégrée TIS	30
IV.3.1.1. Instrumentation TIS	31
IV.3.2. Diffusion différentielle ARS	32
IV.3.2.1. Instrumentation ARS	35
B. Diffusion de la lumière- contribution expérimentale	35
IV.4. Introduction	35
IV.5. Préparation des échantillons	35
IV.5.1. Rodage	36
IV.5.2. Polissage	36
IV.6. Mesures par diffusion de la lumière TIS	36
IV.6.1 Montage expérimental	36
IV.6.2. Mesures et résultats	37
IV.7. Mesures par diffusion de la lumière ARS	42
IV.7.1. Montage expérimental	44
IV.7.2. Mesures et résultats	45
IV.8. Microscopie à contraste différentiel interférentiel de Nomarski	47
IV.9. Conclusion	48
V. Caractérisation des surfaces par ellipsométrie	50
A. Ellipsométrie: Théorie	50
V.1. Introduction	50
V.2. Formalismes de polarisation	50
V.2.1. Définition	50
V.2.2 Représentation générale	51
V.2.3. Ellipse de polarisation	51
V.3. Principe de l'ellipsométrie	54
V.4. Exploitation des paramètres ellipsométriques	55
V.4.1. Détermination de l'épaisseur d'une couche	56

V.4.2. Ellipsométrie des surfaces avec des limites rugueuses	58
Théorie des milieux effectifs	58
V.5. Instrumentation ellipsométriques	59
V.5.1. Ellipsomètre à annulation	60
V.5.2. Ellipsomètre à modulation	60
V.5.2.1. Montage à polariseur tournant	62
V.6. Traitement du signal	64
V.6.1 Transformée de Fourier et échantillonnage	64
V.6.2. Méthode d'intégration de Hadamard	64
B. Caractérisation par ellipsométrie : Applications expérimentales	66
V.7. Introduction	66
V.8. Modèle d'approximation de Maxwell-Garnett	66
V.9. Ellipsométrie à modulation	67
V.9.1. Description de l'ellipsomètre SE400	67
V.9.2. Résultats	68
V.10. Ellipsométrie à annulation	72
V.10.1. Description de l'ellipsomètre L117	72
V.10.2. Procédure de mesure	77
V.10.3. Calcul de Ψ et Δ	74
V.11. Conclusion	76
VI. Caractérisation des surfaces par interférométrie	77
A. Interférométrie : Théorie	77
VI.1. Introduction au phénomène d'interférences	77
VI.2. Interférences à deux ondes	78
VI.2.1. Équations générales	78
VI.2.2. Conditions d'interférences	79
VI.2.3. Sources cohérentes	80
VI.2.4. Interférences par division de front d'ondes	80
VI.2.5. Interférences par division d'amplitude	82
VI.2.5.1. lame à faces parallèles	82
VI.2.5.2. Coin	84
VI.3. Interférométrie optique	85
VI.3.1. Interféromètre de Michelson	86

VI.3.2. Interféromètre de Mach-Zehnder	87
VI.4. Interférométrie speckle	87
VI.4.1. Origine du phénomène	87
VI.4.2. Liaison texture de surface / speckle : approche théorique	88
VI.4.2.1. Formation de l'image de speckle	88
a) Speckle objectif	88
b) Speckle subjectif	90
VI.5. Décalage de phase	91
VI.5.1. Concepts fondamentaux	92
VI.5.2. Méthodes d'analyse	93
VI.5.2.1. Equation générale	94
VI.5.2.2. Algorithme à trois pas	95
VI.5.2.3. Algorithme à quatre pas	96
VI.5.2.4. Algorithme à cinq pas	96
VI.5.2.5. Algorithme de Carré	97
VI.5.3. Sources d'erreurs	98
VI.5.4. Déroulage de la phase	98
VI.5.5. Techniques pour décaler la phase	100
VI.5.5.1. Miroir Mobile	100
VI.5.5.2. lame demi-onde tournante	100
B. Interférométrie : Contribution expérimentale	100
VI.6. Introduction	100
VI.7. Travail expérimental	101
VI.7.1. Utilisation du PZT comme moyen de décalage de phase	101
VI.7.1.1 Application à l'interféromètre de Michelson	102
a) Étalonnage du PZT	103
b) Mesures et résultats	103
VI.7.1.2. Application à l'interféromètre de Mach-Zehnder	106
a) Mesures et résultats	107
VI.7.2. Utilisation des lames de polarisation pour décaler la phase	108
VI.7.2.1. Application à l'interféromètre de Michelson	109
a) Mesures et résultats	110
VI.7.2.2. Application à l'interféromètre de Mach-Zehnder	112

a) Mesures et résultats	112
VI.8. Conclusion	114
Conclusion Générale	115
Références bibliographiques	117

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les surfaces et les interfaces jouent le plus souvent un rôle primordial lors de la fabrication ou de l'utilisation des matériaux dans différents domaines de la microélectronique et de l'optique. La rugosité, la morphologie et la forme précise des structures résultent en fait des propriétés physico-chimiques des surfaces et/ou des interfaces et de la manière dont elles sont fabriquées. Il est donc d'un intérêt capital de les analyser pour bien connaître leurs caractéristiques.

L'opération de contrôle de la qualité d'une surface doit être précise, rapide et économique afin de garantir une fonctionnalité optimale à la surface. Historiquement, l'état de surface a été évalué visuellement et/ou tactilement, puis mesuré sur un profil à l'aide de capteurs avec un traitement de signal plus ou moins performant.

Dans de nombreux domaines, plusieurs techniques d'analyse de surface (le palpeur classique, l'AFM, la MEB, la microscopie confocale, la microscopie interférométrique, l'ellipsométrie, ...) sont utilisées pour contrôler et pour améliorer la qualité des performances des matériaux aussi bien dans la recherche que dans l'industrie. L'analyse de la morphologie est l'un des moyens de contrôle des matériaux à l'échelle microscopique et parfois à l'échelle nanométrique.

Parmi toutes les techniques, nombreuses sont celles à caractère destructif, ce qui met en avant les techniques optiques qui sont sans contact et donc non-destructives. Il est souvent utile d'avoir recourt à plusieurs techniques afin d'élucider les différents phénomènes de surface, sachant qu'il n'existe pas une technique unique capable de nous fournir toutes les informations sur la forme d'une surface.

La profilométrie mécanique est inopportune car elle présente l'aspect destructif et elle est limitée par la géométrie de la tête du palpeur et en fréquences spatiales. Ce qui justifie la nécessité progressive du besoin de nouvelles méthodes de contrôle de qualité adéquates avec une sensibilité et une précision élevées. Pour cette raison des études ont été consacrées depuis longtemps à d'autres méthodes plus fiables en l'occurrence les méthodes optiques.

Les méthodes optiques, basées sur le principe de l'interaction lumière-matière tels que les phénomènes d'interférence, de polarisation et de diffusion, vu leur nature non destructive et sans contact, sont en mesure de contrôler et de quantifier en temps réel de manière très précise et plus rapide les informations sur la rugosité des surfaces, les déformations d'objets, etc.

Cette thèse a un caractère expérimental; il s'agit d'utiliser des méthodes de caractérisation de la rugosité et des propriétés optiques en relation avec l'état de surface.

Pour atteindre cet objectif nous avons réservé une partie à l'étude théorique du phénomène et les aspects mathématiques décrivant les paramètres de surface et l'interaction lumière matière.

Quant aux techniques utilisées, nous avons appliqué la diffusion, l'ellipsométrie, l'interférométrie à décalage de phase et la microscopie à contraste interférentiel.

Ce spectre de technique est très complémentaire et reflète le caractère expérimental de la thèse.

Le présent travail est réparti comme suit :

- Dans le chapitre I on donne la notion de surface et d'état de surface, puis on évoque les différents paramètres caractéristiques d'une surface (rugosité quadratique, rugosité moyenne, fonction d'autocorrélation, PSD...). Ces paramètres et fonctions décrivent de manière statistique la morphologie de la surface.
- Dans le chapitre II on énonce quelques notions optiques utiles pour comprendre le phénomène de l'interaction lumière-matière sur lequel se basent les techniques optiques de caractérisation.
- Dans le chapitre III on expose les différentes techniques de caractérisation des surfaces (optiques et non-optiques), leur principe de fonctionnement et leurs avantages et inconvénients.
- Au chapitre IV on étudie la méthode de diffusion de la lumière avec les deux techniques "*Angle resolved scattering*" et "*Total integrating scattering*" et la contribution expérimentale pour ces techniques.
- Le chapitre V est réservé à l'ellipsométrie où on commence par énoncer le formalisme de polarisation, puis on donne le principe de l'ellipsométrie et l'exploitation des données ellipsométriques pour caractériser les surfaces qu'on approuvera par des applications expérimentales.
- Le chapitre VI quant à lui est destiné à l'interférométrie, où on expose tout d'abord le principe d'interférence des ondes lumineuse et l'interférométrie optique et speckle, puis les techniques d'exploitation des figures d'interférences telles que le décalage de phase, et on complétera par une étude expérimentale en application aux interféromètres de Michelson et de Mach-Zehnder.
- On termine cette thèse par une conclusion générale.

I. ÉTAT DE SURFACE

I.1. Notion de surface [1]

Il existe de nombreuses acceptions au mot *surface*, parfois objet géométrique, parfois frontière physique, souvent abusivement confondu avec sa mesure - l'aire ou la superficie.

En **mathématiques**, une surface dans un espace de dimension n est un ensemble de points de cet espace décrit par un système de $(n-2)$ équations à n variables.

On distingue entre :

- *surfaces planes*, quand le système d'équations est linéaire ou affine;
- *et surfaces gauches* dans les autres cas.

Une surface peut être :

- *ouverte*, s'il est possible de passer d'une face à l'autre sans traverser la surface.
- *fermée*, si elle sépare l'espace en deux zones correspondant aux deux faces, l'intérieur et l'extérieur, et il faut traverser la surface pour passer d'une zone à l'autre.

On peut aussi rencontrer des surfaces *connexes*, *convexes*, ...

En **physique**, la notion de surface a deux sens voisins :

- d'une part, la *surface propre* d'un objet désigne sa limite, sa frontière avec le reste de l'univers;
- d'autre part, la *surface de contact* entre deux objets ou, plus généralement, deux milieux différents, désigne la frontière commune à ces deux objets ou milieux; appelée aussi interface.
- Un objet est *rigide* quand sa forme, donc celle de sa surface, ne peut être modifiée; on peut parler dans ce cas de *l'état de surface* de l'objet.
- Quand on parle de la surface d'un liquide, l'eau par exemple, il faut distinguer entre sa surface propre et sa surface libre, qui est la portion de sa surface totale en contact avec un gaz (l'*air* en général) ou le *vide*.
- Un gaz n'a pas de surface définie, sauf s'il est en contact avec un solide ou un liquide.

I.2. État de surface

Rien n'est plus riche en information qu'une surface, car elle a un rôle déterminant sur les propriétés géométriques, mécaniques, thermiques physico-chimiques, électroniques et optiques.

Le terme état de surface réunit tous les défauts que peut présenter une surface, réalisée à l'aide d'un procédé d'usinage quelconque, par rapport à la surface idéale.

Les états de surface se divisent en deux groupes :

- État physico-chimique qui caractérise le comportement de la surface lors de son interaction avec les milieux qui l'entourent (réactions chimiques, oxydation, corrosion...)
- État géométriques qui englobe tous les défauts de formes et les écarts micro et macro géométriques qui sont classés sous quatre numéros d'ordre.

Les écarts de surface caractérisant l'état géométrique, sont classés par ordre comme montré dans la figure I.1:

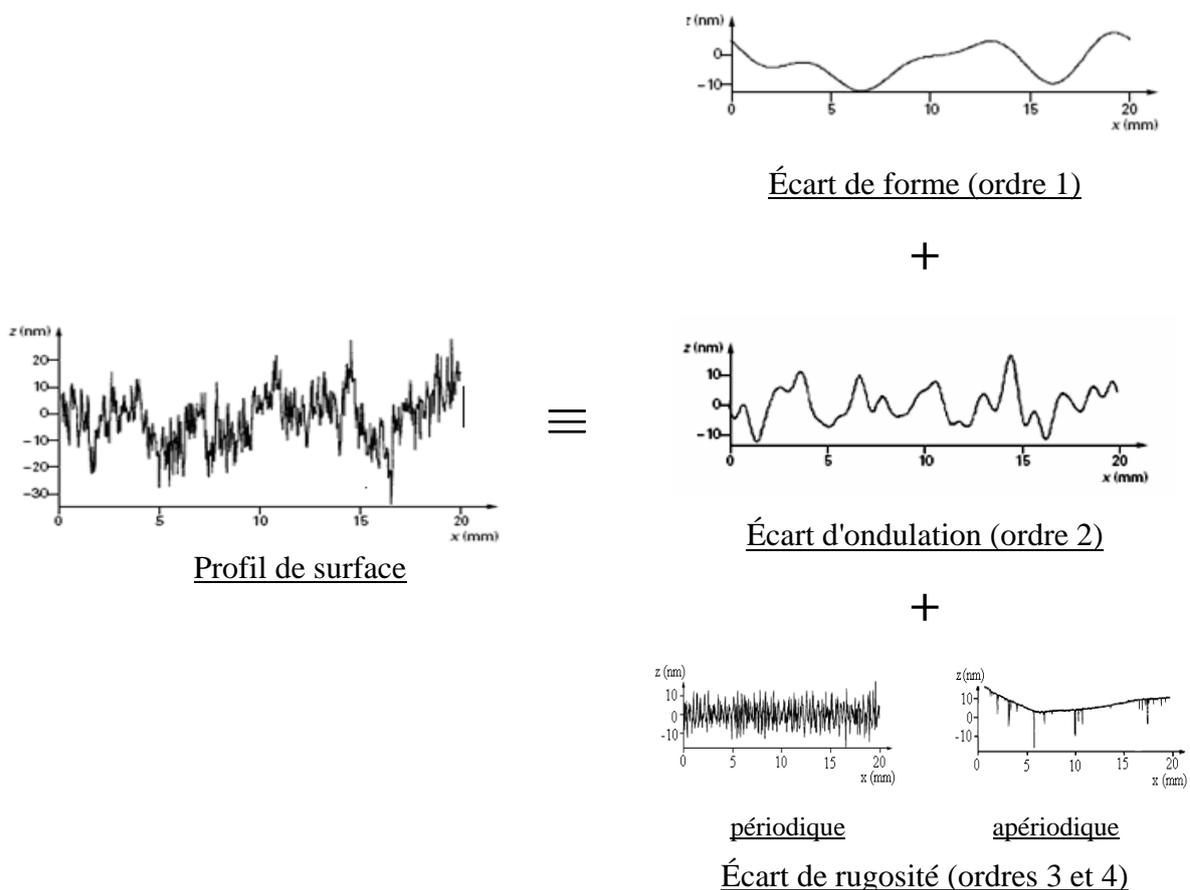


Fig. I.1. Écarts géométriques d'un profil d'une surface [2]

I.3. Paramètres caractéristiques d'une surface

I.3.1. Rugosité quadratique moyenne

Le plus important paramètre statistique de surface, et peut être le plus utilisé est la rugosité quadratique moyenne *rms* (root-mean-square roughness), δ , notée parfois R_q .

Pour un profil linéaire donné, elle peut être obtenue comme suit:

Le profil est mesuré suivant une ligne de longueur L , cette ligne définit un niveau moyen de la surface, telle que la somme des aires comprises entre la ligne moyenne et le profil soit égale de part et d'autre [3]. Les variations de hauteurs de la surface sont mesurées perpendiculairement à la ligne L dans les directions $\pm z$. Mathématiquement le niveau

moyen est défini tel que $\sum_{i=1}^N z_i = 0$ et localisé par la valeur moyenne \bar{z} de tous les points z_i

du profil mesuré, et est définie comme suit:

$$\bar{z} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N z_i \quad (\text{I.1})$$

La figure I.2 montre la section transversale d'une surface rugueuse,

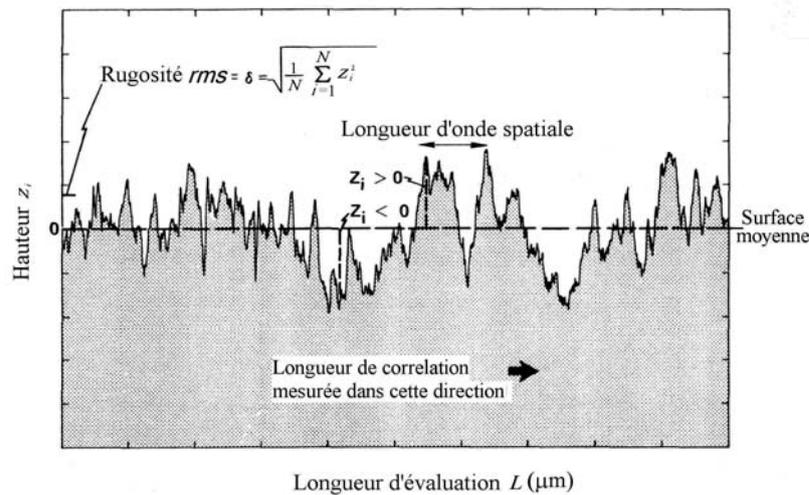


Fig. I.2. Représentation schématique d'une surface rugueuse montrant les paramètres statistiques [4]

Considérons maintenant N points discrets et équidistants, mesurés le long de la ligne L . La rugosité *rms* δ est définie comme étant la racine carrée de la valeur moyenne des carrés des distances z_i des points à partir du niveau moyen de la surface. Exprimée sous la forme

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (z_i - \bar{z})^2} \quad (\text{I.2})$$

I.3.2. Rugosité arithmétique moyenne

Quoique la rugosité rms soit généralement utilisée pour décrire les surfaces optiques polies, la rugosité moyenne R_a est normalement utilisée pour les surfaces usinées. R_a est simplement la moyenne des valeurs absolues des variations de hauteurs z_i de la surface mesurés à partir du niveau moyen le long d'une ligne d'un profil de données. Exprimée sous la forme:

$$R_a = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N |z_i - \bar{z}| \quad (I.3)$$

Remarque

Les valeurs de R_a et δ pour un profil de surface donné seront proches quand le profil ne contient pas de grandes déviations par rapport au niveau moyen de la surface. Cependant, s'il y a un nombre important de grandes saillies et de grands creux, les valeurs élevées de z_i dominent les statistiques de la surface et δ sera plus grande que R_a

I.3.3. Pente quadratique moyenne (*rms slope*)

Si une surface était une fonction mathématiquement lisse et continue, la pente de surface serait définie comme la tangente à la surface en tout point de la surface et la pente quadratique serait une quantité unique et bien définie, figure I.3.

Quand les hauteurs de la surface sont mesurées à partir du niveau moyen, la pente quadratique peut être définie comme la racine carrée de la moyenne des carrés des pentes. Chaque pente est la différence entre les hauteurs des points adjacents divisée par l'intervalle d'échantillonnage des données. Elle est exprimée sous la forme suivante :

$$m = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (m_i)^2} \quad (I.4)$$

où $m_i = \frac{(z_{i+1} - z_i)}{\tau_0}$ et τ_0 est l'intervalle d'échantillonnage des données. La pente quadratique

est souvent exprimée en angströms par micromètre ou nanomètres par micromètre.

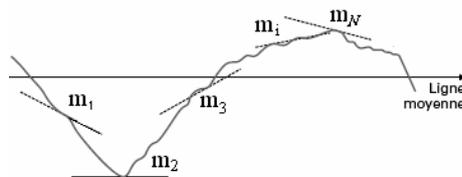


Fig. I.3. Pente quadratique moyenne d'un profil d'une surface [2]

I.3.4. Fonctions de distribution des hauteurs d'une surface

La fonction de distribution des hauteurs d'une surface est un histogramme composé des fractions des hauteurs de la surface comprises entre une hauteur donnée et un incrément à partir de cette hauteur, figure I.4.

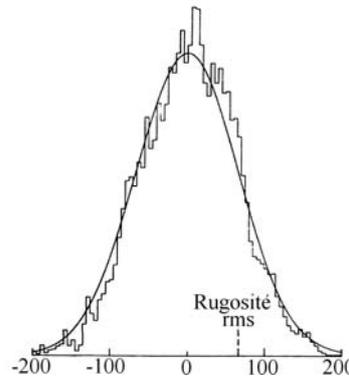


Fig. I.4. Fonctions de distribution des hauteurs d'une surface et sa fonction gaussienne équivalente [4]

Pour des profils aléatoires, les fonctions de distribution des hauteurs ont le plus souvent la forme Gaussienne dont l'équation pour z s'écrit:

$$H(z) = \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2\delta^2} \quad (\text{I.5})$$

I.3.5. Obliquité (ou *Skewness*)

L'obliquité ou *Skewness* est une mesure de troisième ordre de la symétrie du profil par rapport au niveau moyen de la surface. Par exemple, si une partie du profil de la surface est presque lisse mais il y a des rayures ou des cavités profondes, le profil sera asymétrique et aura une obliquité définie. Mathématiquement l'obliquité est déterminée par :

$$Skewness = \frac{1}{\delta^3} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i^3 \quad (\text{I.6})$$

Le signe de l'obliquité nous renseigne si les points les plus loin sont proportionnellement au-dessus (positive) ou en-dessous (négative) du niveau moyen de la surface.

I.3.6. Kurtosis

Le *kurtosis* est une mesure du quatrième ordre des irrégularités de la fonction de distribution des hauteurs. Si la majorité des points de la surface sont concentrées près du

niveau moyen, le *kurtosis* sera différent que si la distribution des hauteurs contient un plus grand nombre de points se trouvant plus loin du niveau moyen de la surface.

$$Kurtosis = \frac{1}{\delta^4} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i^4 \quad (I.7)$$

I.3.7. Fonction d'autocorrélation

La fonction d'autocorrélation est une mesure des propriétés de corrélation de la rugosité de surface. Elle est le produit de deux copies du même profil de la surface où l'un est décalé par rapport à l'autre, figure I.5. Le taux du décalage latéral entre deux profils est la longueur du retard. La définition analytique pour la fonction d'autocorrélation pour un profil de surface de longueur finie et discret est donnée par l'équation:

$$G(l) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^{N-l} z_i \cdot z_{i+l} \quad l=0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (I.8)$$

où l est un entier correspondant à la longueur du décalage, distance entre deux points qu'on calculera leur corrélation. La valeur numérique du retard est $\tau=l \times \tau_0$ tel que τ_0 désigne la distance latérale entre les points adjacents z_i , N est le nombre total des points du profil.

La valeur de la fonction d'autocorrélation pour laquelle le retard est nul, ou valeur maximale, est d'une importance fondamentale car elle est égale au carré de la rugosité quadratique du profil $G(0)=\delta^2$.

La longueur d'autocorrélation σ est la longueur du retard pour lequel la fonction d'autocorrélation chute de $1/e$ de sa valeur maximale $G(0)$. Elle correspond approximativement à la taille moyenne des aspérités de la surface.

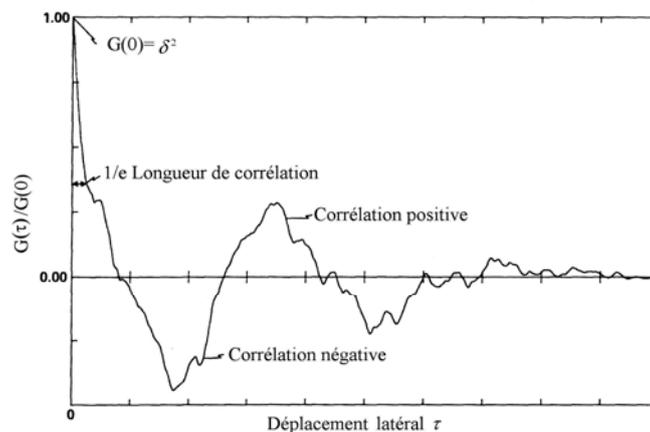


Fig. I.5. Fonction d'autocorrélation montrant les paramètres statistiques, calculée à partir du profil de la figure 2 [4]

I.3.8. Fonction de densité spectrale de puissance PSD

La fonction de densité spectrale de puissance PSD (*Power Spectral Density*) représente le spectre de fréquence spatiale de la rugosité de surface mesurée en unités de longueur inverse.

Le PSD peut être comprise comme suit: Considérons une surface qui est en moyenne plane, mais a de nombreuses irrégularités. L'intersection d'un plan perpendiculaire au plan moyen de la surface est un profil unidimensionnel. Ce Profil, une fonction continue, peut être représenté par une série infinie d'ondes sinusoïdales ayant différentes amplitudes, fréquences [5].

La relation entre les points du profil digitalisé de la surface et la PSD unidimensionnel est:

$$P_N(m) = \left(\frac{\tau_0}{N} \right) \left| \sum_{n=0}^{N-1} z_n e^{-2\pi i m n / N} \right|^2 K(m) \quad (\text{I.9})$$

Où $P_N(m)$ est le $m^{\text{ième}}$ terme de la PSD calculé à partir d'un profil de N points, τ_0 est l'espacement entre les points du profil, z_n sont les hauteurs des points du profil et $K(m)$ est un facteur qui est égale à 1 sauf aux extrémités du spectre de puissance où $K(\pm N/2) = 1/2$ [6].

Plus précisément, la PSD est le carré de la transformée de Fourier du profil d'origine, ou la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation [7].

I.4. Profil bidimensionnel d'une surface (ou aire)

Bien qu'il soit judicieux d'exprimer les surfaces rugueuses par des profils unidimensionnels, et faire les mesures (ou calculs) le long de ces profils comme exprimé ci-dessus. Beaucoup de surfaces obligent une expression bidimensionnelle, $z(x, y)$, pour les décrire convenablement. Pour ces surfaces, la rugosité mesurée est souvent une fonction de la direction de mesure. Les paramètres de surface peuvent être calculés à partir du profil bidimensionnel de manière similaire à ce qui a été présenté auparavant. Les équations suivantes impliquent :

$$- \text{Surface moyenne} \quad \bar{z} = \frac{1}{NM} \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M z_{ij} \quad (\text{I.10})$$

$$- \text{Rugosité quadratique moyenne} \quad \delta = \sqrt{\frac{1}{NM} \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M (z_{ij} - \bar{z})^2} \quad (\text{I.11})$$

$$- \text{Rugosité arithmétique moyenne} \quad R_a = \frac{1}{NM} \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M |z_{ij} - \bar{z}| \quad (\text{I.12})$$

Remarque

Le concept de la pente de surface implique une direction fixe sur la surface, ainsi le calcul d'une pente sur une surface bidimensionnelle exige une certaine attention.

I.5. Échantillonnage statistique de la rugosité

Si une valeur moyenne de δ ou de R_a est requise pour un échantillon, il est utile de savoir combien de profils ou aires de surface doivent être pris. Cela dépend de l'uniformité de la surface, c.-à-d. de combien la valeur de δ varie d'un endroit à l'autre sur la surface.

Pour une série R de mesures δ_i , on peut calculer δ_{moy} , la valeur moyenne de δ , alors l'écart moyen est:

$$\text{Ecart - moyen} = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^R |\delta_i - \delta_{\text{moy}}| \quad (\text{I.13})$$

Il a été constaté [8], à partir des mesures de profil sur beaucoup de surfaces polies, que le rapport typique est:

$$\text{Écart-moyen}/\delta_{\text{moy}} \approx 0,10 \text{ à } 0,20 \quad (\text{I.14})$$

Si le rapport calculé à partir de l'équation (I.14) est plus grand, plus de données doivent être prises, et vice versa. Brown [8] a constaté que six mesures sur chaque surface étaient adéquates pour les échantillons de verre polis qu'il mesurait avec les profilomètres optiques.

L'écart-type d'un ensemble de mesures est:

$$\text{Ecart - type} = \left\{ \frac{1}{R(R-1)} \left[R \sum_{i=1}^R \delta_i^2 - \left(\sum_{i=1}^R \delta_i \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (\text{I.15})$$

Une question importante est quand est-ce faut-il exclure les mauvais points d'un profil ou une aire topographique de surface. Une des approches est de prendre plusieurs profils (ou aires) d'une surface, chacun à une valeur de δ_i , calculer δ_{moy} et déterminer l'écart moyen à partir de l'équation (I.13). Si l'écart de l'une des δ_i est supérieur à quatre fois l'écart moyen, alors δ_i peut être éliminé et δ_{moy} est recalculée pour les δ_i restantes.

II. NOTIONS GÉNÉRALES D'OPTIQUE

II.1. Définition du mot lumière [1].

Lumière n. f. Ensemble des rayonnements électromagnétiques visibles, c'est-à-dire susceptibles d'être perçus directement par un œil humain.

Toutefois, on étend souvent le domaine de la lumière à des parties invisibles du spectre, l'infrarouge et l'ultraviolet, dont les propriétés restent très voisines de celles de la lumière "visible".

La lumière, qui fait partie des premiers phénomènes dont l'homme a pris conscience, a d'abord été étudiée sous l'aspect sensoriel, d'après les images perçues visuellement ; pour certaines études de ce genre (formation des images), on peut assimiler la lumière émise par une source à un faisceau de rayons rectilignes. Mais cette conception simplificatrice (qui suppose, notamment, une longueur d'onde nulle) se révèle incapable de rendre compte de la totalité des phénomènes de propagation de la lumière, et, pour une étude rigoureuse de tous les phénomènes lumineux, on doit recourir à deux théories physiques correspondant au double aspect de la lumière : ondulatoire et corpusculaire.

Dans **la théorie électromagnétique**, la lumière apparaît comme un phénomène ondulatoire périodique (car donnant lieu à des interférences) dont les longueurs d'onde sont de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, pouvant se propager dans le vide avec une vitesse finie, et dont la nature électromagnétique a été établie par les travaux de James Maxwell. En tant qu'onde électromagnétique (onde transversale composée d'une onde de champ électrique et d'une onde de champ magnétique) de fréquence très élevée, la lumière voit sa propagation perturbée, aussi bien par la présence d'obstacles matériels (provoquant des réflexions, des diffractions, des interférences, des réfractions) que par celle de champs électriques ou magnétiques (polarisation rotatoire). Sa vitesse de propagation, dont l'étude cinématique est à l'origine de la théorie de la relativité restreinte, égale à $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$, est une constante universelle dont la valeur n'est pas modifiée par un changement de référentiel ; elle constitue la vitesse maximale de transmission des informations entre deux systèmes quelconques. Mais la théorie électromagnétique (macroscopique), qui décrit correctement les phénomènes de propagation, est insuffisante pour expliquer les interactions de la lumière avec la matière.

Dans la **théorie quantique**, la lumière apparaît comme un flux discontinu de photons (particules élémentaires de masse au repos nulle), dont l'énergie est liée à la fréquence de l'onde par la relation $W = h \cdot \nu$ (h , constante de Planck ; ν , fréquence) ; ce point de vue permet d'expliquer les observations relatives à l'émission et à l'absorption de lumière par la matière.

II.2. Théorie électromagnétique

Le champ électrique E et le champ magnétique B créés, dans le vide, par une source lumineuse satisfont aux équations de Maxwell [9] :

$$\begin{aligned} \text{rôt } \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \text{div } \vec{E} &= 0 \\ \text{rôt } \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) &= \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, & \text{div } \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

Avec, en unités SI :

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \quad \text{et} \quad \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \approx 9 \times 10^9$$

A partir de ce système, on obtient les équations de propagation des vecteurs \vec{E} et \vec{B} suivantes:

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{et} \quad \Delta \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (\text{II.2})$$

qui admettent comme solutions, valables en champ lointain, les ondes planes monochromatiques, de longueur d'onde λ_0 , définies par les relations :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r} + \theta)] \quad \text{et} \quad \vec{B} = \vec{B}_0 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r} + \theta)] \quad (\text{II.3})$$

où $\vec{k}_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{u}$ est le vecteur d'onde (\vec{u} est un vecteur unitaire décrivant la direction de

propagation de l'onde) et $\frac{\omega}{k_0} = c$ avec $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \approx 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, vitesse de la lumière

dans le vide.

Les équations $\text{div } \vec{E} = 0$ et $\text{div } \vec{B} = 0$ entraînent respectivement $\vec{k}_0 \cdot \vec{E} = 0$ et $\vec{k}_0 \cdot \vec{B} = 0$.

D'autre part, l'équation $\text{rôt } \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$ donne $\vec{k}_0 \wedge \vec{E} = \omega \vec{B}$

Ainsi les champs \vec{E} et \vec{B} forment avec le vecteur d'onde \vec{k}_0 un trièdre rectangle direct, voir figure II.1.

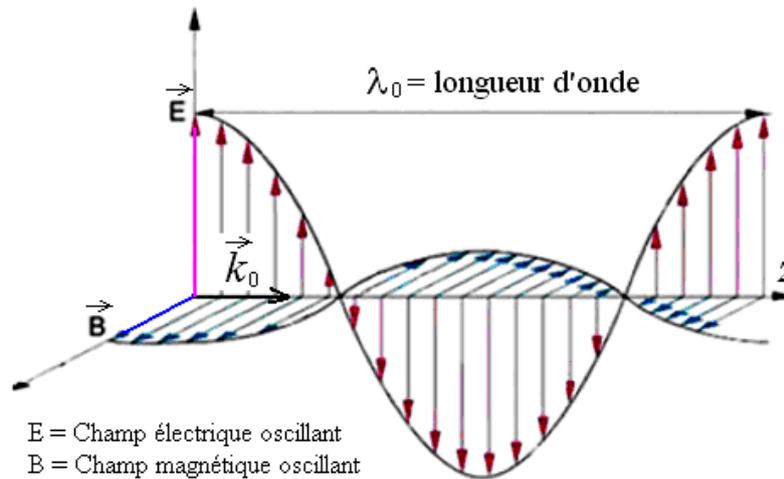


Fig. II.1. Structure d'une onde électromagnétique

L'ordre de grandeur de la fréquence $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ distingue les différentes gammes du spectre électromagnétique qui sont désignées par des noms particuliers (ondes radio, micro-ondes, ondes optiques, etc.), schéma de la figure II.2.

Le rayonnement appartenant à l'intervalle étroit entre 380 nm et 770 nm est capable de produire des sensations visuelles dans l'œil humain et s'appelle "lumière".

II.3. Interaction lumière-matière

D'une manière générale, la lumière est constituée par des trains d'ondes électromagnétiques. Ces trains d'ondes sont émis par les atomes de la source lumineuse et vont se propager dans l'espace jusqu'à ce qu'ils viennent en contact avec de la matière. Ces trains d'ondes sont caractérisés par leur fréquence ν (nombre de cycles par seconde), leur phase (signature temporelle de leur émission par les atomes de la source) et leur polarisation (orientation du plan de vibration). Dans la pratique on ne réfère pas à la fréquence ν d'un train d'ondes lumineux (grandeur absolue) mais à sa longueur d'onde λ

(distance séparant deux maxima), grandeur dépendante de la vitesse de propagation c du milieu traversé, et inversement proportionnelle à la fréquence ν [11].

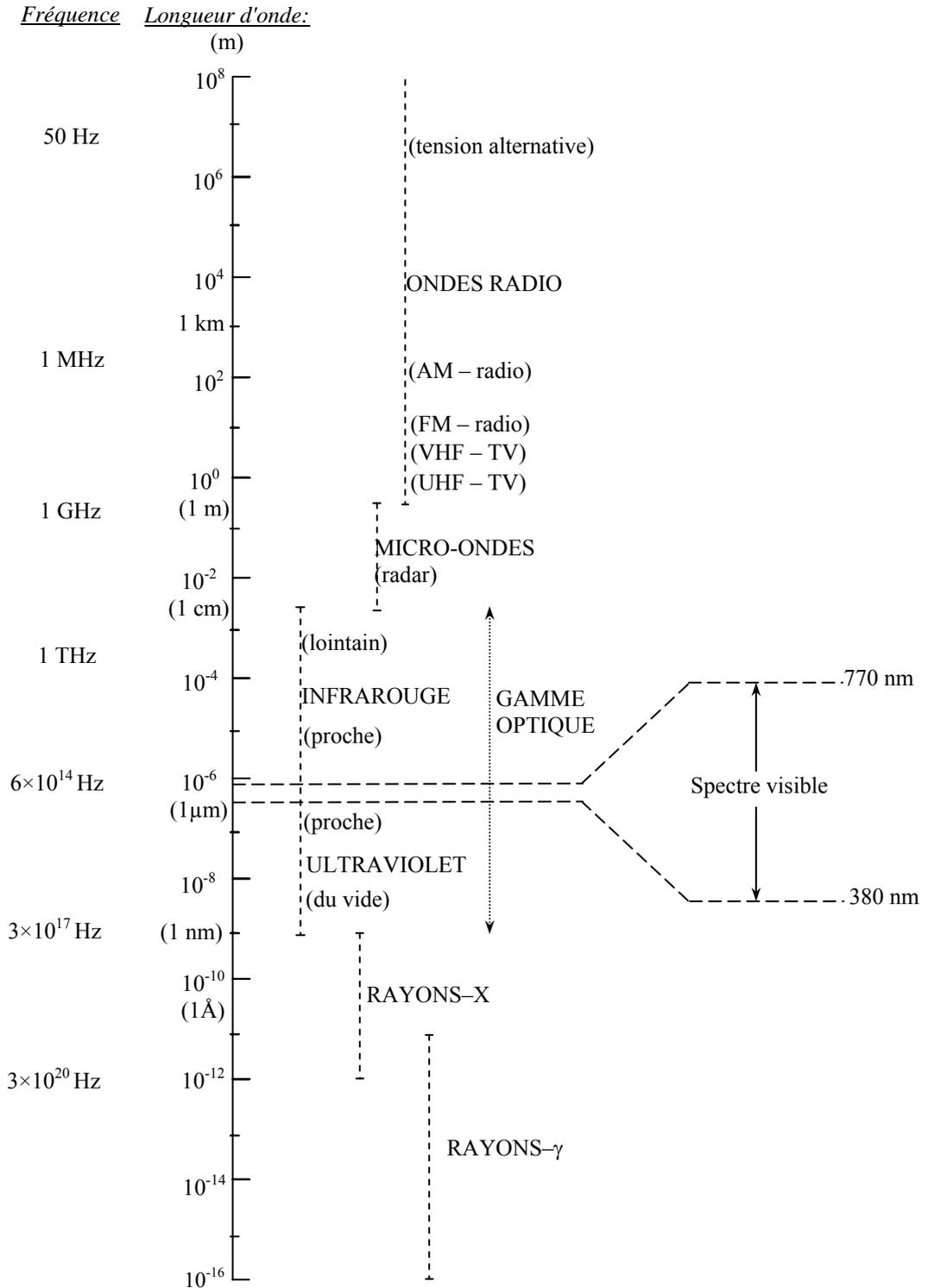


Fig. II.2. Spectre électromagnétique [10]

Dès que ces trains d'ondes interagissent avec de la matière, on ne les considère plus comme des ondes mais comme des particules discrètes dotées d'une énergie cinétique inversement proportionnelle à la longueur d'onde. On nomme ces corpuscules des photons. Par abus de langage, on utilise également le terme de photon pour nommer les trains d'ondes.

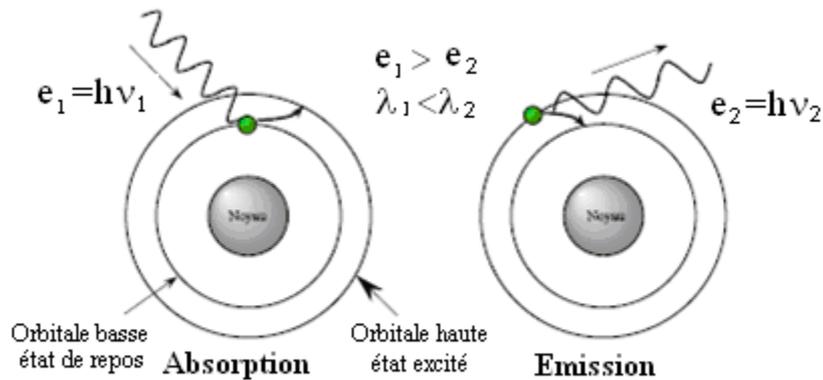


Fig. II.3. Interaction lumière- matière.

Dans la figure II.3, l'énergie e_1 du photon incident est absorbée et place l'électron périphérique sur un orbital correspondant à un état excité. L'électron (à droite) revient vers l'orbitale de repos et libère de l'énergie sous la forme d'un nouveau train d'onde de moindre énergie. La longueur d'onde du photon émis est plus grande que la longueur d'onde du photon absorbé [11].

II.3.1. Absorption

Lorsqu'un rayon lumineux traverse un matériau, les trains d'ondes vont interagir avec la matière.

Certains photons vont être absorbés par les molécules du matériau. En conséquence, l'intensité I de la lumière mesurée en sortie du matériau sera inférieure à l'intensité I_0 mesurée avant le matériau. Le rapport $\frac{I_0}{I}$ constitue l'absorbance du matériau.

Pour certains matériaux, l'absorbance peut varier en fonction de la longueur d'onde. Cette propriété permet de filtrer la lumière afin de ne retenir qu'un certain contingent de longueurs d'onde. On peut ainsi réaliser des filtres de plusieurs catégories : passe-court (SP, short-pass) transmettant les courtes longueurs d'onde, passe-long (LP, long-pass)

transmettant les grandes longueurs d'onde, passe-bande (BP, band-pass) transmettant les longueurs d'onde intermédiaires et enfin réjecteur (notch filter) qui élimine les longueurs d'onde intermédiaires.

II.3.2. Réfraction/Réflexion

La lumière se propage différemment suivant les milieux traversés. En fait chaque milieu est caractérisé par un indice de réfraction n , c'est-à-dire par une vitesse de propagation de la lumière.

Ainsi deux trains d'onde de même fréquence et en phase qui traversent respectivement des milieux ayant des indices de réfraction différents seront ou bien accélérés ou freinés. En sortie des milieux les deux trains d'ondes ne seront plus en phase (figure II.4).

La lumière subit un changement de vitesse de propagation dans le milieu n_2 . Le rayon en sortie du milieu n_2 est déphasé de ϕ par rapport à un autre rayon n'ayant pas traversé le milieu n_2 . Le déphasage dépendra de l'indice n_2 et de la longueur l du milieu traversé [11].

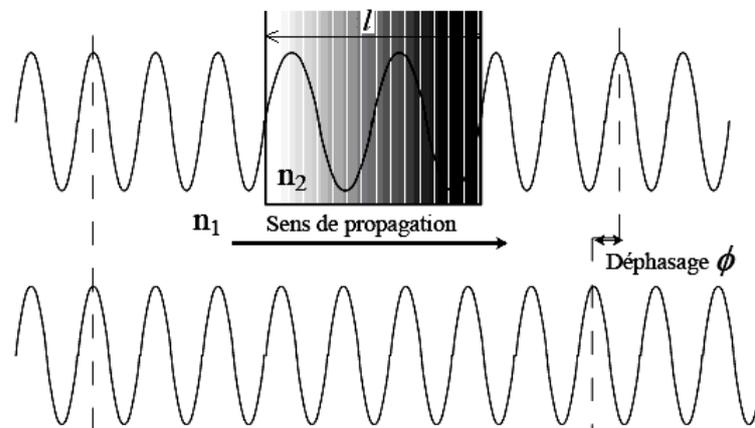


Fig. II.4. Réfraction de la lumière.

Lorsque la lumière traverse l'interface (nommé dioptre) entre deux milieux d'indices différents (figure II.5), elle peut être déviée de sa trajectoire initiale si celle-ci n'est pas perpendiculaire à l'interface. La déviation dépendra de l'angle d'incidence du rayon et du rapport entre les indices de réfractons n_1 et n_2 .

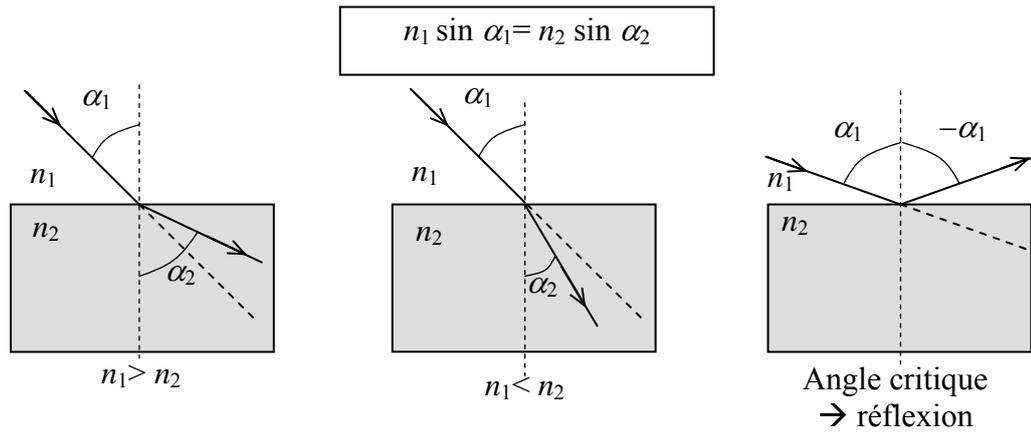


Fig. II.5. Déviation et réflexion de la lumière au passage d'un dioptré.

De plus, l'angle de déviation dépendra de la longueur d'onde de la lumière. Ainsi dans un prisme, de la lumière blanche va être décomposée en un éventail de rayons dont les longueurs d'onde s'étendront de façon monotone de 380 nm à 770 nm.

II.3.3. Diffraction

Lorsqu'un rayon lumineux arrive sur une petite structure ou sur le bord d'un objet, une fraction des trains d'ondes va se trouver dispersée à l'intérieur d'un cône centré sur la direction de propagation du rayon. L'ouverture du cône dépendra d'une part de la longueur d'onde de la lumière et d'autre part de la dimension de la structure ou de l'acuité du bord. Plus la structure est petite ou le bord fin, plus le cône est ouvert. Ces rayons diffractés vont pouvoir interférer avec d'autres rayons ce qui aura pour conséquence d'altérer le contraste et la résolution des images formées (figure II.6).

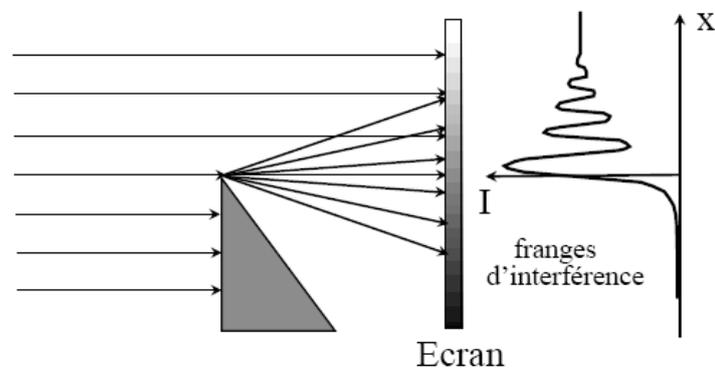


Fig. II.6. Interférence de rayons diffractés.

III. MÉTHODES DE CARACTÉRISATION DES SURFACES

III.1. Introduction

Principe général d'une méthode de caractérisation:

Toute méthode de caractérisation est basée sur un même principe qui consiste d'une part, à envoyer une sonde sur un échantillon afin de créer une interaction sonde-échantillon et d'autre part, une analyse de la réponse que l'on obtient [12], [13]. Donc la sonde joue le rôle d'une excitation qui peut être un faisceau de particules énergétiques, un rayonnement électromagnétique, un champ électrique ou magnétique, un palpeur mécanique, etc. La réponse de l'échantillon à cette excitation peut être externe avec émission d'un rayonnement ou d'une particule ou circulation d'un courant...

La figure III.1 illustre schématiquement et de manière simple, le principe général des différentes méthodes de caractérisation d'une surface.

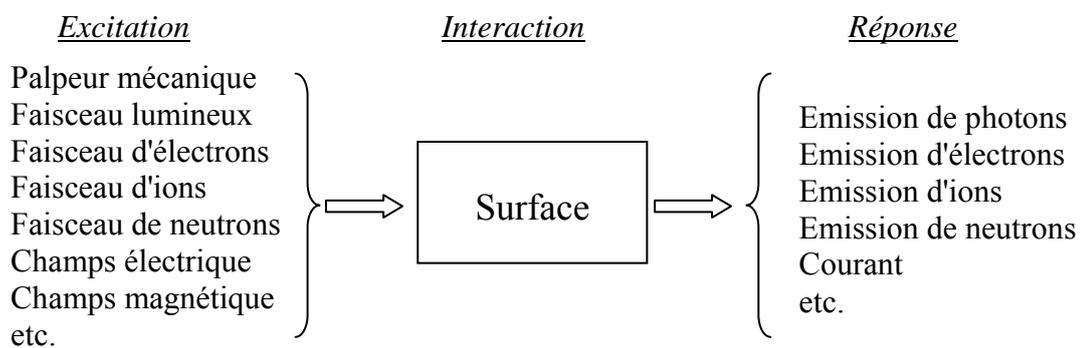


Fig. III.1. Principe général des méthodes de caractérisation d'une surface

III.2. Palpeur classique

Le palpeur à base de stylet est la technique classiquement utilisée pour mesurer le relief 2D d'une surface. La plupart des stylets sont de simples diamants façonnés de manière à présenter un angle de cône et un rayon de courbure bien définis. Cette technique est généralement utilisée sur les substrats durs (métaux, verres, silicium, ...).

La surface de l'échantillon est explorée par une pointe en diamant de forme sphérique. Chaque déplacement vertical de la pointe est amplifié puis restitué sur un enregistrement

sur papier. Suite aux progrès technologiques récents dans plusieurs domaines (le micropositionnement, l'informatique, ...), il est possible d'enregistrer les données du profil de la surface sous forme d'un fichier numérique pour les traiter ultérieurement grâce à des logiciels spécifiques.

Plusieurs profilomètres ont été développés, on cite notamment : le Talystep, Talysurf, Dektak, Mitutoyo, Zygo...

Parmi les inconvénients de cette technique [14], [15], on peut citer :

- le profil de rugosité mesuré ne constitue pas une représentation parfaite du profil réel de la surface, il représente la convolution de la forme de la pointe et celle du relief. L'erreur commise dans les creux liée au rayon de courbure de la pointe et les problèmes rencontrés quand on travaille sur des surfaces ré-entrantes montrent bien cette limitation (Figure III.2),
- la force d'appui de la pointe peut influencer le résultat d'une mesure de rugosité car, si cette force est insuffisante, le stylet peut difficilement suivre le profil superficiel tout en rebondissant sur des aspérités rapprochées. Si la force d'appui est trop grande, le stylet peut endommager la surface étudiée et dans certains cas on risque de casser la pointe.

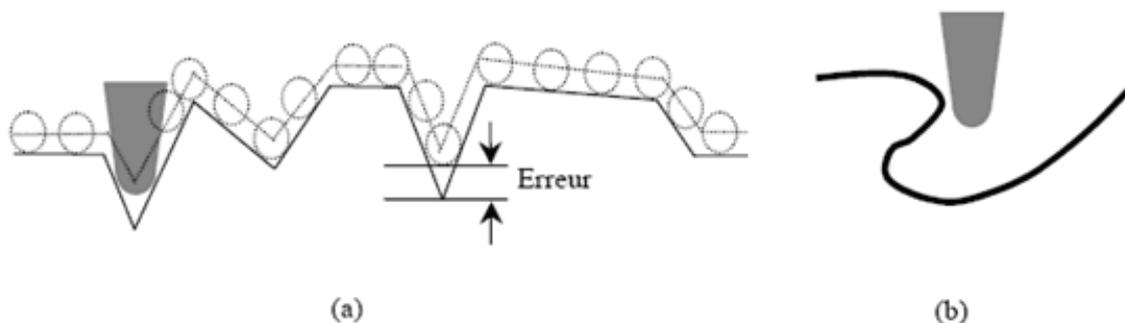


Fig. III.2. Problèmes liés à la pointe : (a) effet du rayon de courbure, (b) problèmes des surfaces ré-entrantes. [16]

III.3. Microscopie à effet tunnel (STM)

Le principe du microscope à effet tunnel STM (*Scanning Tunneling Microscopy*), comme représenté par la figure III.3, repose sur un effet quantique : l'effet tunnel [17], [18], [19], [20], [21]. Cet effet a été découvert en 1928 et mis en évidence dans des structures de type

condensateur sandwich plan “métal-isolant-métal”. L’isolant peut être le vide, mais aussi l’air ou un liquide quelconque.

Si on considère la description quantique en termes d’ondes, l’électron peut être décrit, dans le vide (isolant), par une onde évanescente dont l’amplitude décroît exponentiellement et si en plus le deuxième métal se trouve à une distance inférieure à 2 nm, l’onde associée sera transmise et le courant pourra circuler.

Cette dépendance du courant tunnel avec la distance entre les deux métaux a été exploitée par G. Binnig et H. Rohrer au début des années 1980, en utilisant une pointe métallique très fine formant l’anode. Le courant tunnel sera ainsi localisé entre le bout de la pointe et la surface de l’échantillon qui forme la cathode (métal ou semi-conducteur). Il est ensuite possible de balayer la pointe au-dessus de la surface et de mesurer les variations du courant tunnel et réaliser une image topographique de la surface.

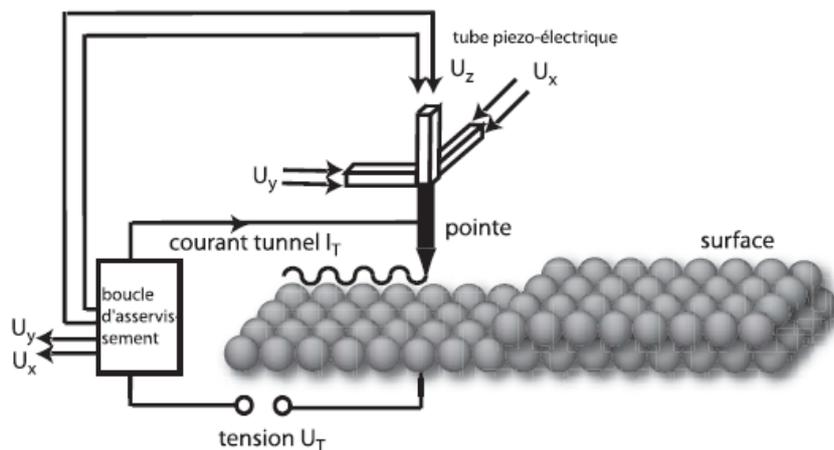


Fig. III.3. Principe de la microscopie à effet tunnel [22]

Avantages

- Très haute résolution (quelques angströms)
- Aucune préparation préalable de l’échantillon.
- Non destructive.
- La STM peut être utilisée dans différents environnements (air, vide et liquide), éventuellement “in situ”.

Inconvénients

- La STM est limitée aux matériaux conducteurs suffisamment dopés. Il faut éviter d’avoir un oxyde en surface.

– L'interprétation des images est difficile car les informations recueillies sont un mélange de la structure électronique et de l'arrangement géométrique des atomes.

III.4. Microscopie à Force Atomique (AFM)

Le microscope à force atomique fut inventé, en 1986, par G. Binnig, C.F. Quate et C. Gerber. Son principe consiste à mesurer la force d'interaction entre l'atome du bout de la pointe et les atomes de la surface [12], [20], [21], [23], [24]. La pointe est solidaire d'un bras de levier et l'échantillon est déplacé au-dessous de la pointe (Figure III.4).

Quand deux atomes (celui de la pointe et celui de la surface) se font face, ils s'attirent par interaction de Van der Waals; dans l'espace entre deux atomes de la surface, la force d'attraction est moindre. En mesurant la déflexion du bras de levier, on obtient une mesure directe de la force pointe-substrat suivant la loi de Hooke : $F = -kx$, où k est la constante de raideur du ressort et x la déflexion du levier.

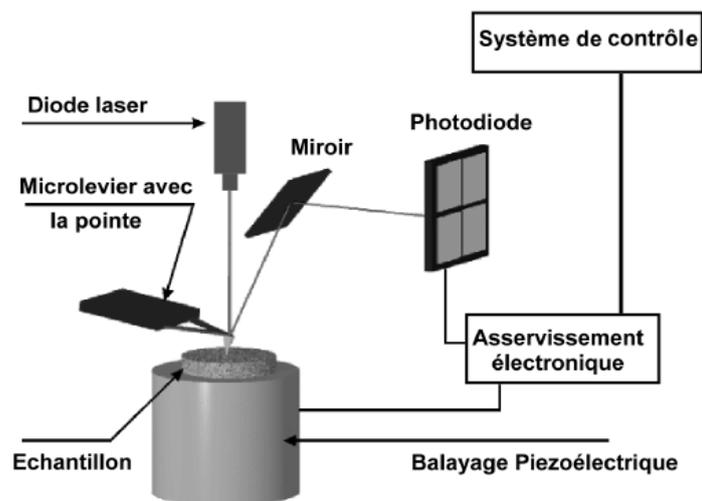


Fig. III.4. Principe de la microscopie à force atomique [16].

La déflexion du bras de levier peut être mesurée par la déflexion d'un faisceau laser réfléchi par un miroir. Le faisceau réfléchi tombe sur deux photodiodes en opposition; une petite déviation du faisceau donnera un signal différentiel aisément mesurable. On pourrait ainsi enregistrer l'amplitude de la déflexion en fonction de la position X et Y, et obtenir une image des forces d'interaction entre la pointe et les atomes de surface.

Un microscope à force atomique opère suivant trois régimes de fonctionnement principaux, à savoir le mode contact, le mode non contact et le mode de contact intermittent.

- (1) Le **mode contact** correspond à des distances pointe-surface faibles de l'ordre de quelques Å, pour lesquelles les forces de contact sont répulsives.
- (2) Le **mode non contact** correspond à des distances pointe-surface importantes de l'ordre de quelques Å à quelques 100 Å, pour lesquelles les forces sont attractives (Van der Waals...).
- (3) Le **mode contact intermittent** (*Tapping mode*) correspond à une combinaison des deux modes précédents.

Avantages

- Résolution nanométrique.
- Appareil peu encombrant.
- Possibilités de mesure sur différents matériaux (conducteurs, semiconducteurs, isolants, biologiques,....).

Inconvénients

- Champ réduit dans la pratique (10 µm x 10 µm).
- Temps de mesure relativement long (10 à 30 minutes).
- Présence d'artéfacts dans l'image (due à la forme de la pointe, l'usure de la pointe, ...).
- Usure rapide d'une pointe (besoin de la changer pour chaque mesure).
- Besoin d'un opérateur (qualifié) bien formé.

III.5. Microscopie électronique à balayage (MEB) [16]

Le fonctionnement du microscope est basé sur l'émission d'électrons produits par une cathode et la détection de signaux provenant de l'interaction de ces électrons avec l'échantillon (électrons secondaires et rétrodiffusés). Un faisceau primaire d'électrons de diamètre compris entre 5 et 20 nm et d'énergie allant de quelques KeV à 50 KeV est focalisé sur l'échantillon (sous vide). Ce faisceau est balayé sur la surface à étudier par un système de déflection (Figure III.5).

Les électrons émis par l'échantillon sont détectés par un scintillateur couplé à un photomultiplicateur. Le signal obtenu est amplifié et sert à moduler l'intensité du faisceau d'un oscilloscope dont le balayage est synchrone avec celui du faisceau primaire. A chaque point de la zone balayée sur l'échantillon correspond donc un point sur l'écran de

visualisation. L'image est obtenue séquentiellement point par point en déplaçant le faisceau d'électrons.

Avantages

- La taille des échantillons qui peut aller de quelques micromètres cubes à quelques centimètres cubes.
- La MEB offre une grande profondeur de champ allant jusqu'à plusieurs centaines de microns.

Inconvénients

- La mise sous vide.
- Les difficultés de calibration.
- L'échantillon doit être conducteur ou rendu conducteur par dépôt d'une couche mince.
- Il faut s'assurer que l'échantillon soit de nature à supporter le bombardement électronique souvent intense dans le vide.

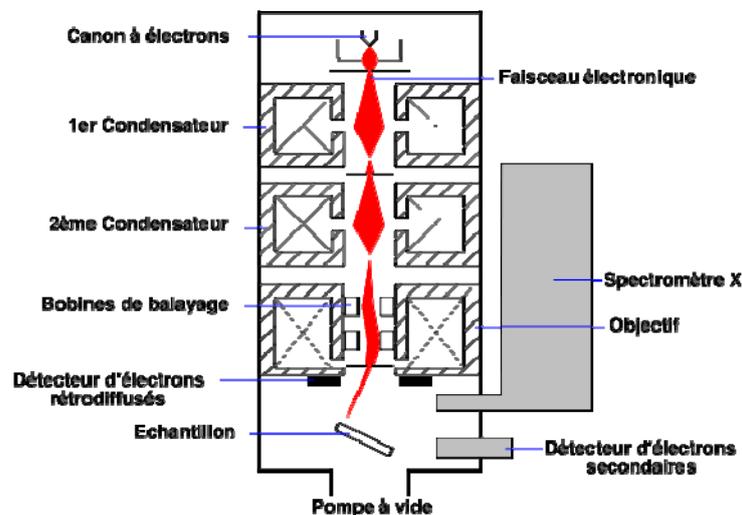


Fig. III.5. Principe du microscope électronique à balayage [1] .

III.6. Microscopie confocale

Dans la microscopie optique classique, l'image est "plate", donnant des informations dimensionnelles latérales (X et Y) mais pas axiales (Z). Le contraste de l'image provient en général des variations de la réflectivité de surface. En limitant la profondeur de champ d'un microscope optique avec un système d'éclairage et d'imagerie optimisé, la

microscopie confocale permet d'obtenir des informations quantitatives sur l'axe optique (Z).

Le principe du microscope confocal, figure III.6, consiste à focaliser, par l'intermédiaire d'un objectif, un faisceau laser qui va éclairer un point de l'échantillon, puis à récupérer, sur un photomultiplicateur, le signal lumineux émis en ce point [25] et [26].

Un diaphragme (pinhole) placé devant le photomultiplicateur arrête tout signal ne provenant pas du plan focal [27]. Le signal reçu est amplifié par le photomultiplicateur, traité afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, puis numérisé [12].

L'image est construite point par point grâce à un balayage (X, Y) du champ analysé à l'aide de miroirs de déflexion de la source lumineuse. Une platine motorisée déplace l'échantillon suivant l'axe Z permettant la saisie de différents plans optiques dans l'épaisseur de l'objet.

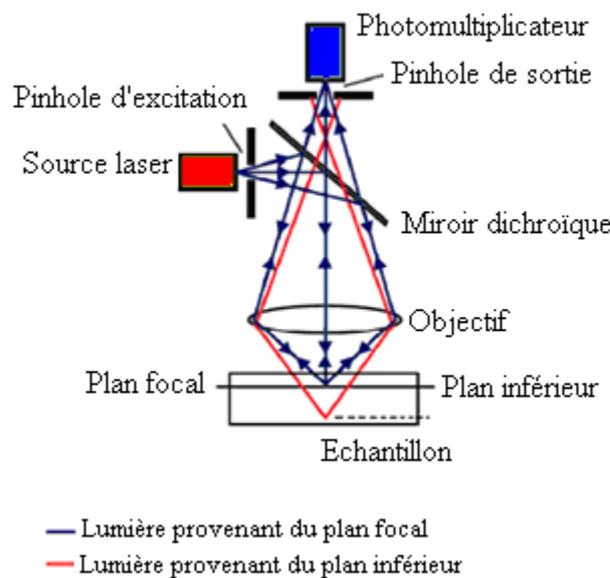


Fig. III.6. Principe de la microscopie confocale [16].

Avantages

- Résolution latérale submicronique (facteur de 0,83 meilleure que la microscopie optique classique).
- Résolution axiale submicronique (de 0,1 μm à 10 nm).
- Non-contact, donc non-destructive.
- Capacité d'imager les structures transparentes complexes.

- Insensibilité aux erreurs provenant des grandes pentes des surfaces (30° - 10°) pour la mesure des grandes rugosités ($10 - 300 \mu\text{m}$).

Inconvénients

- Temps de mesure, allant de quelques minutes pour un plan d'image (microscope confocal standard) à 30 minutes pour une mesure 3D (microscope chromatique).

III.7. Microscopie à contraste interférentiel différentiel

Le microscope à contraste interférentiel différentiel de Nomarski (DIC) [28] et [29], est peut être l'instrument le plus utilisé pour observer la rugosité et autres défauts de surfaces. À l'aide de ce microscope il est facile d'observer les rayures, particules de poussière, empreintes, microstructure...

Le microscope de Nomarski accentue les détails d'une surface en utilisant de la lumière polarisée (figure III.7).

La lumière passe à travers un polariseur puis le prisme de Wollaston, où elle est divisée en deux faisceaux polarisés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre. La lentille focalise les deux faisceaux sur la surface mais séparées d'une distance (d'environ $1 \mu\text{m}$) qui dépend du grossissement de l'objectif.

Tous petits défauts ou déviations sur la surface introduiront une différence de phase relative entre les faisceaux. Après réflexion les faisceaux traversent encore l'objectif et le prisme de Wollaston et interfèrent dans le plan image. Chaque couleur ou nuance dans l'image est associée à un changement spécifique de la phase entre les deux faisceaux.

En utilisant une combinaison de retardateur/polariseur, la couleur du fond peut être supprimée, et la seule partie du faisceau qui est visible est celle provoquée par les défauts de la surface. Ainsi, tous les points ayant des différences de hauteurs ou des constantes optiques entre elles et le reste de la surface seront visibles.

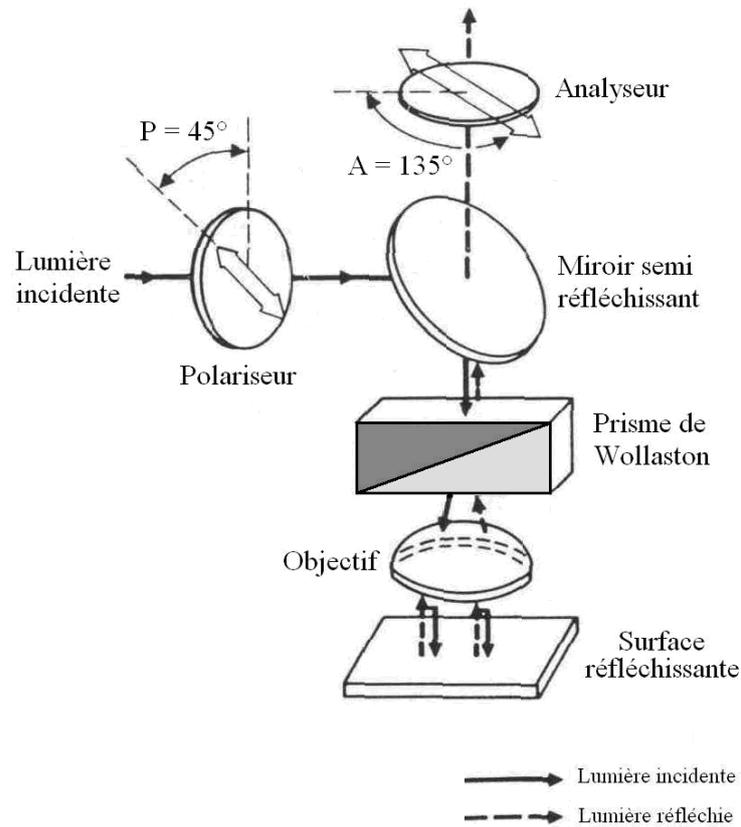


Fig. III.7. Principe du microscope à contraste interférentiel différentiel de Nomarski [30]

III.8. Interférométrie à franges d'égal ordre chromatique FECO

Les franges d'égal ordre chromatique FECO (*Fringes of Equal Chromatic Order*) [31], sont formées lorsqu'un faisceau collimaté de lumière blanche subit de multiples réflexions entre deux surfaces semi-argentées séparées d'une distance d , et dispersé par un prisme. Les FECO apparaissent comme des traits obscurs et clairs. Les configurations des franges suivent les régimes des longueurs d'ondes spatiales des irrégularités de la paire de surfaces qui forment l'interféromètre.

Dans l'interféromètre à FECO, comme représenté par la figure III.8, une lumière blanche provenant d'une lampe à Xénon A est colimatée par la lentille L_1 , ensuite traverse un cube séparateur sous incidence normale.

Une partie de la lumière est dirigée vers la paire de surfaces (l'une constitue la surface à contrôler et l'autre est une surface de référence bien polie) où elle subira plusieurs réflexions avant de retourner au cube séparateur qui transmet le faisceau réfléchi à la deuxième lentille L_2 qui le focalise à son tour à l'entrée de la fente S . Cette dernière se situe au seuil d'un système de dispersion composé d'une lentille de collimation L_3 , un

prisme P et une lentille de focalisation L_4 . Le faisceau dispersé est capté par une caméra CCD.

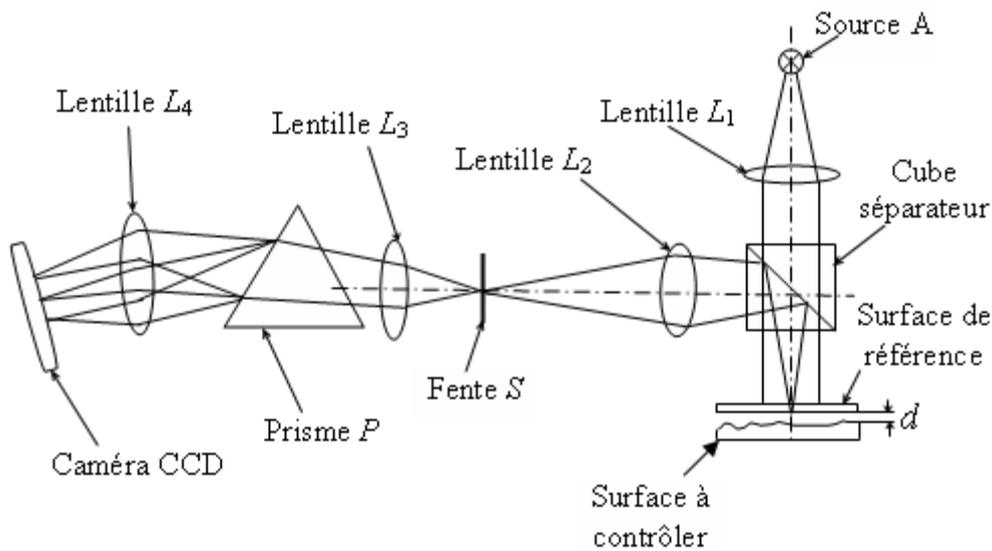


Fig. III.8. Principe de mesure de la rugosité par l'interféromètre à FECO.

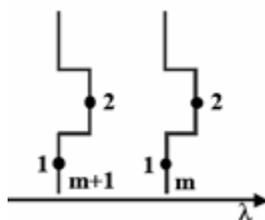
Les informations que contient l'image d'interférence FECO sont transmises à un système de traitement où les déformations et l'ordre des FECO servent d'éléments de base pour la détermination du profil ; le profilage se fait par un tracteur piézo-translateur.

L'ordre d'interférence m est donné par :

$$\begin{cases} m\lambda_m = 2d \\ m\lambda_m = (m+1)\lambda_{m+1} \Rightarrow m = \frac{\lambda_{m+1}}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \end{cases}$$

Les variations du paramètre $d=m\lambda_m/2$ déterminent le profil de la surface.

Le schéma suivant montre deux franges de FECO ; le but est de trouver la différence de hauteur d'une surface entre les points 1 et 2.



$$d_2 - d_1 = m \left(\frac{\lambda_{2,m} - \lambda_{1,m}}{2} \right)$$

Pour le point 1 et les ordres de frange m et $m+1$ on a :

$$m\lambda_{1,m} = (m+1)\lambda_{1,m+1}$$

$$\text{Ainsi, } m = \frac{\lambda_{1,m+1}}{\lambda_{1,m} - \lambda_{1,m+1}}$$

$$\text{et } d_2 - d_1 = \frac{\lambda_{1,m+1}}{\lambda_{1,m} - \lambda_{1,m+1}} \left(\frac{\lambda_{2,m} - \lambda_{1,m}}{2} \right)$$

L'interférométrie FECO offre un degré de résolution satisfaisant pour des surfaces très fines, mais deux difficultés majeures se présentent, qui surviennent du fait que l'interférométrie est une technique différentielle.

- La première concerne la surface de référence qui doit être très fine pour que sa rugosité n'influe pas sur les mesures, et la surface à contrôler doit avoir une réflectivité élevée.
- La deuxième est que le mouvement de balayage de l'échantillon est uniquement linéaire.

III.9. Profilométrie optique hétérodyne [32]

L'interférométrie à hétérodyne est une méthode sans contact de mesure des profils des surfaces, sans avoir besoin d'une surface de référence, qui est sensible aux hauteurs de l'ordre de 1Å. Elle ne nécessite aucune préparation préalable de la surface.

Le principe de l'interféromètre à hétérodyne est montré dans la figure III.9, quand une surface est éclairée par deux faisceaux lumineux focalisés de fréquence légèrement différente et les faisceaux réfléchis interfèrent, la phase de modulation d'intensité sinusoïdale est liée à la différence de hauteurs entre les points illuminés sur la surface. Si l'un des faisceaux reste focalisé sur un point fixe tandis que l'autre est déplacé le long de la surface, les variations des hauteurs suivant la ligne balayée sont alors mesurées.

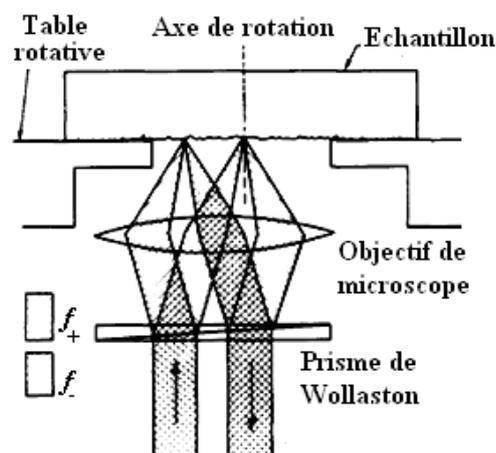


Fig. III.9. Principe du profilomètre optique hétérodyne [32]

IV. CARACTÉRISATION DES SURFACES PAR DIFFUSION DE LA LUMIÈRE

A. Diffusion de la lumière : Théorie

IV.1. Diffusion de la lumière

La majeure partie de la lumière que nous apercevons est de la lumière diffusée. Nous vivons dans un monde d'objets qui, à peu d'exceptions spéculaires, propagent le spectre visible de manière diffuse.

Quelques exemples de diffusion sont plus impressionnants que d'autres. Par exemple, l'arc-en-ciel, l'aurore polaire, le coucher du soleil et le ciel bleu. Ces exemples illustrent dans un certain sens que nous sommes tous expérimentés dans l'observation et l'analyse de la lumière diffusée.

IV.2. Diffusion de la lumière par une surface rugueuse

La manière la plus facile de voir ce qui est sur une surface est de la regarder sous éclairage lumineux uniforme. En tournant la surface dans diverses directions, de grandes rayures ayant différentes orientations peuvent être facilement vues. Bien que les petites rayures, particules, micro-irrégularités, traces d'usinage peuvent être observées uniquement sous microscope, il est possible de montrer la présence de certains types de défauts par la diffusion qu'ils produisent. La diffusion de la lumière par une surface peut être observée comme montré par la figure IV.1.

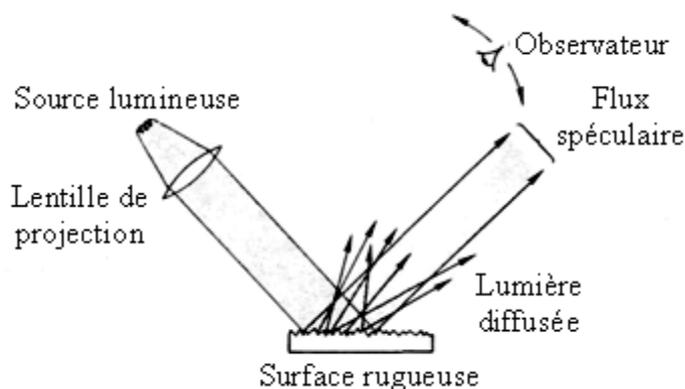


Fig. IV.1. Diffusion de la lumière par une surface rugueuse [4]

IV.3. Mesures de rugosité à partir de la diffusion de la lumière

Il a été montré que pour des longueurs d'onde spatiales et des résolutions latérales identiques, la rugosité calculée à partir des mesures de diffusion de la lumière corrèle bien avec celle mesurée directement par les méthodes de profilométrie.

Pour calculer la rugosité, la diffusion doit être produite par les micro-irrégularités et non par la poussière ou autre forme de particules et de contaminations. Il est donc nécessaire avant toute mesure de diffusion, que la surface soit exempte de toute forme de particules.

La **diffusion totale intégrée** ou **TIS** (*Total Integrated Scattering*) est bien adaptée pour les mesures de la rugosité car l'instrumentation peut être très simple, et l'aboutissement à la rugosité *rms* est directe si la surface est propre et opaque et la rugosité *rms* est très petite devant la longueur d'onde de l'éclairage ($\delta \ll \lambda$).

La **diffusion différentielle** ou **ARS** (*Angle-Resolved Scattering*), d'autre part, est plus difficile à mesurer, l'analyse des données est plus compliquée, et la théorie reliant la diffusion à la rugosité *rms* est beaucoup plus compromise.

Beaucoup plus d'informations sur la structure latérale et les longueurs d'onde spatiales des surfaces peuvent être obtenues à partir de l'ARS que du TIS.

IV.3.1. Diffusion totale intégrée ou TIS

TIS est définie comme le rapport de la lumière diffusée à l'intérieur d'un hémisphère sur la lumière totale réfléchie par la surface. La surface est supposée être opaque de sorte qu'il n'y a pas de lumière transmise ou diffusée par les imperfections dans le matériau, ou réfléchi par la surface postérieure. En principe, TIS inclut toute la lumière théoriquement diffusée de la direction spéculaire à l'angle "rasant" de la surface. Toute la lumière renvoyée par la surface peut être vue comme lumière réfléchi: la lumière réfléchi spéculairement comme *cohérente* et la lumière diffusée comme *incohérente*.

La théorie scalaire de la diffusion discutée, dans l'ouvrage "*The scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*", par Beckmann et Spizzichino [33] relie la réflectivité spéculaire R_r d'une surface et la réflectivité totale R_0 (qui inclut la réflectivité diffuse R_d), à la rugosité *rms* δ et la longueur d'onde λ de la lumière incidente :

$$\frac{R_r}{R_0} = e^{-(4\pi\delta \cos \theta_0 / \lambda)^2} \quad (\text{IV.1})$$

Avec: $R_0 = R_r + R_d$

Pour une surface très lisse, le rapport R_r/R_0 est assez proche de l'unité. Il est donc préférable de mesurer la lumière diffusée plutôt que de mesurer les pertes dans la réflectivité spéculaire. En supposant que $\delta \ll \lambda$, l'expression (IV.1) est reformulée pour donner le rapport TIS :

$$\begin{aligned} TIS &= \frac{R_d}{R_0} = \frac{(R_0 - R_r)}{R_0} = 1 - e^{-(4\pi\delta \cos \theta_0 / \lambda)^2} \\ &\approx \left(\frac{4\pi\delta \cos \theta_0}{\lambda} \right)^2 \approx \frac{R_d}{R_r} \end{aligned} \quad (IV.2)$$

D'ou la valeur de la rugosité *rms* qui sera :

$$\delta = \frac{\lambda}{4\pi \cos \theta_0} \sqrt{TIS} \quad (IV.3)$$

IV.3.1.1. Instrumentation TIS

L'instrumentation pour la mesure de TIS se compose d'une source lumineuse, le plus souvent un laser He-Ne, des filtres pour réduire l'intensité de la lumière d'une manière contrôlée, un filtre spatial ou autre pour contrôler la taille du faisceau, un dispositif pour collecter la lumière diffusée et des détecteurs pour mesurer la lumière diffusée et la lumière réfléchiée spéculairement. Un équipement électronique et informatique appropriée pour mesurer le signal du détecteur, calculer l'intensité de la lumière diffusée et déterminer la rugosité de la surface.

La lumière diffusée peut être collectée en utilisant une sphère d'intégration, un hémisphère "aluminisé" de Coblenz ou un ellipsoïde percé.

Une sphère d'intégration est une sphère percée d'un trou pour laisser la lumière entrer, un autre trou opposé où l'échantillon est monté ainsi qu'un troisième trou pour positionner le détecteur de mesure du flux lumineux diffusé, figure IV.2.

La surface intérieure de la sphère est enduite d'un matériau blanc diffusant, généralement le sulfate de Baryum ou l'oxyde de magnésium. Une sphère d'intégration travaille bien dans le visible si des précautions appropriées sont prises, mais le matériau avec lequel la sphère est enduite ne diffuse pas bien les radiations en infrarouge car la longueur d'onde est assez longue et les matériaux diffusants usuels absorbent les radiations infrarouges. Aussi les sphères d'intégration ne sont pas utilisées dans la région des radiations ultraviolettes car le niveau de la lumière est trop bas [4].

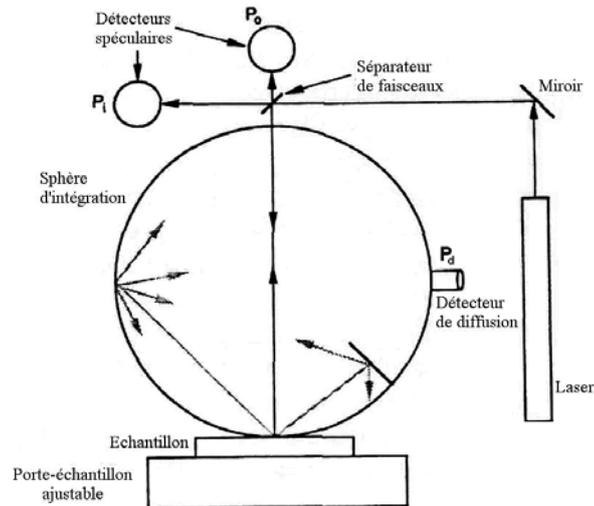


Fig. IV.2. Principe de la sphère d'intégration [5]

Une alternative à la sphère d'intégration est l'hémisphère "aluminisée" de Coblenz cité ci-dessus, il travaille bien car la réflectivité de l'aluminium est suffisamment élevée dans les régions spectrales du visible, de l'infrarouge et de l'ultraviolet. L'hémisphère doit avoir une surface assez lisse de telle sorte que n'importe quelle lumière qui le frappe sera focalisée sur un détecteur de petite dimension (généralement une photodiode de silicium). Un arrangement expérimental est montré dans la figure IV.3.

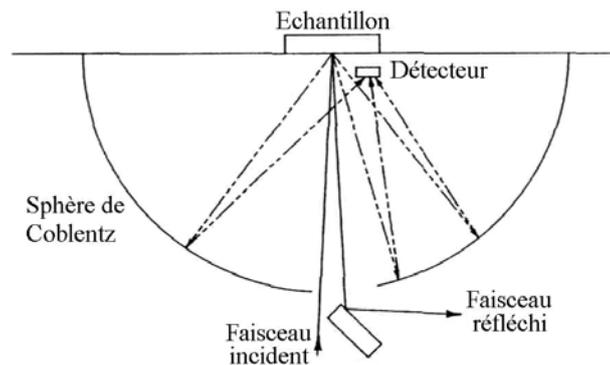


Fig. IV.3. Principe de la sphère de Coblenz [5]

IV.3.2. Diffusion différentielle ou ARS

À l'opposé de la théorie TIS qui ne considère pas l'état de polarisation de la lumière, la théorie ARS inclue l'état de polarisation pour la lumière incidente et diffusée.

Sur le schéma de la figure IV.4, on distingue les différentes notations pour les formules de l'ARS données ci-dessous [33].

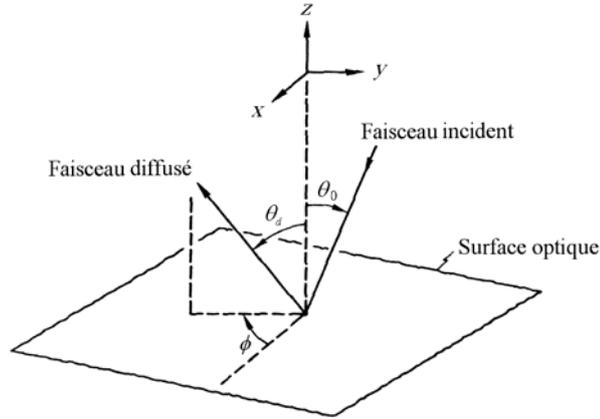


Fig. IV.4. Système de coordonnées utilisé pour les équations de l'ARS: θ_0 est l'angle d'incidence, θ_d angle polaire de diffusion et ϕ angle azimutal de diffusion [4].

L'expression de l'ARS est exprimée par:

$$\frac{1}{P_0} \frac{dP}{d\Omega} = \frac{16\pi^2}{\lambda^4} \cos\theta_0 \cos^2\theta_d |1 - \varepsilon|^2 \times \left(\frac{|\chi_\theta|^2}{|q' + \varepsilon q|^2} + \frac{|\chi_\phi|^2}{|q' + q_0|^2} \right) g(k - k_0) \quad (\text{IV.4})$$

Où P_0 est la puissance incidente; $dP/d\Omega$ est la puissance diffusée par unité d'angle solide; θ_0 est l'angle de diffusion; ε est la constante diélectrique de la surface ($\varepsilon = N^2$, avec $N = n + ik$, indice de réfraction complexe); $g(k - k_0)$ est la fonction de densité spectrale de puissance (PSD); k_0 et k sont les vecteurs d'onde incident et diffusé respectivement, donnés par:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta_0, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta_d \quad (\text{IV.5})$$

et

$$q_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \cos\theta_0, \quad q = \frac{2\pi}{\lambda} \cos\theta_d \quad (\text{IV.6})$$

$$q' = \left[\varepsilon \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - k^2 \right]^{1/2}, \quad q'_0 = \left[\varepsilon \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - k_0^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.7})$$

Les équations générales pour χ_θ et χ_ϕ sont:

$$\chi_\theta = \frac{(q'_0 q' \cos\phi - k k_0 \varepsilon) \cos\phi'}{q'_0 + q_0 \varepsilon} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \frac{\sin\phi \sin\phi'}{q_0 + q'_0} q' \quad (\text{IV.8})$$

$$\chi_\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{q'_0 \sin\phi \cos\phi'}{q'_0 + q_0 \varepsilon} - \frac{(2\pi/\lambda) \cos\phi \sin\phi'}{q_0 + q'_0} \right] \quad (\text{IV.9})$$

Ici ϕ est l'angle de diffusion azimutal et ϕ' est l'angle du vecteur de champ électrique incident mesuré par rapport au plan d'incidence ($\pi/2$ et 0 pour la polarisation s et p respectivement).

Pour la diffusion dans le plan d'incidence, les équations générales (IV.8) et (IV.9) deviennent :

$$\chi_\theta = \frac{(q'_0 q' - k k_0 \varepsilon) \cos \phi'}{q'_0 + q_0 \varepsilon} \quad (\text{IV.10})$$

$$\chi_\phi = -\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\sin \phi'}{q_0 + q'_0}\right) \quad (\text{IV.11})$$

L'expression (IV.4) peut être divisée en deux parties, l'une dépend de facteurs connus: longueur d'onde λ , angles d'incidence θ_0 et de diffusion θ_d , constantes optiques du matériau ε , et l'état de polarisation ϕ' des faisceaux incident et diffusé. On appelle cette partie de l'expression *facteurs optiques*. La seule partie qui dépend des micro-irrégularités de la surface est le terme $g(k-k_0)$, la fonction PSD, qui est le carré de la transformée de Fourier du profil de la surface ou la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation. On appelle cette partie de l'expression *paramètres de la surface*, voir figure IV.5.

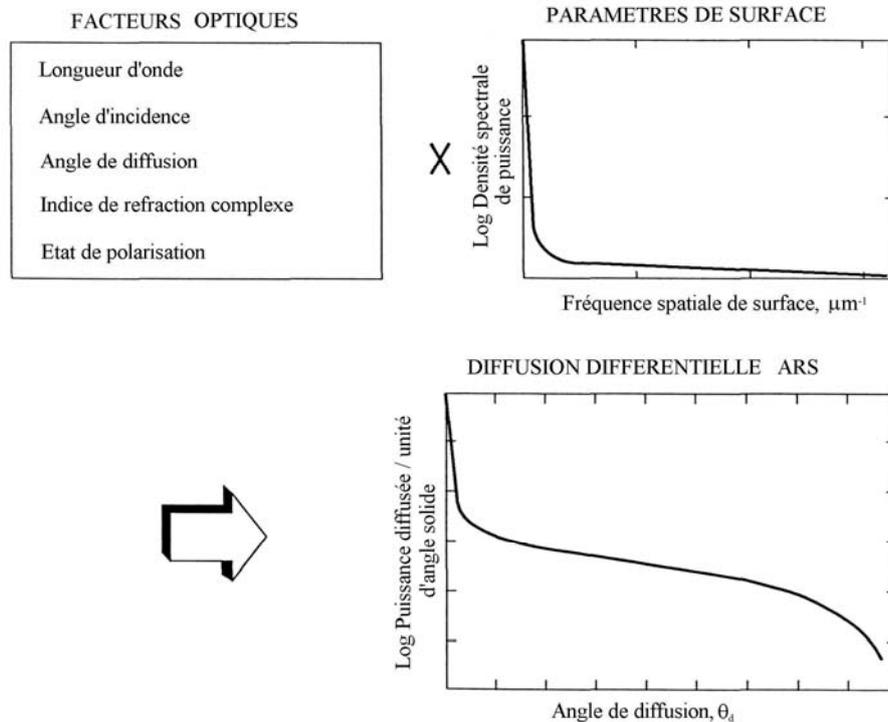


Fig. IV.5. Diffusion différentielle : concept fondamental et paramètres [4]

IV.3.2.1. Instrumentation ARS

La diffusion différentielle ARS peut être mesurée en utilisant un instrument goniophotomètre (ou diffusomètre) dont le principe de mesure est montré par la figure IV.6.

Une source lumineuse (par exemple un laser He-Ne), un filtre spatial, des filtres (pour réduire l'intensité de la lumière), des polariseurs, un porte échantillon avec plusieurs degrés de liberté et un détecteur monté sur un bras mobile sont les éléments essentiels de l'instrumentation ARS. Des équipements électronique et informatique appropriés sont nécessaires pour mesurer le signal du détecteur et analyser les données.

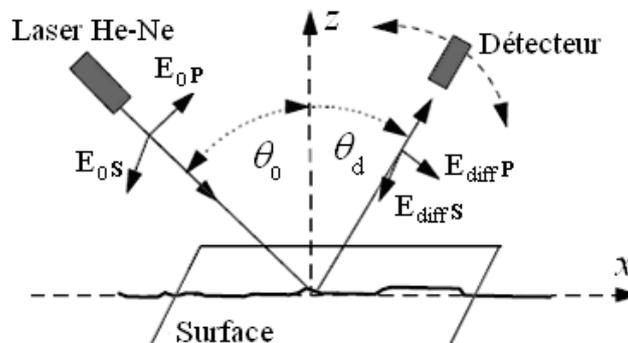


Fig. IV.6. Schéma de principe d'un diffusomètre [34].

B. Diffusion de la lumière : contribution expérimentale

IV.4. Introduction

Les techniques de diffusion de la lumière, TIS et ARS, sont utilisées pour le contrôle de l'état de surface de différents matériaux tels que: les verres optiques et l'acier inoxydable, ayant subi un polissage progressif en fonction du temps, et le silicium.

Des observations par microscopie de Nomarski sont réservées pour le verre optique.

IV.5. Préparation des échantillons

Les échantillons de verres optiques et d'acier inoxydable sont de forme cylindrique, Pour les verres optiques, la première surface (surface supérieure) est à contrôler et la deuxième (surface inférieure) doit être bien polie pour éviter qu'il y ait diffusion par cette surface qui pourrait altérer les résultats de mesures.

IV.5.1. Rodage

Le rodage est une opération qui précède le polissage, il est destiné à ramener la rugosité des échantillons à l'ordre du micromètre. Pour cela on a soumis la surface à l'action de grains abrasifs à fraction décroissante : F30, F15, F9, F3 pour des temps d'action correspondants à 2 min pour chaque phase de rodage. Le rodage est assuré par un disque tournant à une vitesse de 88 tr/min et une charge d'appui de 60 N [37].

IV.5.2. Polissage

Le polissage est assuré par un polissoir en polyuréthane utilisant comme agent de polissage l'oxyde de Cérium, dont la concentration en grains abrasifs est de 10 gr par cm^3 d'eau distillée. Les paramètres de polissage, tels que la vitesse de rotation du disque et la charge d'appui, sont fixés à 88 tr/min et 60N respectivement.

Notant que l'échantillon doit être bien nettoyé avec de l'acétone avant de procéder aux mesures.

IV.6. Mesures par diffusion de la lumière TIS

IV.6.1 Montage expérimental

Le dispositif expérimental, comme montré dans la figure IV.7, est développé selon le schéma de la figure IV.2 ci-dessus. Il se compose des éléments listés ci-dessous:

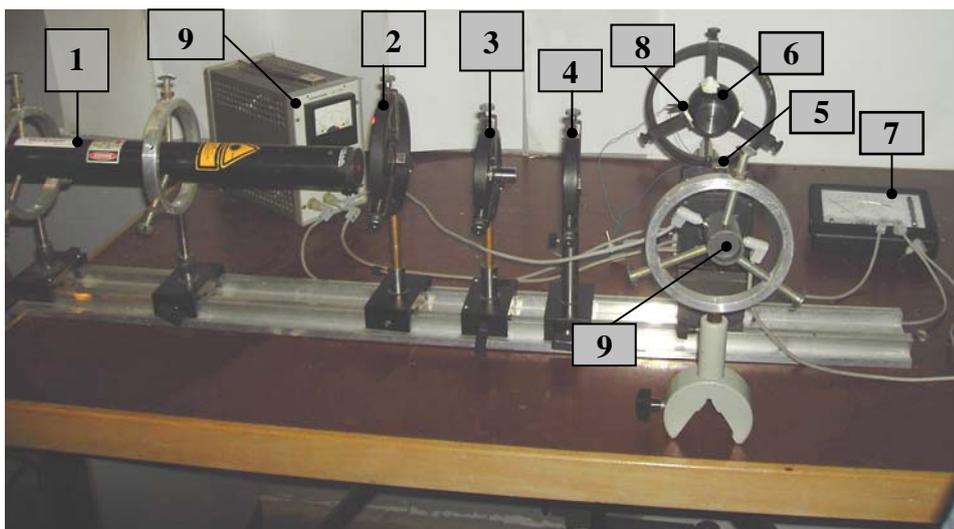


Fig. IV.7. Montage pour la diffusion totale intégrée TIS

- 1- Laser He-Ne (632,8 nm)
- 2- Filtre spatial
- 3- Objectif de microscope 12,5/0,25.
- 4- Lentille convergente $f=52.63\text{mm}$, $\phi =32,4\text{mm}$
- 5- Cube séparateur.
- 6- Sphère d'intégration, de la firme Melles-Griot, $\phi 67\text{ mm}$
- 7- Micro-ampèremètre.
- 8 et 9- Photodiodes
- 10- Alimentation électrique

Le faisceau laser (1) est filtré spatialement par le filtre (2), élargie par l'objectif (3) et la lentille (4) puis divisé par le cube séparateur (5) en deux faisceaux d'égale intensité: Le premier traverse le cube et est mesuré par un détecteur photodiode donnant ainsi l'intensité incidente I_i . Le deuxième tombe en incidence normale sur la surface de l'échantillon qui réfléchit spéculairement une partie de ce faisceau, celle-ci est mesurée par le détecteur (8) donnant ainsi l'intensité réfléchie I_r et l'autre partie est diffusée, collectée par la sphère d'intégration et mesurée par le détecteur (9) donnant finalement l'intensité diffusée I_d . les intensités I_i , I_r et I_d sont prélevées par le micro-ampèremètre (7).

IV.6.2. Mesures et résultats

Les mesures sont faites sur un profil droit de 10 mm de long avec un balayage d'un pas de 1 mm sur la surface de l'échantillon et pour différents temps de polissage. On détermine le rapport TIS et la rugosité quadratique δ respectivement par:

$$\text{TIS} = I_d / (I_d + I_r) \text{ et } \delta = \frac{\lambda}{4\pi \cos \theta_0} \sqrt{\text{TIS}}$$

Nous avons obtenus les résultats suivants :

- 1) Caractérisation d'un échantillon de verre **Flint LF7**, de forme cylindrique, de diamètre ϕ 30 mm et d'épaisseur de 10 mm.

Tableau IV.1. Intensités des flux lumineux: incident I_i , réfléchi I_r et diffusé I_d , et les valeurs correspondantes de TIS et de δ pour l'échantillon de verre LF7 (pour un temps de polissage = 12 min)

Position x 1 mm	I_i [nA]	I_d [10^{-2} nA]	I_d+I_r [nA]	TIS	δ [nm]
1	1,915	191,86	27,34	0,0702	15,4
2	1,957	93,78	27,73	0,0336	10,7
3	2,002	77,52	28,46	0,0271	09,6
4	2,052	157,97	28,21	0,2119	13,8
5	2,067	71,07	29,52	0,0241	09,0
6	2,042	206,60	29,33	0,0706	15,4
7	1,915	98,25	27,31	0,0360	11,0
8	1,915	64,45	27,19	0,0237	08,9
9	1,916	100,82	27,37	0,0368	11,2
10	1,917	70,09	27,24	0,0257	09,3

Pour cette série de 10 de mesures δ_i , on calcule δ_{moy} , la valeur moyenne des δ_i ; et on détermine l'écart-moyen, et l'écart-type :

$$- \delta_{moy} = 11,4 \text{ nm}$$

$$- \text{Ecart - moyen} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} |\delta_i - \delta_{moy}| = 2,1 \text{ nm}$$

$$- \text{Ecart - type} = \left\{ \frac{1}{10(10-1)} \left[10 \sum_{i=1}^{10} \delta_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{10} \delta_i \right)^2 \right] \right\}^{1/2} = 2,5 \text{ nm}$$

On calcule l'écart de chacune des δ_i par rapport à δ_{moy} et voir si celui-ci est supérieur à quatre fois l'écart moyen (c.-à-d. $4 \times 2,063 = 8,252$), alors δ_i peut être éliminé et δ_{moy} est recalculée pour les valeurs δ_i restantes.

Tableau IV.2. Rapport de la valeur absolue de $\delta_i - \delta_{moy}$ et l'écart moyen pour l'échantillon de verre LF7 (pour un temps de polissage = 12 min)

$\frac{ \delta_i - \delta_{moy} }{\text{Ecart - moyen}}$	1,926	0,375	0,899	1,127	1,170	1,946	0,196	1,204	0,133	1,020
----------------------------------------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

Comme on le remarque, toutes les valeurs du tableau ci-dessus sont inférieures à quatre, donc aucune valeur de δ n'est exclue.

Le tableau suivant regroupe les valeurs de δ , l'écart-moyen et l'écart-type pour un polissage progressif de l'échantillon entre 2 min et 14 min avec un pas de 2 min.

Tableau IV.3. Valeurs de δ , l'écart-moyen et l'écart-type pour l'échantillon de verre LF7, en fonction du temps de polissage.

TP (min)	2	4	6	8	10	12	14
δ (nm)	28,5	25,6	21,4	18,2	15,4	11,4	12,3
Ecart-moyen (nm)	3,0	2,4	2,3	1,2	2,1	2,1	2,2
Ecart-type (nm)	3,7	2,7	2,8	1,5	2,2	2,5	2,4

2) Caractérisation de différents types de verres optiques

De la même manière que précédemment, nous avons opéré pour différents types de verres optiques, et nous avons enregistré les résultats suivants :

Tableau IV.4. Valeurs de δ , l'écart-moyen et l'écart-type pour différents verres optiques.

Verres	δ [nm]	Ecart-moyen	Ecart-type
SFL6	08,5	1,7	1,9
BK7	11,0	2,1	2,2
SF4	16,2	2,1	2,6
FN11	21,4	2,7	3,6
SK16	16,1	1,1	1,6
SF15	19,0	1,6	1,8
SF64A	18,2	1,2	1,4
H14	17,9	2,0	2,3

3) Caractérisation d'un échantillon d'acier inoxydable

Tableau IV.5. Intensités des flux lumineux: incident I_i , réfléchi I_r et diffusé I_d , et les valeurs correspondantes de TIS et de δ pour l'acier inoxydable (pour un temps de polissage = 12 min)

Position x 1 mm	I_i [n A]	I_d [10^{-2} nA]	I_d+I_r [nA]	TIS	δ [nm]
1	1,950	459,71	115,57	0,0398	11,6
2	1,920	493,55	114,45	0,0431	12,1
3	1,915	684,58	114,45	0,0598	14,2
4	1,914	358,41	114,38	0,0313	10,3
5	1,914	410,90	114,38	0,0359	11,0
6	1,914	452,20	114,45	0,0395	11,6
7	1,914	636,61	115,15	0,0553	13,7
8	1,914	840,05	115,36	0,0728	15,7
9	1,914	414,74	113,40	0,0366	11,1
10	1,914	640,47	109,06	0,0587	14,1

- $\delta_{\text{moy}}=12,5$ nm
- Ecart-moyen =1,5 nm
- Ecart-type= 1,8 nm

Tableau IV.6. Rapport de la valeur absolue de $\delta_i - \delta_{\text{moy}}$ et l'écart moyen pour l'acier inoxydable (pour un temps de polissage = 12 min)

$\frac{ \delta_i - \delta_{\text{moy}} }{\text{Ecart - moyen}}$	0,619	0,300	1,119	1,488	1,004	0,652	0,754	2,094	0,937	1,033
-----------------------------------------------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

L'échantillon d'acier inoxydable ayant subi un polissage progressif, comme pour le verre optique, on enregistre les valeurs pour δ , l'écart-moyen et l'écart-type en fonction du temps de polissage.

Tableau IV.7. Valeurs de δ , l'écart-moyen et l'écart-type pour l'échantillon d'acier inoxydable, en fonction du temps de polissage

TP (min)	2	4	6	8	10	12	14
δ (nm)	35,2	32,4	27,7	21,1	16,2	12,5	12,3
Ecart-moyen (nm)	2,6	2,6	1,6	1,4	1,2	1,5	1,8
Ecart-type (nm)	2,8	2,9	1,7	2,0	1,3	1,8	1,9

4) Caractérisation d'un échantillon de SiliciumTableau IV.8. Intensités des flux lumineux: incident I_i , réfléchi I_r et diffusé I_d , et les valeurs correspondantes de TIS et de δ pour le silicium

Position	I_i [nA]	I_d [10^{-2} nA]	I_d+I_r [nA]	TIS	δ [nm]
1	1,904	44,05	218,3	0,0020	02,6
2	1,905	27,30	219,9	0,0012	02,0
3	1,904	29,50	219,6	0,0013	02,1
4	1,907	255,1	217,3	0,0117	06,3
5	1,907	46,0	218,8	0,0021	02,7
6	2,053	26,03	233,1	0,0011	01,9
7	1,906	104	211,7	0,0049	04,1
8	1,909	22,66	216,8	0,0010	01,9
9	1,911	22,45	220,6	0,0010	01,9
10	1,913	58,45	220,5	0,0027	03,0

- $\delta_{\text{moy}}=2,8$ nm
- Ecart-moyen =1,0 nm
- Ecart-type= 1,4 nm

Tableau IV.9. Rapport de la valeur absolue de $\delta_i - \delta_{\text{moy}}$ et l'écart moyen pour l'échantillon de silicium

$\frac{ \delta_i - \delta_{\text{moy}} }{\text{Ecart - moyen}}$	0,250	0,833	0,748	3,572	0,184	0,944	1,280	1,008	1,034	0,146
-----------------------------------------------------------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

IV.7. Mesures par diffusion de la lumière ARS

Dans ce travail, nous allons caractériser l'état de surface d'échantillons de verre optique (LF7 et BK7) et d'acier inoxydable.

L'intensité de la lumière diffusée par la surface de l'échantillon est mesurée pour des angles différentiels de 2° chacun dans l'intervalle $[-40^\circ, +40^\circ]$, en tout point d'une ligne de 10 mm de longueur sur la surface à contrôler, en fonction du temps de polissage (TP). La rugosité quadratique δ et la longueur de corrélation σ sont évaluées quantitativement à l'aide de la théorie vectorielle de la diffusion lumineuse.

La théorie de la répartition angulaire de la lumière diffusée ARS permet alors de déterminer par approximation du premier ordre la hauteur quadratique moyenne δ de la rugosité lorsque $\delta \ll \lambda$ (λ : longueur d'onde incidente) [33], [34], [35].

En substituant les équations (IV.5), (IV.6), (IV.7), (IV.8) et (IV.9) dans la relation (IV.4), qui fait le lien entre la rugosité et la lumière diffusée, et en considérant la diffusion dans le plan d'incidence, on peut écrire l'équation (IV.4) comme suit:

$$\frac{1}{P_i^0} \cdot \frac{P_{ii}}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1}{\cos \theta_0} |w_{ii}|^2 g(\Delta k) \quad (IV.12)$$

Par ailleurs, Il a été montré que la densité spectrale de puissance $g(\Delta k)$, qui est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $G(x, y)$, est égale au carré du module de la transformée de Fourier $S(\Delta k)$ de la fonction de distribution des hauteurs de la surface $H(x, y)$, figure IV.8:

$$g(\Delta k) = TF [G(x, y)] = |S(\Delta k)|^2, \text{ avec } S(\Delta k) = TF [H(x, y)]$$

On peut donc écrire :

$$\frac{1}{P_i^0} \cdot \frac{P_{ii}}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1}{\cos \theta_0} |w_{ii}|^2 |S(\Delta k)|^2 \quad (IV.13)$$

où :

$\frac{1}{P_i^0} \cdot \frac{P_{ii}}{d\Omega}$: puissance du flux lumineux diffusé par unité d'angle solide dans la direction θ_a

P_i^0 : puissance du flux lumineux incident.

i : indice désignant la polarisation S ou P

Le terme w_{ii} à pour expression en polarisation P :

$$w_{pp} = \frac{4(\varepsilon - 1)\cos\theta_d \cos\theta_0 \left(\varepsilon \sin\theta_0 \sin\theta_d - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_0} \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_d} \right)}{\left(\varepsilon \cos\theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_0} \right) \left(\varepsilon \cos\theta_d + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_d} \right)} \quad (IV.14)$$

et en en polarisation *S*

$$w_{ss} = \frac{4(\varepsilon - 1)\cos\theta_d \cos\theta_0}{\left(\cos\theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_0} \right) \left(\cos\theta_d + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_d} \right)} \quad (IV.15)$$

A partir des enregistrements de l'intensité diffusée I_d (qui est proportionnelle à la puissance P) du flux lumineux diffusé suivant la répartition angulaire, et en remplaçant dans la relation (IV.13), on obtient la transformée de Fourier $|S(\Delta k)|^2 = g(\Delta k)$ qui dépend uniquement de la rugosité superficielle :

$$\left| S(\Delta \vec{k}) \right|^2 = \frac{dI_d}{I_0 d\Omega} \times 4 \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^4 \frac{\cos\theta_0}{|w_{pp}|^2} \quad (IV.16)$$

où $\left| \Delta \vec{k} \right| = k - k_0 = \left| \frac{2\pi}{\lambda} (\sin\theta_d - \sin\theta_0) \right|$

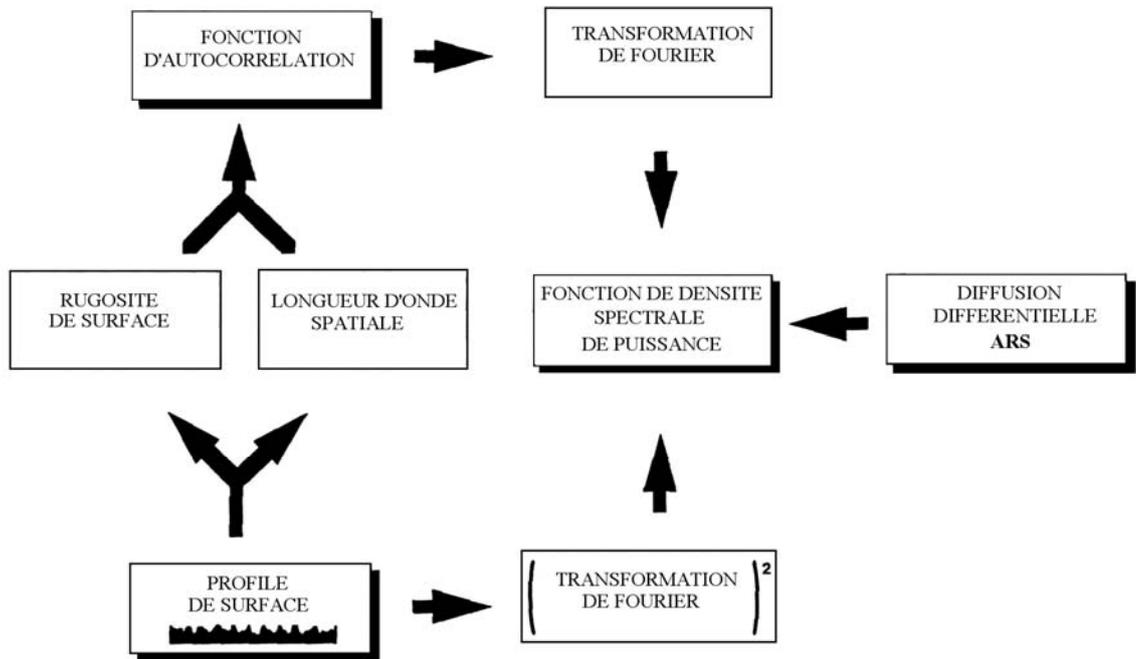


Fig. IV.8. Diffusion différentielle ARS : relations entre les différents paramètres

Nous avons choisi la polarisation P car, lorsque la lumière incidente est polarisée S , une dépolarisation de la lumière diffusée sera observée, particulièrement pour les sites les plus rugueux, ce qui n'est pas prévu par les calculs théoriques limités au premier ordre [4], [34].

Admettons que la fonction d'autocorrélation est gaussienne; elle est de la forme :

$$G(x, y) = \delta^2 \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{\sigma^2}\right] \quad (\text{IV.17})$$

La fonction de densité spectrale de puissance s'écrit donc :

$$|S(\Delta\vec{k})|^2 = \frac{\delta^2 \sigma^2}{4\pi} \exp\left[-\frac{\sigma^2 \Delta k^2}{4}\right] \quad (\text{IV.18})$$

On prend le logarithme naturel de la relation (IV.18) pour déterminer δ et σ :

$$\ln|S(\Delta\vec{k})|^2 = -a\Delta k^2 + b \quad (\text{IV.19})$$

où
$$a = \frac{\sigma^2}{4} \quad \text{et} \quad b = \ln\left(\frac{\delta^2 \sigma^2}{4\pi}\right)$$

enfin
$$\delta = \sqrt{\frac{\pi e^b}{a}} \quad (\text{IV.20.a}) \quad ; \quad \sigma = 2\sqrt{a} \quad (\text{IV.20.b})$$

La transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation peut être approchée par une fonction gaussienne dans le domaine des grandes fréquences spatiales ($\sigma \ll \lambda$) [36].

IV.7.1. Montage expérimental

La figure (IV.9) montre les différents éléments du dispositif de la technique ARS : Un laser He-Ne ($\lambda=632,8$ nm) envoie un faisceau lumineux de 3 mm de diamètre à travers le polariseur (2) et le diaphragme (3) pour tomber sur la surface à contrôler avec un angle d'incidence de 45° .

La lumière diffusée par la plage éclairée de la surface traverse l'analyseur (5) et pénètre directement dans le système de détection (6) dont le diamètre utile de la surface détectrice est de 11,5 mm, celui-ci est placé à environ 200 mm de la zone éclairée. La surface détectrice définit l'angle solide $d\Omega \approx 2,6 \times 10^{-3}$ sr à l'intérieur duquel est admise la lumière diffusée par l'échantillon. Enfin l'intensité est mesurée et visualisée par l'afficheur universel (7).

Le capteur et l'analyseur sont montés sur le bras fixe d'un goniomètre qui assure la rotation avec une résolution de 1° ce qui permet de mesurer l'intensité du flux lumineux diffusé en fonction de l'angle de diffusion θ_d .



- 1 : Laser He-Ne (632,8 nm)
- 2 : Polariseur
- 3 : Diaphragme
- 4 : Échantillon
- 5 : Analyseur
- 6 : photodiode
- 7 : Afficheur
- 8 : Alimentation

Fig. IV.9. Montage expérimental pour la technique ARS

IV.7.2. Mesures et résultats

La courbe de la figure (IV.10) représente les variations de l'intensité normalisée de la lumière diffusée par unité d'angle solide en fonction de l'angle de diffusion θ_d .

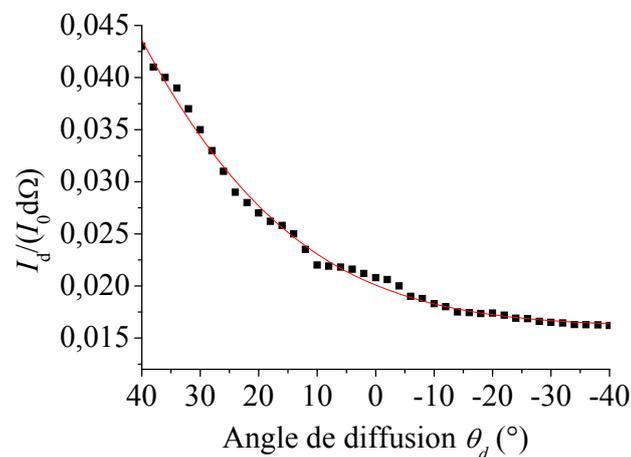


Fig. IV.10. Exemple, pour un échantillon de verre Flint, de courbe représentant $I_d / (I_0 \cdot d\Omega)$ en fonction de l'angle de diffusion θ_d mesuré à partir de la normale à la surface [38]

On calcule maintenant $|S(\Delta k)|^2$ à partir de l'équation (IV.16), après avoir calculé w_{pp} de l'équation (IV.14), puis on trace la courbe $\ln|S(\Delta k)|^2$, et à partir de celle-ci on déduit les valeurs de σ et δ d'après les relations (IV.20.a) et (IV.20.b).

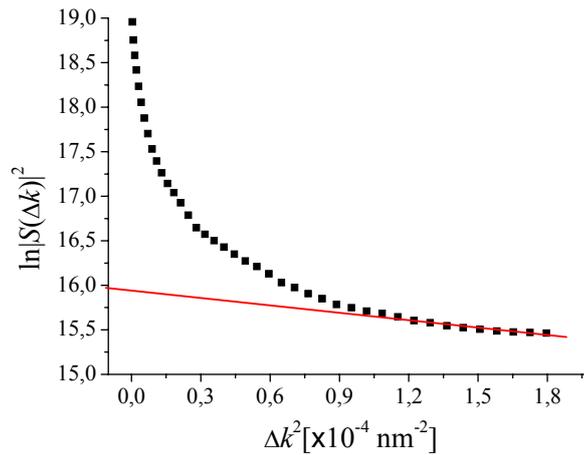


Fig. IV.11. Logarithme naturel de $|S(\Delta k)|^2$ en fonction de Δk^2 [38]

Dans la courbe de la figure IV.11, représentant $\ln|S(\Delta k)|^2$ en fonction de $|\Delta k|^2$, seule la partie linéaire (partie éloignée de l'origine) est prise en considération pour déterminer les paramètres σ et δ , car elle correspond à celle prévue par la théorie [32]. Pour cette raison, seules les mesures correspondant à un domaine angulaire d'observation suffisamment éloigné de la réflexion spéculaire seront exploitées pour déterminer les caractéristiques de la rugosité.

On observe, après rodage (c.-à- d. à TP=0 min), que l'intensité des rayons spéculaires est très proche de celle des rayons diffusés, ceci est dû à la rugosité élevée de la surface qui diffuse la quasi-totalité du flux lumineux. A chaque fois que le temps de polissage augmente l'intensité des rayons diffusés diminue et celle des rayons spéculaires augmente, jusqu'à TP=12 min, où l'intensité des rayons diffusés atteint sa valeur minimale et l'intensité des rayons spéculaires atteint sa valeur maximale.

Par ailleurs, on constate qu'après le rodage la rugosité est assez grande et les irrégularités de la surface agissent comme de petits miroirs qui réfléchissent la lumière dans diverses directions.

Après polissage on remarque qu'il y a une évolution positive de l'état de surface, c.-à- d. la rugosité décroît, et $\delta < \lambda$. A TP=12 min la rugosité atteint sa valeur minimale.

Les courbes (a) et (b) de la figure IV.12 montrent l'évolution de la rugosité quadratique moyenne δ et la longueur de corrélation σ , respectivement, en fonction du temps de polissage.

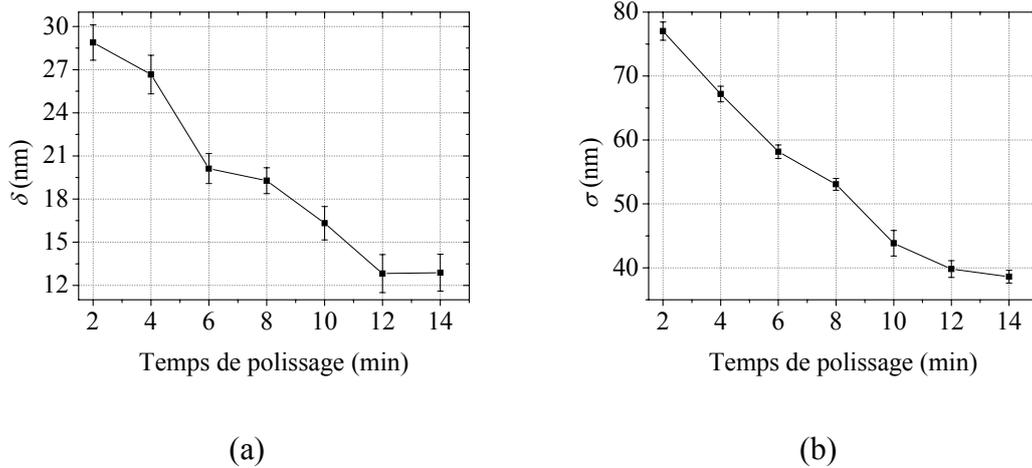


Fig. IV.12. (a) longueur de corrélation en fonction du temps de polissage, (b) rugosité quadratique en fonction du temps de polissage [38].

Les valeurs de δ et σ pour le verre BK7 et l'acier inoxydable en fonction du temps de polissage sont représentés dans les tableaux ci-dessous respectivement.

Tableau IV.10. Valeurs de δ et σ pour le verre BK7 en fonction du temps de polissage

TP	2	4	6	8	10	12	14
δ (nm)	26,7	24,3	21,7	17,5	13,3	10,2	10,8
σ (nm)	72,1	63,4	51,6	49,0	43,7	36,3	36,6

Tableau IV.11. Valeurs de δ et σ pour l'acier inoxydable en fonction du temps de polissage

TP	2	4	6	8	10	12	14
δ (nm)	33,6	30,2	28,7	23,6	15,3	11,9	12,0
σ (nm)	84,2	71,4	66,1	57,5	50,2	41,4	42,5

IV.8. Microscopie à contraste interférentiel différentiel de Nomarski

Le microscope à contraste interférentiel différentiel (DIC) de Nomarski est sensible aux différences des hauteurs des aspérités des surfaces à l'ordre de l'angström, il est l'instrument le plus utilisé pour observer la rugosité des surfaces (plus particulièrement les matériaux transparents) et autres défauts de surface, telles que les rayures, les particules de poussières, les impuretés, etc.

La figure IV.16 représente les résultats topographiques des surfaces du verre optique de type Flint LF7, précédemment étudiées pour différents temps de polissage, obtenues par microscopie de Nomarski, et les distributions tridimensionnelles de leurs intensités traitées à l'aide du logiciel *Image-Pro Plus*.

Par exemple, sur les figures (a₁) et (b₁) on peut voir clairement les rayures causées par l'agent de polissage.

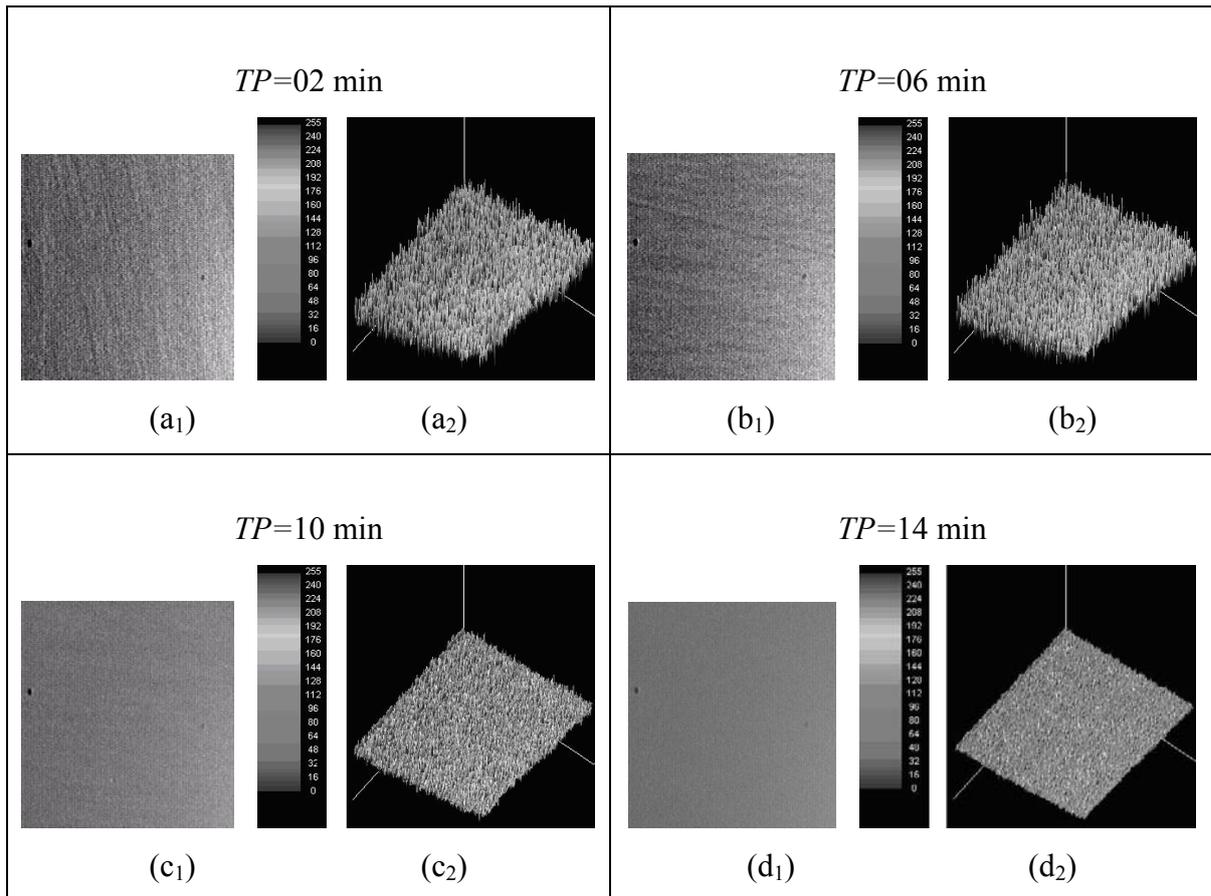


Fig. IV.15 (a₁, b₁, c₁ et d₁) Topographie par microscopie de Nomarski, (a₂, b₂, c₂ et d₂) Distribution tridimensionnelle de la topographie pour le verre LF7 [39]

IV.9. Conclusion

Nous avons utilisé une méthode optique de mesure indirecte, basée sur les théories scalaire (pour TIS) et vectorielle (pour ARS) de la diffusion de la lumière, pour caractériser la rugosité superficielle d'échantillons de verres optiques et d'acier inoxydable, ayant subi un polissage de qualité optique, ainsi que le silicium. Les valeurs des paramètres statistiques de la rugosité (δ pour TIS et δ et σ pour ARS) sont alors déterminées.

L'intensité de la lumière diffusée est proportionnelle à la rugosité de la surface : lorsque cette dernière est faible devant la longueur d'onde de la lumière ($\delta \ll \lambda$), la réflexion spéculaire est importante et la diffusion est faible, et vice-versa selon l'orientation des pentes des irrégularités de la surface.

Les mesures de diffusion nécessitent, d'une part, l'utilisation d'une lumière monochromatique cohérente et stable, et d'autre part la connaissance de la nature dispersive de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde utilisée.

Pour la méthode ARS, le traitement mathématique des données, et l'utilisation des langages algorithmiques qui permet de minimiser le temps de calcul, est une étape intermédiaire entre la phase expérimentale et l'évaluation finale de la rugosité, puisqu'il s'agit de déterminer graphiquement les paramètres de rugosité qui restent, toutefois, conditionnés par l'estimation exacte de la pente a et l'ordonnée b de la partie linéaire de la courbe de diffusion. D'autre part l'automatisation des mesures s'avère très utile.

Par ailleurs les observations par microscopie de Nomarski apportent un témoignage visuel.

V. CARACTÉRISATION DES SURFACES PAR ELLIPSOMÉTRIE

A. Ellipsométrie : Théorie

V.1. Introduction

L'ellipsométrie est une méthode optique d'analyse de surface fondée sur la mesure du changement de l'état de polarisation de la lumière après réflexion sur une surface plane.

La détermination de ce changement permet d'obtenir, soit les paramètres optiques de la surface réfléchissante, si celle-ci n'est recouverte d'aucun film superficiel (couche mince), soient l'épaisseur et les propriétés optiques de ce film.

L'ellipsométrie est donc, une technique non destructive avec possibilité d'application *in-situ* [40], elle est aussi utilisable sur de très petites surfaces (de l'ordre du mm^2) et peut donc être économique pour l'étude de matériaux à prix de revient élevé.

L'état de polarisation est défini par les rapports de phase et d'amplitude entre les deux ondes planes composantes en lesquelles le champ électrique est défini.

En général, la réflexion produit un changement des phases relatives des ondes et un changement du rapport de leurs amplitudes. Le changement de la phase est caractérisé par l'angle Δ et le changement de rapport d'amplitude est caractérisé par $\tan \Psi$

V.2. Formalismes de polarisation

V.2.1. Définition

Une onde optique est une onde électromagnétique particulière qui se caractérise par une fréquence élevée (de l'ordre de 10^{14} Hz) et une longueur d'onde de l'ordre du micron. La propagation d'une onde dans un milieu se traduit par la variation spatio-temporelle d'une grandeur physique qui peut être, dans le cas d'une onde électromagnétique, soit le vecteur champ magnétique $\vec{B}(M, t)$, soit le vecteur champ électrique $\vec{E}(M, t)$.

En optique, $\vec{E}(M, t)$ représente la grandeur caractéristique. L'évolution de ce vecteur nous renseigne sur l'état de polarisation de l'onde. Si l'extrémité du vecteur décrit dans le temps de mesure ou d'observation une courbe stationnaire, l'onde est dite polarisée. Suivant la forme de la courbe: ellipse, cercle ou droite nous aurons une polarisation dite: elliptique, circulaire, rectiligne. Le sens de parcours de cette courbe nous informe sur la nature droite (sens inverse) ou gauche (sens direct) de la polarisation.

V.2.2 Représentation générale

Considérons une onde plane monochromatique (ou quasi-monochromatique) de pulsation ω , qui se propage dans la direction (Oz) . Dans un repère cartésien $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$, le champ électrique instantané s'écrit :

$$\vec{E}(M, t) = \Re[\vec{E}_0 \exp i(kz - \omega \cdot t)] \quad (\text{V.1})$$

Avec $\vec{E}_0 = E_{0x} e^{i\varphi_x} \vec{e}_x + E_{0y} e^{i\varphi_y} \vec{e}_y$

Ses composantes dans le repère cartésien sont :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz - \varphi_x) \\ E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz - \varphi_y) \\ E_z(z, t) = 0 \end{cases} \quad (\text{V.2})$$

$E_z(z, t) = 0$ car on sait que dans un milieu isotrope $\vec{E} \cdot \vec{K} = 0$

dans le plan $z = 0$ on a $\vec{E}(t) = \begin{pmatrix} \vec{E}_x(t) \\ \vec{E}_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(\omega \cdot t - \varphi_x) \\ E_{0y} \cos(\omega \cdot t - \varphi_y) \end{pmatrix}$ (V.3)

V.2.3. Ellipse de polarisation

En éliminant la variable temporelle entre les équations (V.3), on trouve :

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (\text{V.4})$$

avec $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$

Donc l'extrémité du champ électrique décrit une ellipse (c'est le cas général), et on détermine le sens du parcours de l'ellipse en calculant les différentielles dE_x/dt et dE_y/dt :

$$\begin{cases} \frac{dE_x}{dt} = -E_{0x} \omega \cdot \sin(\omega \cdot t) \\ \frac{dE_y}{dt} = -E_{0y} \omega \cdot \sin(\omega \cdot t - \varphi) \end{cases} \quad (\text{V.5})$$

Si $\omega \cdot t = 0 \Rightarrow \begin{cases} \frac{dE_x}{dt} = 0 \\ \frac{dE_y}{dt} = E_{0y} \omega \cdot \sin \varphi \end{cases}$ (V.6)

Alors le sens de rotation de l'ellipse dépend du signe de $\sin \varphi$

$$\begin{cases} \sin \varphi < 0 \Leftrightarrow -\pi < \varphi < 0 \Rightarrow \text{ellipse gauche} \\ \sin \varphi > 0 \Leftrightarrow 0 < \varphi < \pi \Rightarrow \text{ellipse droite} \end{cases}$$

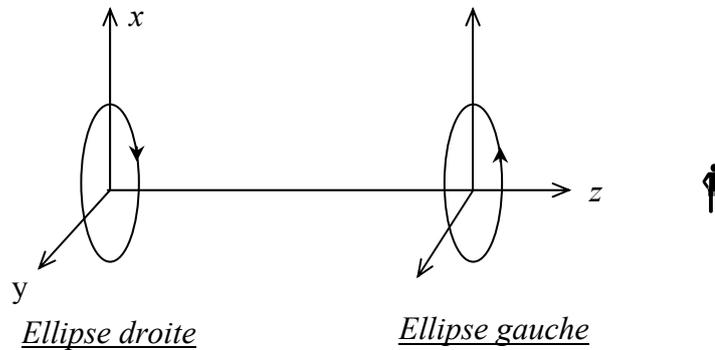


Fig. V.1. Sens de l'ellipticité

Cas particuliers :

- Si $\varphi = \pm \pi/2$ et $E_0 = E_{0x} = E_{0y} \Rightarrow \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 1$, on a une polarisation circulaire.
- Si $\varphi = 0, \pi$ on aura $\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right) \pm \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right) = 0$, la polarisation est rectiligne.

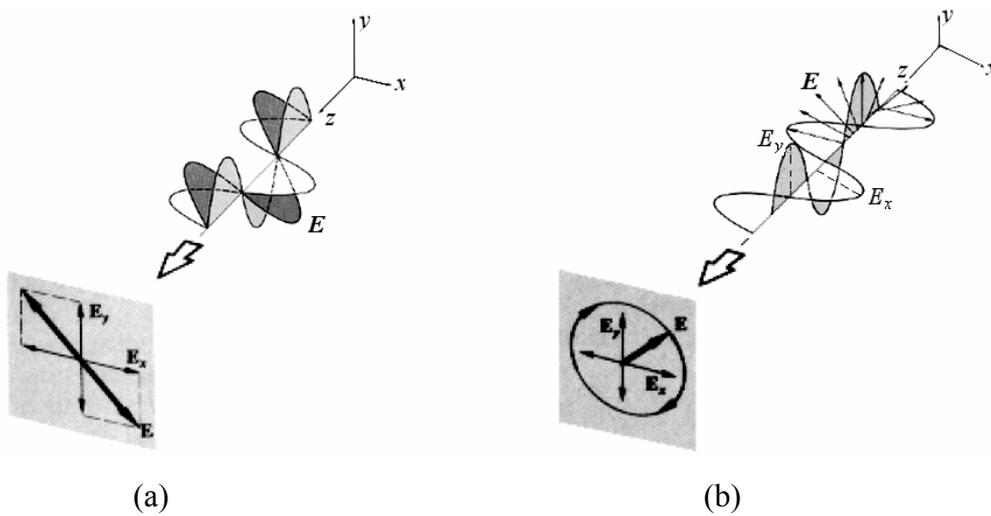


Fig. V.2. Deux types de polarisation: (a)-Polarisation rectiligne et b-Polarisation circulaire

Il résulte de ce qui précède qu'on peut caractériser une onde polarisée par: les amplitudes E_{0x} et E_{0y} et le retard de phase φ , mais on peut aussi le faire par les demi-axes (a, b) de l'ellipse et l'angle d'inclinaison α par rapport à l'axe (Ox) .

- Relation entre $(E_{0x}, E_{0y}, \varphi)$ et (a, b, ψ)

-

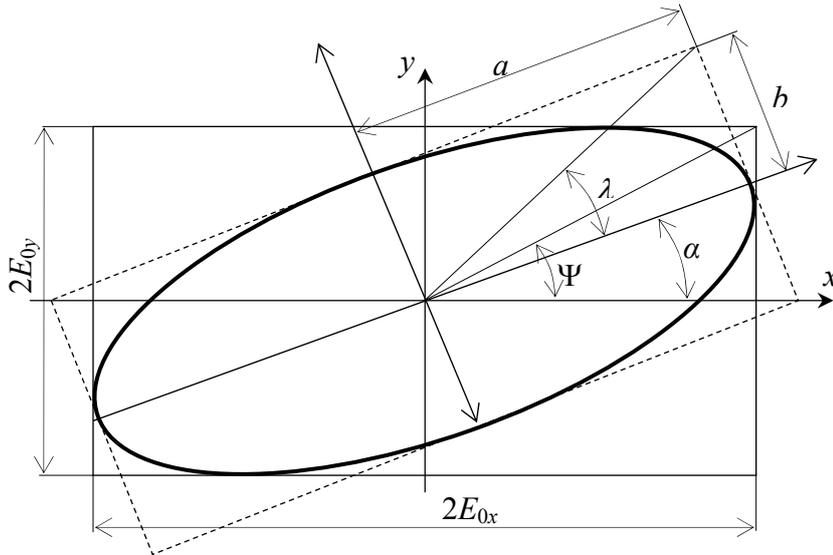


Fig. V.3. Ellipse de polarisation

- L'aplatissement $|\lambda| = \arctan(b/a)$.
- Ellipticité : $I = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = a^2 + b^2$ (V.7)

Soit ψ le rapport des amplitudes des composantes de \vec{E}

$$\tan(\psi) = E_{0x}/E_{0y} \tag{V.8}$$

On peut facilement démontrer que :

$$\begin{cases} \sin 2\lambda = \sin 2\psi \sin \varphi \\ \sin 2\alpha \cos 2\lambda = \sin 2\psi \cos \varphi \\ \cos 2\psi = -\cos 2\lambda \cos 2\alpha \end{cases} \tag{V.9}$$

$$\text{et } \begin{cases} \cos 2\alpha = \frac{E_{0x}^2 - E_{0y}^2}{[I^2 - 4E_{0x}^2 E_{0y}^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}} \\ \sin 2\varphi = \frac{2E_{0x} E_{0y} \cos \varphi}{[I^2 - 4E_{0x}^2 E_{0y}^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}} \end{cases} \tag{V.10}$$

V.3. Principe de l'ellipsométrie

Comme toute méthode optique, l'ellipsométrie utilise les informations recueillies de l'interaction d'une onde électromagnétique incidente sur une surface plane et la matière. Elle est basée sur la mesure et l'analyse de la variation de l'état de polarisation d'une lumière monochromatique qui interagit avec le milieu donné, qui peut modifier l'état de polarisation de la lumière incidente.

Considérons une onde lumineuse plane incidente sur une surface plane ; une partie de l'onde est transmise ou absorbée, l'autre est réfléchie par la surface (Figure V.4).

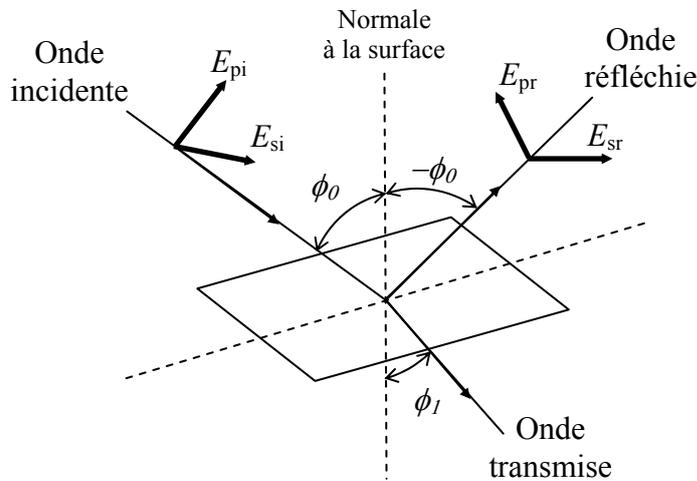


Fig. V.4. Réflexion et transmission à l'interface de deux milieux homogènes d'indices de réfraction différents

Le champ électrique \vec{E} de l'onde incidente peut être décomposé suivant deux directions: \vec{E}_{pi} parallèle au plan d'incidence, et \vec{E}_{si} perpendiculaire à celui-ci. Les modifications du champ électrique peuvent être représentées par deux coefficients agissant sur chacune des composantes du champ [41], [42] :

r_p coefficient de réflexion pour une polarisation parallèle au plan d'incidence, exprimé par :

$$r_p = \frac{E_{pr}}{E_{pi}} = |r_p| \exp(j \delta_p) \quad (\text{V.11})$$

r_s coefficient de réflexion pour une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence, donné par :

$$r_s = \frac{E_{sr}}{E_{si}} = |r_s| \exp(j \delta_s) \quad (\text{V.12})$$

Les modules $|r_p|$ et $|r_s|$ représentent les modifications apportées aux amplitudes des composantes du champ, et les phases δ_p et δ_s représentent les retards introduits par la réflexion. En ellipsométrie, la quantité mesurée est le rapport entre r_p et r_s , qui est exprimée par :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan \Psi \cdot \exp(j\Delta) \quad (\text{V.13})$$

Avec $\tan \Psi = \left| \frac{r_p}{r_s} \right|$ et $\Delta = \delta_p - \delta_s$ (Δ : Différence de phase introduite par réflexion)

Pour un échantillon isotrope et massif, l'angle de réfraction ϕ_1 est régi par la loi de Descartes :

$$N_0 \sin \phi_0 = N_1 \sin \phi_1 \quad (\text{V.14})$$

où N_0 est l'indice du milieu 0 (milieu extérieur) et $N_1 = n_1 + jk_1$, indice du substrat, avec n_1 indice (réel) de réfraction et k_1 coefficient d'extinction du milieu 1. ϕ_0 angle d'incidence et ϕ_1 angle de réfraction.

Les coefficients de réflexion (r_p , r_s) et de transmission (t_p , t_s) peuvent être déduits de la continuité des composantes tangentielles des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} à l'interface [41] :

$$\begin{aligned} r_p &= \frac{N_1 \cos \phi_0 - N_0 \cos \phi_1}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1} \\ r_s &= \frac{N_0 \cos \phi_0 - N_1 \cos \phi_1}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1} \\ t_p &= \frac{2 N_0 \cos \phi_0}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1} \\ t_s &= \frac{2 N_0 \cos \phi_0}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1} \end{aligned} \quad (\text{V.15})$$

Ces coefficients ne dépendent que de l'angle d'incidence ϕ_0 et des indices des milieux 0 et 1, lesquels varient avec la longueur d'onde.

V.4. Exploitation des paramètres ellipsométriques

Si l'on dispose d'un échantillon massif sans couche d'oxyde et sans rugosité de surface, l'équation (V.13) ne dépend que de l'angle d'incidence et de l'indice du matériau [41].

En reprenant l'expression de r_p et r_s et en inversant la relation ci-dessus, on arrive à la relation suivante :

$$\frac{N_1}{N_0} = \sin \phi_0 \sqrt{1 + \left(\frac{1-\rho}{1+\rho} \right)^2 \tan^2 \phi_0} \quad (\text{V.16})$$

où $N_1 = n_1 + jk_1$ est l'indice du substrat, N_0 indice du milieu dans lequel est faite la mesure ($N_0 = 1$ dans le cas où la mesure est faite à l'air ou sous vide), ϕ_0 angle d'incidence.

Cela permet, sans aucune hypothèse, de calculer l'indice complexe d'un substrat, cas le plus simple à résoudre.

$$\begin{cases} n^2 - k^2 = \frac{\sin^2 \phi_0 \cdot \tan^2 \phi_0 \cdot (\cos^2 2\Psi - \sin^2 2\Psi \cdot \sin^2 \Delta)}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} + \sin^2 \phi_0 \\ 2nk = \frac{\sin^2 \phi_0 \cdot \tan^2 \phi_0 \cdot \sin 4\Psi \cdot \sin \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cdot \cos \Delta)^2} \end{cases} \quad (\text{V.17})$$

V.4.1. Détermination de l'épaisseur d'une couche

Un cas d'une grande importance en ellipsométrie est comment une lumière polarisée est réfléchiée, ou transmise par un substrat couvert par une seule couche.

Comme montré dans la figure V.5, on suppose que la couche a des séparations parallèles d'épaisseur d et elle est interposée entre un ambiant semi infini et un milieu substrat. L'ambiant (milieu 0), la couche (milieu1) et le substrat (milieu 2) sont tous supposés homogènes et isotropes [43] [44].

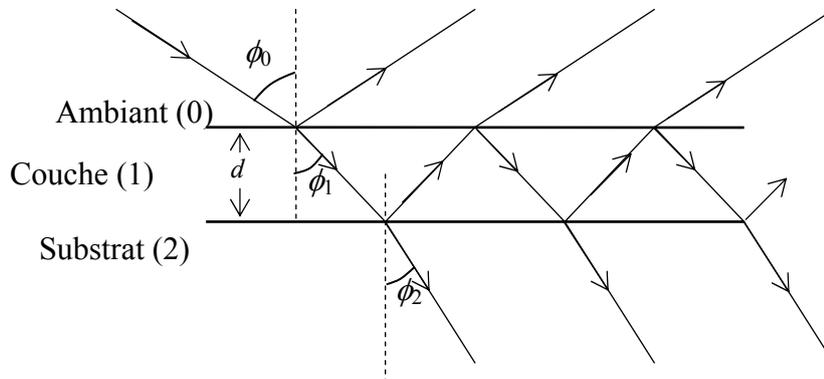


Fig. V.5. Réflexion et transmission d'une onde plane par un système ambiant (0)-couche (1)-substrat (2)

Le calcul des coefficients de réflexion donne :

$$r_p = \frac{E_{pr}}{E_{pi}} = \frac{r_{01p} + r_{12p} \exp(-j2\beta)}{1 + r_{01p} r_{12p} \exp(-j2\beta)} \quad (\text{V.18})$$

$$r_s = \frac{E_{sr}}{E_{si}} = \frac{r_{01s} + r_{12s} \exp(-j2\beta)}{1 + r_{01s} r_{12s} \exp(-j2\beta)} \quad (\text{V.19})$$

r_{01p} , r_{01s} coefficients entre l'ambient (0) et la couche (1) pour polarisations p et s

r_{12p} , r_{12s} coefficients entre la couche (1) et le substrat (2) pour polarisations p et s

Le déphasage β produit par la couche a pour expression :

$$\beta = \frac{2\pi n_1 \cos \phi_1 d_1}{\lambda} \quad (\text{V.20})$$

En posant $X = \exp(-j2\beta)$, on a :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \frac{r_{01p} + r_{12p} X}{1 + r_{01p} r_{12p} X} \times \frac{1 + r_{01s} r_{12s} X}{r_{01s} + r_{12s} X} \quad (\text{V.21})$$

Après inversion, la solution pour X est :

$$X = \frac{-(B - \rho E) \pm \left[(B - \rho E)^2 - 4(C - \rho F)(A - \rho D) \right]^{\frac{1}{2}}}{2(C - \rho F)} \quad (\text{V.22})$$

Où $A = r_{01p}$; $B = r_{12p} + r_{01p} r_{01s} r_{12s}$; $C = r_{12p} r_{01s} r_{12s}$;

$D = r_{01s}$; $E = r_{12s} + r_{01p} r_{12p} r_{01s}$; $F = r_{01p} r_{12p} r_{12s}$

tels que r_{01p} , r_{12p} , r_{01s} et r_{12s} sont les coefficients de Fresnel donnés par :

$$\begin{aligned} r_{01p} &= \frac{N_1 \cos \phi_0 - N_0 \cos \phi_1}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1} \\ r_{12p} &= \frac{N_2 \cos \phi_1 - N_1 \cos \phi_2}{N_2 \cos \phi_1 + N_1 \cos \phi_2} \\ r_{01s} &= \frac{N_0 \cos \phi_0 - N_1 \cos \phi_1}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1} \\ r_{12s} &= \frac{N_1 \cos \phi_1 - N_2 \cos \phi_2}{N_1 \cos \phi_1 + N_2 \cos \phi_2} \end{aligned} \quad (\text{V.23})$$

Où N_0 , N_1 et N_2 sont les indices de réfraction des trois phases (ambient, couche, et substrat, respectivement)

Connaissant la loi de Descartes (V.14), on abouti à l'épaisseur de la couche, qui est donc :

$$d_1 = \left[j(4\pi)^{-1} (N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \phi_0)^{-\frac{1}{2}} \ln X \right] \lambda \quad (\text{V.24})$$

Les racines X_1 et X_2 de l'équation (V.22) doivent être choisies de manière à donner une valeur positive de l'épaisseur d , c'est à dire la partie réelle positive de l'équation (V.24).

V.4.2. Ellipsométrie des surfaces avec des limites rugueuses

Dans la section précédente nous avons considéré la réflexion et la transmission de la lumière par les structures multicouche supposant que chaque couche est continue et que les interfaces entre les couches sont parfaitement lisses (plans) et parallèles. Dans cette section nous étudions brièvement l'effet des écarts de ces idéalizations sur l'interprétation des données ellipsométriques.

Une approche simplifiée pour étudier l'effet de la rugosité de surface sur les paramètres ellipsométriques Ψ et Δ est de remplacer "la couche superficielle" rugueuse par un film équivalent avec des limites planes et parallèles, figure V.6, dont l'épaisseur est égale au paramètre caractéristique de rugosité (par exemple, la valeur de la rugosité *rms*), et dont les propriétés optiques sont déterminées à partir de celles du substrat et du milieu ambiant selon la **théorie des milieux effectifs** [41], [45].

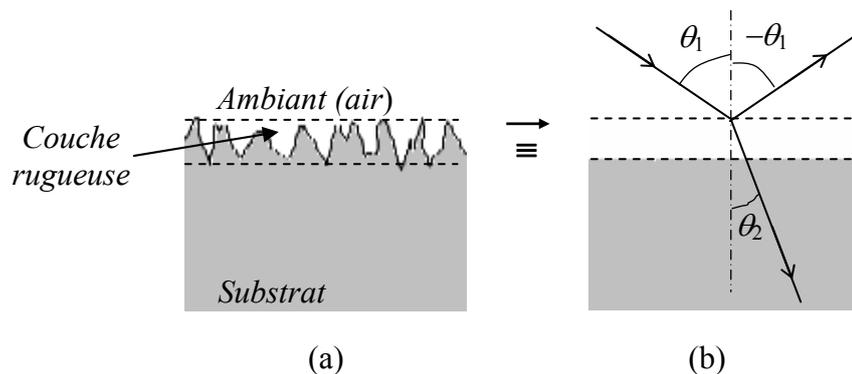


Fig. V.6. Substitution de la couche superficielle rugueuse (a) par un film équivalent avec des limites planes et parallèles (b)

- **Théorie des milieux effectifs**

Les milieux effectifs sont des modèles de champ moyen en lequel on exprime la réponse diélectrique d'un matériau non homogène par une combinaison de ceux de ses divers composants. La méthode est basée sur l'additivité de la polarisabilité, et elle est applicable quand les dimensions des inclusions sont plus grandes que la distance interatomique (de sorte que le concept de fonction diélectrique peut avoir un sens), mais plus petits que la longueur d'onde d'analyse (pour éviter les phénomènes de diffusion et de diffraction).

Le comportement optique de telles combinaisons est théoriquement calculé au moyen de l'approximation des milieux effectifs EMA (*Effectif medium approximation*). Ces approximations peuvent être de Maxwell-Garnett, de Lorentz-Lorenz, de Bruggemann...

Toutes ces approximations ont la même forme [46], suivant la formule ci-dessous :

$$\frac{N_e^2 - N_h^2}{N_e^2 + 2N_h^2} = \sum_i f_i \frac{N_e^2 - N_h^2}{N_e^2 + 2N_h^2} \quad (\text{V.25})$$

où N_e , N_h , N_i sont les indices de réfraction complexes pour le milieu effectif, le milieu récepteur et les inclusions. Les f_i représentent les fractions volumiques des inclusions. Plusieurs hypothèses peuvent être faites à partir de cette équation.

- **Le modèle de Lorentz-Lorenz** qui suppose que le mélange est composé de deux matériaux jouant des rôles identiques (le milieu récepteur peut être considéré comme du vide), $N_h=1$.

$$\frac{N_e^2 - 1}{N_e^2 + 2} = \sum_i f_i \frac{N_e^2 - 1}{N_e^2 + 2} \quad (\text{V.26})$$

- **L'approximation de Maxwell-Garnett** suppose que le milieu récepteur des particules est identique à l'un des matériaux, $N_h = N_1$.

$$\frac{N_e^2 - N_h^2}{N_e^2 + 2N_h^2} = f_i \frac{N_1^2 - N_h^2}{N_1^2 + 2N_h^2} \quad (\text{V.27})$$

- **L'approximation de Bruggemann** qui suppose, quant à elle, que le mélange des matériaux est le milieu effectif, $N_h=N_e$.

$$\sum_i f_i \frac{N_i^2 - N_e^2}{N_i^2 + 2N_e^2} = 0 \quad (\text{V.28})$$

V.5. Instrumentation ellipsométriques

Il existe plusieurs techniques de mesure de polarisation par réflexion, elles utilisent le montage optique constitué essentiellement d'une source, d'un polariseur, d'un détecteur, qui sont des éléments de base aux quels peuvent être ajoutés des modulateurs ou compensateur, etc.

Deux types d'appareils de mesures sont à dénombrer : l'ellipsomètre à annulation et l'ellipsomètre à modulation.

V.5.1. Ellipsomètre à annulation

Cette méthode utilise l'extinction du signal pour effectuer une mesure angulaire [41].

Le montage optique est constitué d'une source monochromatique (laser ou lampe filtrée), d'un polariseur, d'un compensateur (par exemple une lame quart d'onde), d'un analyseur et d'un photomultiplicateur (figure V.7).

La polarisation, linéaire après le polariseur, est transformée en polarisation elliptique par le compensateur. Ce dernier est orienté de manière à obtenir une polarisation linéaire après la réflexion sur l'échantillon ; le compensateur joue alors un rôle symétrique à l'échantillon. L'analyseur est ensuite orienté de manière à être croisé avec la polarisation linéaire ainsi obtenue, ce qui conduit à l'extinction du faisceau.

Les orientations du polariseur, de la lame quart d'onde et de l'analyseur permettent de connaître les paramètres ellipsométriques de l'échantillon :

$$\tan \Psi \cdot \exp(j\Delta) = -\tan A \frac{\tan C - \tan(P-C)}{1 + j \tan C \cdot \tan(P-C)} \quad (\text{V.29})$$

avec A , C , P angles de l'analyseur, du compensateur, du polariseur, repérés par rapport au plan d'incidence.

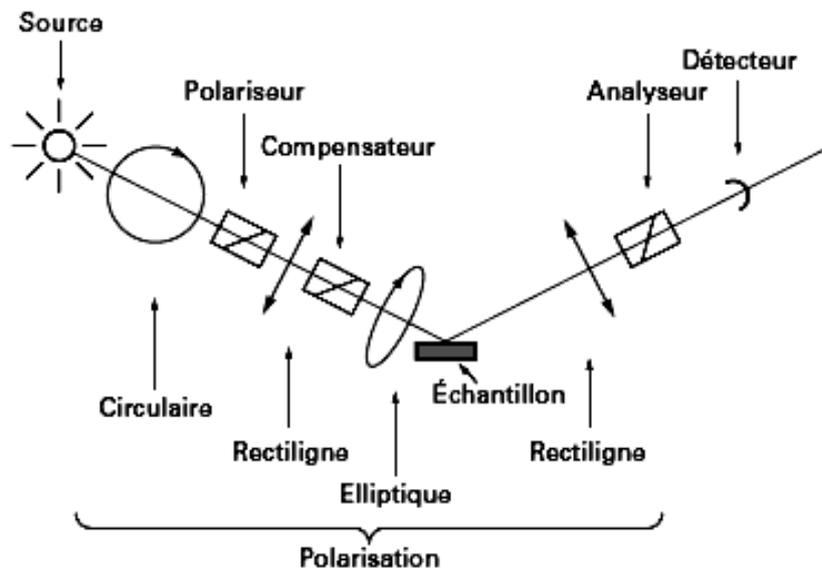


Fig. V.7. Ellipsomètre à annulation [47]

V.5.2. Ellipsomètre à modulation

Un des composants (polariseur, analyseur, compensateur) est en rotation. La détection se fait à la fréquence de modulation par analyse numérique du signal détecté, c'est à dire qu'il utilise les harmoniques du signal photométrique pour mesurer les paramètres ellipsométriques. Ψ et Δ sont calculés à l'aide des amplitudes et des phases extraites du signal photométrique.

Le faisceau peut être modulé en polarisation (figure V.8) par la rotation du polariseur, de l'analyseur ou d'un compensateur.

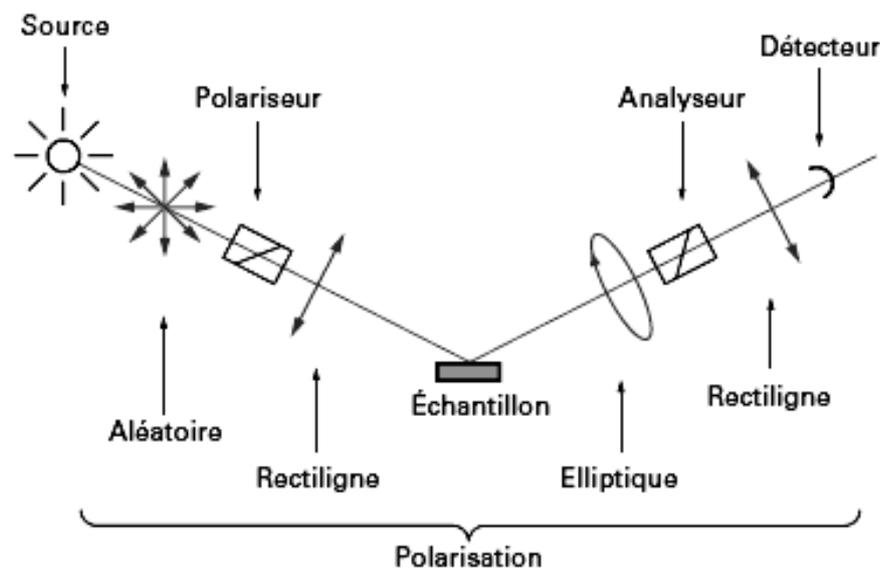


Fig. V.8. Ellipsomètre à modulation par élément tournant [47]

- Un **polariseur tournant** nécessite l'utilisation d'une source dont la polarisation est parfaitement définie [48]. Après l'échantillon, l'analyseur étant fixe, il n'est pas nécessaire d'avoir un détecteur insensible à la polarisation. Cela permet de placer le spectromètre (qui modifie la polarisation du faisceau) entre l'analyseur et le détecteur. Il dispersera et filtrera la lumière parasite présente au niveau de l'échantillon.
- L'**analyseur tournant** impose, au contraire, l'emploi d'un détecteur insensible à l'état de polarisation (ou étalonné en fonction de celui-ci). Cela implique de placer le spectromètre entre la source et le polariseur [49], le détecteur sera donc beaucoup plus sensible à la lumière parasite.

• Les ellipsomètres à **compensateur tournant** permettent de s'affranchir de toutes les contraintes de polarisation au niveau de la source et du détecteur mais nécessitent un étalonnage spectral du compensateur, ce qui est source d'erreurs systématiques sur la mesure.

Dans ce qui suit nous décrivons plus en détail le montage à polariseur tournant.

V.5.2.1. Montage à polariseur tournant

L'état de polarisation du faisceau peut être décrit à l'aide du **système de Jones**. L'étude est faite ci-après pour un montage à polariseur tournant [41].

L'amplitude du champ est décomposée suivant les axes S et P et (figure V.9). L'action de chaque élément sur la polarisation du faisceau est représentée par une matrice 2×2 à coefficients complexes.

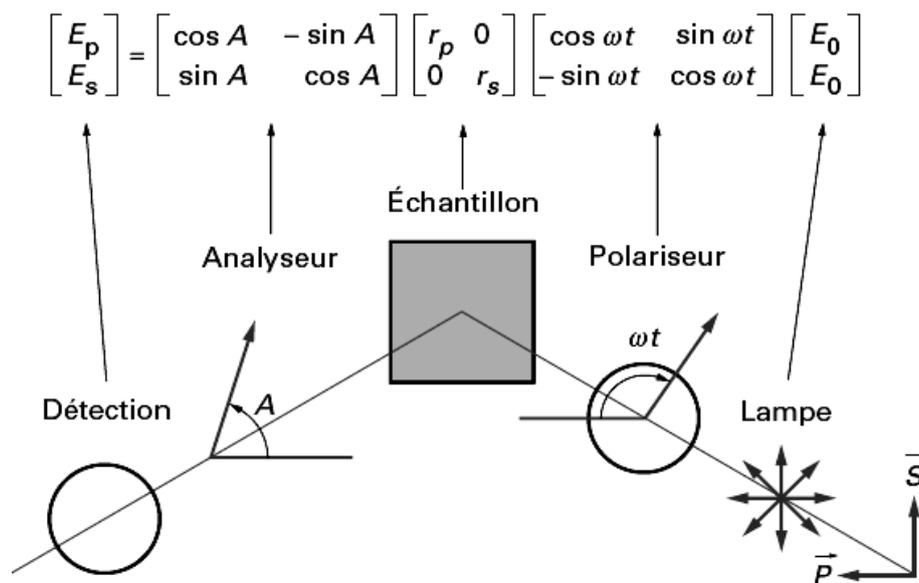


Fig. V.9. Influence des différents éléments sur la polarisation du faisceau d'un ellipsomètre à polariseur tournant [47]

$$\text{Polariseur, Analyseur : } \mathbf{P} = \mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix};$$

$$\text{Échantillon: } \mathbf{E} = \begin{pmatrix} r_p & 0 \\ 0 & r_s \end{pmatrix};$$

$$\text{Rotation: } \mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix};$$

θ étant l'angle de rotation de l'analyseur (A) ou du polariseur (P).

$$\text{Source: } \mathbf{L} = \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix}$$

Au niveau du détecteur, l'amplitude du champ détectée est :

$$E_d = \mathbf{A} \cdot \mathbf{R}(A) \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{R}(-P) \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{L} \quad (\text{V.30})$$

L'intensité enregistrée sera égale à :

$$I = |\vec{E}_d|^2 = \left(|r_p|^2 \cos^2 A \cos^2 P + |r_s|^2 \sin^2 A \sin^2 P + (r_p r_s^* + r_p^* r_s) \cos A \sin A \cos P \sin P \right) |\vec{E}_0|^2$$

en notant r_p^* et r_s^* respectivement les complexes conjugués de r_p et de r_s , et après linéarisation des sinus et cosinus, l'intensité s'écrit :

$$I = I_0 (1 + \alpha \cos 2P + \beta \sin 2P) \quad (\text{V.31})$$

Avec

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\tan^2 \Psi - \tan^2 A}{\tan^2 \Psi + \tan^2 A} \\ \beta = 2 \cos \Delta \frac{\tan \Psi \cdot \tan A}{\tan^2 \Psi + \tan^2 A} \\ I_0 = \frac{|r_s|^2 \cdot |E_0|^2}{2} \cdot \frac{\cos^2 A}{\tan^2 \Psi + \tan^2 A} \end{cases} \quad (\text{V.32})$$

Dans l'expression de I (V.31), les coefficients α et β de $\cos 2P$ et $\sin 2P$ sont mis en évidence, la modulation étant réalisée par polariseur tournant (d'angle $P = \omega t$). Pour un montage à analyseur tournant, les coefficients de $\cos 2A$ et $\sin 2A$ joueraient un rôle symétrique.

Il est à noter que les coefficients α et β ne dépendent pas de l'intensité de la lampe ($|E_0|^2$), ce qui permet de s'affranchir de toute mesure de référence de l'intensité du faisceau.

À partir de α , β et A , on exprime aisément $\tan \Psi$ et $\cos \Delta$:

$$\tan \Psi = \sqrt{\frac{1+\alpha}{1-\alpha}} \cdot \tan A, \quad \cos \Delta = \frac{\beta}{\sqrt{1-\alpha^2}} \quad (\text{V.33})$$

V.6. Traitement du signal

V.6.1 Transformée de Fourier et échantillonnage

Considérons un signal de la forme :

$$I(t) = I_0 (1 + \alpha \cos 2\omega t + \beta \sin 2\omega t) \quad (\text{V.34})$$

ω étant la pulsation de rotation de l'élément tournant.

Le signal $I(t)$ est converti par un convertisseur analogique-numérique en N valeurs. Ces N valeurs permettent le calcul de I_0 , α et β [50] :

$$\begin{cases} I_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(i\Delta t) \\ \alpha = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(i\Delta t) \cos(2\omega i\Delta t) \\ \beta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(i\Delta t) \sin(2\omega i\Delta t) \end{cases} \quad (\text{V.35})$$

avec $\Delta t = \frac{T}{N}$ et T la période du signal

Les N valeurs d'échantillonnage ne sont utilisés ici que pour la détermination de la composante continue et des harmoniques en 2ω . Les harmoniques supérieures, dues à des phénomènes parasites, peuvent aussi être identifiées dans la mesure où la fréquence d'échantillonnage est assez élevée, ce qui permet de caractériser les défauts d'alignement du montage optique.

V.6.2. Méthode d'intégration de Hadamard

Considérons l'intensité du signal de l'expression (V.31) et écrivons-la de la forme :

$$I(P) = I_0 (1 + \alpha \cos 2P + \beta \sin 2P)$$

avec $P = \omega t$ angle du polariseur par rapport au plan d'incidence.

Une transformée de Fourier permet d'identifier les composantes sur une bande de fréquence donnée. Si l'on analyse un signal à une fréquence donnée suffisamment éloignée de toute fréquence parasite, un traitement plus rapide peut être utilisé [48], [51], [52].

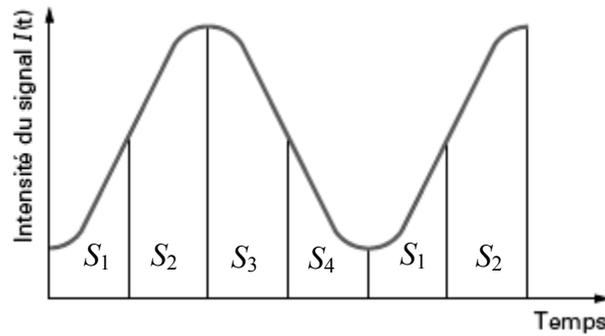


Fig. V.10. Intégration du signal

Le signal étant intégré par quart de période (figure V.10), chacune des sommes peut être calculée à partir de l'expression du signal :

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \int_0^{\pi/4} I(P)dP = \frac{I_0}{2}(\alpha + \beta + \pi/2) \\
 S_2 &= \int_{\pi/4}^{\pi/2} I(P)dP = \frac{I_0}{2}(-\alpha + \beta + \pi/2) \\
 S_3 &= \int_{\pi/2}^{3\pi/4} I(P)dP = \frac{I_0}{2}(-\alpha + \beta + \pi/2) \\
 S_4 &= \int_{3\pi/4}^{\pi} I(P)dP = \frac{I_0}{2}(\alpha + \beta + \pi/2)
 \end{aligned} \tag{V.36}$$

Les paramètres du signal s'expriment alors en fonction des sommes :

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \frac{1}{2I_0}(S_1 - S_2 - S_3 + S_4) \\
 \beta &= \frac{1}{2I_0}(S_1 + S_2 - S_3 - S_4) \\
 I_0 &= \frac{1}{\pi}(S_1 + S_2 + S_3 + S_4)
 \end{aligned} \tag{V.37}$$

Pratiquement, l'intégration du signal peut être réalisée à l'aide du comptage d'impulsions générées par un photomultiplicateur utilisé en comptage de photons (le photomultiplicateur convertit un quantum d'énergie lumineuse en impulsion de tension).

Une autre méthode couramment utilisée consiste à échantillonner le signal analogique.

L'intégration du signal est alors remplacée par la sommation des échantillonnages réalisés par quart de période.

La sommation Hadamard permet néanmoins de s'affranchir des composantes en 4ω (éliminées numériquement dans les expressions de I_0 , α , β) et en ω (éliminées en ajoutant les sommes obtenues sur le premier demi-tour aux sommes du deuxième demi-tour de polariseur).

B. Caractérisation par ellipsométrie : Applications expérimentales

V.7. Introduction

Le présent travail consiste à déterminer les paramètres de rugosité des surfaces de verre en Flint LF7 et des interfaces de matériaux (silicium) ayant reçu des dépôts de couches minces, en exploitant le changement de l'état de la polarisation de la lumière après réflexion sur la surface étudiée. D'autre part, l'application de la théorie des milieux effectifs, en l'occurrence le modèle de Maxwell-Garnett [53] et [54], constitue une solution pour caractériser la rugosité du verre optique où la surface est considérée comme une couche inhomogène composée d'air et de verre d'indice de réfraction effectif n_e et d'épaisseur d_e .

Deux techniques ellipsométriques seront utilisées pour caractériser les matériaux étudiés : l'ellipsométrie à modulation et l'ellipsométrie à annulation.

Commençons tout d'abord par rappeler en détails le modèle d'approximation des milieux effectifs de Maxwell-Garnett.

V.8. Modèle d'approximation de Maxwell-Garnett [55]

Reprenons le modèle de Maxwell-Garnett de l'équation (V.27) ; celui-ci est basé sur la représentation du film discontinu (ou de la couche superficielle rugueuse) par une distribution aléatoire (comparé à la longueur d'onde de la lumière) des particules sphériques, et de faible diamètre du matériau du film, enduites dans un diélectrique ambiant. La couche superficielle rugueuse peut être vue comme un système non homogène équivalent à un système homogène avec un indice de réfraction complexe effectif N_e obtenu en récrivant l'équation (V.27) comme suit :

$$\frac{N_e^2 - N_a^2}{N_e^2 + 2N_a^2} = f \frac{N_m^2 - N_a^2}{N_m^2 + 2N_a^2} \quad (\text{V.38})$$

où N_m et N_a sont les indices de réfraction des matériaux du substrat et de l'ambient respectivement, et f est la fraction de volume occupé par les particules sphériques dans le film discontinu.

Souvent l'ambient est le vide ou l'air de sorte que $N_a = 1$. L'équation (V.38) devienne alors:

$$\frac{N_e^2 - 1}{N_e^2 + 2} = f \frac{N_m^2 - 1}{N_m^2 + 2} \quad (\text{V.39})$$

À partir de la quelle on déduit:

$$N_e^2 = \frac{1 + 2fq}{1 - fq}, \quad \text{avec} \quad q = \frac{N_m^2 - 1}{N_m^2 + 2}$$

Ce modèle est valable quand les deux grandeurs de rugosité de la surface (rugosité quadratique moyenne δ , et pente quadratique moyenne m) sont très petites devant la longueur d'onde de la lumière.

Aspnes & al. [56] avait précisé comment utiliser ce modèle dans les applications pour les surfaces rugueuses. Notons que beaucoup d'autres modèles ont été développés pour étudier et déterminer la rugosité des surfaces [57], [58], [59], [60].

V.9. Ellipsométrie à modulation

Le travail consiste à étudier l'évolution de l'état de surface du verre optique poli, durant le processus de polissage. L'approximation de Maxwell-Garnett des milieux effectifs est utilisée pour analyser les paramètres ellipsométriques mesurés.

L'échantillon de verre Flint LF7 a un indice de réfraction $n=1,572$. D'abord, l'échantillon a subit un rodage puis un polissage (comme décrit dans le chapitre précédent).

V.9.1. Description de l'ellipsomètre SE400

L'appareillage de mesure (figure V.11) est un ellipsomètre SE400 de “*Sentech Instruments GmbH*”. Il est monté sur un support auquel un télescope d'autocollimation et deux bras sont fixes. Ces bras pivotent autour d'un centre commun de rotation. Le **module polariseur** est porté par le bras gauche, il se compose d'un laser He-Ne ($\lambda=632,8\text{nm}$), un polariseur et un compensateur. Le **module analyseur** est fixé sur le bras droit, où tous les composants mécaniques et électroniques sont assemblés.

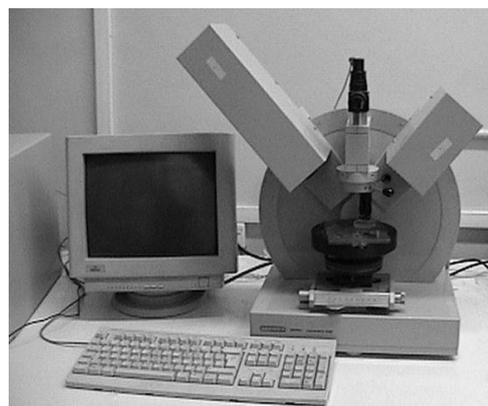
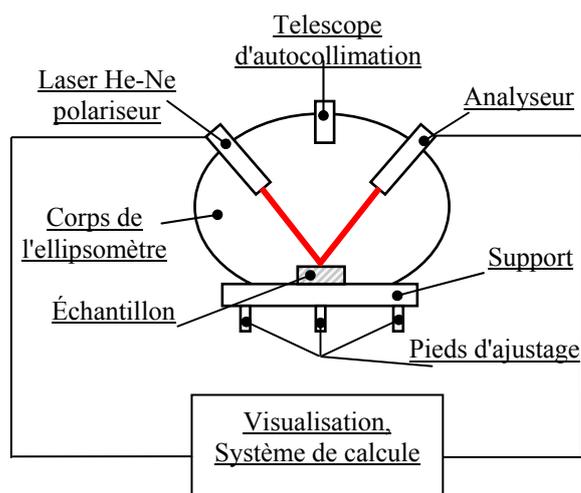


Fig. V.11. Ellipsomètre à modulation SE400 [61], [62], [63]

Les valeurs mesurées de Ψ et de Δ , pour un angle d'incidence variant de 40° à 70° , sont portées dans le tableau 1 en fonction du temps de polissage allant de 2 min à 14 min, avec des intervalles de 2 minutes.

Tableau V.1. Valeurs de Ψ et Δ pour différents angles d'incidence [62]

t [min]	Angle 40°		Angle 45°		Angle 65°		Angle 70°	
	Ψ ($^\circ$)	Δ ($^\circ$)	Ψ ($^\circ$)	Δ ($^\circ$)	Ψ ($^\circ$)	Δ ($^\circ$)	Ψ ($^\circ$)	Δ ($^\circ$)
2	49,80	39,55	06,23	348,84	14,51	357,93	19,73	350,05
4	50,45	43,32	05,83	348,94	15,04	357,89	20,86	350,70
6	63,57	58,87	05,70	351,24	15,17	357,31	21,26	349,15
8	67,18	66,60	05,48	358,52	15,39	357,19	21,55	349,05
10	84,43	82,90	05,36	06,72	15,56	357,00	21,76	348,78
12	89,14	87,71	05,23	07,38	15,78	356,99	22,07	348,37
14	89,65	273,02	05,19	10,75	16,07	356,24	23,02	347,81

V.9.2. Résultats

Les courbes montrant l'évolution des paramètres ellipsométriques mesurés Ψ et Δ sont représentées dans les figures V.12 et V.13.

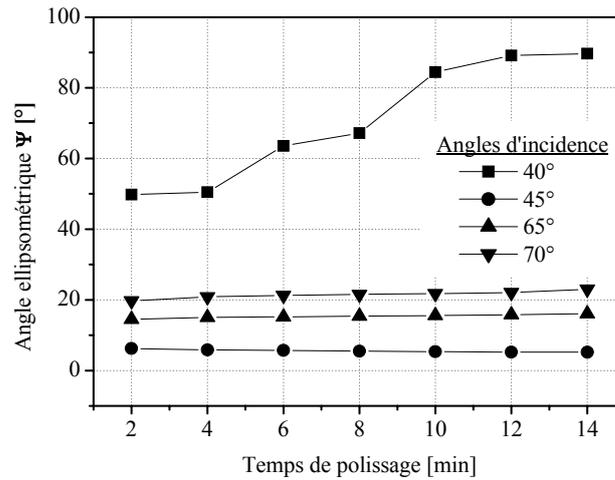


Fig. V.12. Variation de Ψ en fonction du temps de polissage [62]

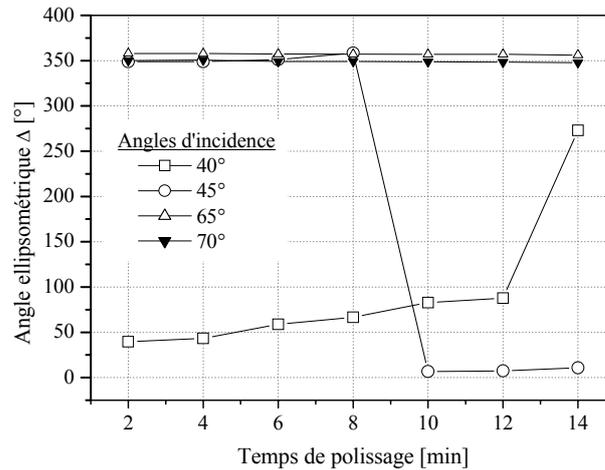


Fig. V.13. Variation de Δ en fonction du temps de polissage [62]

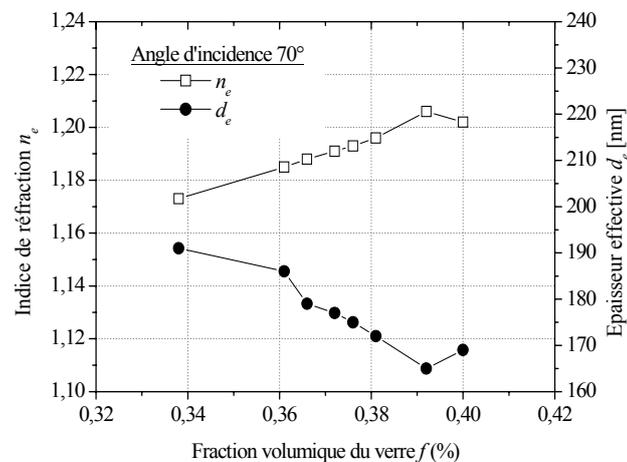
La méthode de modélisation consiste à déterminer les valeurs de l'indice de réfraction n_e , l'épaisseur d_e et la fraction volumique du verre f de la surface rugueuse à partir des valeurs mesurées de Ψ et de Δ au moyen du logiciel SE400 de "Sentech Instruments GmbH", Les résultats obtenus permettent de dresser le tableau V.2 pour les valeurs n_e , d_e et f en fonction du temps de polissage pour différents angles d'incidence, en présumant que la surface rugueuse soit une couche composée d'un milieu effectif d'air-verre avec index de réfraction n_e et d'épaisseur d_e

Tableau V.2. Valeurs de d_e , n_e et $f\%$ pour différentes valeurs de l'angle d'incidence [62]

t [min]	Angle 40°			Angle 45°			Angle 65°			Angle 70°		
	d_e [nm]	n_e	$f\%$									
2	164	1,214	0,414	170	1,200	0,389	190	1,181	0,353	191	1,173	0,338
4	162	1,219	0,424	167	1,212	0,411	185	1,190	0,370	186	1,185	0,361
6	159	1,222	0,429	165	1,215	0,416	179	1,192	0,374	179	1,188	0,366
8	156	1,227	0,438	160	1,220	0,425	176	1,196	0,381	177	1,191	0,372
10	153	1,229	0,442	155	1,224	0,433	173	1,199	0,387	175	1,193	0,376
12	152	1,231	0,446	154	1,228	0,440	171	1,203	0,394	172	1,196	0,381
14	150	1,232	0,447	152	1,230	0,444	163	1,208	0,403	165	1,206	0,400

Il est à noter qu'avec la relation de Maxwell-Garnett nous pouvons déterminer la quantité f qui représente le pourcentage du verre comme fraction volumique située entre les deux limites de la couche d'épaisseur effective d_e . La différence frappante dans le comportement d'une surface lisse et une surface rugueuse est que la première reflétera l'onde incidente spéculairement dans une direction unique, tandis que la deuxième la diffusera dans diverses directions, et certaines directions privilégiées peuvent recevoir plus d'énergie que d'autres, par conséquent la même surface peut être rugueuse ou lisse pour différents angles d'incidence [33].

La figure V.14 montre la variation de l'indice n_e et l'épaisseur d_e pour un angle d'incidence de 70° en fonction de la fraction volumique du verre f durant le processus de polissage.

Fig. V.14. Variation de l'indice de réfraction n_e et l'épaisseur effective d_e en fonction de la fraction volumique du verre $f\%$ [62]

La distribution de l'air et du verre dans la couche effective, figure V.15, est déterminée en ajustant les valeurs mesurées. Le comportement de la fraction volumique du verre comme fonction du temps de polissage représente l'évolution de la qualité de surface.

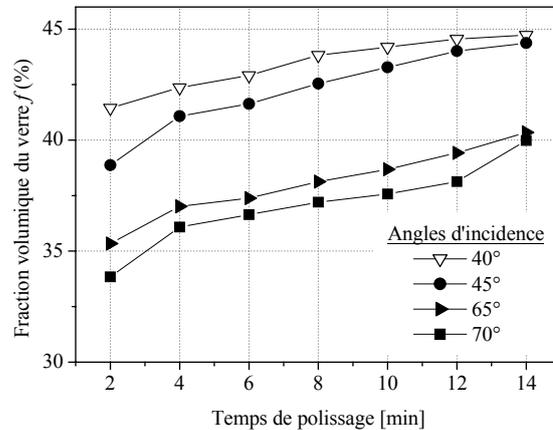


Fig. V.15. Variation de la fraction volumique du verre $f\%$ en fonction du temps de polissage [62]

Nous pouvons voir clairement que la fraction volumique du verre augmente, entre les deux limites de la couche effective, lorsque le temps de polissage augmente. A la valeur optimale du temps de polissage, c.-à-d. à TP=12 minutes, la surface atteint la meilleure qualité, puis par un temps de polissage plus long la fraction de verre diminue et, en conséquence, c'est une indication que la rugosité augmente selon l'approximation des milieux effectifs communément utilisée par Maxwell-Garnett.

Pour une interface idéale, c.-à-d. abrupt, entre deux milieux d'indices de réfraction N_1 et N_2 ρ est annulée et change de signe à l'incidence de Brewster qui est définie par $\tan \theta_B = N_1/N_2$. Dans le cas d'une surface réelle, c.-à-d. d'épaisseur non nulle, ρ prend pour θ_B une valeur non nulle mesurable, qui dépend de l'indice N et de l'épaisseur d de la couche ou de l'interface. Pour une couche très mince, Ψ présente à θ_B un minimum non nul mais pas facilement discernable. Le déphasage Δ est extrêmement sensible à n'importe quelle variation de N et de d , ainsi à proximité de l'angle de Brewster, qui est autour de $57,54^\circ$ pour le verre optique LF7, la sensibilité de mesure est maximale. Le choix judicieux est de travailler avec un angle d'incidence décalé de l'angle de Brewster qui constitue un

compromis entre une grande sensibilité pour Δ et une ellipticité suffisamment discernable [64].

Ainsi, les meilleures courbes (c.-à-d. les valeurs les plus ajustées) sont obtenues pour les angles d'incidence de 65° et de 70° [39]. Ces angles sont les plus employées dans la caractérisation des couches minces par ellipsometry.

V.10. Ellipsométrie à annulation

Dans cette partie, nous caractérisons les interfaces de matériaux ayant reçu des dépôts de couches minces (couche de cuivre / substrat de silicium).

Les mesures ont été effectuées, au Laboratoire de Microélectronique de l'Université Catholique de Louvain-la-neuve en Belgique, à l'aide d'un ellipsomètre à annulation de type "Gaertner L117" (figure V.16)

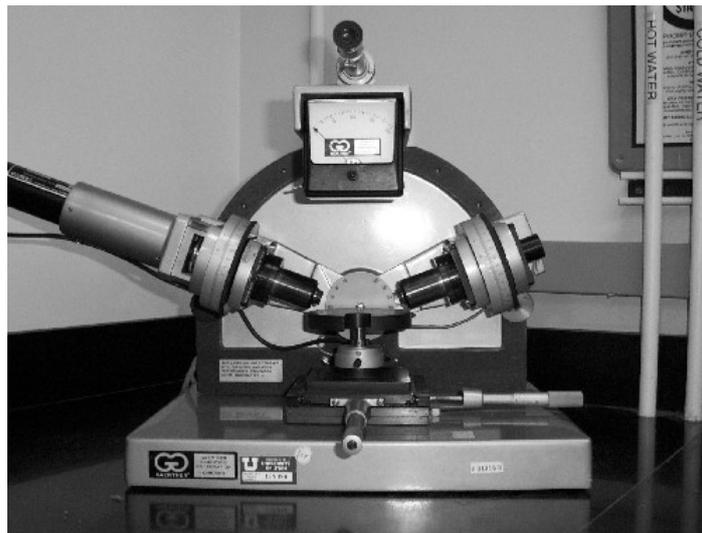


Fig. V.16. Ellipsomètre Gaertner L117

V.10.1. Description de l'ellipsomètre L117

Les composants principaux de l'ellipsomètre L117 sont montrés par la figure V.17.

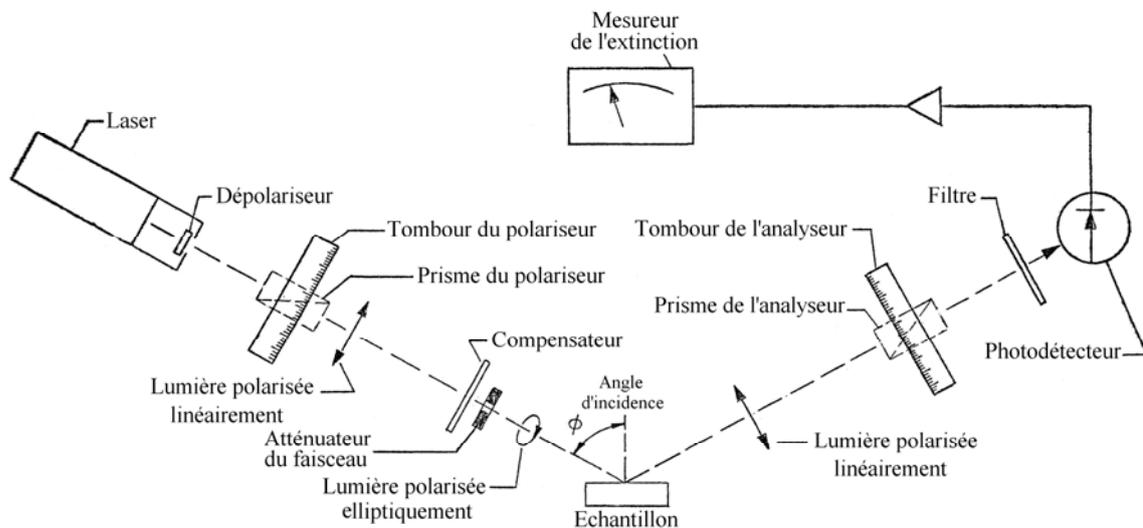


Fig. V.17. Composants de l'ellipsomètre L117 au moment de la mesure [65]

Le faisceau laser He-Ne est tout d'abord polarisé linéairement en passant à travers le polariseur, puis elliptiquement en traversant le compensateur. Quand la lumière est réfléchiée par l'échantillon, la polarisation de la lumière change en fonction de l'épaisseur du film de l'échantillon et ses caractéristiques optiques ainsi que celles du substrat.

Ainsi la lumière réfléchiée traverse l'analyseur et est captée par le photodétecteur. Un filtre placé devant le photodétecteur élimine la lumière non désirée de sorte que les mesures puissent être faites dans des conditions normales. La quantité de la lumière atteignant le photodétecteur est indiquée par le mesureur d'extinction.

Il y a certaines positions du polariseur qui font que la lumière réfléchiée est entièrement polarisée linéairement. Quand le polariseur est à l'une de ces positions, l'analyseur peut être tourné jusqu'à une position où presque aucune lumière n'atteint le photodétecteur. Alors le mesureur d'extinction indique la plus petite valeur : c'est la condition de mesure. Ainsi cet arrangement des tambours du polariseur et de l'analyseur est enregistré.

Le deuxième réglage du polariseur et la position correspondante de l'analyseur, après ajout de 90° à la première lecture P1 du polariseur (c.-à-d. $P1+90^\circ$) et la soustraction de 180° de la première lecture A1 de l'analyseur (c.-à-d. $180^\circ-A1$), donnent le second couple de valeurs A2 et P2. Ces quatre lectures des tambours (A1 et A2 pour l'analyseur, P1 et P2 pour le polariseur) achèvent la mesure ellipsométrique.

V.10.3. Calcul de Ψ et Δ

A partir des lectures A_1 , A_2 , P_1 et P_2 discutés ci-dessus, on détermine les valeurs de Ψ et de Δ comme suit :

$$\Psi = \frac{180^\circ - (A_2 - A_1)}{2} \quad \text{et} \quad \Delta = 360^\circ - (P_1 + P_2)$$

Si $(P_1 + P_2) \geq 360^\circ$, il faut lui soustraire 360° avant de l'utiliser dans la relation ci-dessus.

Tableau V.3. Valeurs de Ψ et de Δ pour des dépôts de couches minces sur substrats

	Épaisseur du dépôt de cuivre [nm]	P_1	A_1	P_2	A_2	Ψ	Δ
Cu/Si	massif	180,90	16,00	209,40	164,50	15,75	329,70
Cu/Si	300	89,00	26,00	186,50	176,80	14,60	84,50
Cu/Si	100	137,40	17,50	226,70	162,60	17,45	355,90

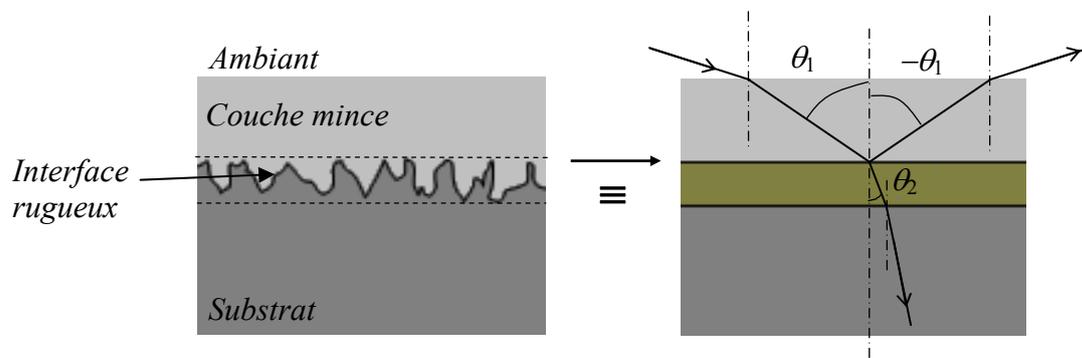
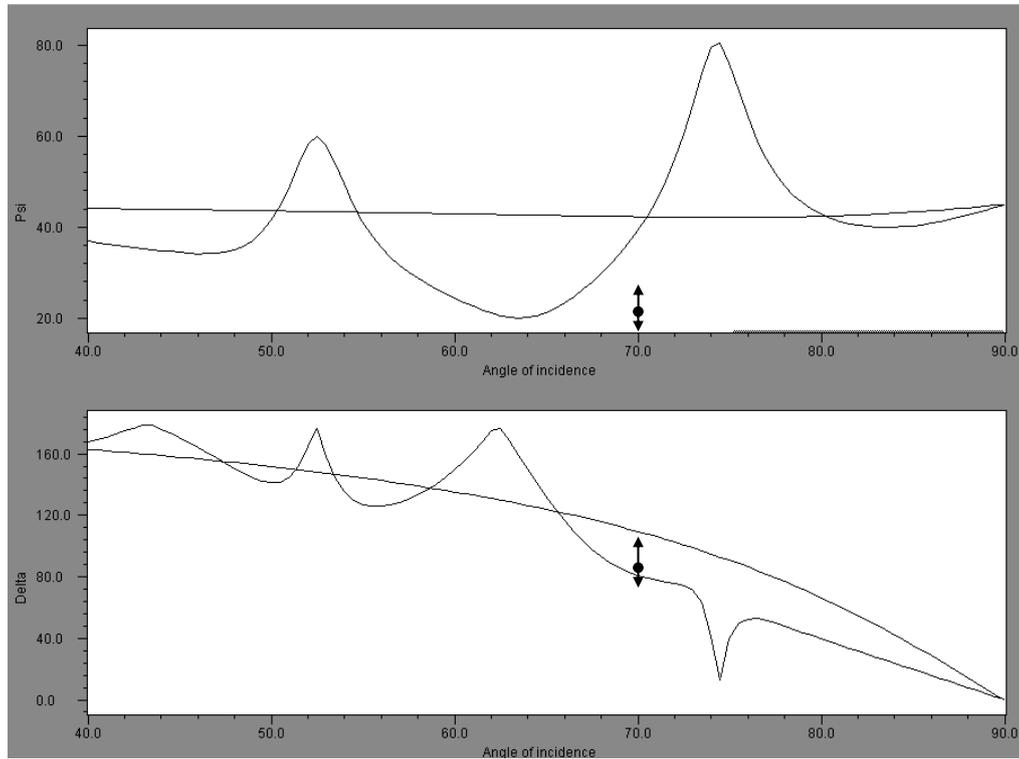
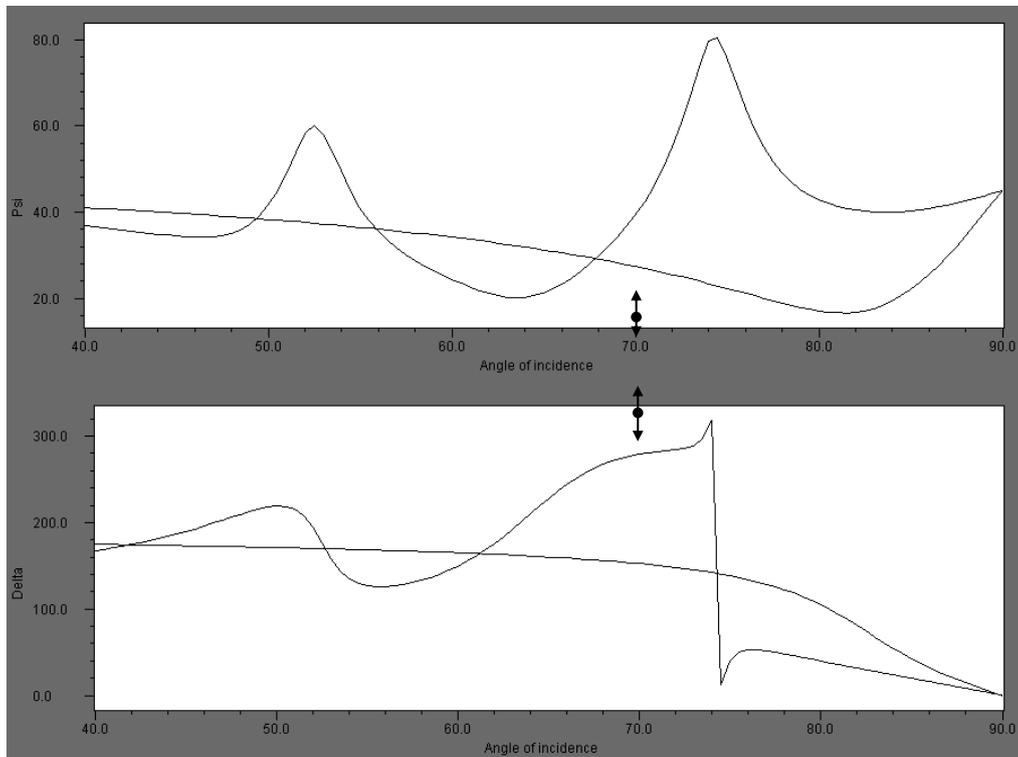


Fig. V.18. Modèle de rugosité à l'interface

- Couche mince Cu 300-100 nm avec interface couche de 10 nm



- Cu massif sans interface



V.11. Conclusion

Les paramètres ellipsométriques mesurés nous ont permis d'aboutir à une corrélation avec la rugosité recherchée. Il est nécessaire d'utiliser un modèle pour décrire la réponse ellipsométrique d'un échantillon, c.-à-d. pour calculer les coefficients de réflexion et par conséquent trouver Ψ et Δ mesurés. La variation de r_p et de r_s suivant l'angle d'incidence montre les zones favorables de mesure pour l'interface air-verre: à proximité de l'angle de Brewster la sensibilité de mesure est la plus élevée que nous devons éviter.

VI. CARACTÉRISATION DES SURFACES PAR INTERFEROMETRIE

A. Interférométrie : Théorie

VI.1. Introduction au phénomène d'interférences

Les termes "interférométrie" et "interféromètre" dérivent du mot interférence qui traduit la fusion d'ondes cohérentes, mais qui peuvent être de nature différentes (sonores, électromagnétiques, sismiques, etc.). La résonance, le battement de fréquence et la dissonance sont tous des phénomènes d'interférence. L'interférométrie peut être considérée comme l'addition de deux ondes qui vont s'additionner ou se soustraire en fonction de leurs amplitudes et de leur différence de phase [66], [67].

La superposition d'ondes provenant de deux sources lumineuses de même fréquence se traduit par le phénomène d'interférence : en certains endroits, l'intensité lumineuse est maximale, alors qu'en d'autres endroits, elle est minimale ou même nulle (figure VI.1).

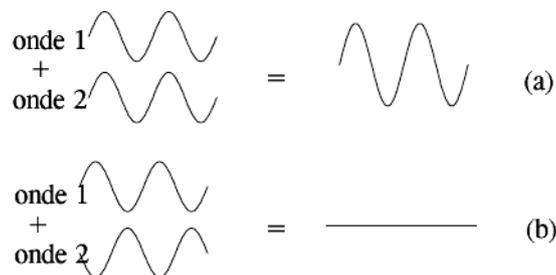


Fig. VI.1. Interférences: (a) constructives et (b) destructives

La figure d'interférence obtenue dépend de la forme des fronts d'onde (plans, sphériques, etc.) qui interfèrent, ainsi que de leurs directions de propagation relatives. Compte tenu de l'aspect de cette figure, on parle de franges d'interférence (Figure VI.2)

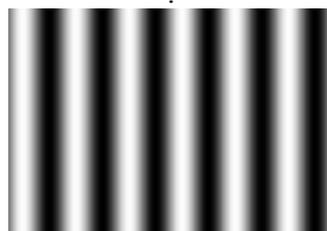


Fig. VI.2. Exemple de franges d'interférence

VI.2. Interférences à deux ondes

VI.2.1. Équations générales

Soient deux vibrations lumineuses monochromatiques rectilignes \vec{E}_1 et \vec{E}_2 de même pulsation ω . En notation complexe elles s'écrivent sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= a_1 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varphi_1)] \vec{e}_1 \\ \vec{E}_2 &= a_2 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varphi_2)] \vec{e}_2\end{aligned}\quad (\text{VI.1})$$

soit :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= A_1 \exp(-i\omega t) \vec{e}_1 \\ \vec{E}_2 &= A_2 \exp(-i\omega t) \vec{e}_2\end{aligned}\quad \text{où} \quad \begin{aligned}A_1 &= a_1 \exp[i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \varphi_1)] \\ A_2 &= a_2 \exp[i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varphi_2)]\end{aligned}\quad (\text{VI.2})$$

En tout point P de l'espace, le champ électrique résultant E s'écrit :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = A_1 \exp(-i\omega t) \vec{e}_1 + A_2 \exp(-i\omega t) \vec{e}_2 = (A_1 \vec{e}_1 + A_2 \vec{e}_2) \exp(-i\omega t) \quad (\text{VI.3})$$

L'intensité totale I reçue en ce point est égale au carré de la norme du vecteur E , donc :

$$I = \|\vec{E}\|^2 = (A_1 \vec{e}_1 + A_2 \vec{e}_2) \cdot (A_1^* \vec{e}_1 + A_2^* \vec{e}_2) = A_1 A_1^* + A_2 A_2^* + \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 (A_1 A_2^* + A_1^* A_2) \quad (\text{VI.4})$$

En posant :

$$I_1 = A_1 \cdot A_1^* \quad \text{et} \quad I_2 = A_2 \cdot A_2^* \quad (\text{VI.5})$$

I devient :

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \cdot \text{Re}(A_1 A_2^*) = I_1 + I_2 + 2 \cdot \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cos \phi \quad (\text{VI.6})$$

Le terme $2 \cdot \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cos \phi$ est à l'origine des interférences et $\phi = \phi_1 - \phi_2$ est la différence de phase entre les deux ondes :

$$\phi = (\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \varphi_1) - (\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varphi_2) = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} - (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (\text{VI.7})$$

Soit en posant : $\Delta \vec{k} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ et $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$

$$\text{On aura donc } \phi = \Delta \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi \quad (\text{VI.8})$$

$\Delta \vec{k}$ est le vecteur d'interférence et φ représente la différence de phase à l'origine des coordonnées. On en conclut qu'il y a effectivement interférence si :

- les vibrations ne sont pas perpendiculaires, sinon le terme d'interférence serait identiquement nul $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2 \Rightarrow \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 0$.
- les deux sources lumineuses sont cohérentes, ce qui signifie que le déphasage φ entre les deux sources ne doit pas être aléatoire.

La solution la plus simple pour satisfaire la première contrainte, consiste à utiliser deux ondes lumineuses qui se déplacent parallèlement. Lorsque les champs électriques \vec{E}_1 et \vec{E}_2 se superposent parallèlement, ce que nous supposons dorénavant ($\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 1$), le terme d'interférence s'écrit $2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi$ et l'intensité I oscille entre les deux valeurs extrêmes I_{\min} et I_{\max} .

$$I_{\min} = (I_1^{1/2} - I_2^{1/2})^2 \text{ et } I_{\max} = (I_1^{1/2} + I_2^{1/2})^2$$

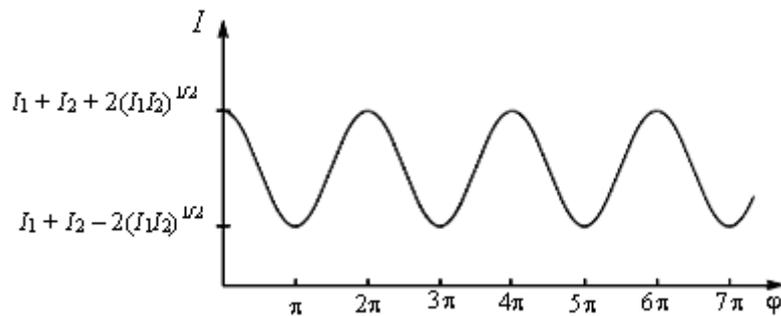


Fig. VI.3. Variation de l'intensité I en fonction de la différence de phase entre deux ondes interférées

Expérimentalement on caractérise le contraste des franges d'interférences par le facteur de visibilité V , tel que :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (\text{VI.9})$$

Ce facteur est toujours inférieur ou égal à 1.

VI.2.2. Conditions d'interférences

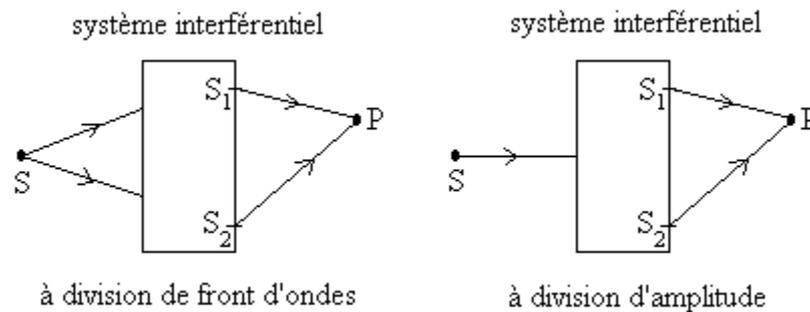
Il ne peut y avoir d'interférences observables entre ondes lumineuses que si les conditions suivantes sont respectées [68] :

- Elles sont issues d'un même point de la source (la source doit être vue sous un angle très faible), c'est la cohérence spatiale.
- Elles ont même fréquence (la différence de marche des ondes qui interfèrent doit être petite devant la longueur des trains d'ondes), c'est la cohérence temporelle.
- Les directions de vibration de leurs vecteurs lumineux sont parallèles entre elles (ou, du moins, les composantes qui interfèrent sont parallèles), cette la condition est liée à la polarisation.

VI.2.3. Sources cohérentes

Une **condition nécessaire** pour obtenir des phénomènes d'interférence (condition de cohérence) est de neutraliser le caractère indépendant de l'émission de deux sources. On y parvient en subordonnant les deux sources à une **même source primaire**.

On dispose de deux types de système interférentiel : ceux à division de front d'ondes et ceux à division d'amplitude (ou à incident unique), Fig. VI.4.



$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} [(SS_1P) - (SS_2P)] = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$$

Fig. VI.4. Système interférentiel

Les ondes émises présentent, en tout point P de l'espace d'interférence, une différence de phase φ indépendante du temps qui varie proportionnellement à la différence des chemins optiques δ parcourus et où λ est la longueur d'onde des deux vibrations lumineuses.

VI.2.4. Interférences par division de front d'ondes

La division du faisceau par séparation de front d'onde consiste à sélectionner dans l'onde incidente deux (ou plusieurs) parties à l'aide d'un écran percé de trous ou de fentes (figure VI.5). Les **trous d'Young** en sont l'exemple le plus connu [68], [69].

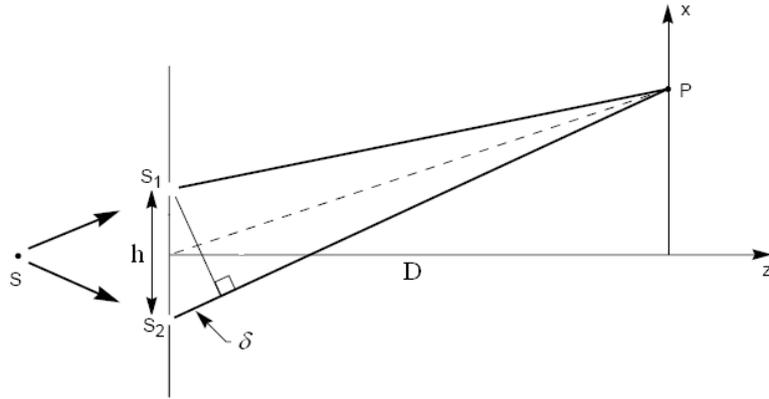


Fig. VI.5. Réalisation d'interférences par division du faisceau (trous d'Young)

La source ponctuelle S est dans le plan médiateur des deux trous S_1 et S_2 . L'observation est faite sur un écran à distance D des trous. Au niveau des sources secondaires S_1 et S_2 , les rayons issus de la source primaire S ont la même phase puisque les chemins optiques $[SS_1]$ et $[SS_2]$ sont identiques [67]. Au point P , les rayons issus de S_1 et S_2 ont par contre des phases φ_1 et φ_2 différentes puisque les chemins optiques δ_1 et δ_2 parcourus sont inégaux.

Si on suppose que h est très petit devant D , en conséquence, on a :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(\delta_2 - \delta_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (\text{VI.10})$$

avec : $\delta_{1,2} = [S_{1,2}P] = n(S_{1,2}P)$ où n est l'indice de réfraction du milieu de propagation des ondes lumineuses. En général, ce milieu est l'air dont l'indice est très proche de 1.

D'après la figure VI.5, on a les relations :

$$(S_1P) = D \left[1 + \frac{1}{D^2} \left(X - \frac{h}{2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (S_2P) = D \left[1 + \frac{1}{D^2} \left(X + \frac{h}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{VI.11})$$

Comme les longueurs h et X sont petites devant D , on peut développer ces expressions en se limitant au premier ordre :

$$(S_1P) \cong D \left[1 + \frac{1}{2D^2} \left(X - \frac{h}{2} \right)^2 \right], \quad (S_2P) \cong D \left[1 + \frac{1}{2D^2} \left(X + \frac{h}{2} \right)^2 \right] \quad (\text{VI.12})$$

On en déduit la différence de marche qui vaut :

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = \frac{hX}{D} \quad (\text{VI.13})$$

Dans le cas d'un système à fentes d'Young, la phase φ au point P varie avec les paramètres h , X et D suivant l'équation :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{hX}{D} \quad (\text{VI.14})$$

La distance entre deux maximums (ou minimums) consécutifs est appelé interfrange, exprimée par:

$$i = X_{k+1} - X_k = \frac{\lambda D}{h} \quad (\text{VI.15})$$

Plusieurs systèmes interférentiels à division de front d'ondes existent, nous citerons: Miroirs de Fresnel, Biprisme de Fresnel, Bilentilles de Billet et Miroirs de Lloyd [69]

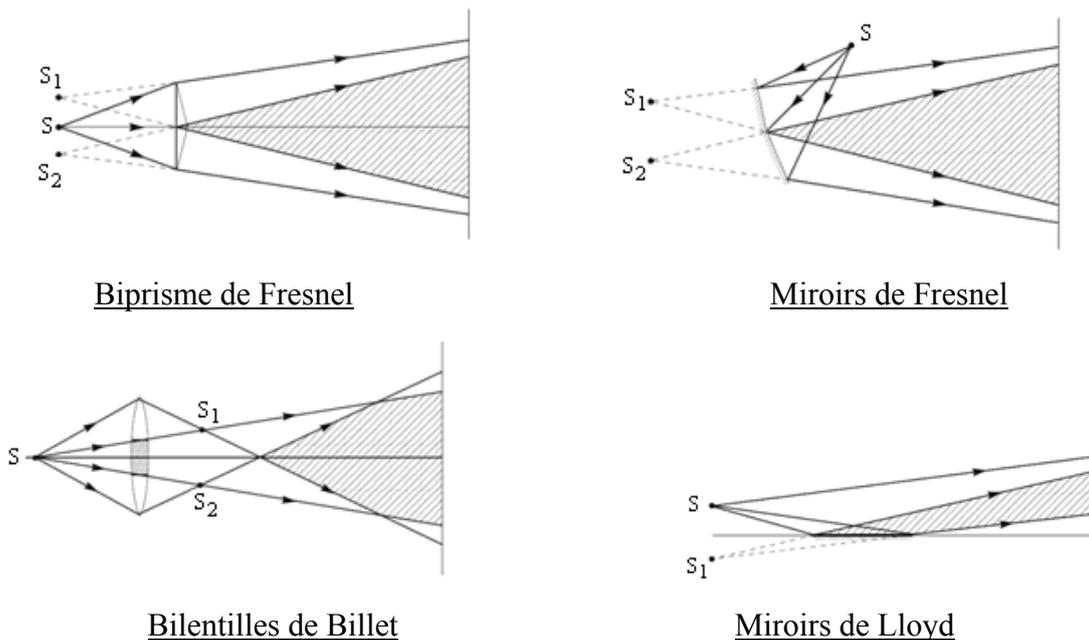


Fig. VI.6. Diviseurs de front d'onde

VI.2.5. Interférences par division d'amplitude

VI.2.5.1. lame à faces parallèles

On considère une lame à faces parallèles d'indice n , d'épaisseur e située dans l'air, éclairée par une source monochromatique (figure VI.7). Une telle lame fournit deux faisceaux émergents, auxquels nous pouvons associer deux sources ponctuelles cohérentes. La lumière ainsi réfléchiée peut être à l'origine d'un phénomène d'interférences [70]. On va rechercher où sont localisées les franges et quelles sont leur forme.

Le rayon incident SA issu de la source monochromatique S se réfléchit partiellement en A suivant la direction AR₁ tandis qu'une partie du rayon réfractée AB est réfléchiée suivant

BC puis réfractée à nouveau dans la direction CR'_1 . Les rayons suivants sont négligés car l'énergie lumineuse de ces rayons décroît très rapidement. Les deux rayons AR_1 et CR'_1 émergent parallèlement entre eux, ils interfèrent à l'infini, les interférences sont dites localisées à l'infini.

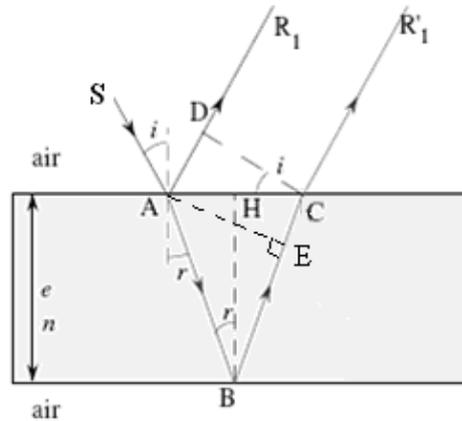


Fig. VI.7. Interférences dues à une lame à faces parallèles

Les deux rayons réfléchis AR_1 et CR'_1 ne parcourent pas le même chemin optique entre A et le segment de droite DC. La différence de chemin optique entre ces deux rayons AR_1 et CR'_1 est égale à :

$$(ABE) = nAB + nBE = 2ne \cos r \quad (\text{VI.16})$$

La réflexion SAR_1 , de l'air vers le verre, introduit une différence de marche de $\lambda/2$; alors qu'au contraire la réflexion ABC , du verre sur l'air, n'introduit pas de différence de marche. Le retard optique est donc :

$$\delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda}{2} \quad (\text{VI.17})$$

Les points situés sur une même frange correspondent au même état d'interférence, la différence de marche δ est la même, l'ordre d'interférences k est le même. Pour une frange lumineuse :

$$\delta = 2ne \cos r + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (\text{VI.18})$$

L'observation de la figure d'interférences sur un écran E situé dans le plan focal image d'une lentille L montre des anneaux concentriques alternativement brillants et sombres (figure VI.8).

Pour un montage donné la longueur d'onde, l'indice et l'épaisseur de la lame sont des constantes, par conséquent pour ces points on a la relation : $\cos r = \text{cte}$, soit aussi $i = \text{cte}$

Tous les rayons émergents qui interfèrent au niveau d'un même anneau correspondent à des rayons incidents ayant le même angle d'incidence i d'où le nom de franges d'égalé inclinaison, appelés aussi anneaux d'Haidinger.

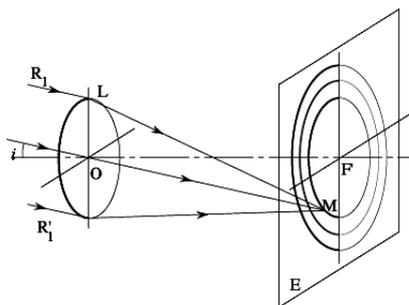


Fig. VI.8. Anneaux d'égalé inclinaison

VI.2.5.2. Coin

On appelle "coin" une lame prismatique d'angle \hat{A} construite dans un matériau d'indice n (figure VI.9).

Comme précédemment une partie de l'énergie lumineuse du rayon incident peut être réfléchié sur le dioptré D_1 ou être transmis puis réfléchié sur le dioptré D_2 .

Les rayons IR_1 et $I'R_1'$ issus du même rayon incident SI concourent en un point P où se forment les interférences. Quand la source est large, les interférences sont localisées autour du point P , au voisinage de la lame.

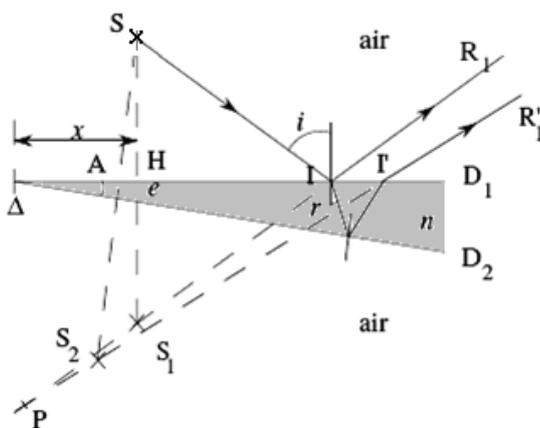


Fig. VI.9. Lame prismatique

En général l'angle \hat{A} est petit, de l'ordre de 0,2' [70]. En incidence presque normale les points I et I' sont très rapprochées et l'épaisseur de la lame peut localement être considérée comme constante et égale à e . La différence du chemin optique entre les rayons IR₁ et I'R'₁ est donc sensiblement égale à celle donnée par une lame à faces parallèles d'indice n , éclairée sous incidence normale :

$$\delta = 2ne + \frac{\lambda}{2} \quad (\text{VI.19})$$

Pour un montage donné, la longueur d'onde et l'indice sont des constantes ; la différence de marche δ pour les points dans le même état d'interférences, donc pour le même ordre d'interférences k vérifie dans le cas d'une frange lumineuse :

$$\delta = 2ne + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (\text{VI.20})$$

Soit

$$e = \left(k - \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{\lambda}{2n} \quad (\text{VI.21})$$

Les franges d'interférences sont donc des droites parallèles à la droite d'intersection Δ des deux dioptries. Ces franges sont appelées *franges d'égale épaisseur*.

VI.3. Interférométrie optique

L'interférométrie est la technique de mesure basée sur le phénomène d'interférence pour des applications très variées. Elle est mise en œuvre grâce à un dispositif spécifique: l'interféromètre. Il existe plusieurs types et configurations d'interféromètres, mais ils fonctionnent tous selon le même principe de base: ils permettent de superposer deux ondes lumineuses cohérentes. La figure d'interférence qui en résulte dépend de la forme des fronts d'onde (plans, sphériques, etc..) ainsi que de leur direction de propagation relative. Plusieurs interféromètres ont été développés afin de pouvoir capter et analyser les franges d'interférences et les appliquer à des fins pratiques [31], [71], [72] dans plusieurs domaines de contrôle nécessitant une haute précision, tels que :

- La métrologie dimensionnelle (micro déplacements, petites épaisseurs et petits angles).
- Le contrôle de surfaces, les défauts de forme et déformations.

– L'holographie.

On cite particulièrement ceux de Michelson, Mach-Zehnder, Sagnac, Jamin, Fizeau, Twyman-Green...

Dans ce qui suit, nous décrivons brièvement les dispositifs de Michelson et de Mach-Zehnder qui sont basés sur le principe de division de l'amplitude du front d'onde primaire.

VI.3.1. Interféromètre de Michelson [68]

La division d'amplitude est réalisée ici par une lame semi-transparente LS, inclinée de 45° par rapport à l'axe optique. Elle réfléchit 50% de l'énergie lumineuse incidente (faisceau 2) et transmet les 50% restant (faisceau 1), figure VI.10. Le faisceau 1 traverse la séparatrice, se réfléchit sur le miroir plan M_1 puis à nouveau sur la séparatrice. Le faisceau 2 se réfléchit d'abord sur la séparatrice, sur le miroir M_2 puis traverse la séparatrice.

Ensuite, les deux faisceaux se superposent à la sortie de LS où ils interfèrent. Le faisceau 1 traverse trois fois l'épaisseur de la séparatrice tandis que le faisceau 2 ne la traverse qu'une seule fois. Pour rétablir une symétrie entre les deux trajets, une lame compensatrice LC d'épaisseur égale à celle de LS et de même indice est introduite dans le montage ainsi les deux faisceaux parcourent le même chemin optique si les deux miroirs sont à égales distance du point I et sont perpendiculaires aux axes optiques.

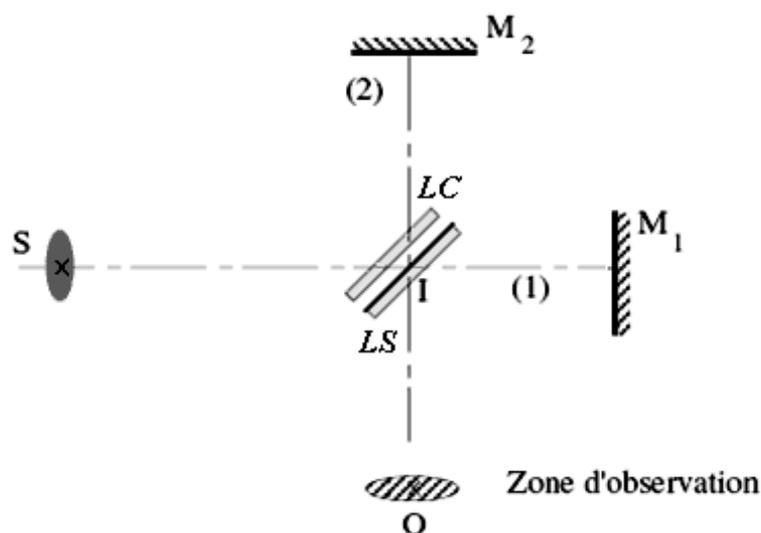


Fig. VI.10. Principe de l'interféromètre de Michelson [70]

VI.3.2. Interféromètre de Mach-Zehnder

Il est constitué de deux miroirs et deux séparatrices (figure VI.11). La lumière issue de la source est divisée par la séparatrice S_1 en deux parties, la première est dirigée sur le miroir M_1 qui la réfléchit sur le plan d'observation. La seconde est dirigée sur le miroir M_2 qui la réfléchit sur la séparatrice S_2 qui la réfléchit à son tour sur le plan d'observation pour se superposer avec la première.

L'avantage de cet interféromètre est l'égalité des chemins optiques et donc pas de compensatrice comme dans l'interféromètre de Michelson.

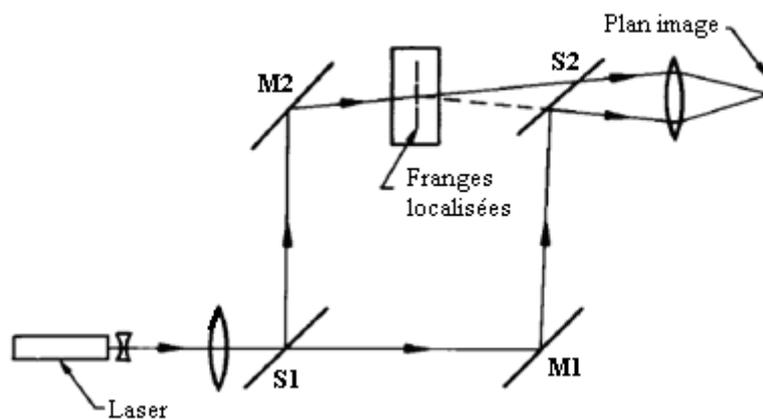


Fig. VI.11. Principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder [73]

VI.4. Interférométrie speckle

VI.4.1. Origine du phénomène

Le phénomène de speckle a été observé dès l'apparition des premiers lasers vers 1960 et décrit de la manière suivante : un objet observé sous un éclairage cohérent présente un aspect granulaire particulier.

Il se comporte comme un bruit affectant la résolution des images dans des domaines comme l'holographie. C'est la raison pour laquelle ses propriétés ont d'abord été étudiées dans un but de filtrage. Toutefois, le phénomène peut être observé dans de nombreux domaines où se produit la propagation d'une onde cohérente après réflexion ou réfraction sur un objet rugueux ou diffusant.

Sur la base d'études théoriques et expérimentales, l'origine physique du phénomène a été mise en évidence comme l'interaction entre la lumière cohérente et la texture intrinsèque

des surfaces à l'échelle de la longueur d'onde. La texture de surface entraîne une modulation des chemins optiques des ondes rétrodiffusées et une diminution de la cohérence spatiale. Les ondes diffractées cohérentes **interfèrent de manière constructive ou destructive** et il apparaît respectivement des zones claires ou sombres dans le plan d'observation donnant lieu à l'aspect granuleux caractéristique (figure VI.12). Les déphasages relatifs des ondes rétrodiffusées étant liés aux variations de hauteur de la surface, on en déduit qu'il est possible d'accéder à une information de texture par l'analyse des caractéristiques de la figure de speckle.

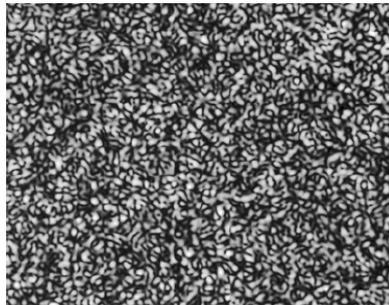


Fig. VI.12. Speckle produit par illumination d'une surface rugueuse avec une radiation laser

VI.4.2. Liaison texture de surface / speckle : approche théorique

VI.4.2.1. Formation de l'image de speckle

Deux configurations d'observation du speckle sont généralement rencontrées : le speckle objectif où le phénomène est observé directement dans un plan situé en avant de la surface et le speckle subjectif où on utilise un système de prise de vue. Nous présentons les caractéristiques de ces deux configurations et nous indiquons, pour chacune d'elles, l'expression qui relie l'amplitude du champ $U_i(P_i)$ en un point du plan d'observation P_i aux valeurs de hauteur $h(P_R)$ en chaque point de la surface illuminée P_R .

a) Speckle objectif

Dans cette configuration en propagation libre, un écran est placé à une distance d de la surface rugueuse pour permettre l'observation directe du phénomène comme représenté à la figure VI.13.

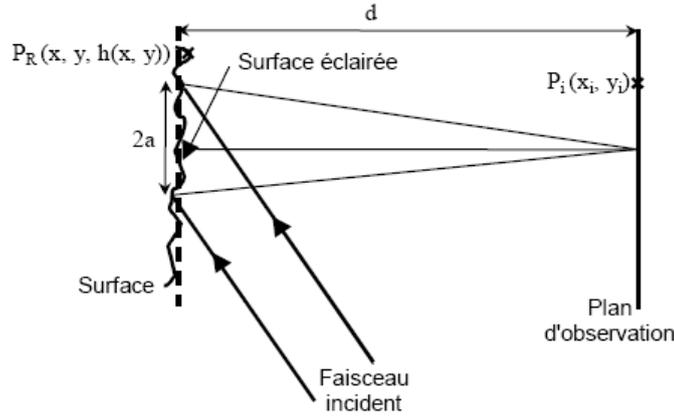


Fig. VI.13. Configuration d'observation d'un speckle objectif

La figure de speckle est issue de l'interférence des ondes cohérentes rétrodiffusées par la partie illuminée de la surface.

Pour modéliser l'interaction entre l'onde incidente et la surface, on utilise généralement le modèle de diffraction scalaire de Kirchhoff [33] qui suppose que la surface peut être approchée localement par un plan. Par conséquent, les rayons de courbure de la surface sont supposés grands par rapport à la longueur d'onde. Ce modèle exprime le champ $U(\theta_1, \theta_2)$ à une distance importante de la surface rugueuse (dans la zone de diffraction de Fraunhofer) dans la direction formant un angle θ_1 et θ_2 respectivement avec Oz et Ox (figure VI.14) :

$$U(\theta_1, \theta_2) = \frac{U_c F_g(\theta_{inc}, \theta_1, \theta_2)}{S_R} \iint_{\text{Surface illuminée}} e^{i(\vec{k}_d - \vec{k}_{inc}) \cdot \vec{OP}_R} dP_R \quad (22)$$

Où:

- U_c correspond au champ que l'on obtiendrait dans les mêmes conditions d'éclairage et dans la direction d'observation spéculaire en remplaçant la surface illuminée par un plan
- F_g est un facteur géométrique qui dépend de l'angle d'incidence θ_{inc} et des angles d'observation (θ_1, θ_2) .
- S_R est l'aire de la surface illuminée.

L'expression du champ fait apparaître la différence entre le vecteur d'onde incident et le vecteur d'onde diffracté.

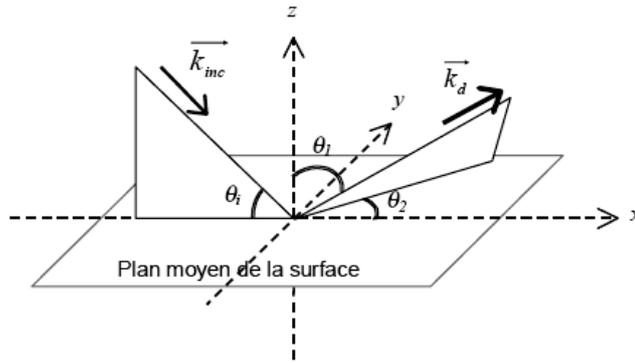


Fig. VI.14. Notations du modèle de Beckmann

Étant donné que la distance d'observation d est grande par rapport aux dimensions de la surface illuminée, la direction de diffraction k_d peut être considérée comme constante dans le domaine d'intégration. En exprimant θ_1 , θ_2 et k_d en fonction des coordonnées du point d'observation (x_i, y_i) .

$$U_i(P_i) = \frac{U_c F_g(\theta_{inc}, P_i)}{S_R} \iint_{\text{Surface illuminée}} e^{i(A(P_i)x + B(P_i)y + C(P_i)h(x, y))} \overline{OP_R} dx dy \quad (VI.23)$$

Avec $A(P_i) = \frac{(\vec{k}_{inc}(P_i) - \vec{k}_d)_x}{k}$; $B(P_i) = \frac{(\vec{k}_{inc}(P_i) - \vec{k}_d)_y}{k}$; $C(P_i) = \frac{(\vec{k}_{inc}(P_i) - \vec{k}_d)_z}{k}$

b) Speckle subjectif

Dans le cas du "speckle subjectif", l'image est formée dans le plan d'observation à l'aide d'un système optique comme représenté à la figure VI.15.

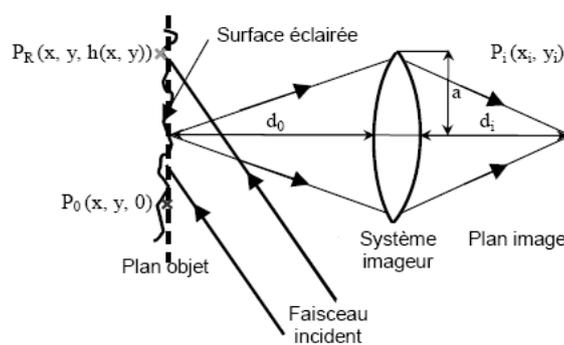


Fig. VI.15. Configuration d'observation d'un speckle subjectif

Les modèles de description du speckle subjectif sont généralement basés sur une approche en deux temps. On sépare l'interaction entre la surface et l'onde incidente, et la formation de l'image par le système de prise de vue.

Dans une première étape, l'amplitude complexe du champ dans le plan d'observation $U_i(P_i)$ est reliée à l'amplitude complexe du champ dans le plan de l'objet $U_0(P_0)$ qui est généralement confondu avec le plan moyen de la surface: on utilise un calcul classique de formation d'image en éclairage cohérent [74].

$$U_i(P_i) = \iint_{\Pi_0} U_0(P_0) \cdot f(P_i - gP_0) \cdot dP_0 \quad (\text{VI.24})$$

où $f(P_i)$ représente la réponse impulsionnelle du système de prise de vue, définie comme l'image d'une source ponctuelle située dans le plan objet. g est le grandissement optique défini par $g = d_0/d_i$.

$$f(P_i) = \frac{1}{\lambda d_0 d_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi, \eta) \cdot e^{\frac{ik}{d_i}[x_i \xi + y_i \eta]} d\xi d\eta \quad (\text{VI.25})$$

où $F(\xi, \eta)$ représente la fonction pupillaire qui décrit l'ouverture du système de prise de vue au plan de la pupille et (x_i, y_i) sont les coordonnées de P_i .

Dans une deuxième étape, la diffraction par la surface est modélisée en exprimant le champ dans le plan objet à partir du champ incident et des caractéristiques de surface.

L'expression du champ au point de P_i du plan d'observation résulte de l'intégration des contributions provenant de la cellule de résolution conjuguée de P_i .

$$U_i(P_i) = U_{inc} t_0 \iint_{\Pi_0} e^{ikh(P_0)(1+\cos\theta_{inc})} \cdot f(P_i - gP_0) \cdot dP_0 \quad (\text{VI.26})$$

où t_0 représente le coefficient de réflexion (ou de transmission) moyen de la surface et $h(P_0)$ la hauteur au point P_0 projeté sur la surface.

$U_{inc}(P_0)$ est l'amplitude complexe du champ incident, choisie constante.

VI.5. Décalage de phase

Le but de la plupart des techniques optiques de métrologie est de produire un modèle bidimensionnel d'intensité (ou l'interferogramme) modulé en phase par la quantité physique mesurée.

Bien que l'analyse visuelle du modèle de franges permette de réaliser un diagnostic qualitatif il y a un besoin croissant pour des résultats quantitatifs. Dans ce qui suit nous présenterons une technique habituelle utilisée pour récupérer automatiquement l'information quantitative décrivant le paramètre physique de tels interférogrammes, en l'occurrence la technique de décalage de phase ou PSI (*Phase Shifting Interferometry*) [75].

VI.5.1. Concepts fondamentaux

Le principe de base de cette méthode de mesure consiste à moduler le déphasage entre les faisceaux objet et référence d'un interféromètre. En mesurant la figure d'intensité qui en résulte, la phase de l'onde peut être déterminée à l'aide d'un système de traitement de données.

Dans un interféromètre, cette modulation peut être induite à l'aide d'un miroir en déplacement, d'une lame de verre inclinée, d'un polariseur tournant ou d'un réseau de diffraction mobile..., figure VI.16. Tous ces instruments de décalage permettent de produire des déphasages continus ou discrets entre les faisceaux objet et référence.

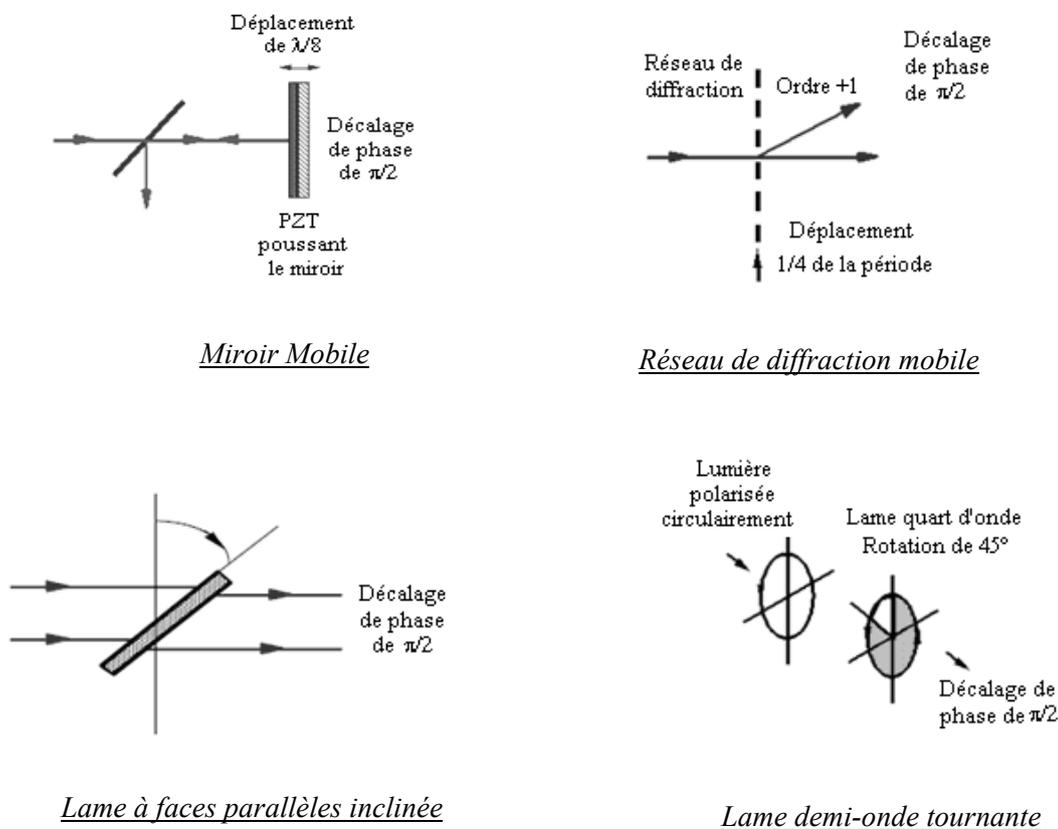


Fig. VI.16. Techniques pour décaler la phase dans un interféromètre [76]

Un interférogramme peut être représenté par la fonction d'intensité suivante:

$$I(x, y, t) = I_r(x, y) + I_t(x, y) \cos \phi(x, y) \quad (\text{VI.27})$$

où $I_r(x, y)$ est l'intensité de référence, $I_t(x, y)$ est l'intensité objet ou de test, $\phi(x, y) = \phi_t - \phi_r$ est la phase de l'onde résultante, elle est liée à la quantité physique étant mesurée.

L'interférogramme est en général enregistré par une caméra CCD se composant d'une matrice de détecteurs photoélectriques qui échantillonne le signal bidimensionnel, puis digitalisé par un convertisseur analogique-numérique et stocké sur le disque d'un ordinateur pour analyse ultérieure.

L'équation (VI.27) peut s'écrire aussi comme suit:

$$I(x, y, t) = I_0 [1 + V(x, y) \cos \phi(x, y)] \quad (\text{VI.28})$$

où I_0 est l'intensité moyenne et $V(x, y)$ le contraste des franges.

Si un déphasage $\theta(t)$ est introduit entre les faisceaux objet et référence, cette équation devient :

$$I(x, y, t) = I_0 \{1 + V(x, y) \cos(\phi(x, y) + \theta(t))\} \quad (\text{VI.29})$$

Cette expression est l'équation fondamentale de la méthode PSI. L'intensité varie en chaque point selon une fonction sinusoïdale du déphasage $\theta(t)$. Si cette grandeur $\theta(t)$ est connue, on peut déduire la phase $\phi(x, y)$ de la mesure de l'intensité $I(x, y, t)$.

VI.5.2. Méthodes d'analyse

Plusieurs algorithmes de reconstruction de la phase ont été développés [32], [77], [78], [79], [80], [81], [82] : "*Three-step algorithm*", "*Carré algorithm*", etc..., et de nouvelles techniques sont publiées régulièrement. Elles sont toutes basées sur l'acquisition d'une série interférogrammes obtenus avec des déphasages donnés.

Trois inconnues sont dénombrés dans l'équation (VI.27) (I_0 , V et ϕ), d'où un minimum de trois mesures de l'intensité est nécessaire pour déterminer la phase.

Il est évident que les paramètres essentiels dans ces techniques de mesure sont le mode de variation de la phase (discret ou continu), la fréquence d'acquisition des figures d'interférence et le nombre N d'interférogrammes utilisés pour calculer la phase à un instant donné ($N=3$ à 5).

VI.5.2.1. Équation générale

Reprenons l'expression (VI.28) , et utilisant la relation trigonométrique suivante:

$$\cos(A + B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B$$

ceci donne

$$I(x, y, t) = I_0 + I_0 V(x, y) \cos \phi(x, y) \cos \theta(t) - I_0 V(x, y) \sin \phi(x, y) \sin \theta(t) \quad (\text{VI.30})$$

Maintenant introduisons l'incrément de phase θ_n donné par:

$$\theta_n = \frac{(n-1)2\pi}{N} \text{ avec } n=1, 2, \dots, N \quad (\text{VI.31})$$

L'intensité en un point quelconque de l'interférogramme sera donnée par:

$$\begin{aligned} I_n &= I_0 + I_0 V \cos(\phi + \theta_n) \\ &= I_0 + I_0 V \cos \phi \cos \theta_n - I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \end{aligned} \quad (\text{VI.32})$$

Multiplions (VI.32) par $\cos \theta_n$ et $\sin \theta_n$ séparément, on obtient:

$$I_n \cos \theta_n = I_0 \cos \theta_n + I_0 V \cos \phi \cos^2 \theta_n - I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \cos \theta_n \quad (\text{VI.33})$$

$$I_n \sin \theta_n = I_0 \sin \theta_n + I_0 V \cos \phi \cos \theta_n \sin \theta_n - I_0 V \sin \phi \sin^2 \theta_n \quad (\text{VI.34})$$

Maintenant sommons les équations (VI.32), (VI.33) et (VI.34) sur n

$$\sum_{n=1}^N I_n = \sum_{n=1}^N I_0 + \sum_{n=1}^N I_0 V \cos \phi \cos \theta_n - \sum_{n=1}^N I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \quad (\text{VI.35})$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n = \sum_{n=1}^N I_0 \cos \theta_n + \sum_{n=1}^N I_0 V \cos \phi \cos^2 \theta_n - \sum_{n=1}^N I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \cos \theta_n \quad (\text{VI.36})$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n = \sum_{n=1}^N I_0 \sin \theta_n + \sum_{n=1}^N I_0 V \cos \phi \cos \theta_n \sin \theta_n - \sum_{n=1}^N I_0 V \sin \phi \sin^2 \theta_n \quad (\text{VI.37})$$

Utilisons les relations d'orthogonalité pour **sinus** et **cosinus**:

$$\sum_x^{2\pi} \sin(mx) \sin(nx) = \begin{cases} 0 \quad \forall m \neq n \\ \pi \quad \forall m = n \neq 0 \end{cases}$$

$$\sum_x^{2\pi} \sin(mx) \sin(nx) = \begin{cases} 0 \quad \forall m \neq n \\ \pi \quad \forall m = n \neq 0 \end{cases}$$

$$\sum_x^{2\pi} \sin(mx) \sin(nx) = 0 \quad \forall m, n$$

Alors les équations (VI.35), (VI.36) et (VI.37) se réduisent à:

$$\sum_{n=1}^N I_n = N I_0 \quad (\text{VI.38})$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n = \frac{1}{2} NI_0 V \cos \phi \quad (\text{VI.39})$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n = \frac{1}{2} NI_0 V \sin \phi \quad (\text{VI.40})$$

A partir desquelles il s'en suit:

$$\frac{2 \sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n}{2 \sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n} = \frac{NI_0 \sin \phi}{NI_0 \cos \phi} \quad (\text{VI.41})$$

finalement
$$\tan \phi = \frac{\sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n}{\sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n} \quad (\text{VI.42})$$

C'est l'équation générale de base pour les différents algorithmes de décalage de phase que nous étudierons dans ce qui suit.

VI.5.2.2. Algorithme à trois pas (*three-step algorithm*)

C'est l'algorithme de base; la phase est calculée à partir de l'intensité de trois interférogrammes enregistrés pour trois décalages de valeurs angulaires

1) pour $\theta_i = \pi/4, 3\pi/4$ et $5\pi/4$:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{3\pi}{4} \right) \right\} \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{5\pi}{4} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{VI.42})$$

Le choix de ces déphasages en particulier, et de la valeur initiale permet de simplifier les calculs qui conduisent à l'expression de la phase et la visibilité en tout point (x, y)

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2} \right) \quad (\text{VI.43.a})$$

$$V(x, y) = \frac{\sqrt{(I_3 - I_2)^2 + (I_1 - I_2)^2}}{\sqrt{2} I_0} \quad (\text{VI.43.b})$$

2) pour $\theta_i = -2\pi/3, 0$ et $2\pi/3$:

$$\begin{aligned}
I_1(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) - \frac{2\pi}{3} \right) \right\} \\
I_2(x, y) &= I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cos(\phi(x, y)) \} \\
I_3(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{2\pi}{3} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{VI.44}$$

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\sqrt{3} \frac{I_1 - I_3}{2I_1 - I_2 - I_3} \right) \tag{VI.45.a}$$

$$V(x, y) = \frac{\sqrt{3(I_1 - I_3)^2 + (2I_2 - I_1 - I_3)^2}}{3I_0} \tag{VI.45.b}$$

VI.5.2.3. Algorithme à quatre pas (*Four-step algorithm*)

C'est l'algorithme le plus habituel, la phase est calculée à partir de l'intensité de quatre interférogrammes enregistrés pour quatre décalages angulaires $0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$.

$$\begin{aligned}
I_1(x, y) &= I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cdot \cos \phi(x, y) \} \\
I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cdot \cos \left(\phi(x, y) + \frac{\pi}{2} \right) \right\} = I_0(x, y) \{ 1 - V(x, y) \cdot \sin \phi(x, y) \} \\
I_3(x, y) &= I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cdot \cos(\phi(x, y) + \pi) \} = I_0(x, y) \{ 1 - V(x, y) \cdot \cos \phi(x, y) \} \\
I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cdot \cos \left(\phi(x, y) + \frac{3\pi}{2} \right) \right\} = I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cdot \sin \phi(x, y) \}
\end{aligned} \tag{VI.46}$$

Après résolution du système d'équations, on obtient la phase et visibilité tels que :

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right) \tag{VI.47.a}$$

$$V(x, y) = \frac{2 \times \sqrt{(I_4 - I_2)^2 + (I_1 - I_3)^2}}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \tag{VI.47.b}$$

VI.5.2.4. Algorithme à cinq pas (*Five-step algorithm*)

Une approche utilisée pour réduire les erreurs de phase dues à la mis-calibration et appelée technique de la moyenne proposée par Schwider [8]

$$\begin{aligned}
I_1(x, y) &= I_0(x, y) \{1 + V(x, y) \cdot \cos(\phi(x, y) - \pi)\} \\
I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) - \frac{\pi}{2}\right)\right\} \\
I_3(x, y) &= I_0(x, y) \{1 + V(x, y) \cdot \cos\phi(x, y)\} \\
I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) + \frac{\pi}{2}\right)\right\} \\
I_5(x, y) &= I_0(x, y) \{1 + V(x, y) \cdot \cos(\phi(x, y) + \pi)\}
\end{aligned} \tag{VI.48}$$

La résolution du système d'équations ci-dessus conduit à la solution suivante :

$$\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{2(I_4 - I_2)}{I_5 + I_1 - 2I_3}\right) \tag{VI.49.a}$$

$$V(x, y) = \frac{2 \times \sqrt{4(I_2 - I_4)^2 + (2I_3 - I_5 - I_1)^2}}{I_1 + 2(I_2 + I_3 + I_4) + I_5} \tag{VI.49.b}$$

VI.5.2.5. Algorithme de Carré

Dans les équations précédentes le déphasage était connu. En 1966, Carré [82] a proposé une technique indépendante de la valeur du déphasage introduit. Il suppose que la phase est décalée d'une quantité constante α entre les mesures d'intensité successives. On peut écrire les quatre équations suivantes comme suit [83] :

$$\begin{aligned}
I_1(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) - \frac{3}{2}\alpha\right)\right\} \\
I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) - \frac{1}{2}\alpha\right)\right\} \\
I_3(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) + \frac{1}{2}\alpha\right)\right\} \\
I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) + \frac{3}{2}\alpha\right)\right\}
\end{aligned} \tag{VI.50}$$

Le décalage de phase α est supposé linéaire et peut être calculé par :

$$\alpha = 2 \arctan\left[\sqrt{\frac{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}}\right] \tag{VI.51}$$

On en déduit la phase en tout point :

$$\phi(x, y) = \arctan\left[\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) \frac{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}{(I_2 + I_3) - (I_1 - I_4)}\right] \tag{VI.52}$$

Les deux équations précédentes sont combinées pour donner la phase et la visibilité, ainsi :

$$\phi(x, y) = \arctan \left\{ \frac{\sqrt{[3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)][(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)]}}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \right\} \quad (\text{VI.53.a})$$

$$V(x, y) = \frac{1}{2I_0} \sqrt{\frac{[(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)]^2 + [(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)]^2}{2}} \quad (\text{VI.53.b})$$

Un avantage évident de la méthode de Carré est que l'instrument de décalage de phase ne nécessite aucune calibration: il suffit que l'incrément α soit constant. Cette technique reste aussi valable quand la phase est linéaire et le déphasage introduit est continu.

VI.5.3. Sources d'erreurs

L'algorithme de calcul de la phase est choisi en compromis entre la sensibilité aux diverses sources d'erreur et l'effort de calcul informatique fourni.

Ces erreurs affectent la précision des mesures. Cette précision peut être déterminée par la soustraction de deux images identiques prises en temps différents et calculer la racine carrée de la différence. Cependant pour un système bien calibrée cette valeur ne doit pas dépasser $\lambda/100$ [84].

La plus part des erreurs qui influent sur la précision de mesure de la phase sont causées par:

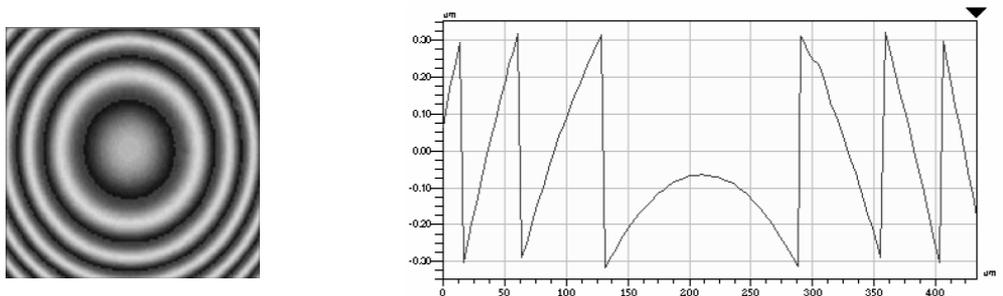
- Les vibrations.
- Les composants du système de mesure (miroir, lame séparatrice, détecteur...)
- Le calibrage du PZT qui doit être linéaire, $\alpha = f(V)$, c.-à-d. qu'il faut ajuster le voltage du PZT pour donner un incrément de phase correct.
- Une faible visibilité conduit à une importante erreur de phase, pour minimiser cet effet l'intensité doit couvrir autant que possible les éléments détecteurs de la caméra CCD et l'échantillonnage de la figure d'interférence doit être suffisant pour que la visibilité ne soit pas réduite.

VI.5.4. Déroulage de la phase (*Phase unwrapping*) [85]

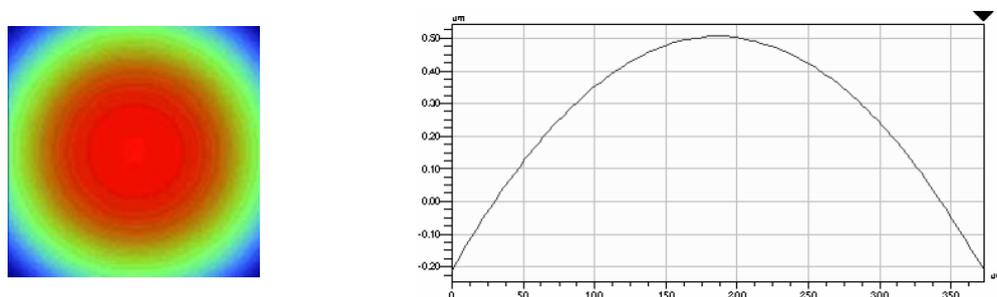
La distribution de la phase déterminée par les techniques de décalage de phase a la forme d'une fonction en dents de scie (figure VI.17.a) dont une discontinuité qui se répète chaque 2π ; elle est dite "enroulée".

Il faut donc procéder au déroulage (ou dépliement) de phase pour représenter le mesurande

physique (longueur, déplacement, pente, etc.). Dérouler la phase signifie supprimer les sauts de 2π présents en ajoutant ou en supprimant localement le multiple de 2π adéquat (voir la figure VI.17.b). La procédure est triviale dans le cas unidimensionnel : il suffit de contrôler la différence de phase entre deux pixels voisins. Si cette différence est en valeur arithmétique plus grande que π , par exemple, on rajoute (ou on soustrait, selon le signe de cette différence) 2π à la valeur de la phase du deuxième pixel et à tous les pixels suivants. Cette procédure est beaucoup plus difficile à appliquer au cas bidimensionnel, pour plusieurs raisons. Une des principales raisons est que certaines fois, il n'y a pas suffisamment d'information dans l'image pour réaliser le dépliement de phase. C'est le cas lorsque différentes zones de l'image sont déconnectées, c'est-à-dire séparées par une zone de pixels invalides (où n'apparaît aucune frange, et donc où la phase n'est pas calculable). Il n'y a donc pas de chemin qui relie les zones, et donc aucun moyen de connaître le multiple de 2π à introduire dans une zone par rapport à l'autre. Un autre cas où le dépliement spatial devient impossible est celui où les objets étudiés en profilométrie comportent des variations de hauteur par sauts.



a) Phase avant déroulage



a) Phase après déroulage

Fig. VI.17. La technique de déroulage de phase.

VI.5.5. Techniques pour décaler la phase

VI.5.5.1. Miroir Mobile

La méthode la plus habituelle pour décaler la phase est de renvoyer un des deux faisceaux interférents sur un miroir mobile. Si la lumière est incidente sur le miroir sous un angle θ et le miroir se déplace d'une distance d , la phase est décalée d'une quantité égale à $\frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos \theta$. Si l'incidence est normale le décalage de phase est de $\frac{2\pi}{\lambda} 2d$. Ainsi, pour un décalage de phase de $\pi/2$ le miroir doit être déplacé de $1/8$ de la longueur d'onde. Un transducteur piézoélectrique (PZT) est le moyen le plus utilisé pour translater le miroir. La position du miroir est contrôlée par la tension appliquée au PZT [86].

VI.5.5.2. lame demi-onde tournante

Si un faisceau lumineux circulairement polarisé est transmis par une lame demi-onde le sens de la polarisation sera changé, c.-à-d. de gauche à droite et vice-versa. Il peut être montré que si la lame à demi-onde est tournée d'un angle θ la phase est décalée d'une quantité de 2θ [87]

B. Interférométrie : Contribution expérimentale

VI.6. Introduction

Le présent travail consiste à présenter une technique de caractérisation des surfaces micro rugueuses en déterminant le profil $Z(x, y)$ par interférométrie. Il s'agit de l'acquisition d'une série d'images interférométriques cohérentes par caméra CCD. Le principe se base sur la différence de phase initiale en tout point de la surface, à laquelle on ajoute une phase supplémentaire de $\pi/2$. Un algorithme à quatre pas permet de déduire la variation de la phase $\phi(x, y)$ après un traitement d'images interférométriques.

Deux dispositifs interférentiels sont utilisés, celui de Michelson pour les surfaces de matériaux présentant une grande réflectivité tel que l'acier inoxydable, et de Mach-Zehnder pour les matériaux transparents tel que le verre optique Flint LF7.

Par ailleurs, deux techniques seront utilisées pour introduire le décalage de phase:

- Le translateur piézoélectrique (PZT).
- Les lames tournantes de polarisation.

Le déphasage $\phi = \phi_2 - \phi_1$ entre les deux ondes (de référence et objet) est dû à la différence des chemins optiques. Cette différence notée δl est liée au déphasage ϕ par la relation :

$\phi = 2\pi \frac{\delta l}{\lambda}$. Ainsi, en remplaçant δl par Z , la forme et la topographie de la surface sont

caractérisées par la fonction $Z(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \phi(x, y)$

VI.7. Travail expérimental

Dans le présent travail on utilise les interféromètres de Michelson et de Mach-Zehnder pour l'évaluation des déformations microgéométriques des surfaces des échantillons étudiés.

Nous présentons une description des montages en question. Puis, nous exploitons les images interférométriques obtenues par chaque technique de décalage de phase au moyen des logiciels IDEA (*Interferometrical Data Evaluation Algorithms*) et *Image-Pro plus*.

Les interférogrammes sont captées par une caméra CCD et digitalisées par une carte d'acquisition et de numérisation de type MATROX.

La camera CCD est de type SONY, elle a les caractéristiques suivantes:

- Nombre de pixels : 500×582 (horizontal × vertical)
- Surface détectrice : 3,3×4,4 (mm²) ;
- Dimension du pixel : 6,6×7,56 (μm²).

VI.7.1. Utilisation du PZT comme moyen de décalage de phase

Le PZT est une céramique piézo-électrique de forme cylindrique caractérisée par une grande sensibilité à la tension électrique, il permet de commander et de contrôler la phase de l'onde de référence.

Pour varier la différence de phase entre les deux faisceaux d'interférence on change la tension aux bornes du PZT, ce qui produit une variation dans le chemin optique du faisceau de référence tel que, si le miroir se déplace d'une distance d , la phase est décalée d'une

quantité égale à $\frac{2\pi}{\lambda}2d \cos \theta$, où θ est l'angle d'incidence du faisceau lumineux sur le miroir de référence. Pour que le décalage de la phase soit correct, l'étalonnage du PZT est indispensable.

VI.7.1.1 Application à l'interféromètre de Michelson

Le montage optique de Michelson avec PZT est montré par la figure VI.18 : Un faisceau laser He-Ne de longueur d'onde égale à 632,8 nm et émettant avec une puissance de 30 mW est élargi par un objectif de microscope et une lentille biconvexe. Puis, il est divisé en deux faisceaux d'égales intensités par un cube séparateur CS. Le premier faisceau (faisceau objet) éclaire la surface de l'échantillon. Le deuxième faisceau (faisceau de référence) est transmis vers le miroir de référence placé sur le translateur PZT. Les deux faisceaux sont réfléchis et recombinaés par le CS pour venir interférer sur la surface détectrice de la caméra CCD. Le décalage de phase est introduit en variant la tension du courant électrique aux bornes du PZT préalablement étalonné.

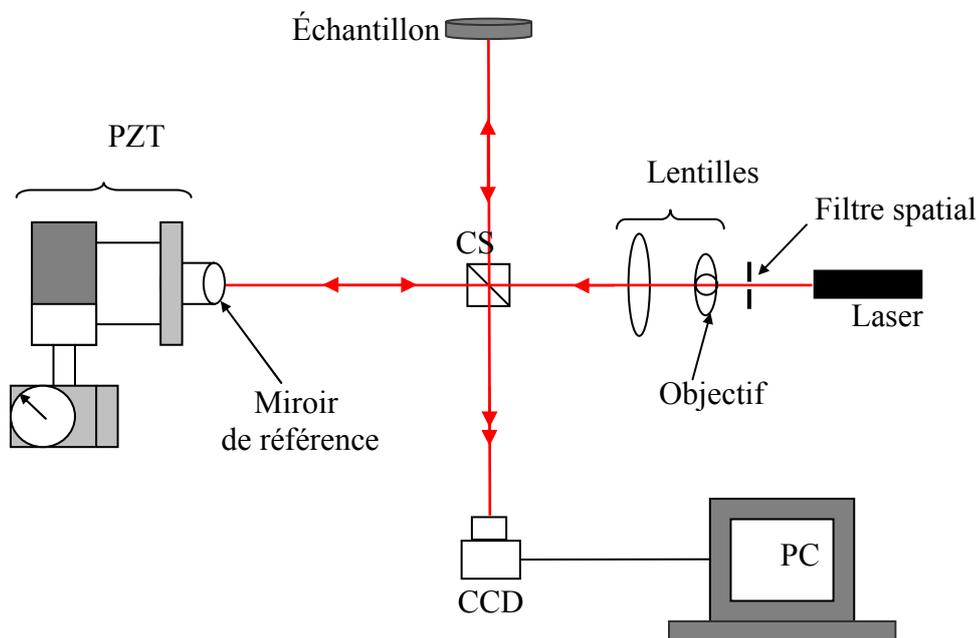


Fig. VI.18. Schéma de l'interféromètre de Michelson avec PZT [88]

a) Étalonnage du PZT

Le faisceau de référence est en incidence normale sur le miroir du PZT ($\theta = 0^\circ$). Celui-ci est placé dans l'un des bras de l'interféromètre. Les bornes sont branchées à un générateur de tension lié à un multimètre pour contrôler les tensions appliquées. Le PZT se déplace en avant lorsque la tension appliquée à ses bornes augmente et vice-versa. En l'absence des vibrations on règle l'interféromètre de façon à obtenir des franges sur la camera CCD. On observe les franges qui restent fixes et où une mire sert de référence. L'image d'interférences contient des franges constructives (claires) qui correspondent à $\phi = 2k\pi$ et des franges destructives (obscurées) qui correspondent à $\phi = (2k+1)\pi$. Les franges constructives sont utilisées pour étalonner le PZT: à l'aide du générateur de tension on varie la tension jusqu'à obtention d'un déplacement complet d'une frange qui correspond à un défilement de 2π . Les résultats de l'étalonnage du PZT sont présentés dans le tableau VI.1 :

Tableau VI.1. Étalonnage du PZT pour le montage Michelson [88]

Déphasage ($^\circ$)	0	90	180	270
Tension (volts)	2,38	4,75	9,5	19

b) Mesures et résultats

Les déformations de la surface sont analysées. Quatre images correspondant à quatre décalages de phase dont les angles sont $(0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$ sont enregistrées, la figure VI.19 illustre les images obtenues. Pour chaque décalage on a un interférogramme avec une distribution d'intensité.

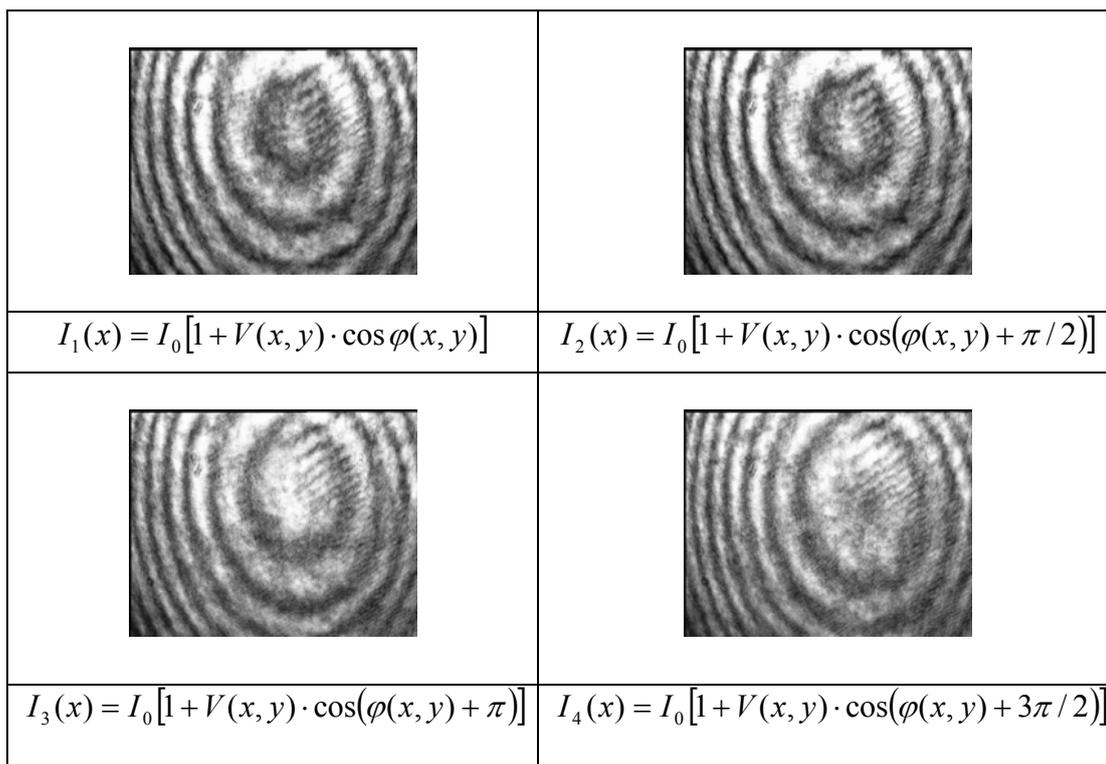


Fig. VI.19. Exemple d'interférogrammes obtenues pour l'échantillon d'acier inoxydable par l'interféromètre de Michelson avec PZT [88]

Pour calculer la phase qui nous renseigne sur la déformation, on applique l'algorithme de décalage à quatre pas en utilisant le logiciel IDEA, développé pour l'évaluation de l'information de phase. L'image est stockée dans la mémoire de l'ordinateur et représente la distribution de la phase "enroulée".

L'image est ensuite filtrée pour minimiser le bruit en utilisant le filtre passe-bas (3x3). Ainsi le profil linéaire est tracé. La distribution de la phase enroulée, son image filtrée et sa distribution linéaire sont représentées par la figure VI.20.

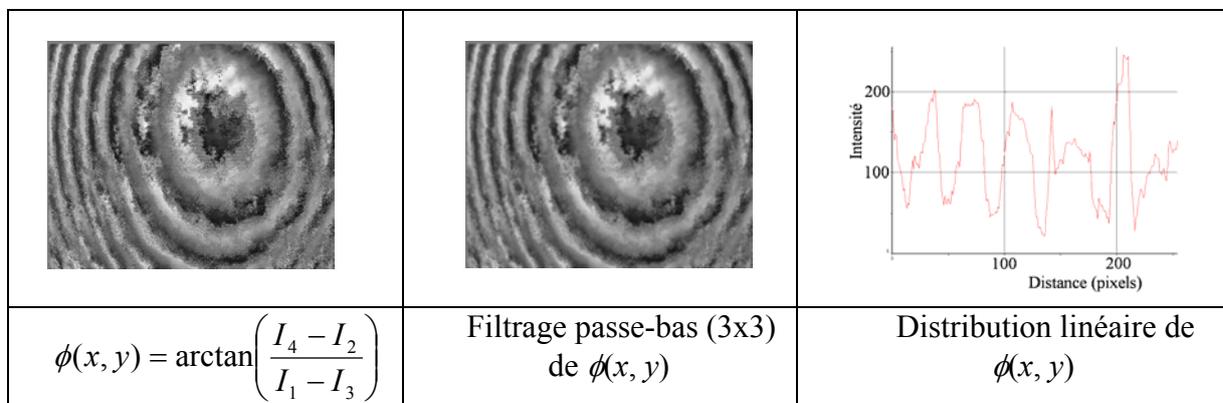


Fig. VI.20. Images de la phase enroulée pour l'échantillon d'acier inoxydable [88]

Le résultat du processus de déroulage est illustré dans la figure VI.21. La phase enroulée est une fonction discontinue modulo 2π , définie sur un cercle $[-\pi, +\pi]$. Pour convertir cette information en une fonction continue, il est nécessaire de dérouler cette phase, en utilisant la fonction " *Unwrap step* " du logiciel IDEA.

Il est à noter que l'image de la phase enroulée est filtrée préalablement pour éviter toute erreur que pourrait provoquer le bruit contenu dans l'image lors du déroulage.

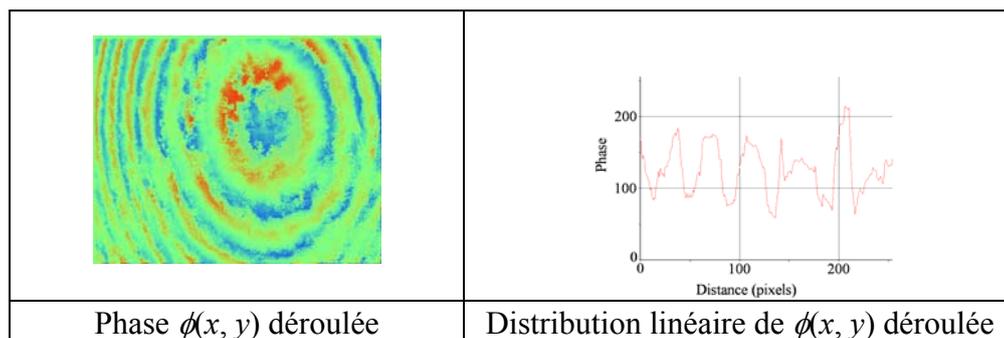


Fig. VI.21. Distribution de la phase déroulée pour l'échantillon d'acier inoxydable [88]

Pour transformer la distribution de phase en différence de marche $Z(x)$, on utilise la relation $Z(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \phi(x, y)$. Le profil de la surface, qui représente la distribution des amplitudes de ses irrégularités, est représenté par la figure VI.22. L'axe des abscisses est donné en nombre de pixels.

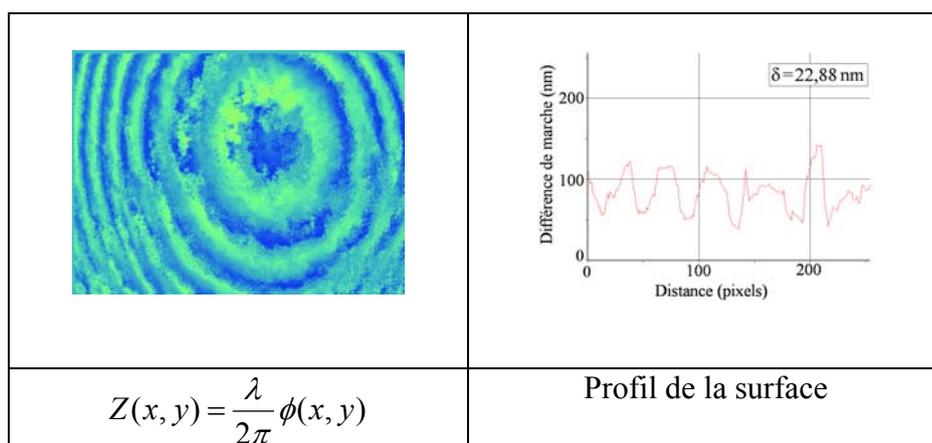


Fig. VI.22. Distribution de la différence de marche pour l'échantillon d'acier inoxydable [88]

VI.7.1.2. Application à l'interféromètre de Mach-Zehnder

Pour réaliser l'expérience de Mach-Zehnder on utilise les mêmes éléments du montage précédent en lui ajoutant un deuxième cube séparateur (figure VI.23).

Le faisceau laser est divisé en deux par le cube séparateur CS_1 . Le premier faisceau éclaire la surface de l'échantillon, le deuxième est transmis vers le miroir du PZT. Après réflexion, les deux faisceaux sont recombinaés par le deuxième cube séparateur CS_2 , l'image d'interférence des deux ondes (ondes objet et de référence) est captée par la camera CCD reliée au PC par l'intermédiaire de la carte d'acquisition Matrox.

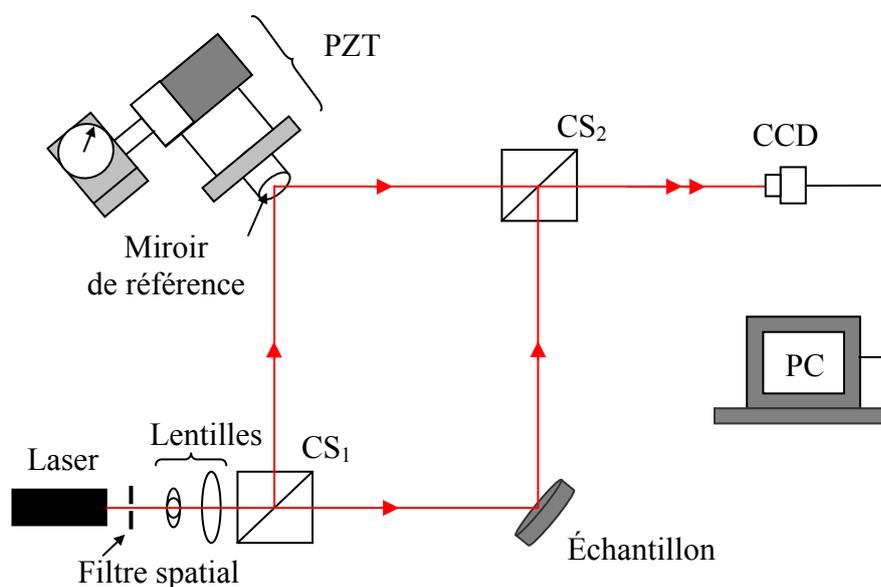


Fig. VI.23. Schéma du montage optique de Mach-Zehnder avec PZT

Pour l'étalonnage et le calibrage du PZT on procède de la même manière qu'avec le montage de Michelson sauf qu'on doit savoir que la lumière est incidente sur le miroir de référence sous un angle de 45° . Le tableau VI.2 donne les valeurs d'étalonnage correspondantes.

Tableau VI.2. Étalonnage du PZT pour le montage de Mach-Zehnder

Déphasage ($^\circ$)	0	90	180	270
Tension (volts)	1,25	2,5	5	10

a) Mesures et résultats

Quatre images correspondant à quatre décalages de phase dont les incréments d'angle sont $(0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$ sont enregistrées (figure VI.24).

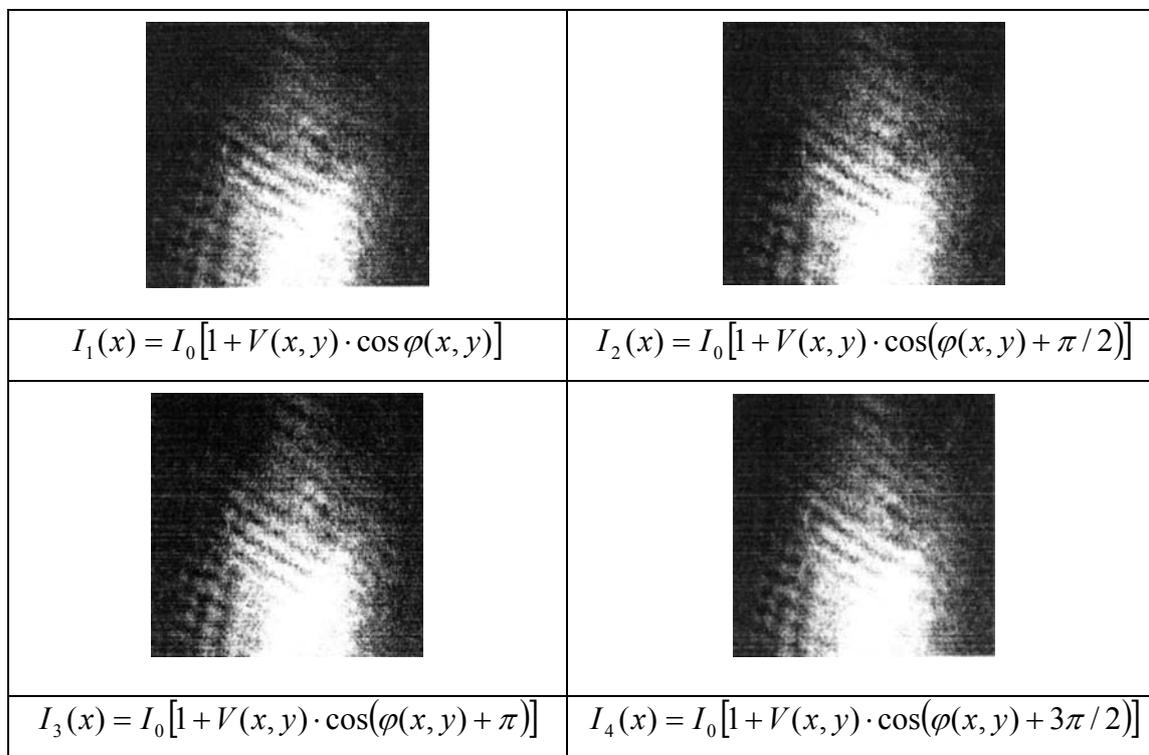


Fig. VI.24. Exemple d'interférogrammes obtenues pour l'échantillon de verre Flint LF7 par l'interféromètre de Mach-Zehnder avec PZT

En appliquant l'algorithme de décalage de phase à quatre pas, on détermine la distribution de la phase "enroulée". La figure VI.25 illustre l'image de la distribution de la phase enroulée, son image filtrée et le profil de la distribution linéaire de son intensité.

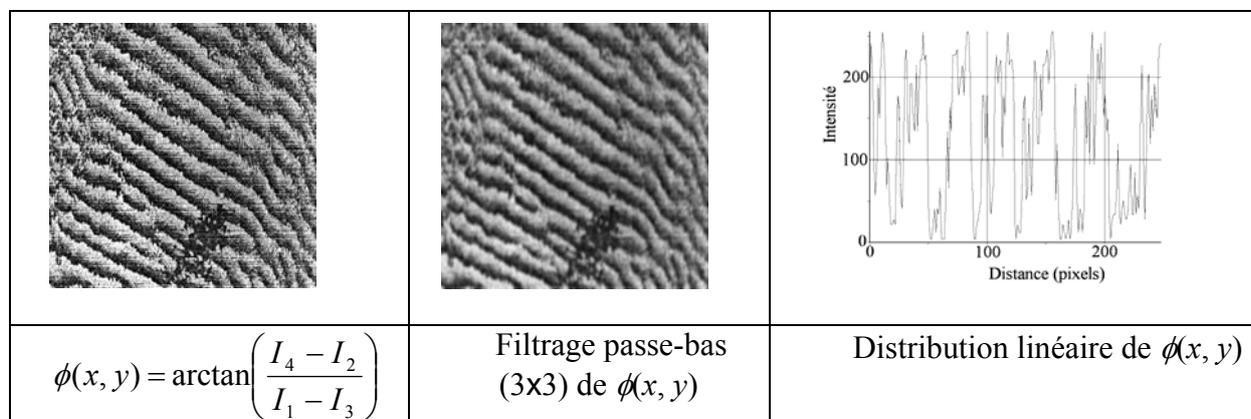


Fig. VI.25. Images de la phase enroulée pour l'échantillon de verre Flint LF7

Après déroulage, on obtient la distribution de la phase comme montrée par la figure VI.26.

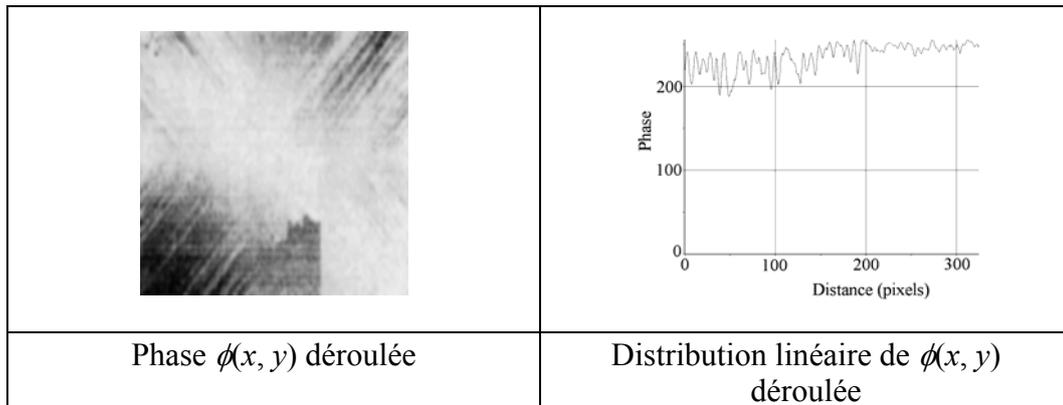


Fig. VI.26. Distribution de la phase déroulée pour l'échantillon de verre Flint LF7

En utilisant la relation $Z(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \phi(x, y)$ on détermine alors la distribution des hauteurs des aspérités de la surface, exprimées en différence du chemin optique en tout point de la surface à contrôler, figure VI.27.

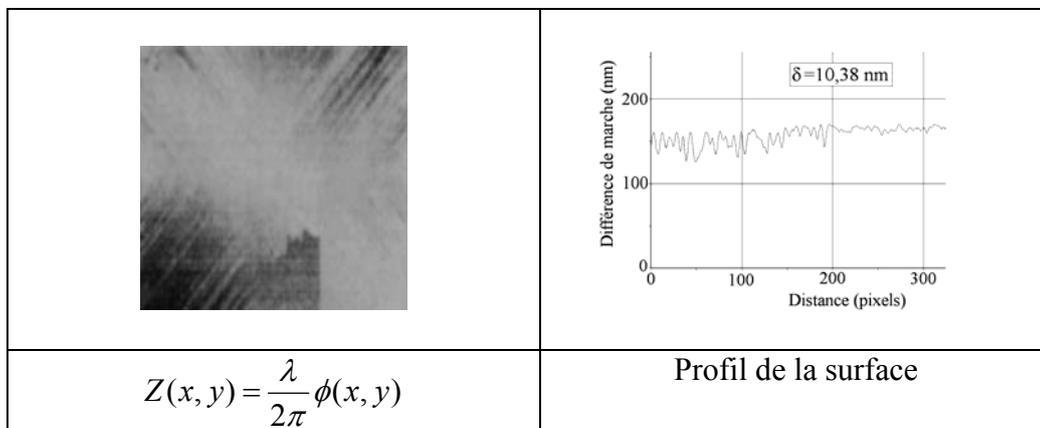


Fig. VI.27. Distribution de la différence de marche pour l'échantillon de verre Flint LF7

VI.7.2. Utilisation des lames de polarisation pour décaler la phase

Dans cette technique, dite décalage de phase géométrique ou phase de Pancharatnam [89], [90], on utilise un système de polarisation ($P, \lambda/2, \lambda/4$) pour générer la phase entre les deux faisceaux émergents de l'interféromètre.

On commence par mettre sur leur chemin deux polariseurs linéaires P_1 et P_2 ; on fait tourner le deuxième polariseur (P_2) jusqu'à extinction de la lumière, les polariseurs sont ainsi croisés. Puis on place une lame quart d'onde ($\lambda/4$) entre les deux polariseurs, on constate une quantité une quantité de lumière à la sortie du deuxième polariseur (l'analyseur P_2), ensuite on tourne la lame $\lambda/4$ jusqu'à extinction de la lumière également. A ce moment là, on tourne la lame $\lambda/4$ avec un angle de 45° , on obtient donc une polarisation circulaire d'où une intensité uniforme de la lumière sur toute la surface du plan d'interférence. On retire la lame $\lambda/4$ et on la remplace par la lame demi-onde ($\lambda/2$) et on procède de même manière qu'avec la lame $\lambda/4$. Enfin on remet la lame $\lambda/4$ et on élimine l'analyseur P_2 pour décaler la phase.

Pour introduire un décalage de phase dans l'interférogramme on fait tourner la lame quart d'onde $\lambda/4$ de valeurs d'angle égales à 0 , $\pi/2$, π et $3\pi/2$ respectivement.

VI.7.2.1. Application à l'interféromètre de Michelson

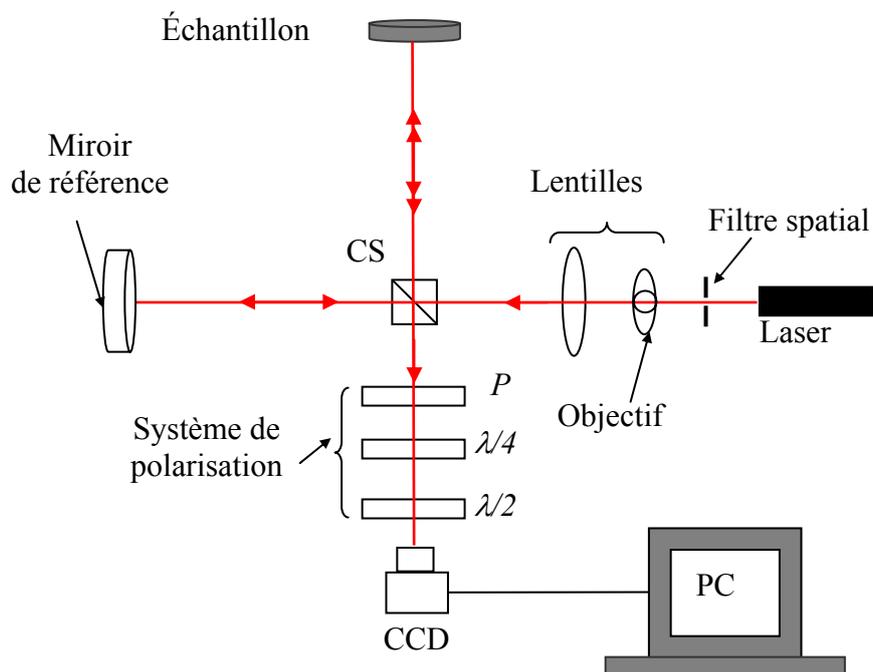


Fig. VI.28.a. Schéma de l'interféromètre de Michelson avec système de polarisation pour décaler la phase

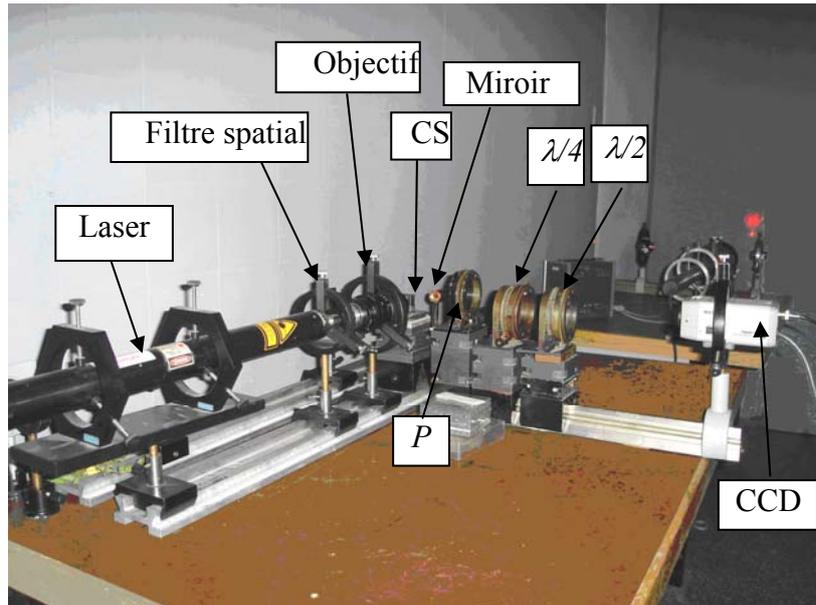


Fig. VI.28.b. Équipement de l'interféromètre de Michelson avec système de polarisation pour décaler la phase

a) Mesures et résultats

Quatre images correspondant à quatre décalages de phase de 0 , $\pi/2$, π , $3\pi/2$ respectivement sont enregistrées, la figure VI.29 explique les images obtenues.

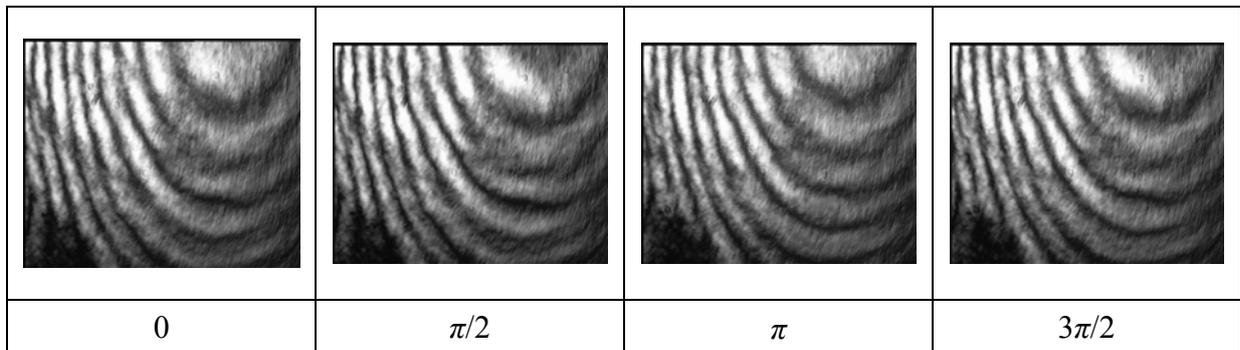


Fig. VI.29. Exemple d'interférogrammes obtenues pour l'échantillon d'acier inoxydable par l'interféromètre de Michelson avec système de polarisation

On calcule la phase par application de l'algorithme à quatre pas en utilisant le logiciel IDEA,

L'image de la phase est filtrée par un filtre passe-bas (3×3), voir figure VI.30.

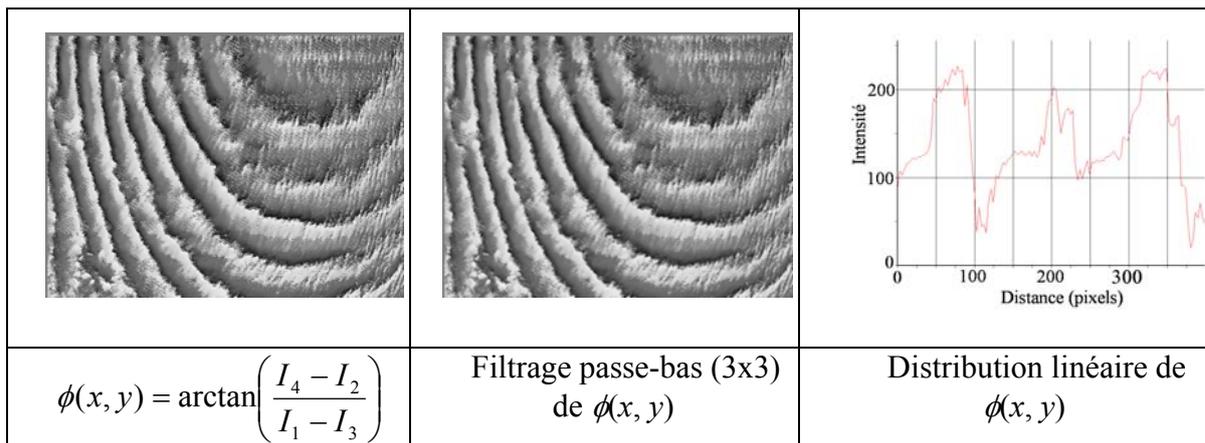


Fig. VI.30. Images de la phase enroulée pour l'échantillon d'acier inoxydable

Le résultat du processus de déroulage de la phase est illustré dans la figure VI.31.

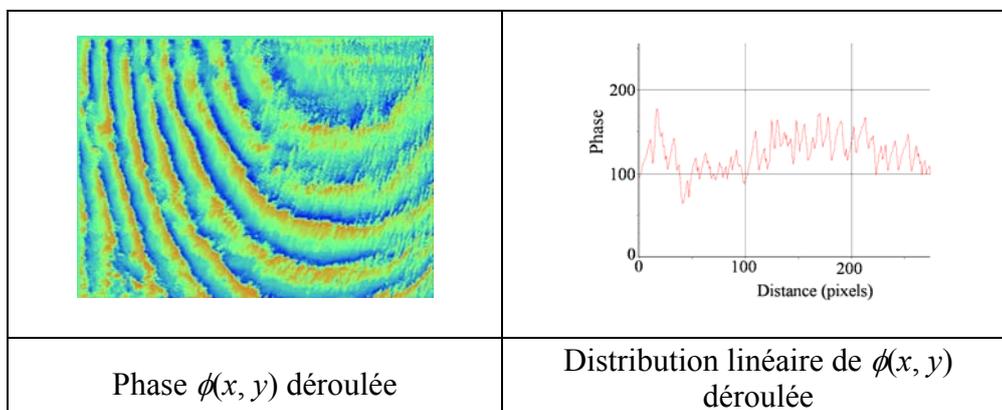


Fig. VI.31. Distribution de la phase déroulée pour l'échantillon d'acier inoxydable

Le profil de la surface, qui représente la distribution des hauteurs de ses aspérités, est représenté par la figure VI.32. L'axe des abscisses est donné en nombre de pixels.

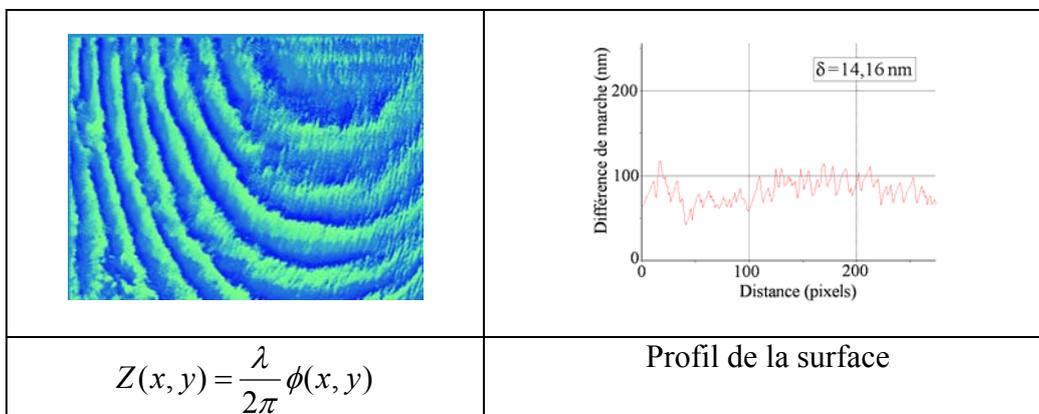


Fig. VI.32. Distribution de la différence de marche pour l'échantillon d'acier inoxydable

VI.7.2.2. Application à l'interféromètre de Mach-Zehnder

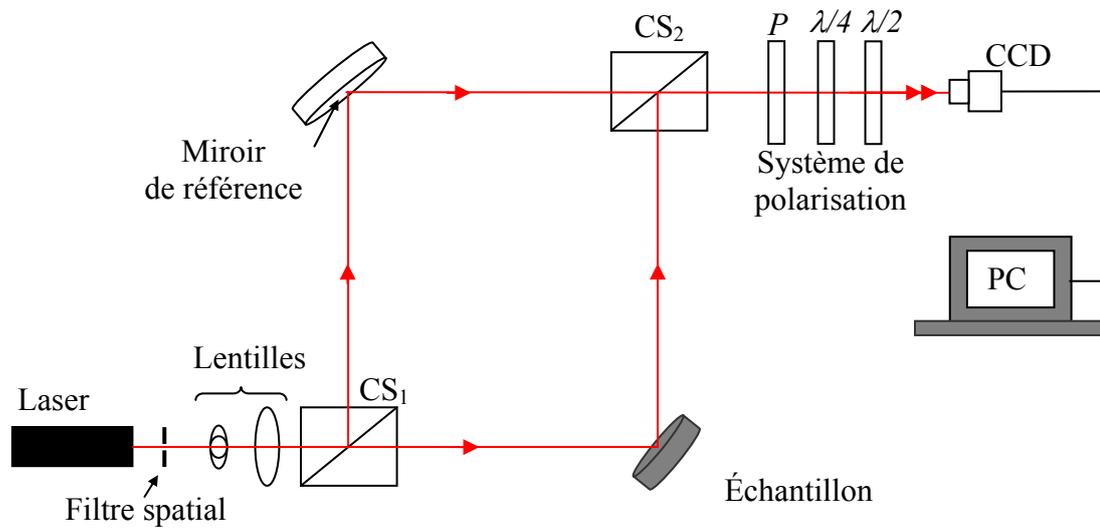


Fig. VI.33. Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder avec système de polarisation pour décaler la phase

a) Mesures et résultats

Quatre images correspondant à quatre décalages de phase d'incrément respectifs : 0 , $\pi/2$, π et $3\pi/2$ sont enregistrées (figure VI.34).

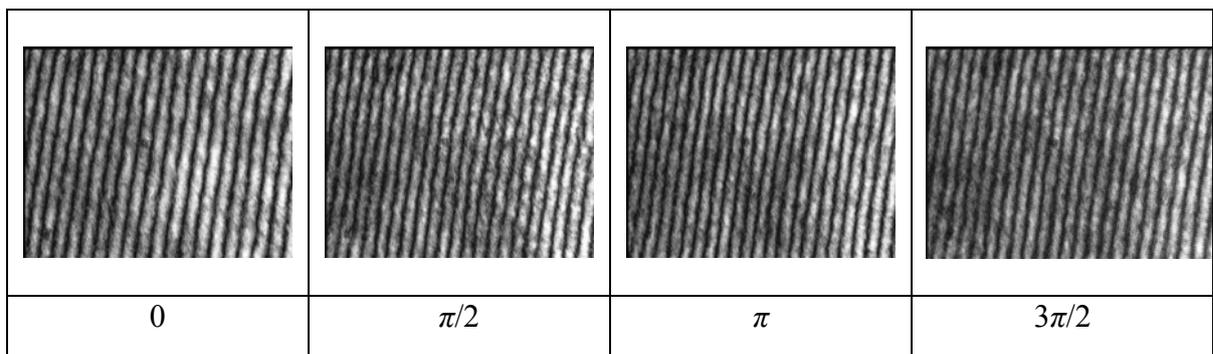


Fig. VI.34. Exemple d'interférogrammes obtenues pour l'échantillon de verre Flint LF7 par l'interféromètre de Mach-Zehnder avec système de polarisation

La figure VI.35 illustre la distribution de la phase enroulée obtenue par l'algorithme à quatre pas, la phase "enroulée".

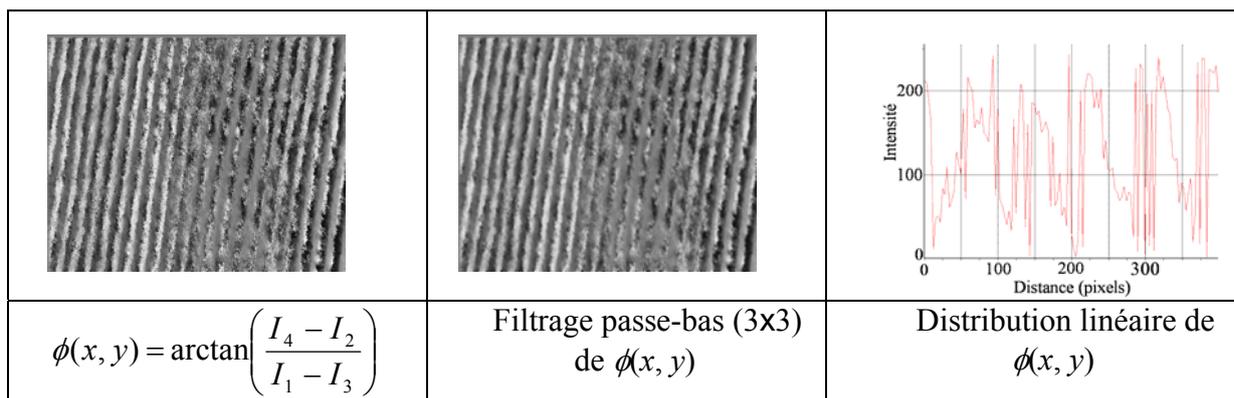


Fig. VI.35. Images de la phase enroulée pour l'échantillon de verre Flint LF7

La phase déroulée est montrée par la figure VI.36.

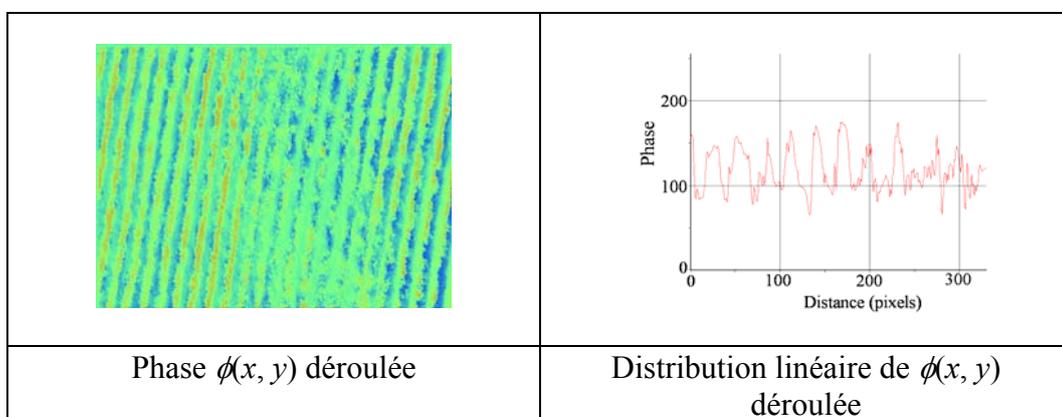


Fig. VI.36. Distribution de la phase déroulée pour l'échantillon de verre Flint LF7

La distribution des hauteurs des aspérités de la surface, exprimées en différence du chemin optique en tout point de la surface, est représentée par la figure VI.37.

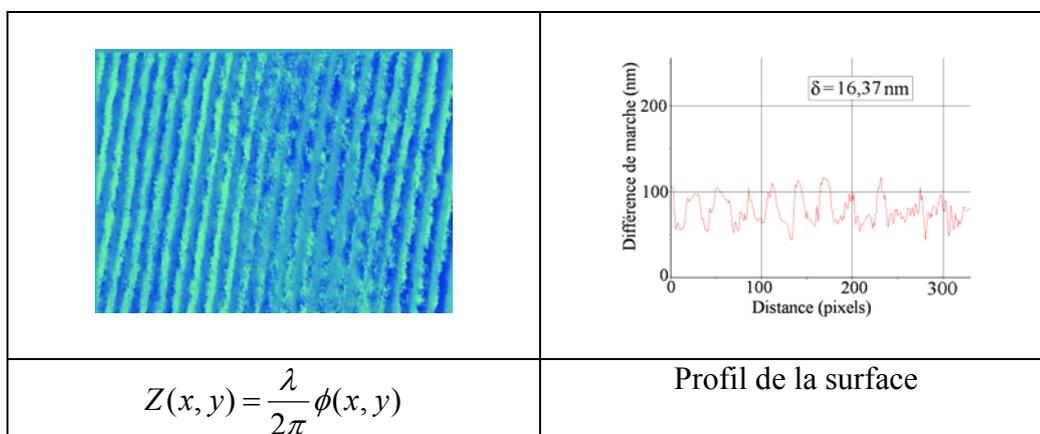


Fig. VI.37. Distribution de la différence de marche pour l'échantillon de verre Flint LF7

VI.8. Conclusion

Le présent travail nous a permis de contribuer expérimentalement à la mise en œuvre d'une technique de contrôle non destructif des microdéformations des surfaces.

Les résultats obtenus ont été obtenus en associant la technique de décalage de phase et l'imagerie interférométrique. La technique est sensible aux microdéformations, en général d'ordre nanométrique.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les techniques de caractérisation optiques utilisées, telles que la diffusion de la lumière, l'ellipsométrie, l'interférométrie à décalage de phase... ont nécessité de vastes études théoriques et expérimentales, que ce soient fondamentales ou de spécialisation. Ce travail a permis d'apporter une contribution dans ce domaine en essayant d'exploiter et présenter le maximum d'informations selon les moyens disponibles.

Les mesures par les méthodes optiques ne se font pas par contact, donc les profils des surfaces ne sont pas endommagés, et ont donné de bons résultats. D'autre part, l'association d'outils informatiques et de traitement d'image ont apporté des meilleures performances à ces techniques. Le traitement mathématique des données a été une étape intermédiaire entre la phase expérimentale et l'évaluation finale de la rugosité.

Lors de la réalisation des montages expérimentaux on a rencontré des difficultés techniques dues principalement à :

- La source de lumière qui doit être filtrée spatialement et donc pallier l'effet gênant de diffraction.
- Les capteurs (photodiodes, caméra CCD...) qui doivent être sensibles aux faibles intensités lumineuses; afin de intercepter toute information aussi faible qu'elle soit.
- La conception de dispositifs pour la fixation des échantillons avec système de réglage approprié permettant un maintien judicieux et un déplacement contrôlé de l'échantillon si nécessaire.

Pour les mesures par **diffusion**, elles ont nécessité d'une part l'utilisation d'une lumière monochromatique cohérente et stable, et d'autre part la connaissance de la nature dispersive de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde utilisée.

L'intensité de la lumière diffusée est proportionnelle à la rugosité de la surface, lorsque cette dernière est faible devant la longueur d'onde de la lumière ($\delta \ll \lambda$). La réflexion spéculaire est importante, et la diffusion est faible, et vice-versa selon l'orientation des pentes des irrégularités de la surface.

En ce qui concerne **l'ellipsométrie**, qui est une méthode efficace pour la détermination des paramètres d'une ou de plusieurs couches minces, présente tout de même une restriction pratique dans le cas des surfaces transparentes.

Les paramètres ellipsométriques mesurées nous ont permis d'aboutir à une corrélation avec la rugosité en se basant sur la théorie de Maxwell-Garnett pour déterminer les propriétés optiques du milieu effectif.

L'interférométrie a permis de contribuer à la mise en œuvre pratique des dispositifs interférentiels de Michelson et Mach-Zehnder pour le contrôle des déformations microgéométriques des surfaces. Les résultats obtenus en associant la technique de décalage de phase, nous ont permis de caractériser une série d'échantillons. En général l'ordre de grandeur des déformations mesurées est nanométrique. L'aspect qualitatif domine lorsqu'il s'agit de sélectionner et de classer les échantillons selon l'état de surface trouvé.

En fin, nous concluons que notre thèse s'est articulée sur le développement des techniques complémentaires à l'analyse et caractérisation. Les objectifs ont été atteints sur le plan expérimental par l'obtention de résultats relatifs à la rugosité et aux propriétés optiques des surfaces.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] WIKIPÉDIA, L'Encyclopédie libre, [http:// www.wikipedia.org](http://www.wikipedia.org).
- [2] B. Raphet, "*États de surface : Caractérisation*", Techniques de l'Ingénieur, article R 1230, (2005).
- [3] J. P. Marioge, "*Surfaces. Local defects and roughness*", J. Optics Paris, Vol. 24, No. 5, pp. 217–239, (1993).
- [4] J. M. Bennett & L. Mattsson, "*Introduction to surface roughness and scattering*", Optical Society of America, Washington D.C., (1999).
- [5] J. C. Stover, "*Optical scattering measurement and analysis*", SPIE Press, (1995).
- [6] E. L. Church & P. Z. Takacs, "*Basic program for power spectrum estimation*", Brookhaven National Laboratory Informal Report # 490.35 (May, 1993).
- [7] A. V. Oppenheim & R. W. Schaffer, "*Digital Signal Processing*", Prentice-Hall, Englewood Cliffs N. J., (1975).
- [8] N. J. Brown & W. K. Eickelberg, "*Some comparisons of noncontact surface profiling instruments*", In Optical Fabrication and Testing Technical Design, 12 Optical Society of America, pp. 52–55, Washington D.C., (1988).
- [9] J. Roig, "*Optique physique, tome1 : propagation, cohérence et interférences*". Masson. (1967).
- [10] P. Kuzel, "*Électromagnétisme des milieux continus-Optique*", Cours de licence de physique, Institut Galilée, Université Paris-Nord, (2000).
- [11] Y. Usson & C. Souchier, "*La tomographie en microscopie, Chapitre 5*", In La Tomographie - fondements mathématiques, imagerie microscopique et imagerie industrielle, Pierre Grangeat, Hermes Sciences (2002).
- [12] A. Cornet & J. P. Deville, "*Physique et ingénierie des surfaces*", EDP Sciences (1998).
- [13] O. Çolak, C. Kurbanoglu, & M. C. Kayacan, "*Milling surface roughness prediction using evolutionary programming methods*", Materials and Design, pp. 628–657, (2007).
- [14] P. Bouchareine, "*Métrie des surfaces*", Techniques de l'Ingénieur, Traité Mesures et Contrôle, article R 1390, Vol. RAB, (1999).
- [15] Normalisation française : Céramiques techniques avancées, indice de classement B41-205, ENV 623–4, Edition AFNOR, (Décembre 1993).

- [16] A. Benatmane, "*Développement de la microscopie interférométrique pour une meilleure analyse morphologique des couches minces et épaisses des matériaux semiconducteurs et optiques*", Thèse de Doctorat de l'Université Louis Pasteur Strasbourg, (2002).
- [17] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber & E. Weibel, "*Surface studies by Scanning Tunneling Microscopy*", Vol.49, No.1, pp.57–60, (1982).
- [18] J. P. Eberhart, "*Analyse Structurale et chimique des matériaux*", Edition Dunod, Paris (1997).
- [19] Le courrier du CNRS, Spécial Imagerie Scientifique, supplément au No.66–67–68, (Janvier-Juin 1987).
- [20] C. Bai, "*Scanning Tunneling Microscopy and its application*", Spring Series in Surface Sciences 32, Shanghai Scientific and technical publishers, (1992).
- [21] D. Landolt, "*Corrosion et chimie de surfaces des matériaux*", Traité des matériaux No.12, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne (1993).
- [22] N. Witkowski & F. Moulin, "*Voir les atomes : le microscope à effet tunnel*", Cours de Physique : Théorie, Expérience et Modèle, Université Pierre et Marie-Curie ENS Cachan (2003)
- [23] G. Binnig, C. F. Quate & Ch. Gerber, "*Atomic force Microscopy*", Physical Review Letters, Vol.56, No. 9, pp. 930–933, (1986).
- [24] G. Coulon, "*Imagerie de surface de polymères : microscopie à force atomique*", Techniques de l'Ingénieur, Traité Plastiques et Composites, Article AM 3280, Vol. AM, (2000).
- [25] J. P. Pérez, "*La microscopie : techniques d'étude en biologie*", Collection 128, Nathan, Paris (1994).
- [26] D. K. Schröder, "*Semiconductor material and device characterization*", 3^{ème} Edition Wiley-Interscience Publication, (New York, 2006.).
- [27] G. Roblin, "*Microscopies optiques à balayage*", Techniques de l'Ingénieur, Traité Mesures et Contrôle, article R 6714, Vol. RAB, (1999).
- [28] G. Nomarski, "*Micrinterféromètre différentiel à ondes polarisées*", J. Phys. Rad. 16, 9S–13S, (1955)
- [29] G. Nomarski & A. R. Weill, "*Application à la métallographie des méthodes interférentielles à deux ondes polarisées*", Rev. Metall., Vol. 52, pp. 121–134, Paris (1955)

- [30] D. L. Lessor, J. S. Hartman, & R. L. Gordon, “*Quantitative surface topography determination by Nomarski reflection microscopy*”, J. Opt. Soc. Am. 69, pp. 357–366 (1979).
- [31] M. Born & E. Wolf, “*Principles of optics, electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction*”, 7th Ed., Pergamon, London, (1999).
- [32] G. E. Sommargren, “*Optical heterodyne profilometry*”, Applied Optics, Vol. 20, No. 4, (February 1981).
- [33] P. Beckmann & A. Spizzichino, “*The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*”, Pergamon Press, (1963).
- [34] C. Zerrouki, F. Miserey, & P. Pinot, “*Répartition angulaire de la lumière diffusée par un échantillon poli du super-alliage CoCr20WNi (Alacrite XSH) ; application à la détermination des paramètres statistiques caractérisant la rugosité superficielle*”, Eur. Phys. J. AP 1, pp. 253–259, (1998).
- [35] H. Davies, “*The reflection of electromagnetic waves from a rough surface*”, IEE, Part 4, Vol. 51, pp. 209–214, (1954).
- [36] P. Pinot, C. Zerrouki & F. Miserey, “*Stabilité des étalons de masse en Alacrite XSH : étude de la rugosité superficielle*”, Bulletin du BNM 105, 23, (1996).
- [37] D. Bouzid, M. Bouafia, S. Bouzid, U. Jungstand & V. Herold, “*Comparative investigations on the polishing performance of various polishers*”, Glass Technology, Vol. 38 No. 1, pp. 18–21, (1997).
- [38] **A. Manallah**, M. Bouafia, D. Bouzid, A. Bencheikh, “*Characterization of the optical glass surface by light scattering during the polishing process*”, The International Conference on Mechanics and Materials, Sétif, (November 04–06, 2006).
- [39] **A. Manallah**, M. Bouafia, D. Bouzid, “*Ellipsometric Characterization of Surface Quality for Polished Optical Glass Using Maxwell-Garnett Model in the Effective Medium Approximation*”, Praise Worthy Prize, International Review of Mechanical Engineering (IREME), Vol. 1, No. 5, (September 2007).
- [40] J. Perrin & al, “*Application de l’ellipsométrie à l’étude in situ de la croissance des couches de silicium amorphe hydrogéné*”, Acta. Electr., Vol. 24, pp. 239–246, (1981).
- [41] R. M. A. Azzam & N. M. Bashara, “*Ellipsometry and polarized light*”, North-Holland Physics Publishing, (1977)

- [42] M. Bouafia & **A. Manallah**, “*Model of evaluation of the influence of roughness on the reflection of the polarized light*”, CIMASI’2000 EHTP, (Morocco 2000).
- [43] S. Bosch, “*Ellipsometry: a tool for surface analysis*”, Reprinted from European Microscopy and Analysis, Vol. 9, pp. 13–15, (1991).
- [44] H. Yokota, M. Nishibori & K. Kinoshita, “*Ellipsometry of a transparent film overlaid on a transparent substrate having a surface layer*”, Surface Science, Vol. 16, pp.265, (1969).
- [45] N. K. Sahoo, S. Thakur, R. B. Tokas & N. M. Kamble, “*Relative performances of effective medium formulations in interpreting specific composite thin films optical properties*”, Applied surface Science, Vol. 253, pp. 6787–6799, (2007).
- [46] U. Richter, “*Modeling, Simulation and Fits for enhancing discrete wavelength ellipsometers*”, Software Manual of SENTECH Instruments GmbH, (1998).
- [47] F. Bernoux, “*Ellipsométrie: Théorie, Techniques de l’Ingénieur*”, article R 6490, (2003)
- [48] M. Erman, “*Ellipsométrie spectroscopique du proche IR au proche UV*”. Thèse de 3^e cycle. Université d’Orsay, (Mars 1982).
- [49] D. E. Aspnes & A. A. Studna, “*High precision scanning ellipsometer*”, Applied Optics, Vol. 14, No. 1, (Janvier 1975).
- [50] D. E. Aspnes, “*The analysis of optical spectra by Fourier methods*”, Surface Science 135, pp. 284-306, (1983).
- [51] H. Courdile, M. Steers & J. B. Theeten, Brevet d’invention No. 8020838, (Sept. 1980).
- [52] D. Franta, & I. Ohlídal, “*Influence of lateral dimensions of the irregularities on the optical quantities of rough surfaces*”, J. Opt. A, pp. 8–763, (2006).
- [53] T. A. Mykhaylyk , N. L. Dmitruk , S. D. Evans , I. W. Hamley & J. R. Henderson, “*Comparative characterisation by atomic force microscopy and ellipsometry of soft and solid thin films, Surface and interface analysis*”, Vol. 39, pp. 575–581, (2007).
- [54] D. Franta, & I. Ohlídal, “*Comparison of effective medium approximation and Rayleigh–Rice theory concerning ellipsometric characterization of rough surfaces*”, Optics Communications, Vol. 248, pp. 459–467, (2005).
- [55] J. C. Maxwell Garnett., “*Colours in metal glasses and in metallic films*”, Philos. Trans. R. Sac. Land, Vol. 203, pp. 385–420, (1904).

- [56] D. E. Aspnes, J. B. Theeten, & F. Hottier, “*Investigation of effective-medium models of microscopic surface roughness by spectroscopic ellipsometry*”, Physical Review B, Vol. 20, pp. 3292, (1979).
- [57] T.V. Vorburger & al, “*Ellipsometry of rough surfaces*”, Reprinted from Applied Optics, Vol. 19, No. 4, pp. 561–573, (1988).
- [58] C. A. Fenstermaker, F. L. McCrackin, “*Errors arising from surface roughness in ellipsometric measurement of the refractive index of a surface*”, Surf. Sci., (1969).
- [59] I. Ohlídal & al, “*Ellipsometric parameters of rough surfaces and of a system substrate-thin film with rough boundaries*”, Reprinted from Optica Acta, Vol. 19, No. 10, pp. 817–843, (1972).
- [60] D. A. G. Bruggeman, “*Berechnung verschiedener physikalischer konstanten von hetero-genen substanzen, i. dielektrizitätskonstanten und leitfähigkeiten der mischkörper aus isotropen substanzen*”, Ann. Phys. Vol. 24, pp. 636–664, (Leipzig 1935).
- [61] **A. Manallah**, M. Bouafia, “*Characterization of surface qualities of polished optical glass by ellipsometric way*”, Optical Metrology in Production Engineering, Edited by Wolfgang Osten, Mitsuo Takeda, SPIE Vol. 5457, SPIE, Bellingham, WA, (2004).
- [62] **A. Manallah**, M. Bouafia and D. Bouzid, “*Surface Analysis of Optical Flint Substrate by Multiple Angle Ellipsometric Method*”, Journal of Engineering and Applied Sciences 2 (10), pp. 1519–1523, Medwell Journals, (2007)
- [63] **A. Manallah**, M. Bouafia, K. Ayadi, L. Bouamama, A. Bencheikh, “*Application of the effective medium for surfaces roughness evaluation*”, 12th International Congress of Metrology, 20 June 23, Lyon, France, (2005).
- [64] F. Gauthier, “*Contribution to the study of the absorption of proteins to the interfaces, Doctorate thesis in physics*”, Université Joseph Fourier de Paris, (2000).
- [65] Standard Operational Procedures for the Gaertner Ellispometer L117.
- [66] J.P. Pérez, “*Optique : Fondements et applications*”, 7^{ème} édition, Dunod, (Paris 2004).
- [67] G. Bruhat, “*Cours de physique générale : Optique*”, 6^{ème} édition, Masson & Cie, (1965).
- [68] P. Bouchareine, “*Interférences de la lumière : Théorie et applications*”, Techniques de l’ingénieur, article R 6475, Vol. RAB (2002)

- [69] M. Bass, "*Handbook of Optics, Volume I : Fundamentals , Techniques , and Design*", 2nd Edition, McGRAW-HILL, (1995)
- [70] J. Surrel, "*Optique instrumentale : Optique de Fourier*", Ellipses, (1996).
- [71] P. Jacquot, "*Techniques speckle et applications*", 6^{ème} Colloque Francophone, méthode et techniques optiques pour l'industrie, Marseille, France (21–25 novembre 2005).
- [72] D. Malacara, M. Servin, & Z. Malacara, "*Interferogram analysis of optical testing*", Marcel Dekker, (New York 1999).
- [73] P. Hariharan, "*Optical interferometry*", 2nd edition, Elsevier Academic Press, (2003).
- [74] J. W. Goodman, "*Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*", Masson et C^{ie}, (1972)
- [75] H. Fritz, "*über ein interferenzmikroskop ohne körperliche referenzfläche unter besonderer beachtung der genauigkeit der automatischen Interferenz bildauswertung*", Dissertation, FriedrichShiller-University Jena, (Allemagne 1991).
- [76] K. J. Gasvik, "*Optical metrology*", 3rd edition, Jonh Wiley & Sons, Ltd, (2002)
- [77] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White & D. J. Brangaccio, "*Digital wavefront measuring interferometers for testing optical surfaces and lenses*", Applied Optics. Vol. 13, pp. 2693–2703, (1974).
- [78] J. C. Wyant, "*Use of an acheterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems*", Applied Optics, Vol. 14, pp. 2622–2626, (1975).
- [79] J. E. Grievenkamp, "*Generalized data reduction for heterodyne interferometry*", Optical Engineering, Vol. 23, pp. 350–352, (1984).
- [80] Y. Y. Cheng & J. C. Wyant, "*Two wavelength phase shifting interferometry*", Applied Optics, Vol. 23, pp. 4539–4543, (1984).
- [81] J. Schwider, R. Burow, K. E. Elssner, J. Grzanna, R. Spolaczyk, & K. Merkel, "*Digital Wavefront Measuring Interferometry: Some Systematic Error Sources*", Appl. Opt., Vol. 22, pp. 3421, (1983).
- [82] P. Carré, "*Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interferential du Bureau International des Poids et Mesures*", Metrologia Vol. 2, pp. 13–23, (1966).
- [83] D. Malacara, "*Optical shop testing*". John Wiley. (1992).
- [84] K. Creath, "*Comparison of phase measurement algorithms, in surface characterization and testing*", Proc. SPIE, Vol. 680, pp.19–28, (1986).

- [85] Y. Surrel, "*Images optiques; mesures 2D et 3D*", Polycopié de Cours, Optique C1-18851, Conservatoire National des Arts et Métiers, (2003).
- [86] K. Creath, "*Phase-Measurement Interferometry Techniques*", in *Progress in Optics*. Vol. 26, E. Wolf, Ed., Elsevier Science Publishers, pp. 349–393, Amsterdam, (1988).
- [87] R. N. Shagam, & J. C. Wyant, "*Optical Frequency Shifter for Heterodyne Interferometers Using Simple Rotating Polarization Retarders*", *Appl. Opt.*, Vol. 17, pp. 3034, (1978).
- [88] **A. Manallah**, M. Bouafia et D. Bouzid, "*Application de l'imagerie interférométrique et le décalage de phase à la profilométrie des surfaces*", 4th International Conference on Computer Integrated Manufacturing CIP'2007, Sétif, Algeria, (03–04 November 2007).
- [89] S. Pancharatnam, "*Generalized theory of interference and its applications*" *Proceedings of the Indian Academy of Sciences A*, Vol. 44, pp. 247–62, (1956).
- [90] P. Hariharan & M. Roy, "*Achromatic phase-shifting for two-wavelength phase stepping interferometry*", *Optics Communications*, Vol. 126, No. 4–6, pp. 220–222, (1996).

ملخص :

إن الغرض من هذا الأطروحة هو معاينة و دراسة خصائص خشونة السطوح و ما بين السطوح لثلاثة أنواع من المواد و هي : الزجاج البصري، المعدن الصلب و السيليسيوم و كذلك الطبقات الرقيقة. يتعلق الأمر إذن باستعمال أساليب دراسة الخشونة و استغلال الخصائص البصرية ذات العلاقة مع حالة السطوح.

بما أن معرفة حالة سطح لعنصر أو مركب بصري أو إلكتروبصري هي ضرورية للتوصل إلى وظيفة مطلوبة، فإن حالة السطح تبقى دائما مجال بحث تطبيقي جد هام، و للوصول إلى هذا الهدف فقد خصصنا جزء من هذه الأطروحة للدراسة النظرية و الجوانب الرياضياتية التي تصف معالم السطح و التفاعل بين الضوء و المادة. أما فيما يخص التقنيات المستعملة، فقد طبقت تجربة انتشار الضوء، الإلبسومتري و استقطاب الضوء، قياس التداخل الضوئي و المجهر التداخلي التفاضلي. هذا المجال من التقنيات هو جد متكامل و يعكس الجانب التجريبي لهذه الأطروحة.

Résumé :

La présente thèse a pour objectif l'analyse et la caractérisation de la rugosité des surfaces et interfaces de trois classes de matériaux: le verre optique, l'acier, le silicium et aussi les couches minces sur substrats.

Il s'agit donc d'utiliser des méthodes de caractérisation de la rugosité et exploiter les propriétés optiques en relation avec l'état de surface.

Comme la connaissance de l'état de surface d'un élément ou d'un composant optique ou optoélectronique est indispensable pour atteindre la fonctionnalité voulue, les états de surfaces continuent toujours d'être considérés comme un domaine de recherche appliquée très important. Pour atteindre cet objectif on a réservé une partie à l'étude théorique du phénomène et les aspects mathématiques décrivant les paramètres de surface et l'interaction lumière matière.

Quant aux techniques utilisées, on a appliqué les techniques de diffusion de la lumière, l'ellipsométrie, l'interférométrie à décalage de phase et la microscopie à contraste interférentiel. Ce spectre de technique est très complémentaire et reflète le caractère expérimental de cette thèse