

Chapitre 1

Méthodes de caractérisation de surface

Dans ce chapitre, nous détaillerons les principales techniques de caractérisation de surface qui existent actuellement. Nous verrons pour chacune d'elles, à travers quelques rappels théoriques, l'intérêt qu'elles présentent et les informations qu'elles peuvent fournir pour la caractérisation des types d'échantillons qui nous intéressent. Notre étude est orientée spécialement vers la détermination des qualités morphologiques des échantillons : la rugosité, l'homogénéité, la hauteur de marche, etc. Nous ferons également une description précise des appareillages et des principes de mesure dans le but de les comparer avec la microscopie interférométrique.

1. Pourquoi une analyse de surface

Les surfaces et les interfaces jouent très souvent un rôle principal lors de la fabrication ou de l'utilisation des matériaux dans les 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 primordial de les analyser pour bien connaître leurs caractéristiques.

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 morphologie d'une surface.

1.1. Structure d'une surface

La surface physique d'un matériau peut être définie comme la partie extérieure, qui constitue la limite de l'espace qu'il occupe. Elle est un amalgame comprenant des zones avec des propriétés physiques et chimiques dépendant de la composition du matériau et de l'environnement.

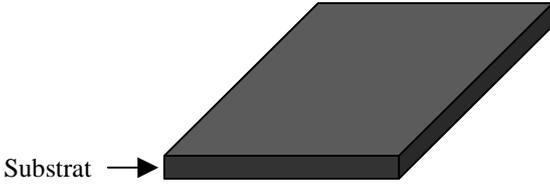
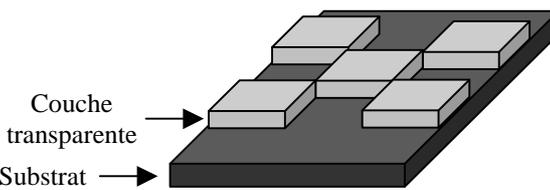
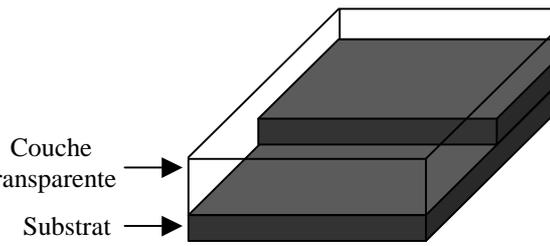
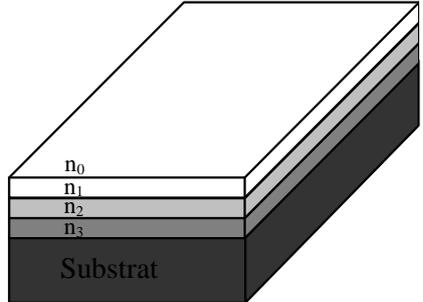
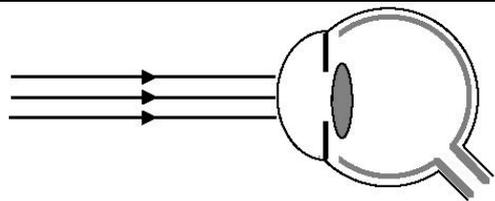
N°	Différentes structures de surface	Nom physique	Exemple
1	 <p>Substrat →</p>	Structure avec un relief de surface unique	Rugosité ou structure dans le silicium (chapitre 3)
2	 <p>Couche transparente → Substrat →</p>	Structure dans une couche transparente sur un substrat	EODs (chapitre 4)
3	 <p>Couche transparente → Substrat →</p>	Structure enterrée (couche transparente sur substrat)	Marche en Si enterrée sous une couche de résine (chapitre 5)
4	 <p>n_0 n_1 n_2 n_3 Substrat</p>	Structure multicouches	Guide optique Cellules photovoltaïques
5		Structure transparente complexe	Oeil
6	Echantillon biologique	Structure diffuse complexe	Peau (graisse, muscle,...)

Tableau 1.1 : Les différentes « familles » de structures de surface.

Nous pouvons définir une surface du point de vue de la géométrie analytique comme l'ensemble des points de coordonnées x , y et z vérifiant une équation de la forme : $F(x,y,z)=0$. Ceci est une fonction permettant de représenter points par points les différences de hauteurs par rapport à une ligne de référence. Elle permet de représenter en tous points la déviation entre la topographie mesurée et le plan moyen.

Pour caractériser une surface, le mathématicien définit une surface par une équation, alors que le physicien et le chimiste doivent l'observer et l'analyser à l'aide d'une technique de caractérisation. Le choix d'une telle technique dépend fortement du type d'échantillon à caractériser et du type d'information que l'on désire obtenir.

Il existe différents types de surfaces allant du plus simple au plus complexe. Dans notre expérience orientée vers la caractérisation de différents matériaux, nous pouvons tenter d'identifier cinq "familles" de structures :

1. les surfaces uniques air/substrat,
2. les surfaces enterrées (air/couche/substrat),
3. les multicouches (air/couche1/couche2/couche3/substrat),
4. les structures transparentes contenant des objets simples avec des indices différents,
5. les structures diffuses plus complexes.

Le tableau 1.1 permet de situer notre travail dans ce contexte. Les types d'échantillons qui nous concernent sont les trois premières "familles" de structures (types 1 à 3). Une meilleure compréhension du fonctionnement de la microscopie interférométrique utilisée sur ces structures contribuera dans l'avenir à son emploi sur des structures plus complexes (types 4 à 6).

1.2. 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 [1]. 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, mais elle peut aussi avoir lieu de manière interne (par exemple : population de pièges dans les semiconducteurs).

La figure 1.1 illustre schématiquement et de manière simple, le principe général des différentes méthodes de caractérisation d'une surface.

Nous allons nous limiter dans cette étude aux méthodes basées sur la détermination des caractérisations morphologiques permettant d'observer l'aspect extérieur des échantillons ; elles sont généralement associées à l'imagerie et à la métrologie : la microscopie optique, la microscopie électronique, la microscopie en champ proche, et le stylet mécanique (la profilométrie).

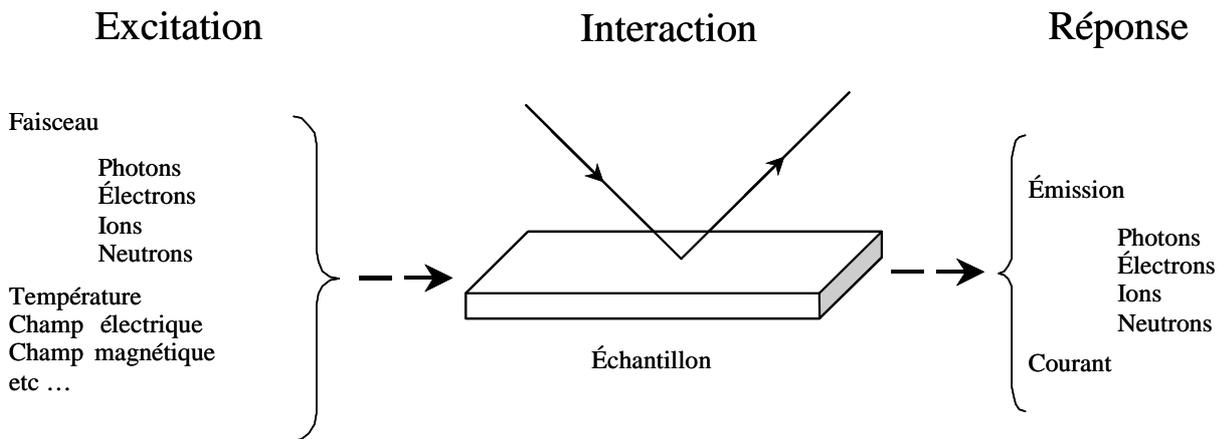


Figure 1.1 : Principe général des méthodes de caractérisation de surface.

1.3. Paramètres d'une surface

Quand on veut déterminer les caractéristiques physiques d'une surface à partir de l'analyse d'un profil (2D) et/ou d'une image (3D) mesurée, deux questions majeures se posent : quelle définition mathématique peut-on donner à la rugosité, puisque c'est l'information que l'on cherche à déterminer, et comment peut-on la mesurer ?

En effet, le problème principal est de définir des critères qui vont nous permettre de caractériser la topographie de la surface, indépendamment de la technique de mesure, avec des paramètres significatifs. De nombreuses définitions peuvent rendre compte de la rugosité. Celles que nous avons utilisées principalement dans ce travail sont définies selon la norme internationale ISO 4287 [2] [3] [4], basée sur l'exploitation d'un profil (2D) obtenu par un palpeur mécanique (les méthodes de profil) et non d'une image (3D). Le profil est amplifié et enregistré, puis le tracé est traité ultérieurement afin de calculer les paramètres pouvant être utilisés pour décrire la surface correspondante.

Les paramètres 2D peuvent être calculés respectivement sur le profil brut (P), ou après filtrage, sur le profil de rugosité (R) ou le profil d'ondulation (W). La séparation entre ondulation et rugosité est effectuée par filtrage. Pour chaque paramètre, on définit le type de filtre et la longueur d'onde de coupure à utiliser [3] [5] [6] [7]. Cette longueur d'onde, appelée "cut-off", représente la limite entre ondulation et rugosité, elle peut prendre un certain nombre de valeurs normalisées. La longueur de base, l , du profil dans la direction de l'axe X, est numériquement égale à la longueur d'onde caractéristique du filtre choisi pour les profils de rugosité et d'ondulation. La longueur d'évaluation, L , utilisée pour établir le profil à analyser, peut contenir une ou plusieurs longueurs de base (Figure 1.2).

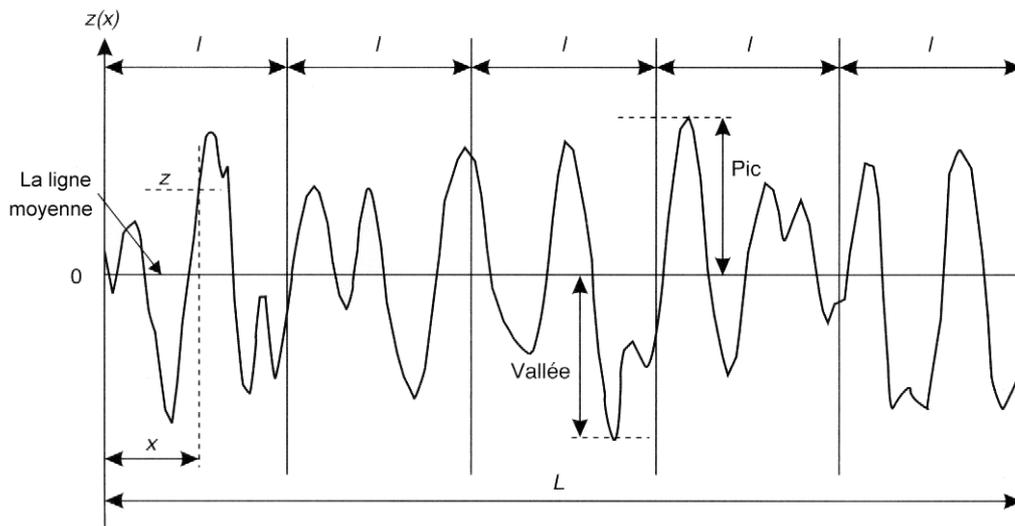


Figure 1.2 : Longueur d'ondulation "L" d'un profil comportant cinq longueurs de base "l" (cut-off).

Les paramètres (2D) de base caractérisant l'amplitude, définis selon la norme internationale ISO 4287, sont donnés par :

- $R_a (P_a, W_a)$: écart moyen arithmétique, par rapport à la ligne moyenne de la rugosité.

Le $R_a (P_a, W_a)$ est souvent utilisé pour représenter la rugosité moyenne. Cependant, il ne donne pas d'informations sur la forme des irrégularités et n'est pas dépendant des différentes longueurs d'ondes qui composent la surface.

$$R_{a,P_a,W_a} = \frac{1}{L} \int_0^L |Z(x)| dx \quad (\text{Eq.1.1})$$

- $R_q (P_q, W_q)$: moyenne de l'écart moyen géométrique, par rapport à la ligne moyenne de la rugosité.

Le R_q est plus sensible aux pics et aux vallées que le R_a . Il est en fait un meilleur paramètre de rugosité pour discriminer différentes surfaces. Cependant, le R_q présente les mêmes problèmes que le R_a en ce qui concerne les longueurs d'ondes.

$$R_q, P_q, W_q = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L Z^2(x) dx} \quad (\text{Eq.1.2})$$

R_q est souvent appelé la rugosité RMS ("root mean square").

- R_t (P_t , W_t) : hauteur totale du profil sur la longueur d'évaluation. Il présente l'inconvénient d'être facilement faussé par des points extrêmes aberrants.

Remarque

Contrairement à la profilométrie 2D par le stylet mécanique, l'étude des surfaces 3D n'est pas standardisée par le biais de normes internationales. Les paramètres de base des surfaces présentés dans ce travail sont des extrapolations des paramètres utilisés en 2D pour les profils. En 3D, ils sont calculés sur l'ensemble des points de la surface.

2. Techniques de caractérisation morphologique

2.1. Le 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 force de la pointe étant trop élevée (10 mg) pour pouvoir travailler sur des surfaces de polymère mou sans creuser dans la couche [1].

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 micro-positionnement, 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 (par exemple le logiciel "Mountains Map" de la société Digital Surf - voir chapitre 2).

Cette évolution a permis la naissance dernièrement des profilomètres de nouvelle génération avec des forces d'appui à partir de 0,03 mg. Par exemple, le profilomètre à stylet Dektak 8 fabriqué par le groupe de métrologie de la société Veeco permet la caractérisation des matériaux fragiles avec l'option d'une cartographie 3D. L'image 3D de la morphologie de la surface est obtenue en juxtaposant plusieurs profils successifs dans un délai allant d'une trentaine de minutes à quelques heures, selon la taille de la surface à mesurer [1].

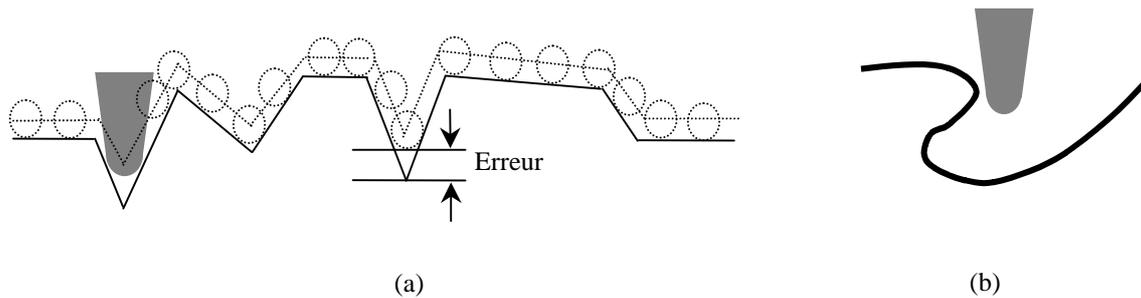


Figure 1.3 : Problèmes liés à la pointe : (a) effet du rayon de courbure, (b) problèmes des surfaces ré-entrantes.

Parmi les inconvénients [5] [8] de cette technique, 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 1.3),
- 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.

Le laboratoire PHASE dispose d'un palpeur type "Taly step" (Taylor-Hobson) équipé d'une pointe standard de rayon de courbure de $12,5 \mu\text{m}$. Parmi les problèmes rencontrés avec ce système, nous pourrions souligner la difficulté d'un positionnement précis sur la surface de l'échantillon liée à l'absence d'un système de visualisation (une caméra CCD par exemple) et la nature des données qui consistent en des profils simples sur papier. La précision du palpeur est de l'ordre de 10 %.

Malgré les différents inconvénients, le palpeur à base de stylet reste une technique de référence qui a montré son utilité depuis des dizaines d'années. Dans ce travail, cette technique était très utile pour la mesure des hauteurs de marches microniques.

2.2. Microscopies en champ proche

Les techniques de microscopie en champ proche prennent de plus en plus d'importance dans la caractérisation des matériaux. Ce succès est tout d'abord dû à leur capacité d'imager ceux-ci depuis l'échelle micrométrique jusqu'à l'échelle moléculaire ou atomique. Elles permettent donc d'obtenir des informations complémentaires aux autres microscopies sur la micro- ou la nanostructure des matériaux.

2.2.1. La microscopie à effet tunnel (STM)

2.2.1.1. Principe de la STM

Le principe de la STM repose sur un effet quantique : l'effet tunnel [9] [10] [11] [12] [13]. 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. C'est cette large gamme d'utilisations qui donne à la microscopie tunnel toute son importance.

Un électron dans un métal peut être considéré comme une particule qui se déplace ou une onde qui se propage (dualité onde-corpuscule). Si on applique une faible tension continue entre les deux métaux, les électrons ne peuvent pas passer classiquement dans le vide (isolant) d'un métal à l'autre car le courant est nul. Par contre, si on considère la description quantique en termes d'ondes, l'électron dans le vide (isolant) peut être décrit par une onde évanescente dont l'amplitude décroît très vite (exponentiellement) et si en plus le deuxième métal n'est pas loin (distance inférieure à 2 nm), l'onde associée sera transmise et le courant pourra circuler. Ce courant "tunnel" dépend très fortement de la distance et devient négligeable dès que la séparation entre les deux métaux dépasse 2 nm [9] [10].

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 semiconducteur). Il est ensuite possible de balayer la pointe au-dessus de la surface et de mesurer les variations du

courant tunnel. L'interaction entre la pointe et la surface dépendant de la structure locale de l'échantillon, on dispose ainsi d'une sonde locale dans l'espace réel (Figure 1.4). Ce travail leur a valu le prix Nobel de physique en 1986.

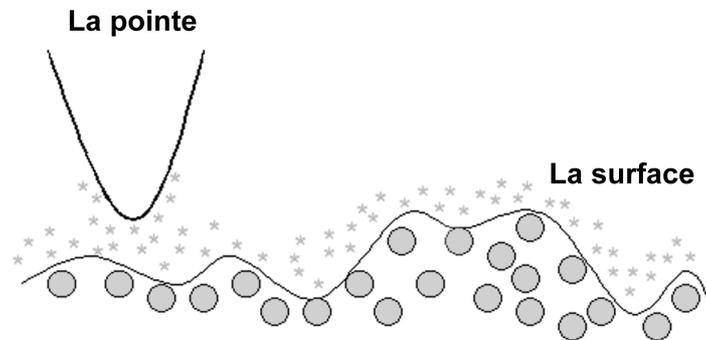


Figure 1.4 : Le courant "tunnel", dans un système STM, est localisé au bout de la pointe.

En enregistrant pour chaque position de la pointe le courant tunnel, on réalise une image topographique de la surface dont la résolution sera une fonction de la taille de la pointe-sonde. Cependant, on constate tout de suite une limitation intrinsèque à cette méthode : le signal détecté est un courant électronique, ce qui implique qu'on ne puisse imaginer que des surfaces conductrices et, dans certains cas, des systèmes isolants adsorbés sur une surface conductrice.

Deux modes opératoires sont appliqués pour contrôler la position verticale de la sonde : le mode à courant constant et le mode à hauteur constante.

Dans le mode à courant constant [1] [10] [14], la position verticale de la sonde est régulée pour que le courant reste constant et on enregistre la hauteur Z de la pointe en fonction de la position X et Y . La vitesse de balayage est limitée par le déplacement vertical de la sonde, inférieure à la fréquence de résonance de l'élément piézo-électrique. Ce mode est utilisé pour des échantillons présentant des rugosités importantes ou si l'on veut balayer des aires étendues, supérieures à $10 \times 10 \text{ nm}^2$.

Dans le mode à hauteur constante [1], la vitesse d'acquisition peut être accrue substantiellement en gardant constante la position verticale de la sonde et en enregistrant les variations d'intensité de courant. Le facteur limitatif est la fréquence de résonance de balayage. Ce mode est particulièrement intéressant si on veut étudier des faibles rugosités ou des aires beaucoup plus petites ($< 10 \times 10 \text{ nm}^2$).

2.2.1.2. Aspect expérimental

La mise en œuvre expérimentale du microscope à effet tunnel repose sur le principe suivant. Une pointe, en général de tungstène (ou Pt-Ir), est solidaire d'un trièdre de trois céramiques piézo-électriques (X, Y, Z). La céramique Z contrôle la distance de la pointe à la surface à analyser, tandis que X et Y permettent le déplacement de la pointe parallèlement à celle-ci (Figure 1.5). Le courant tunnel est en fait asservi à une valeur de référence et on agit en conséquence sur la tension appliquée à la céramique Z de façon à maintenir le courant tunnel constant. Cette tension est alors enregistrée en fonction de la position latérale de la pointe au-dessus de la surface.

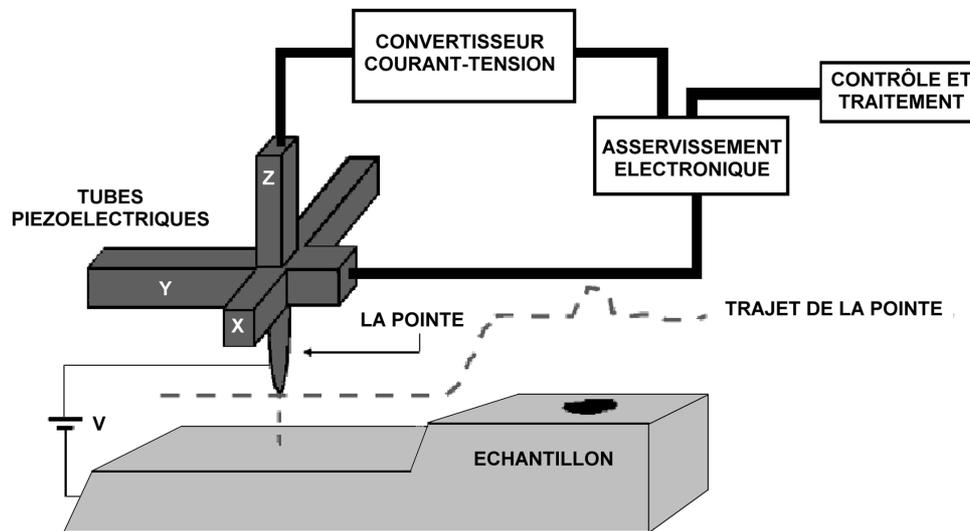


Figure 1.5 : Principe de la microscopie à effet tunnel.

Les points expérimentaux les plus délicats sont [12] [14] :

- l'isolation du microscope vis-à-vis des vibrations extérieures,
- la caractérisation de la pointe.

Pour résoudre le problème de l'isolation mécanique du système, la plupart des appareils utilisent des dispositifs à base de ressorts et de matériaux absorbants.

La pointe est l'un des éléments clés du microscope STM, car c'est elle qui détermine la résolution de l'appareil [14]. Les pointes doivent non seulement avoir une taille et une forme bien adaptées, mais également être stables dans le temps.

2.2.1.3. Applications

L'application la plus fréquente de la STM concerne la physique des matériaux conducteurs (à l'échelle atomique) à l'air ou sous vide [9] [15]. Sachant que cette technique marche également dans des liquides, elle est utilisée de plus en plus en biologie. On peut par exemple observer des macromolécules (ADN, protéines, lipides, ...) et même des virus adsorbés sur une surface conductrice.

2.2.1.4. Avantages et inconvénients de la STM

Le problème majeur rencontré lors de l'utilisation de la STM est la séparation des données dues aux variations topographiques, aux interactions issues des inhomogénéités, à la réponse locale aux interactions pointe-échantillon et à la taille de la sonde. Le tableau 1.2 ci-dessous résume les avantages et les inconvénients de la microscopie à effet tunnel.

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none">- 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".	<ul style="list-style-type: none">- La STM est limitée aux matériaux conducteurs suffisamment dopés. Il faut éviter d'avoir un oxyde en surface.- L'interprétation des images est rendue difficile car les informations recueillies sont un mélange de la structure électronique et de l'arrangement géométrique des atomes.

Tableau 1.2 : Avantages et inconvénients de la STM.

La STM étant utilisée plutôt pour l'analyse des surfaces à l'échelle atomique, ce système n'a pas été employé dans ce travail. Néanmoins, c'est une technique importante qui contribue à la compréhension du phénomène d'interaction sonde/matériaux et de la définition même d'une surface.

2.2.2. La Microscopie à Force Atomique (AFM)

2.2.2.1. Principe de l'AFM

Le microscope à effet tunnel ne permet d'imager, en général, que des surfaces métalliques ou semi-conductrices. Dans son principe même, il n'est pas possible d'imager des surfaces isolantes puisqu'un courant ne peut s'établir entre la pointe et l'isolant.

En 1986, G. Binnig, C.F. Quate et C. Gerber inventèrent le microscope à force atomique. Son principe (mode contact) consiste à mesurer la force d'interaction entre l'atome du bout de la pointe et les atomes de la surface [1] [12] [13] [16] [17]. La pointe est solidaire d'un bras de levier et l'échantillon est déplacé au-dessous de la pointe (Figure 1.6) contrairement à ce qu'on a vu pour la STM, qui est basée sur le balayage de la pointe au-dessus d'un échantillon fixe. 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.

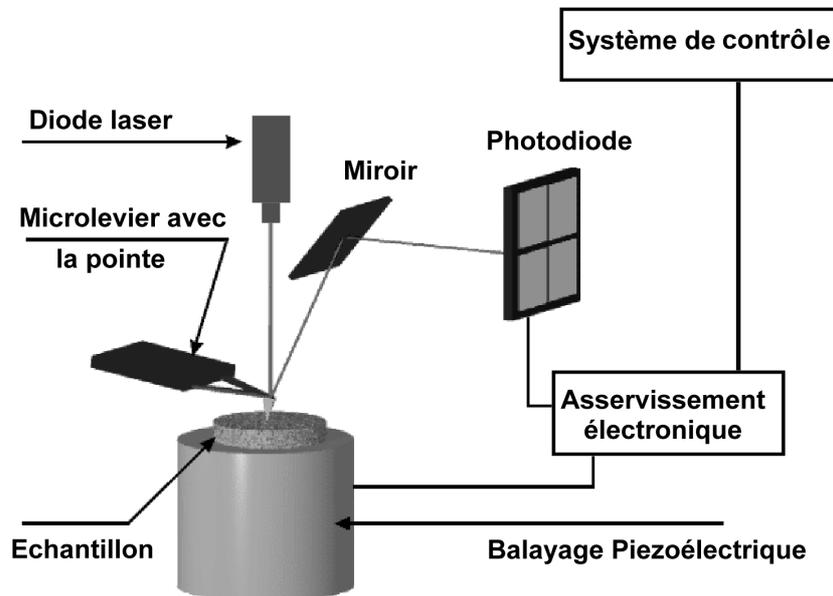


Figure 1.6 : Principe de la microscopie à force atomique.

La déflexion du bras de levier peut être mesurée par interférométrie optique ou plus simplement par la déflexion d'un faisceau laser réfléchi par un miroir (Figure 1.6). 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.

Deux microscopes AFM ont été employés dans cette étude : le microscope Dimension 3100 (AFM1) de la société Digital Instruments à l'IPCMS de Strasbourg et le microscope Nanoscope Multimode (AFM2) de la société Veeco Instruments au laboratoire PHASE. Les deux microscopes ont été utilisés avec le mode de contact intermittent "tapping mode", caractérisé par une résolution entre 1 et 5 nm.

Le positionnement de l'échantillon, dans le système AFM2, se fait manuellement à l'aide d'une lunette, donc on ne peut pas définir clairement la zone à étudier. Le déplacement mécanique de l'échantillon n'étant pas quantifié, il n'est pas possible d'obtenir un profil continu sur une longue distance (voir chapitre 3).

2.2.2.2. Les différents modes de fonctionnement de l'AFM

Il existe plusieurs modes de travail différents :

a - Mode contact :

En mode contact, les principales forces mises en jeu entre la pointe et la surface sont des forces répulsives à courte distance [1] [14]. On peut distinguer deux modes possibles :

- Le mode hauteur (à force constante) : la déflexion du levier est maintenue constante par une boucle d'asservissement, qui pilote le déplacement de la céramique piézo-électrique sous l'échantillon. Lorsqu'on veut étudier des surfaces fragiles, ce mode présente un grand avantage, car la force est contrôlée par l'expérimentateur. Il permet de travailler sur des surfaces très rugueuses ($> 1 \mu\text{m}$) et avec des balayages larges ($< 100 \times 100 \mu\text{m}^2$) [17].
- Le mode force (à hauteur constante) : la hauteur de l'échantillon est maintenue constante et la déflexion du levier est enregistrée. Ce mode donne également des informations topographiques mais introduit une limitation dans le choix de l'échantillon qui doit être peu rugueux de manière à ce que le levier puisse suivre la surface sans l'endommager.

b - Mode de contact intermittent ("tapping mode") :

Le mode contact est le mode qui permet d'obtenir la meilleure résolution (résolution atomique), mais la charge de contact et les frictions lors du balayage peuvent endommager la

surface. Lorsqu'on travaille sur des surfaces molles, et afin d'éviter toute modification de la surface par cette charge permanente, il existe un mode de contact intermittent [14].

Le levier oscille en surface de l'échantillon à une fréquence proche de sa fréquence de résonance et l'amplitude d'oscillation est choisie suffisamment élevée (typiquement supérieure à 20 nm) de façon à ce que la pointe traverse la couche de contamination habituellement présente sur toute surface analysée. La pointe ne vient que périodiquement en contact avec l'échantillon et les forces de friction sont ainsi évitées [17].

c - Mode non contact vibrant :

Ce mode permet d'évaluer des forces à longue portée, à des distances pointe-surface supérieures à 10 nm, de plus faible intensité que les forces de contact [17].

La méthode la plus utilisée consiste à mesurer les variations d'amplitude de l'oscillation forcée du levier à une fréquence proche de sa fréquence propre de résonance. La variation de l'amplitude d'oscillation est utilisée comme signal d'asservissement afin de corriger le déplacement en Z, pour conserver l'amplitude constante et ainsi suivre la morphologie de surface.

2.2.2.3. Applications

Le champ d' application du microscope à force atomique ne cesse de s' élargir. Avec sa résolution axiale nanométrique, son utilisation principale concerne les applications qui se situent entre celles de la STM (avec sa résolution atomique) et celles de la microscopie optique (avec sa résolution micronique). Dans le domaine de la physique des matériaux, l'AFM est devenue un outil d'analyse comparable en importance à la microscopie électronique. L'AFM est une méthode complémentaire à la STM ; on peut examiner les surfaces des métaux ou des semiconducteurs simultanément avec ces deux microscopies [14]. Les informations enregistrées sur les images ne sont pas toujours les mêmes et on peut de cette manière obtenir une connaissance plus détaillée de la surface. Un champ d' application croissant de la microscopie à force atomique concerne la biologie [18]. Les objets biologiques de taille relativement importante, de l' ordre du micromètre, sont en général isolants et peuvent être étudiés par cette technique. On a pu, par exemple, imager un globule rouge et un globule blanc, un cristal d' acide aminé et des molécules de collagène.

2.2.2.4. Avantages et inconvénients de l'AFM

Les avantages et les inconvénients de l'AFM sont résumés dans le tableau 1.3 ci-dessous:

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none">- Résolution nanométrique.- Appareil peu encombrant.- Possibilités de mesure sur différents matériaux (conducteurs, semiconducteurs, isolants, biologiques,...).	<ul style="list-style-type: none">- 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 au "hopping", 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 ("skilled") bien formé.

Tableau 1.3 : Avantages et inconvénients de l'AFM.

2.3. La microscopie électronique à balayage (MEB)

La microscopie électronique à balayage (MEB) [1] [10] [13] [19] [20] est une technique traditionnellement utilisée dans l'analyse des surfaces. Elle permet d'analyser la morphologie de la surface et la composition chimique de la plupart des matériaux solides. Cette technique a la particularité d'offrir une très grande profondeur de champ (plusieurs centaines de microns) et donne des vues qualitatives des surfaces d'une grande utilité. En revanche, la mesure absolue des dimensions dans le sens de la hauteur nécessite l'analyse d'une section de l'échantillon.

En se limitant à l'aspect formation des images, on peut citer quelques exemples d'applications : la texture microscopique de matériaux, l'étude de l'état de surface de matériaux, l'étude de la corrosion et des réactions de surface de matériaux, l'étude et le contrôle de microcircuits électroniques, etc.

2.3.1. Principe de la MEB

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 1.7).

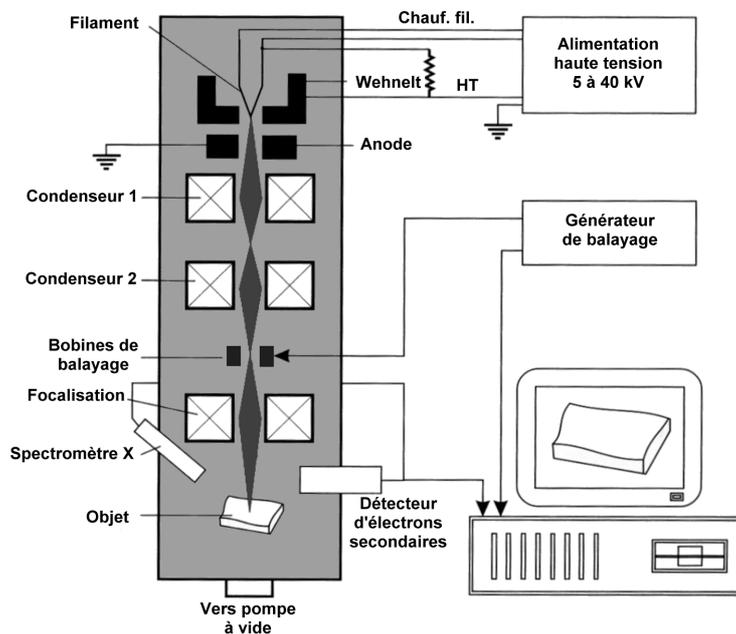


Figure 1.7 : Principe du microscope électronique à balayage.

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. Le grandissement s'obtient en changeant les dimensions de la zone balayée. Le contraste de l'image observée provient pour l'essentiel des différences de relief qui existent sur l'échantillon. Trois composants entrent en jeu [1] :

1. l'effet de l'angle d'inclinaison de la surface de l'échantillon avec la direction du faisceau incident. L'émission des électrons secondaires augmente lorsque cet angle diminue.

2. l'effet d'ombrage : le détecteur, monté latéralement sur le microscope, est dans une position telle que toutes les parties de l'échantillon ne le "voient" pas sous la même incidence. Le détecteur peut "voir" dans les trous ou derrière les arêtes, mais dans ce cas l'intensité reçue au détecteur est plus faible ; les régions cachées au détecteur paraissent donc plus sombres.

3. l'effet de pointe : l'émission secondaire est plus intense sur les pointes ou sur les arêtes fines.

Le microscope électronique à balayage du laboratoire PHASE est un appareil de marque JSM 35 CF. Il est caractérisé par une résolution de 5 nm (distance de travail 15 mm) et une profondeur de champ de l'ordre de 30 μm (x 1000).

2.3.2. Avantages et inconvénients de la MEB

La taille des échantillons à analyser représente un des grands avantages du MEB, qui peut aller de quelques micromètres cubes à quelques centimètres cubes. La MEB a la particularité d'offrir une grande profondeur de champ allant jusqu'à plusieurs centaines de microns.

Par contre, elle souffre d'un certain nombre d'inconvénients bien connus, tels que :

- La mise sous vide.
- Les difficultés de calibration.
- L'échantillon doit être conducteur ou rendu conducteur par dépôt d'une couche mince d'or de 10 à 30 nm d'épaisseur (en général) afin d'éviter l'accumulation des charges électriques qui risque de créer des champs parasites et de perturber l'image.
- Il faut s'assurer que l'échantillon soit de nature à supporter le bombardement électronique souvent intense dans le vide. La majeure partie de l'énergie primaire du faisceau est dissipée sous forme de chaleur dans l'échantillon, ce qui peut entraîner une dégradation ou une fusion locale. Ce sera le risque avec les polymères (la résine photosensible par exemple – voir chapitre 4) ou les échantillons biologiques.

Remarque

Avec les MEB récents du type "environnementaux", grâce à des détecteurs performants, on peut observer des échantillons hydratés ou contenant des substances volatiles sans préparation préalable. D'ailleurs, les ions positifs produits par les collisions entre les électrons et les gaz présents dans la chambre d'observation sont attirés vers la surface de

l'échantillon de manière à annuler en grande partie des effets de chargement. Si de nouvelles formes de contraste intéressantes ont été constatées dans ces conditions, la qualité des images reste néanmoins réduite par rapport à un MEB à haut vide. La résolution est moins bonne par rapport à celle d'un MEB normale, mais cela est compensé par l'observation d'un objet réel.

2.4. Techniques optiques

2.4.1. La microscopie confocale

2.4.1.1. Principe de la 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 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 [20] [21].

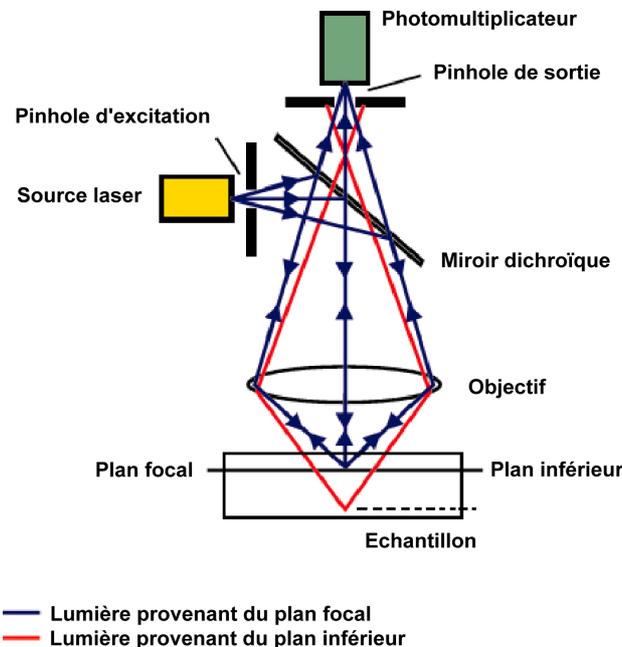


Figure 1.8 : Principe de la microscopie confocale.

Un diaphragme (pinhole) placé devant le photomultiplicateur (Figure 1.8) arrête tout signal ne provenant pas du plan focal [22]. Le signal reçu est amplifié dans le photomultiplicateur, traité afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, puis numérisé [1].

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.

La microscopie confocale est une technique optique non destructive permettant d'obtenir des coupes optiques non seulement dans le plan (X,Y) mais également suivant un plan (X,Z) parallèle à l'axe optique qui peuvent faire l'objet de reconstructions tridimensionnelles [22]. Ces coupes optiques "virtuelles" n'affectent en rien l'intégralité de l'échantillon contrairement aux coupes physiques nécessaires en microscopie électronique.

Les derniers développements en microscopie confocale fluorescente permettent, par des moyens de marquage basés sur l'utilisation des produits fluorescents, d'observer des structures 3D remarquables. En biologie, la technique est utilisée de plus en plus pour étudier les neurones, les structures cellulaires, etc.

Un des inconvénients de la microscopie confocale est sa lenteur de mesure. En effet, la mesure 3D d'une structure nécessite jusqu'à quelques heures. Un moyen pour augmenter la vitesse de mesure est d'utiliser une source d'éclairage polychromatique et de profiter de l'aberration chromatique de l'objectif pour encoder les informations axiales chromatiquement [23]. Un capteur CCD donne ainsi une image XZ. Un seul balayage est ensuite nécessaire (en Y) pour faire la mesure 3D.

Microscope CHR modèle 150N (Stil)	
Plage de mesure en Z	300 μm
Distance de travail	4,5 mm
Résolution en Z	10 nm
Précision en Z	0,1 μm
Diamètre du spot	4 μm
Résolution latérale	2 μm
Ouverture numérique	0,5
Angle limite (+/-)	30°

Tableau 1.4 : Les caractéristiques du microscope confocal type CHR modèle 150N.

Le microscope confocal employé pour analyser nos différents échantillons est un *CHR modèle 150N* de la société *Stil* (à l'ENSPS). Les différentes caractéristiques de ce système sont détaillées dans le tableau 1.4.

Cette technique fonctionne sans aucun problème sur des matériaux homogènes, mais on a constaté l'apparition d'erreurs considérables en présence de couches transparentes, liées probablement au codage chromatique (voir chapitre 4).

2.4.1.2. Applications

Les domaines d'utilisation de la microscopie confocale sont très variés : physique des matériaux [23], biologie cellulaire, neurologie, immunologie, cancérologie, biophysique, génétique, etc.

2.4.1.3. Avantages et inconvénients de la microscopie confocale

Malgré de grands progrès, l'inconvénient du microscope confocal reste sa lenteur pour reconstruire une image 3D à partir d'une série d'images tomographiques et sa résolution latérale est insuffisante pour certaines applications. Le tableau 1.5 montre les avantages et les inconvénients de la microscopie confocale.

Avantages	Inconvénients
<ul style="list-style-type: none">- Résolution latérale submicronique (facteur de 0,83 meilleure que la microscopie optique classique).- Résolution axiale submicronique (de 0,1 μm à 10 nm selon la méthode employée).- 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 μm).	<ul style="list-style-type: none">- Temps de mesure, allant de quelques minutes pour un plan d'image (microscope confocal standard) à 30 minutes pour une mesure 3D (microscope chromatique).- Erreurs sur les types de couches transparentes utilisées dans ce travail.

Tableau 1.5 : Avantages et inconvénients de la microscopie confocale.

2.4.2. L'ellipsométrie spectroscopique

L'ellipsométrie spectroscopique est une technique optique d'analyse de surface permettant de caractériser les propriétés optiques des matériaux et/ou l'épaisseur des couches minces. Elle est fondée sur la mesure du changement de l'état de la polarisation d'un faisceau de lumière après réflexion sur une surface plane d'un échantillon (Figure 1.9) [1] [21] [24] [25].

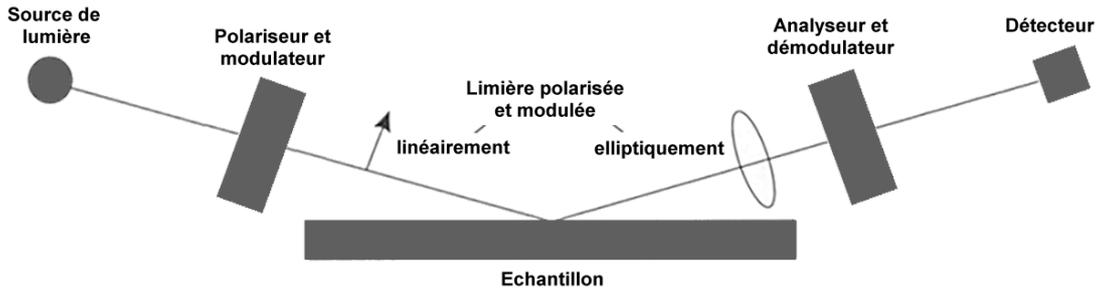


Figure 1.9 : Principe de l'ellipsomètre à modulation de phase.

2.4.2.1. Equation fondamentale

On envoie sur un substrat nu [air (n_0)/substrat ($N_1=n_1+ik_1$)] une onde électromagnétique (\vec{E}_i) polarisée linéairement avec un angle d'incidence θ_0 . Les deux composantes de cette onde, \vec{E}_{pi} (composante parallèle au plan d'incidence) et \vec{E}_{si} (composante perpendiculaire au plan d'incidence), sont caractérisées par leur coefficient de Fresnel. Les deux coefficients de réflexion étant complexes, ils sont donnés par :

$$r_p = \frac{E_{pr}}{E_{pi}} = |r_p| \exp(i\delta_p) \quad \text{et} \quad r_s = \frac{E_{sr}}{E_{si}} = |r_s| \exp(i\delta_s) \quad (\text{Eq.1.3})$$

Après réflexion, l'onde électromagnétique se transforme en une onde elliptique (Figure 1.10). L'ellipsométrie consiste à analyser cette ellipse par l'intermédiaire du rapport ρ (la quantité mesurée) des coefficients de réflexion parallèle (p) et perpendiculaire (s).

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \left| \frac{r_p}{r_s} \right| \exp(i(\delta_p - \delta_s)) = \text{tg} \psi \exp(i\Delta) \quad (\text{Eq.1.4})$$

où Δ est la différence de phase introduite par la réflexion et $\text{tg} \psi$ est le rapport des modules.

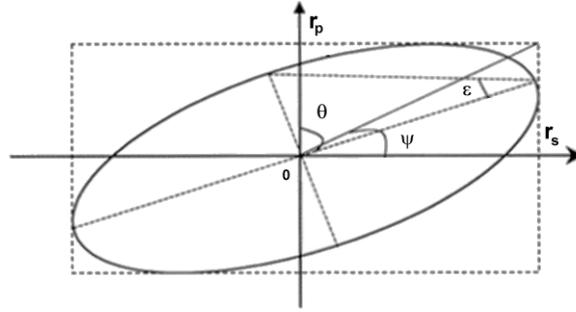


Figure 1.10 : Polarisation elliptique de la lumière réfléchie.

La mesure des deux paramètres ellipsométriques Δ et ψ ($\tan\psi$ et $\cos\Delta$) permet d'obtenir les propriétés optiques du système réfléchissant :

$$(\Delta, \psi) = f(n_0, N_1, \theta_0, \lambda) \quad (\text{Eq.1.5})$$

Si l'on se place dans l'air (n_0), à un angle d'incidence (θ_0) et une longueur d'onde (λ) donnés, la relation précédente (Eq.1.5) se résume à un système de deux inconnues : m et k_1 ($N_1 = m + ik_1$). Elles peuvent être calculées à partir des relations suivantes [21] [24] [26] :

$$n_1^2 = n_0^2 \cos^2 \theta_0 \left[1 + \frac{tg^2 \theta_0 \cos^2 2\psi}{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2} \right] \quad (\text{Eq.1.6})$$

$$k_1 = \frac{tg \theta_0 \sin 2\psi \sin \Delta}{\sqrt{(1 + \sin 2\psi \cos \Delta)^2 + tg^2 \theta_0 \cos^2 2\psi}} \quad (\text{Eq.1.7})$$

On applique la même analyse sur un substrat recouvert d'une couche mince [air (n_0)/couche ($N_2 = n_2 + ik_2$)/substrat ($N_1 = m + ik_1$)] caractérisée par une épaisseur d_1 et un indice de réfraction complexe $N_2 = n_2 + ik_2$. Si l'on suppose celle-ci respectivement homogène, isotrope et limitée par des surfaces planes et parallèles, la relation liant les paramètres (Δ , ψ) devient :

$$(\Delta, \psi) = f(n_0, N_1, N_2, \theta_0, d_1, \lambda) \quad (\text{Eq.1.8})$$

La relation (Eq.1.8) se transforme en un système de deux équations à trois inconnues : m , k_1 et d_1 . Il faut connaître une des valeurs pour pouvoir résoudre ce système.

L'exploitation des résultats consiste à analyser les spectres obtenus et à les confronter au modèle de l'échantillon mesuré. A ce stade, l'outil informatique est très sollicité pour ajuster les paramètres du modèle théorique et remonter aux valeurs effectives d'épaisseur et d'indices optiques.

Le type d'information accessible par cette technique dépend de la configuration et du domaine de longueur d'onde utilisé. Des développements récents démontrent la possibilité de travailler dans l'infrarouge pour identifier les modes de vibrations de plusieurs liaisons chimique [27].

2.4.2.2. Avantages et inconvénients de l'ellipsométrie spectroscopique

Les avantages de l'ellipsométrie spectroscopique sont :

- Le caractère non destructif (il n'y a ni perturbation ni interaction avec le matériau mesuré).
- La large gamme des mesures : l'épaisseur de la couche étudiée s'étend sur un large domaine allant du nanomètre jusqu'à quelques microns.
- La possibilité de contrôle "in situ" [27] [28].
- L'accès selon les configurations optiques à de nombreux paramètres (épaisseur, indices, porosités, liaisons chimiques, ...).

Les inconvénients de cette technique de métrologie optique sont :

- La limite en résolution latérale est expliquée par la taille du faisceau lumineux qui est de l'ordre de quelques millimètres. La taille du faisceau peut être réduite à 50 μm pour faire des balayages en XY.
- La nécessité d'une bonne connaissance du modèle physique des matériaux étudiés.
- L'homogénéité en épaisseur de la couche mesurée.
- L'état de la surface et/ou de l'interface d'un échantillon joue un rôle important : les mesures doivent être faites sur des zones planes.
- L'ellipsométrie est une méthode indirecte, elle ne donne pas accès directement à des paramètres physiques de l'échantillon.

2.4.2.3. Applications

L'ellipsométrie spectroscopique trouve ses applications dans plusieurs domaines :

- L'optique : caractérisation des épaisseurs et des indices de diélectriques ou de métaux, de couches antireflet, de surfaces polarisantes, ...
- La physique du solide : mesure de la permittivité, la structure de bande d'un composé de semiconducteurs, ...
- La métallurgie : analyse des alliages, mesure de concentration, ...

- La microélectronique : caractérisation du taux d'implantation, de la rugosité de surface,...
- La chimie et la biologie : caractérisation de liquides, d'interfaces liquide-solide, liquide-liquide, ...

2.4.3. La microscopie interférométrique

La technique développée et utilisée dans ce travail est la microscopie interférométrique. Après avoir présenté les détails des autres techniques d'analyse de surface, dans ce chapitre, nous présenterons la microscopie interférométrique brièvement, avant de rentrer dans les détails dans le prochain chapitre.

Les techniques d'interférométrie microscopique modernes basées sur le principe de l'interférence lumineuse, présentent les avantages d'être non-destructives et rapides. Depuis l'arrivée de l'imagerie numérique, de nouvelles sources d'éclairage, de systèmes de balayage précis et de systèmes de traitement de signaux puissants pour automatiser la quantification des franges d'interférences et la mesure de relief de surfaces, on a noté une amélioration considérable de la vitesse d'analyse, de la quantité d'information traitée et de la résolution mesurée. On distingue deux familles de techniques : la microscopie à saut de phase (PSM pour Phase Stepping Microscopy) et la microscopie à sonde de faible cohérence (ou CPM pour Coherence Probe Microscopy).

2.4.3.1. La PSM

La PSM est une méthode mathématique d'interpolation de franges fondée sur l'introduction de décalages de phase connues entre les deux bras de l'interféromètre. Elle a été développée au milieu des années 1980. Elle est bien adaptée pour l'analyse de défauts peu profonds ($< 2 \mu\text{m}$ de profondeur) avec une résolution axiale couramment du nanomètre. La dynamique de la PSM est limitée à quelques centaines de nanomètres à cause de la périodicité des franges d'interférence et la résolution latérale est limitée par la diffraction à $\lambda/2$ (typiquement autour de $0,4 \mu\text{m}$).

En raison de la limitation en dynamique axiale de la PSM, la deuxième famille de techniques, la CPM, a été développée pendant les années 1990 pour permettre la mesure de reliefs beaucoup plus profonds.

2.4.3.2. La CPM

La CPM est une technique non destructive, basée sur l'interférométrie en lumière blanche. Elle est bien adaptée à la mesure tri-dimensionnelle des structures d'une profondeur de quelques microns, voire de dizaines de microns de hauteur.

La CPM exploite les franges d'interférence de la lumière blanche d'une manière simple. Au lieu de calculer la phase à partir d'un traitement d'images (comme pour la PSM), son point fort est l'utilisation de l'enveloppe de franges comme plan sonde virtuel. En déplaçant l'échantillon à travers cette frange, on arrive à reconstituer la topographie du relief.

Les avantages de cette technique comparée à la PSM sont :

- la profondeur de champ verticale plus large,
- la possibilité à mesurer des écarts de hauteur de plusieurs microns.

Dans le prochain chapitre, nous détaillerons la base théorique de ces deux techniques avec quelques exemples d'algorithmes.

Chapitre 2

La microscopie interférométrique

Nous avons présenté dans le chapitre précédent un ensemble de techniques de caractérisation de surface (le palpeur à stylet, l'AFM, la MEB, la microscopie confocale, ...) actuellement utilisées aussi bien dans la recherche que dans des applications industrielles. Les inconvénients de ces techniques, que nous pourrions souligner, sont le temps d'acquisition, la préparation de l'échantillon, la difficulté d'utilisation et le caractère destructif de certaines méthodes. Ces difficultés ont mis en avant les techniques optiques qui sont sans contact et donc non-destructives, malgré les limites des systèmes optiques.

Dernièrement, on commence à s'intéresser de plus en plus aux techniques d'interférométrie microscopique basées sur le principe de l'interférence lumineuse. On distingue deux familles de techniques : la microscopie à saut de phase (PSM pour Phase Stepping Microscopy) et la microscopie à sonde de faible cohérence (ou CPM pour Coherence Probe Microscopy).

L'arrivée de l'imagerie numérique, de nouvelles sources d'éclairage, de systèmes de balayage précis et de systèmes de traitement de signaux puissants pour automatiser la quantification des franges d'interférence et la mesure de relief de surfaces, ont permis une amélioration considérable de la vitesse d'analyse, de la quantité d'information traitée et de la résolution mesurée. La combinaison de l'interférométrie optique et de l'imagerie numérique permet de nouvelles approches en métrologie optique et en mesures non-destructives telles que les techniques d'investigation des milieux enterrés sous des couches transparentes (voir chapitre 5). Dans ce domaine, l'analyse automatisée des franges démontre toute son importance.

Ce chapitre est réparti en quatre parties. Dans la partie A est introduite la base théorique nécessaire à la compréhension du phénomène d'interférence optique. Les détails de chacune des techniques PSM et CPM sont abordés dans la partie B. La partie C est consacrée à la description de notre système de mesures. Une étude des sources d'erreurs (première approche) susceptible de diminuer la précision des mesures expérimentales est présentée dans la partie D.

Partie A : Introduction à l'interférométrie optique

1. Introduction

Au début du XIX^{ème} siècle, le physicien britannique Thomas Young a ouvert une nouvelle voie à la physique, en découvrant grâce à une expérience, la nature ondulatoire de la

lumière, par le phénomène des interférences lumineuses. Cette théorie repose sur l'hypothèse fondamentale suivant laquelle chaque rayonnement monochromatique est associé à une vibration sinusoïdale $y = a \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \varphi\right)$ de période T, parfaitement déterminée, et que l'intensité en un point est proportionnelle au carré de l'amplitude de vibration " a^2 ".

Le phénomène d'interférence résulte de la superposition en un point de l'espace de deux ondes émises par des sources synchrones et spatialement cohérentes [29] [30].

La figure d'interférence ainsi obtenue constitue la source d'informations qui est à la base du développement des différentes méthodes de mesure interférométriques. Elle dépend de la forme des fronts d'onde (plans, sphériques, ...) qui interfèrent ainsi que de leurs directions de propagation relatives.

En pratique, de telles ondes ne peuvent être obtenues en optique que par division d'une onde incidente unique, issue d'une source unique. Suivant la manière dont est réalisée cette séparation, on distingue les phénomènes d'interférences par division de front d'onde ou par division d'amplitude [30] [31] [32] [33].

Il existe plusieurs techniques basées sur le phénomène d'interférence : l'interférométrie classique, les méthodes holographiques [34] (le stockage de données et d'images numériques, la reconnaissance de forme, la fabrication des éléments optiques holographiques, ...), l'interférométrie de "speckle" [35] (la "T.V. Holography", les mesures astronomiques, ...), et la microscopie interférométrique (la mesure d'indice de réfraction d'un milieu, le contrôle de la planéité des surfaces transparentes ou réfléchissantes, ...).

2. Interféromètre de Michelson

Il existe plusieurs types et configurations d'interféromètres, qui fonctionnent tous selon le même principe de base : la superposition de deux ondes lumineuses cohérentes. Nous allons nous limiter au seul exemple le plus connu des interférences par division d'amplitude, l'interféromètre de Michelson.

2.1. Interféromètre avec une lame séparatrice

Un interféromètre de Michelson [31] [32] [36] [37] [38] [39] [40] comporte d'une part, deux miroirs M1 et M2, disposés dans des plans très sensiblement orthogonaux (Figure 2.1-a) et d'autre part, une lame séparatrice semi-réfléchissante disposée selon un plan faisant un angle de 45° avec les miroirs. La lame séparatrice divise l'amplitude de la lumière

incidente en deux parties, transmise et réfléchi, qui ont des amplitudes inférieures à celle de l'onde primaire; on parle de division d'amplitude. Une des faces de la lame séparatrice a subi un traitement antireflet, l'autre a été traitée pour avoir des coefficients de réflexion et de transmission égaux à environ 50 %.

Lorsque le dispositif est éclairé par une source de lumière (SL), le rôle de la lame séparatrice est de commencer par séparer le faisceau incident en deux faisceaux identiques et de les envoyer se réfléchir à l'incidence normale sur chacun des deux miroirs, puis de les recombiner afin de les faire interférer sur un écran (Figure 2.1). La partie transmise (1) traverse la lame séparatrice pour se réfléchir sur un premier miroir M1, puis sur la face semi-argentée de la lame pour finalement atteindre le plan d'observation (1'). La seconde partie (2) est réfléchi par la face semi-argentée vers le miroir M2 qui la renvoie vers le plan d'observation à travers la lame (2').

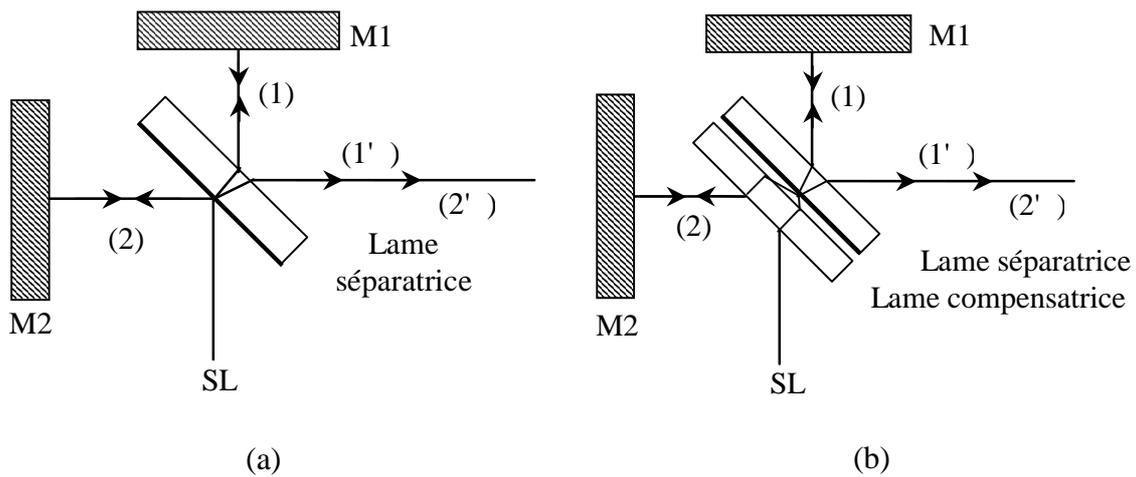


Figure 2.1 : Principe de fonctionnement d'un interféromètre de Michelson sans (a) et avec la lame compensatrice (b).

On remarque d'après la figure 2.1-a que le trajet du rayon lumineux (1) comporte trois traversées du verre de la lame séparatrice et une seule traversée pour le trajet (2). Pour rétablir l'égalité des chemins optiques dans le verre quelles que soient l'incidence et les longueurs d'onde des radiations utilisées, on place sur le trajet (2) parallèlement à la séparatrice, une lame compensatrice "C" identique à la séparatrice "S" (Figure 2.1-b). De ce fait, les deux faisceaux traversent chacun au total la même épaisseur de verre et le système diviseur d'amplitude ne les déphase pas l'un par rapport à l'autre.

Une autre solution intéressante consiste à réaliser un diviseur d'amplitude à l'aide de deux prismes, collés par leur face semi-argentée pour former un cube séparateur. Comme le montre la figure 2.2, le cube séparateur n'introduit pas une différence de marche supplémentaire, puisque les trajets des deux rayons lumineux à travers le cube sont les mêmes.

2.2. Interféromètre avec un cube séparateur

Le principe de fonctionnement d'un interféromètre de Michelson à base d'un cube séparateur est illustré dans la figure 2.2. Le cube séparateur donne une image $M'1$ virtuelle du miroir $M1$, placée à une distance H parallèlement au miroir $M2$. Si les deux bras de l'interféromètre $OM1$ et $OM2$ n'ont pas la même longueur, cette différence provoque des interférences observables dans le plan d'observation PO . Les distances parcourues par les deux rayons (\langle) et (\ll) d'une onde plane sont indiquées dans la figure 2.2 (une onde qui se propage dans une direction privilégiée et dont la surface est plane).

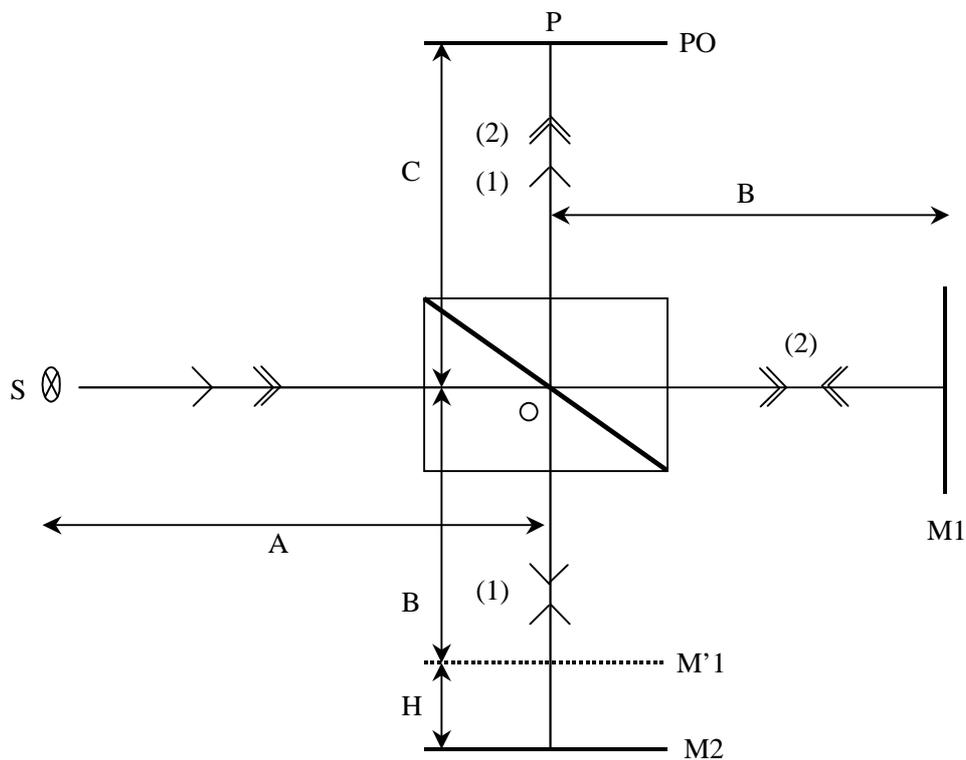


Figure 2.2 : Principe de fonctionnement d'un interféromètre de Michelson avec un cube séparateur.

Au point O, le faisceau incident se divise en deux parties, une partie du faisceau parcourt le trajet (1) et l'autre le trajet (2). Une fois arrivées au point P, les deux parties du faisceau incident ont parcouru respectivement les trajets δ_1 et δ_2 constants définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\delta_1 &= A + 2B + C = D \\ \delta_2 &= A + 2(B + H) + C = D + 2H\end{aligned}\quad (\text{Eq.2.1})$$

La différence de marche est donc égale à :

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = 2H \quad (\text{Eq.2.2})$$

Le déphasage entre les deux rayons lumineux est donné par :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{4\pi}{\lambda} H \quad (\text{Eq.2.3})$$

3. Phénomènes d'interférence

L'interféromètre de Michelson procède par division de l'amplitude d'une onde plane incidente. Soient \vec{E}_1 et \vec{E}_2 les deux ondes issues de cette division d'amplitude, de même fréquence w et de vecteurs d'ondes différents \vec{k}_1 et \vec{k}_2 . On peut représenter les champs électriques de ces deux ondes en un point de l'espace par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= A_1 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \theta_1)] \cdot \vec{e}_1 \\ \vec{E}_2 &= A_2 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \theta_2)] \cdot \vec{e}_2\end{aligned}\quad (\text{Eq.2.4})$$

avec A_i l'amplitude de l'onde i , i élément du couple (1,2) et (\vec{e}_1, \vec{e}_2) des vecteurs unitaires.

Si on prend les amplitudes complexes correspondantes comme suit :

$$\psi_1 = A_1 \exp i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \theta_1) = A_1 \exp i\varphi_1 \quad (\text{Eq.2.5-a})$$

$$\psi_2 = A_2 \exp i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \theta_2) = A_2 \exp i\varphi_2 \quad (\text{Eq.2.5-b})$$

on obtient :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \psi_1 \exp[-i\omega t] \cdot \vec{e}_1 \\ \vec{E}_2 &= \psi_2 \exp[-i\omega t] \cdot \vec{e}_2\end{aligned}\quad (\text{Eq.2.6})$$

où $w = 2\pi f$ est la pulsation, t le temps, i le complexe tel que $i^2 = -1$ et (φ_1, φ_2) les phases respectives des deux ondes.

Si les deux ondes interfèrent en un point de l'espace, le champ électrique \vec{E} résultant de la superposition de ces deux ondes dans la zone d'observation est égal à la somme des

deux champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 de ces deux ondes. On peut donc donner à un instant t au point de coordonnées \vec{r} , l'expression du champ électrique par :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = (\psi_1 \vec{e}_1 + \psi_2 \vec{e}_2) \exp[-i\omega t] \quad (\text{Eq.2.7})$$

Les détecteurs utilisés pour obtenir l'intensité I du champ électrique \vec{E} au niveau du plan d'observation sont des récepteurs quadratiques, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent détecter que la valeur moyenne $\langle \vec{E}^2 \rangle$ du champ électrique \vec{E} [37] [41].

L'intensité lumineuse totale I reçue en ce point de l'espace est égale au carré de la norme du vecteur \vec{E} , et s'exprime par l'expression suivante :

$$I = \|\vec{E}\|^2 = (\psi_1 \vec{e}_1 + \psi_2 \vec{e}_2)(\psi_1 \vec{e}_1 + \psi_2 \vec{e}_2) = \psi_1 \overline{\psi_1} + \psi_2 \overline{\psi_2} + \vec{e}_1 \vec{e}_2 (\psi_1 \overline{\psi_2} + \psi_2 \overline{\psi_1}) \quad (\text{Eq.2.8})$$

Les intensités individuelles que produit chacune des ondes séparément sont données par :

$$\begin{aligned} I_1 &= \psi_1 \overline{\psi_1} \\ I_2 &= \psi_2 \overline{\psi_2} \end{aligned} \quad (\text{Eq.2.9})$$

L'intensité totale I devient :

$$I = I_1 + I_2 + 2\vec{e}_1 \vec{e}_2 \text{Re}(\psi_1 \overline{\psi_2}) \quad (\text{Eq.2.10})$$

soit enfin :

$$I = I_1 + I_2 + 2\vec{e}_1 \vec{e}_2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (\text{Eq.2.11})$$

Comme le montre l'équation (Eq.2.11), l'intensité totale I n'est pas la somme des intensités individuelles I_1 et I_2 à cause du phénomène d'interférence. L'origine des interférences est liée au second terme $2\vec{e}_1 \vec{e}_2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi$ [42] [43] [44].

La différence de phase entre les deux ondes est :

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = (\vec{k}_1 \vec{r} - \theta_1) - (\vec{k}_2 \vec{r} - \theta_2) = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r} + (\theta_2 - \theta_1) = \vec{K} \vec{r} + \Theta \quad (\text{Eq.2.12})$$

où $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ est le vecteur interférence et $\Theta = \theta_1 - \theta_2$ est la différence de phase à l'origine des coordonnées.

Deux conditions sont nécessaires pour avoir effectivement le phénomène d'interférence [39] [45] [46], il faut que :

- les vibrations ne soient pas perpendiculaires sinon le terme d'interférence est identiquement nul ($\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2 \Rightarrow \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 0$).

▪ les deux sources lumineuses soient cohérentes, ce qui se traduit par le fait que le déphasage φ entre les deux sources n'est pas aléatoire.

La solution la plus simple pour satisfaire la première contrainte, consiste à utiliser deux ondes lumineuses qui se superposent parallèlement. Dans ce cas, le produit scalaire $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2$ est unitaire ($\vec{e}_1 // \vec{e}_2 \Rightarrow \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 1$) et le terme d'interférence devient $2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi$. Finalement, la formule fondamentale des interférences est donnée par :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \quad (\text{Eq.2.13})$$

En optique, la condition de cohérence est assurée par l'utilisation d'une source lumineuse primaire qui donne naissance à deux sources secondaires en phase. Ce sont ces deux sources secondaires cohérentes qui peuvent réaliser les interférences. Les ondes émises présentent, en tout point de l'espace d'interférence, une différence de phase φ indépendante du temps, qui varie proportionnellement à la différence de chemins optiques δ parcourus :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (\text{Eq.2.14})$$

où λ est la longueur d'onde des deux vibrations lumineuses.

En introduisant le terme $\gamma = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$, appelé visibilité des franges, l'intensité peut s'écrire plus simplement :

$$I = I_s (1 + \gamma \cos \varphi) \quad (\text{Eq.2.15})$$

avec $I_s = I_1 + I_2$ la somme des intensités des deux ondes.

Expérimentalement, on caractérise le contraste des franges d'interférence par le facteur de visibilité γ , donné par l'expression :

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (\text{Eq.2.16})$$

Le contraste est toujours inférieur ou égal à 1. La plus grande valeur du contraste est obtenue lorsque les intensités I_1 et I_2 des deux ondes qui se superposent sont égales. On retrouve donc l'une des qualités que doit posséder l'élément séparateur, à savoir une division de l'intensité du faisceau en deux parties identiques. Donc il est inutile de chercher à augmenter le contraste des franges par une augmentation de l'intensité de la source si le séparateur utilisé est de mauvaise qualité (s'il divise le faisceau en proportions différentes de 50 %).

La situation la plus simple est le cas où l'amplitude incidente est partagée en deux amplitudes égales soit : $A = A_1 = A_2$. Cela est obtenu expérimentalement par un cube séparateur de bonne qualité.

L'intensité I devient :

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2\sqrt{A_1^2 A_2^2} \cos \varphi = 2A^2 + 2A^2 \cos \varphi = 2A^2(1 + \cos \varphi) \quad (\text{Eq.2.17})$$

en posant $A^2 = I_o$, l'intensité I va s'exprimer suivant la relation suivante :

$$I = 2I_o(1 + \cos \varphi) = 4I_o \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (\text{Eq.2.18})$$

$$\text{avec } \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{4\pi}{\lambda} H$$

L'intensité des franges d'interférence varie entre $I_{\max} = 4I_o$ et $I_{\min} = 0$, et les franges présentent un maximum de contraste.

4. Michelson assimilable à un coin d'air

Jusqu'à maintenant, on a supposé que les deux miroirs M'1 et M2 sont parallèles. En réalité, l'image M'1 du miroir M1 donnée par la séparatrice fait un angle α avec le miroir M2 (Figure 2.3). Dans ces conditions, l'interféromètre de Michelson est assimilable au coin d'air [42] [47] compris entre M'1 et M2.

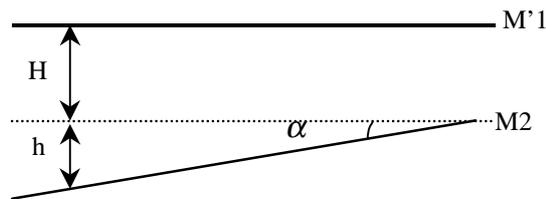


Figure 2.3 : Effet du non parallélisme entre les deux miroirs M1' et M2 d'un interféromètre de Michelson.

En effet, la différence de marche des deux ondes planes en un point du plan d'observation devient $2(H + h)$ au lieu de $2H$ comme l'indique la figure 2.3. Le déphasage φ entre les deux ondes en un point du plan d'observation dépend alors de sa position (x, y) :

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda}(H + h(x, y)) = \frac{4\pi}{\lambda}H + \frac{4\pi}{\lambda}h(x, y)$$

Si on prend : $\phi(x,y)=\frac{4\pi}{\lambda}h(x,y)$, l'expression du déphasage devient :

$$\varphi(x,y)=\varphi+\phi(x,y) \quad (\text{Eq.2.19})$$

L'expression de l'intensité reçue par ce point est modifiée, et elle s'écrit :

$$I(x,y) = 2I_o[1 + \cos(\varphi + \phi(x,y))] \quad (\text{Eq.2.20})$$

En utilisant la relation :

$$\cos(a \pm b) = \cos a \cos b \mp \sin a \sin b,$$

l'expression de l'intensité I devient [42] [47]:

$$I(x,y)=2I_o(1-\sin\phi(x,y)\sin\varphi)\left[1+\frac{\cos\varphi}{1-\sin\varphi\sin\phi(x,y)}\cos\phi(x,y)\right] \quad (\text{Eq.2.21})$$

Finalement, l' expression générale de l' intensité dans le cas de l' interférence entre deux ondes est la suivante :

$$I(x,y) = I_o(x,y)[1 + \gamma(x,y)\cos\phi(x,y)] \quad (\text{Eq.2.22})$$

Avec: $I_o(x,y) = 2I_o(1 - \sin\phi(x,y)\sin\varphi)$

et $\gamma(x,y) = \frac{\cos\varphi}{1 - \sin\varphi\sin\phi(x,y)}$ est le facteur de visibilité des franges.

Remarque

L'angle α , entre les deux miroirs M1' (miroir virtuel) et M2, peut influencer la répartition des franges d'interférence, puisque qu'il est inversement proportionnel à l'interfrange i .

L'interfrange i représente l'intervalle entre deux franges brillantes ou deux franges noires, et il est donné par l'expression suivante :

$$i = \frac{\lambda_o}{2 \tan(\alpha)} \quad (\text{Eq.2.23})$$

Dans le cas d'une incidence normale et d'un angle α relativement petit, l'interfrange devient : $i \approx \frac{\lambda_o}{2\alpha}$ d'après l'approximation $\tan(\alpha) \approx \alpha$ pour des angles suffisamment petits.

On constate que, plus cet angle α augmente plus l'interfrange i est petite, ce qui favorise l'apparition des franges plus resserrées.

Partie B : La microscopie interférométrique

Après avoir discuté la base théorique nécessaire à la compréhension du phénomène d'interférence, nous présenterons dans cette partie deux familles de techniques d'interférométrie microscopique, basées sur l'exploitation des franges d'interférence à savoir la PSM et la CPM.

1. Techniques basées sur la détermination de la phase du front d'onde

L'information sur le relief de la surface à mesurer est contenue dans la phase du front d'onde réfléchi de la surface, ainsi que beaucoup d'informations concernant les propriétés de la surface. Pour déterminer cette phase, on utilise une méthode mathématique d'interpolation des franges d'interférence fondée sur l'introduction de décalages de phase connus entre les deux bras de l'interféromètre [47] [48] [49] [50]. Plusieurs interférogrammes correspondant aux différents décalages de phase sont enregistrés sous forme d'images. Ils sont ensuite traités par ordinateur pour déterminer la phase.

1.1. La microscopie à saut de phase (PSM)

La microscopie à saut de phase est une technique optique fonctionnant en lumière monochromatique ou quasi-monochromatique (par exemple la lumière blanche filtrée), bien adaptée pour l'analyse tridimensionnelle de défauts peu profonds ($< 2 \mu\text{m}$ de profondeur) avec une résolution axiale couramment de l'ordre du nanomètre [51] [52] [53].

L'idée principale de la PSM est de déterminer, grâce aux équations de l'interférométrie, l'altitude du relief d'un échantillon par l'intermédiaire de la phase d'un signal lumineux. Ceci peut être réalisé en introduisant des décalages de phases connus entre les deux faisceaux provenant respectivement de l'échantillon et du miroir de référence.

L'échantillon est éclairé par une source monochromatique cohérente à travers un objectif interférentiel (voir Partie C) dont le détecteur est une caméra CCD. Un support piézo-électrique permet de déplacer verticalement l'échantillon dans des positions correspondant à des sous-multiples de la longueur d'onde, et trois images ou plus sont ainsi prises. La phase du front d'onde réfléchi de l'échantillon est calculée à chaque pixel de la cible. Le résultat des calculs est alors affiché sous forme d'une image de synthèse en niveaux de gris codant l'altitude, qui représente la cartographie de relief.

L'intensité en un point de coordonnées (x,y) dans une figure d'interférence peut être exprimée par :

$$I_i(x, y) = I_o(x, y)[1 + \gamma_0 \cos(\phi(x, y) + \alpha_i)] \quad (\text{Eq.2.24})$$

avec α_i le décalage de phase introduit, $I_o(x, y)$ le carré de l'amplitude incidente, γ_0 le facteur de visibilité des franges et $\phi(x, y)$ la phase du signal qu'on cherche à calculer.

L'acquisition d'au moins trois interférogrammes avec des déphasages contrôlés permet de déterminer les trois inconnues $I_o(x, y)$, γ_0 et $\phi(x, y)$.

On distingue deux modes de base pour introduire les décalages de phase. Afin d'illustrer cette différence entre les deux modes, on a choisi l'algorithme de 4 sauts de 120° .

1.1.1. Mode discret

Si la différence de phase est obtenue à partir de sauts de phase discrets, cette technique est appelée la microscopie à sauts de phase ("*Phase Stepping Microscopy*") [47] [48] [49] [50].

La figure 2.4 illustre la variation de l'intensité des franges d'interférence en fonction du décalage de phase en mode discret. Après chaque saut, l'interférogramme est enregistré, et quatre images sont ainsi prises. Le résultat des calculs est affiché sous forme d'image de synthèse en niveaux de gris à partir de la phase : $\phi = \text{Tan}^{-1}[\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}]$.

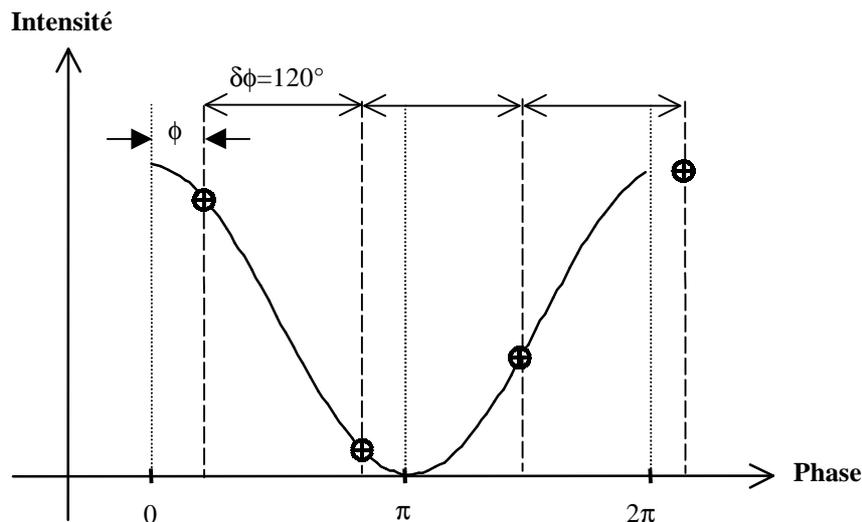


Figure 2.4 : Détermination de la phase, $\phi = \text{Tan}^{-1}[\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}]$, à partir de 4 sauts discret de 120° .

1.1.2. Mode continu

La technique de changement de phase (“*Phase Shifting Microscopy*”) en mode continu, appelée aussi technique d’intégration de phase, est caractérisée par une variation linéaire de la phase [48] [49] [50]. Le changement de la phase s’effectue pendant toute la période T et l’acquisition d’une image est faite pendant un temps τ qui dépend du nombre d’images à prendre (Figure 2.5).

En supposant que la période T du signal est continue, la différence de phase initiale entre les deux faisceaux peut être déterminée (comme dans le mode discret) en enregistrant plusieurs interférogrammes sur la période T (un interférogramme pendant chaque temps d’intégration τ). Si on considère l’exemple de la figure 2.5, quatre images sont enregistrées respectivement pendant les temps d’intégration $\tau_1 = 0$, $\tau_2 = \frac{T}{4}$, $\tau_3 = \frac{T}{2}$ et $\tau_4 = \frac{3T}{4}$.

Dans la technique de mode continu, contrairement à la technique de saut de phase, le détecteur mesure le temps moyen d’irradiation et la modulation de phase n’est pas statique pendant la mesure.

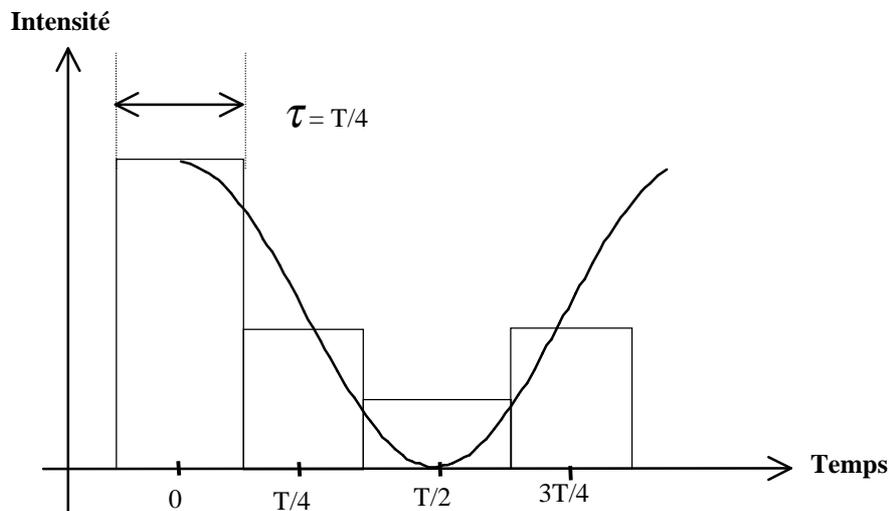


Figure 2.5 : Technique de changement de phase.

Pour un nombre N de mesures d’intensité avec une variation linéaire de phase Δ pendant la mesure d’une image, l’intensité $I_i(x, y)$ peut s’écrire sous la forme générale [48] [50] [54] :

$$I_i(x,y) = \frac{1}{\Delta} \int_{\alpha_i - \frac{\Delta}{2}}^{\alpha_i + \frac{\Delta}{2}} I_0(x,y) [1 + \gamma_0 \cos(\phi(x,y) + \alpha(t))] d\alpha(t) \quad (\text{Eq.2.25})$$

avec α_i la valeur moyenne du décalage de phase relatif à la $i^{\text{ème}}$ image.

L'intégration de l'expression générale (Eq.2.25) donne :

$$I_i(x,y) = I_0(x,y) [1 + \gamma_0 \text{sinc} \frac{\Delta}{2} \cdot \cos(\phi(x,y) + \alpha_i)] \quad (\text{Eq.2.26})$$

- Si $\Delta = 0$, le terme $\text{sinc} \frac{\Delta}{2} = 1$, on se trouve dans le cas de la technique à saut de phase (mode discret).

- Si $\Delta \neq 0$, le terme $\text{sinc} \frac{\Delta}{2} < 1$, il s'agit de la technique d'intégration de phase (mode continu). D'un point de vue mathématique, le terme $\text{sinc} \frac{\Delta}{2}$ contribue à diminuer la visibilité, $\gamma = \gamma_0 \text{sinc} \frac{\Delta}{2}$, ce qui diminue le contraste des franges d'interférence.

Pour les deux modes, le calcul de la phase par résolution du système d'équations est le même.

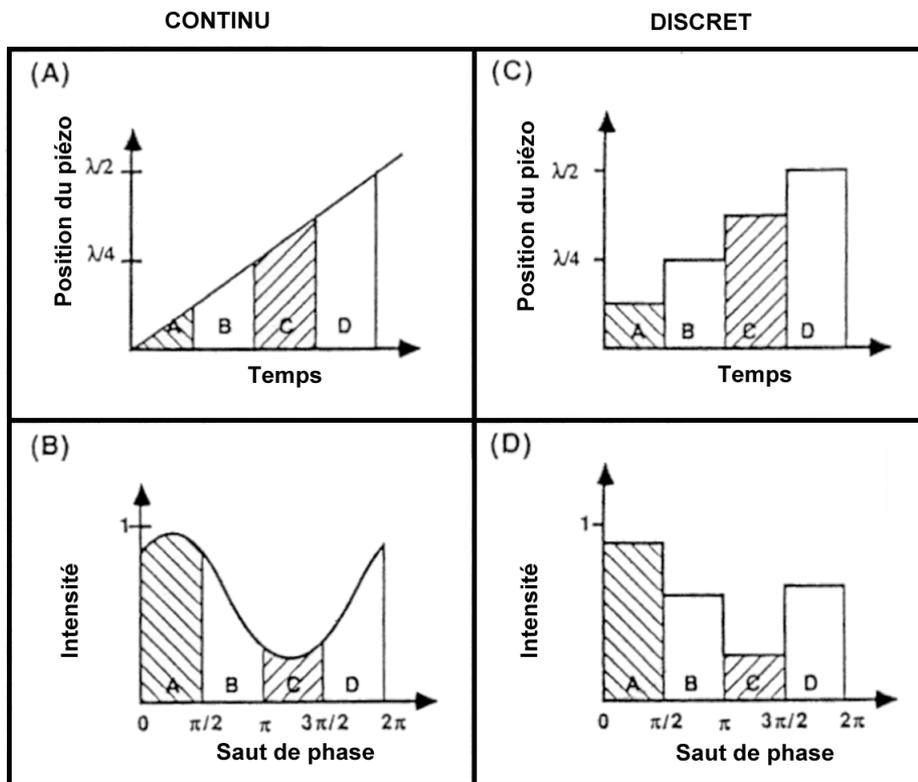


Figure 2.6 : Comparaison des techniques à saut de phase et d'intégration.

La figure 2.6 résume la différence entre les deux régimes “continu” et “discret” pour une technique à quatre sauts de phase. Dans le régime discret, quatre images sont prises à partir de quatre sauts discrets de l'échantillon en des endroits bien déterminés. Les étapes de déplacement du piézo-électrique et l'acquisition des images se font de manière successive ; on déplace le piézo-électrique, on prend une image et ainsi de suite pour les quatre sauts de phase. Par contre, pour le régime continu, le piézo-électrique balaye en même temps que l'acquisition des images.

La technique d'intégration de phase assure un moyennage du bruit et une grande rapidité, ce qui nous permettra d'aller vers les mesures en temps réel. Par contre, cette technique à changement de phase, à cause du terme $\sin c \frac{\Delta}{2}$, conduit à une diminution du contraste.

1.2. Algorithmes de mesure de phase

Plusieurs algorithmes de reconstruction de la phase ont été développés ces dernières années [48] [54], et de nouvelles techniques sont publiées régulièrement. Chaque algorithme a ses avantages et ses inconvénients. Le choix d'un algorithme dépend du degré de son adaptation au problème posé.

Les algorithmes de mesure de phase sont basés sur l'acquisition d'une série de N interférogrammes (N allant généralement de 3 à 8) obtenus avec des déphasages connus. Dans certaines méthodes, la phase est décalée d'une quantité discrète entre deux enregistrements consécutifs (mode discret), tandis que dans d'autre, elle varie continuellement (mode continu).

Les paramètres essentiels dans ces techniques de mesure sont le mode de variation de la phase (discret ou continu), la fréquence d'acquisition des franges d'interférence et le nombre N d'interférogrammes utilisés pour calculer la phase à un instant donné.

1.2.1. Technique à trois sauts

Si on introduit un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre les faisceaux objet et référence, on peut déduire la phase $\phi(x, y)$ à partir des intensités I_1 , I_2 et I_3 des trois interférogrammes enregistrés pour les décalages angulaires $\frac{\pi}{4}$, $\frac{3\pi}{4}$ et $\frac{5\pi}{4}$ [54]. Les intensités mesurées sont données par :

$$I_1(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\frac{\pi}{4})] \quad (\text{Eq.2.27a})$$

$$I_2(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\frac{3\pi}{4})] \quad (\text{Eq.2.27b})$$

$$I_3(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\frac{5\pi}{4})] \quad (\text{Eq.2.27c})$$

La résolution de ce système (Eq.2.27) nous donne les expressions de la phase et de la visibilité en un point de coordonnées (x,y) suivantes :

$$\phi(x,y)=\text{arctg}\left[\frac{I_3(x,y)-I_2(x,y)}{I_1(x,y)-I_2(x,y)}\right] \quad (\text{Eq.2.28a})$$

$$\gamma(x,y)=\frac{\sqrt{(I_1(x,y)-I_2(x,y))^2+(I_2(x,y)-I_3(x,y))^2}}{2I_0(x,y)} \quad (\text{Eq.2.28b})$$

La visibilité, dans le cas d'un déphasage discret, est donnée par : $\gamma(x,y)=\gamma_0$; par contre si la phase est intégrée sur $\frac{\pi}{2}$, on trouve : $\gamma(x,y)=0,9\gamma_0$.

Le choix du déphasage, en particulier, et de la valeur initiale, permet de simplifier les calculs qui conduisent à l'expression de la phase. Par exemple, si on prend un saut de $\frac{2\pi}{3}$, la phase et la visibilité calculées à partir de l'intensité des trois interférogrammes enregistrés respectivement pour les trois décalages angulaires $-\frac{2\pi}{3}$, 0 et $+\frac{2\pi}{3}$ deviennent :

$$\phi(x,y)=\text{arctg}\left[\frac{\sqrt{3}(I_3(x,y)-I_2(x,y))}{2I_1(x,y)-I_2(x,y)-I_3(x,y)}\right] \quad (\text{Eq.2.29a})$$

$$\gamma(x,y)=\frac{\sqrt{3(I_3(x,y)-I_2(x,y))^2+(2I_1(x,y)-I_2(x,y)-I_3(x,y))^2}}{2I_0(x,y)} \quad (\text{Eq.2.29b})$$

Pour le mode continu, la visibilité est égale à $\gamma(x,y)=0,83\gamma_0$.

L'algorithme à trois sauts nécessite seulement trois mesures, ce qui lui permet d'être très utile surtout pour des mesures dites « en temps réel » et dans des applications où les sources de bruit rendent difficile l'acquisition de données.

Prenant cette exemple, on peut illustrer les différentes étapes de la technique PSM en analysant un échantillon de silicium. Trois images sont prises à partir de trois sauts discrets de l'échantillon en des positions bien déterminées (Figure 2.7). Une première image (I_1) est enregistrée sans déplacer l'échantillon (Figure 2.7-a). La platine piézo-électrique est déplacée verticalement une première fois d'une certaine quantité bien définie entraînant un déphasage

supplémentaire de $\frac{2\pi}{3}$. On sauvegarde ensuite la deuxième image (I_2) (Figure 2.7-b). La troisième image (I_3) est prise après un deuxième déplacement vertical (Figure 2.7-c). La figure 2.7-d montre le résultat des calculs sous la forme d'une image de synthèse en niveaux de gris. La figure 2.7-e montre l'image résultat sans correction des discontinuités liées au problème de périodicité de la fonction "arctangente" (paragraphe 1.3).

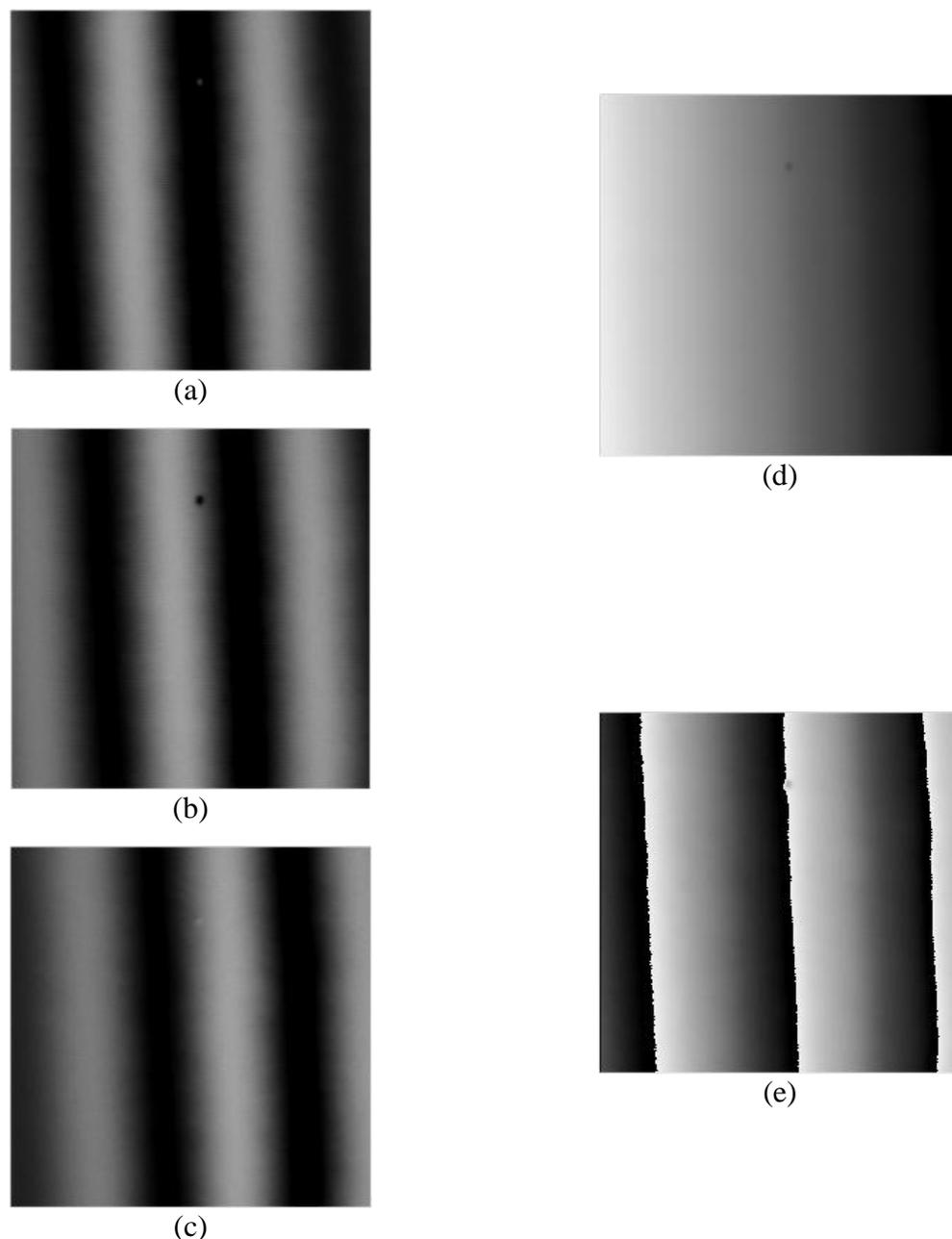


Figure 2.7 : Différentes étapes de la technique à 3 sauts de 120° : (a) première image (I_1) avec $\theta=-2\pi/3$, (b) deuxième image (I_2) avec $\theta=0$, (c) troisième image (I_3) avec $\theta=+2\pi/3$ et l'image résultat avec (d) et sans (e) correction des discontinuités.

1.2.2. Technique à quatre sauts

L'intensité des franges d'interférence après chaque saut de $\frac{\pi}{2}$ est donnée par [54] :

$$I_1(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y))] \quad (\text{Eq.2.30a})$$

$$I_2(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\frac{\pi}{2})] \quad (\text{Eq.2.30b})$$

$$I_3(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\pi)] \quad (\text{Eq.2.30c})$$

$$I_4(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\frac{3\pi}{2})] \quad (\text{Eq.2.30d})$$

Par une combinaison de ces équations, la phase et la visibilité recherchées sont calculées par les expressions suivantes :

$$\phi(x,y)=\text{arctg}\left[\frac{I_4(x,y)-I_2(x,y)}{I_1(x,y)-I_3(x,y)}\right] \quad (\text{Eq.2.31a})$$

$$\gamma(x,y)=\frac{\sqrt{(I_4(x,y)-I_2(x,y))^2+(I_1(x,y)-I_3(x,y))^2}}{2I_0(x,y)} \quad (\text{Eq.2.31b})$$

Pour le régime continu, la visibilité est égale à $\gamma(x,y)=0,9\gamma_0$.

Avec cette technique, il est également possible de faire un moyennage de trois par trois à partir des quatre mesures différentes. On calcule la phase des trois premières mesures (I_1, I_2, I_3) et on moyenne celle-ci avec la phase trouvée à partir des trois dernières mesures (I_2, I_3, I_4). La phase est donnée par :

$$\phi(x,y)=\frac{1}{2}(\text{arctg}\left[\frac{I_3(x,y)-I_2(x,y)}{I_1(x,y)-I_2(x,y)}\right]+\text{arctg}\left[\frac{I_4(x,y)-I_3(x,y)}{I_2(x,y)-I_3(x,y)}\right]) \quad (\text{Eq.2.32})$$

1.2.3. Technique à cinq sauts

L'intensité des franges d'interférence après chaque saut de $\frac{\pi}{2}$ est donnée par [55] :

$$I_1(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)-\pi)] \quad (\text{Eq.2.33a})$$

$$I_2(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)-\frac{\pi}{2})] \quad (\text{Eq.2.33b})$$

$$I_3(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y))] \quad (\text{Eq.2.33c})$$

$$I_4(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\frac{\pi}{2})] \quad (\text{Eq.2.33d})$$

$$I_5(x,y)=I_0(x,y)[1+\gamma\cos(\phi(x,y)+\pi)] \quad (\text{Eq.2.33e})$$

la phase et la visibilité sont données par :

$$\phi(x,y)=\arctg\left[\frac{2(I_2(x,y)-I_4(x,y))}{2I_3(x,y)-I_5(x,y)-I_1(x,y)}\right] \quad (\text{Eq.2.34a})$$

$$\gamma(x,y)=\sqrt{\frac{(2I_2(x,y)-I_4(x,y))^2+(2I_3(x,y)-I_5(x,y)-I_1(x,y))^2}{4I_0(x,y)}} \quad (\text{Eq.2.34b})$$

La technique à cinq sauts de phase présente l'avantage de régler le problème de linéarité entre deux sauts (voir Partie D), mais le principal inconvénient reste le temps de calcul, normalement plus élevé par rapport à la technique à trois sauts.

1.2.4. Technique de Carré

En 1966, Carré [56] a développé une technique d'interpolation des franges indépendante du déphasage introduit, contrairement à ce que nous avons vu pour les équations précédentes où le déphasage était connu. Il a supposé que la phase est décalée d'une quantité constante α entre les mesures d'intensité successives. Cette méthode, qui porte son nom, consiste à prendre quatre interférogrammes d'intensités :

$$I_1(x,y)=I_0(x,y)\left[1+\gamma\cos\left(\phi(x,y)-\frac{3\alpha}{4}\right)\right] \quad (\text{Eq.2.35a})$$

$$I_2(x,y)=I_0(x,y)\left[1+\gamma\cos\left(\phi(x,y)-\frac{\alpha}{4}\right)\right] \quad (\text{Eq.2.35b})$$

$$I_3(x,y)=I_0(x,y)\left[1+\gamma\cos\left(\phi(x,y)+\frac{\alpha}{4}\right)\right] \quad (\text{Eq.2.35c})$$

$$I_4(x,y)=I_0(x,y)\left[1+\gamma\cos\left(\phi(x,y)+\frac{3\alpha}{4}\right)\right] \quad (\text{Eq.2.35d})$$

La phase en tout point de coordonnées (x,y) est calculée à partir de :

$$\phi(x,y)=\arctg\left[\frac{\sqrt{3[(I_2(x,y)-I_3(x,y))-(I_1(x,y)-I_4(x,y))][I_2(x,y)-I_3(x,y)]+(I_1(x,y)-I_4(x,y))]}{(I_2(x,y)+I_3(x,y))-(I_1(x,y)+I_4(x,y))}\right] \quad (\text{Eq.2.36})$$

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

1.3. Méthode de reconstruction du front d'onde

L'utilisation de ces différents algorithmes de reconstruction de la phase est confrontée au problème de la périodicité de la fonction "arctangente", qui donne des valeurs de la phase modulo π [48] [54] [57]. Dans un premier temps, il est possible d'étendre la valeur de la phase entre 0 et 2π , en examinant les signes des fonctions $\sin\phi$ et $\cos\phi$. Le diagramme de

phase (Figure 2.8-a) représentant d'une manière simple le signe de ces fonctions, permet de corriger la valeur de la fonction arctangente afin de l'étendre entre 0 et 2π .

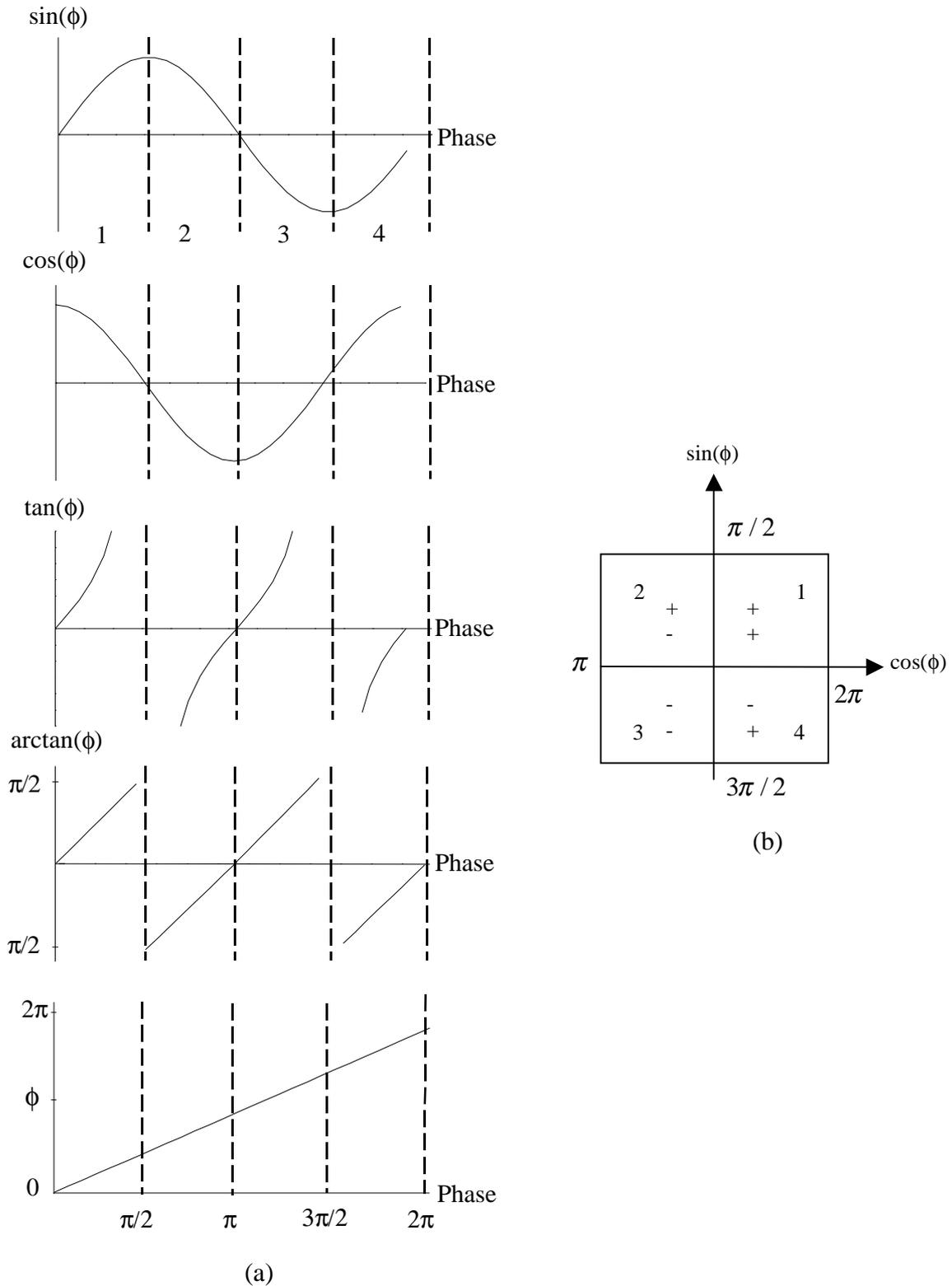


Figure 2.8 : (a) Calcul de phase modulo 2π (b) diagramme de phase.

La reconstruction du front d'onde est la phase finale dans le processus d'analyse des franges d'interférence. Elle permet d'obtenir une image de surface régulière en ajoutant ou en retranchant 2π pour enlever les discontinuités (Figure 2.8-b).

Le principe de la reconstruction du front d'onde, si une discontinuité est détectée, consiste à rajouter ou retrancher 2π pour chaque pixel.

Si on considère la différence de phase entre deux pixels consécutifs donnée par : $\Delta\phi = \phi_n - \phi_{n-1}$ où n est le rang du pixel, le front d'onde original peut être reconstruit à partir de cette différence de phase en appliquant les règles suivantes :

- Si $\Delta\phi$ est plus grande que $+\pi$, on ajoute 2π à la valeur de la phase du second pixel, la différence de phase se situe maintenant entre 0 et $-\pi$.
- Si $\Delta\phi$ est plus petite que $-\pi$, alors on retranche 2π à la valeur de la phase du second pixel, la différence de phase se situe maintenant entre 0 et π .

1.4. De la phase à la surface

Si la phase du front d'onde est connue, la forme de la surface peut être déterminée à partir de la phase $\phi(x,y)$, la hauteur $h(x,y)$ en un point (x,y) s'exprime par :

$$h(x,y) = \frac{\phi(x,y)\lambda}{2\pi(\cos\theta + \cos\theta')} \quad (\text{Eq.2.37})$$

θ et θ' sont respectivement l'angle incident et l'angle réfléchi de la lumière (Figure 2.9) par rapport à la normale de la surface [54]. Si on suppose que les angle θ et θ' sont nuls ($\theta = \theta' = 0$), $h(x,y)$ devient donc :

$$h(x,y) = \frac{\lambda}{4\pi} \phi(x,y) \quad (\text{Eq.2.38})$$

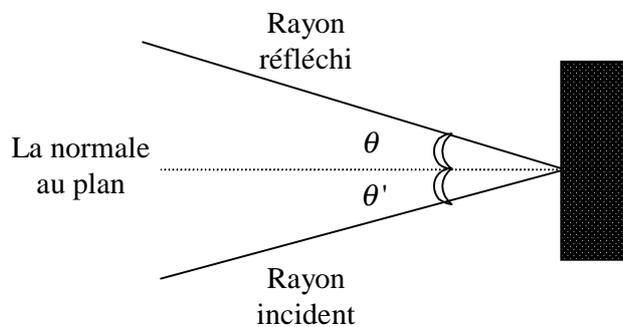


Figure 2.9 : Détermination des deux angles θ et θ' (incident et réfléchi).

Dans un vrai microscope, à cause de la méthode d'éclairage Köhler, θ (θ') dépend de l'ouverture numérique de l'objectif (ON), ce qui introduit des erreurs dans le calcul de $h(x, y)$ et de la longueur d'onde effective λ_{eff} (voir Partie D).

2. Techniques basées sur la détection de l'enveloppe de franges d'interférence

L' interférométrie en lumière blanche a récemment pu renaître grâce à l'énorme développement recensé dans le domaine de l'informatique. Une multitude de techniques pour analyser les données de l' enveloppe de franges d'interférence sont apparues au cours des dernières années telles que la microscopie à faible cohérence (CPM pour "Coherence Probe Microscopy") et la microscopie à glissement de franges (PFSM pour "Peak Fringe Scanning Microscopy").

La raison principale d'un tel intérêt est liée à la dynamique de mesure de la microscopie à saut de phase, habituellement limitée à la moitié de la longueur d'onde de la source d'éclairage ($\frac{\lambda}{2}$) à cause de la périodicité des franges d'interférence monochromatiques (fonction arctangente). Avec l'arrivée des techniques d'interférométrie en lumière blanche, des structures d'une profondeur supérieure à $\lambda/2$ peuvent être mesurées sans ambiguïté. Ces techniques cherchent à détecter le pic de l'enveloppe de franges d'une manière rapide et avec le moins de calculs possibles. La forme complète d'une surface est mesurée en quelques secondes à quelques minutes.

Les techniques d'interférométrie en lumière blanche utilisent deux principes de base :

- Les franges d'interférence sont localisées dans l' espace de la cible "caméra CCD", superposées à l'image de la surface à mesurer, ce qui leur donnent un emplacement absolu.
- L' information sur le relief de la surface est liée à la visibilité de franges (ou amplitude ou modulation) et peut être extraite à partir de celle-ci.

Ces méthodes sont basées sur le confinement d'une enveloppe d'interférence, généralement en limitant la cohérence temporelle par l'utilisation de la lumière d'une bande de spectre large (entre λ_1 et λ_2). L'intensité des franges d'interférence, à un pixel donné, est la somme des interférences à chaque longueur d'onde dans le spectre :

$$I(x, y, z) = \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_o(x, y, z)(1 + \gamma(x, y, z) \cos \phi(x, y, z)) d\lambda \quad (\text{Eq.2.39})$$

avec $I_o(x, y, z)$ le carré de l'amplitude incidente et $\gamma(x, y, z)$ la fonction de cohérence.

Expérimentalement, un ensemble de franges d'interférence en lumière blanche peut être mesuré à chaque pixel du capteur CCD en déplaçant l'échantillon le long de l'axe optique en Z, à l'aide d'une platine piézo-électrique. Pour extraire des informations sur l'altitude à partir des franges d'interférence, il faut déterminer la visibilité $\gamma(x, y, z)$ en fonction de la position (x, y) pendant que l'objet est balayé le long de l'axe optique (Z).

L'enveloppe de la fonction $\gamma(x, y, z)$ change beaucoup plus lentement que la phase des franges d'interférence $\phi(x, y, z)$ et présente un pic simple sur les matériaux homogènes. Cependant, la détermination du pic pour chaque pixel peut être perturbée, surtout en présence des couches transparentes (voir chapitres 4 et 5).

Dans cette partie sont présentés trois algorithmes que nous avons utilisés dans l'interférométrie en lumière blanche pour des applications de caractérisation de surfaces la PFSM (PFSM pour Peak Fringe Scanning Microscopy) [58], la démodulation d'amplitude [59] et la FSA (FSA pour Five-Sample-Adaptive non linear algorithm) [60]. Notre but est d'étudier ces différents algorithmes pour les adapter à différentes applications définies afin de réduire au minimum les erreurs de mesure.

2.1. La technique PFSM

2.1.1. Principe de la PFSM

L'objectif interférentiel Mirau x 10 (ON=0,25) produit des franges d'interférence en lumière blanche typiques comme celles montrées dans la figure 2.10.

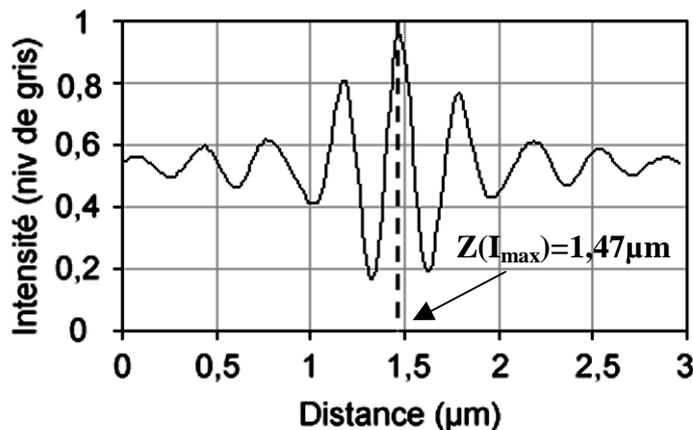


Figure 2.10 : Profil expérimental des franges 'blanches' d'interférence pour un pixel donné.

L'idée principale de cette technique est d'utiliser la frange centrale d'ordre zéro, caractérisée par le contraste le plus élevé, comme un plan sonde [58] [61] [62] [63]. Ce plan virtuel est identifié par traitement d'images, ce qui permet de détecter le maximum d'intensité (I_{\max}) ou le minimum d'intensité (I_{\min}) pour chaque pixel, tout en déplaçant l'échantillon le long de l'axe optique à travers les franges d'interférence (Figure 2.11). Une image complète de la structure tridimensionnelle de l'échantillon est créée par étapes.

La PFSM est différente de la PSM par la nature même des franges d'interférence en lumière blanche à large bande et par le fait qu'elle mesure la position de la frange centrale d'ordre zéro plutôt que la phase de l'onde lumineuse.

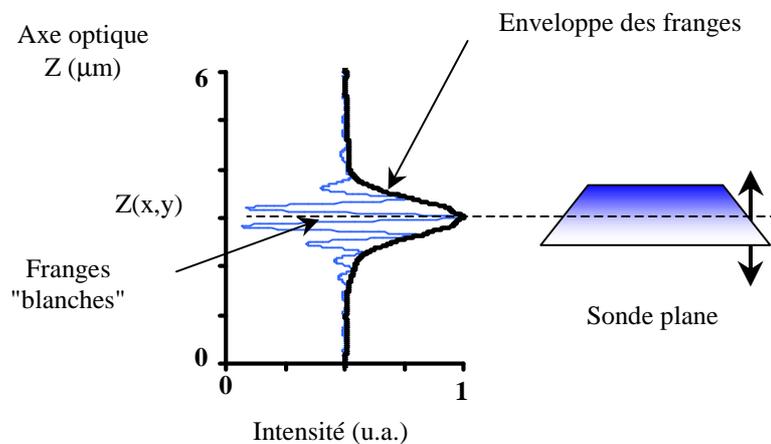


Figure 2.11 : Profil de franges blanches typiques et identification d'une sonde plane par traitement du signal.

2.1.2. Algorithme de la PFSM

L'intérêt de l'algorithme PFSM réside dans sa simplicité, exigeant seulement quelques lignes de programmation et trois images ($I_1(x,y)$, $I_2(x,y)$ et $I_3(x,y)$) stockées en mémoire RAM, ce qui permet un gain considérable en terme de temps et d'espace mémoire [62] [64].

Chacune des trois images a un rôle différent :

- $I_1(x,y)$ pour acquérir les images à chaque position de l'échantillon,
- $I_2(x,y)$ pour mémoriser les pixels dont l'intensité est la plus élevée,
- $I_3(x,y)$ pour mémoriser les altitudes à chaque point de surface $h(x,y)$.

L'algorithme PFSM présenté dans la figure 2.12 utilise une simple comparaison entre deux valeurs de l'intensité suivant trois étapes. Avant de lancer le programme, on règle le

miroir de référence de telle manière que le relief le plus haut de l'échantillon soit à une altitude inférieure à celle du plan sonde.

Première étape

On stocke la première image directe dans $I_2(x,y)$ pour initialiser son espace mémoire et pour s'en servir comme image de référence.

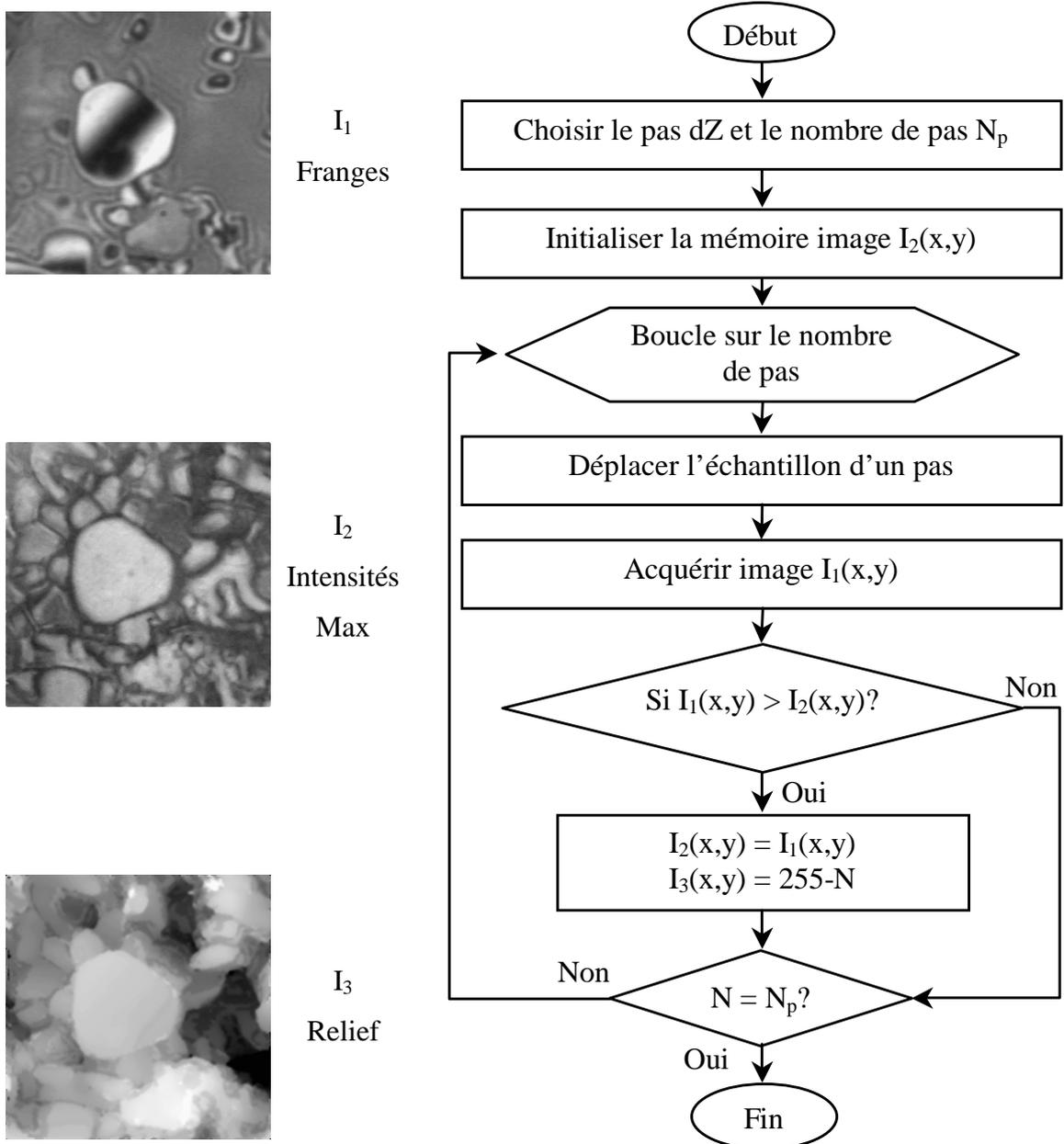


Figure 2.12 : Description de l'algorithme PFSM.

Deuxième étape

On déplace l'échantillon d'un pas vers le haut, l'image correspondant à la nouvelle position est stockée dans $I_1(x,y)$. On compare les intensités $I_1(x,y)$ et $I_2(x,y)$ à chaque point de coordonnées (x,y) :

- Si $I_1(x,y)$ est supérieure à $I_2(x,y)$, l'image référence $I_2(x,y)$ prend la valeur $I_1(x,y)$. L'altitude correspondant à la nouvelle image $I_2(x,y)$ est stockée dans $I_3(x,y)$.
- Si $I_1(x,y)$ est inférieure à $I_2(x,y)$, on passe directement à la troisième étape.

Troisième étape

L'échantillon est déplacé d'un pas vers le haut, une nouvelle image est acquise et stockée dans $I_1(x,y)$. L'intensité à chaque point de coordonnées (x,y) de la nouvelle image $I_1(x,y)$ est comparée à celle de l'image $I_2(x,y)$ sauvegardée à l'étape 2. On répète le processus jusqu'à ce que l'on ait déplacé l'échantillon du nombre de pas choisi.

La résolution verticale du système actuel est de 10 nm, limitée par le rapport signal à bruit (S/N) du système de formation d'image.

Les avantages de la PFSM sont :

- la simplicité puisque les seules opérations utilisées sont la saisie des images et la comparaison des intensités,
- la nécessité de peu d'espaces mémoire, car seules trois images sont sauvegardées dans la RAM.

La PFSM est une technique bien adaptée pour la mesure de structures de quelques microns voire une dizaine de microns de hauteur. Néanmoins certaines mesures s'avèrent difficiles en particulier si l'indice de la surface étudiée n'est pas constant [47] [65]. Par exemple, on note la présence d'erreurs (jusqu'à 30 nm) quand on mesure des hauteurs de marche entre deux matériaux inhomogènes.

2.2. La technique de démodulation d'amplitude

2.2.1. Algorithme de démodulation d'amplitude (traitement de signal 1D)

Contrairement à la PFSM, la technique de démodulation est fondée sur l'extraction du pic de l'enveloppe des franges d'interférence par des méthodes de filtrages (Figure 2.13). Elle traite les données comme celles d'un signal radio modulé en amplitude.

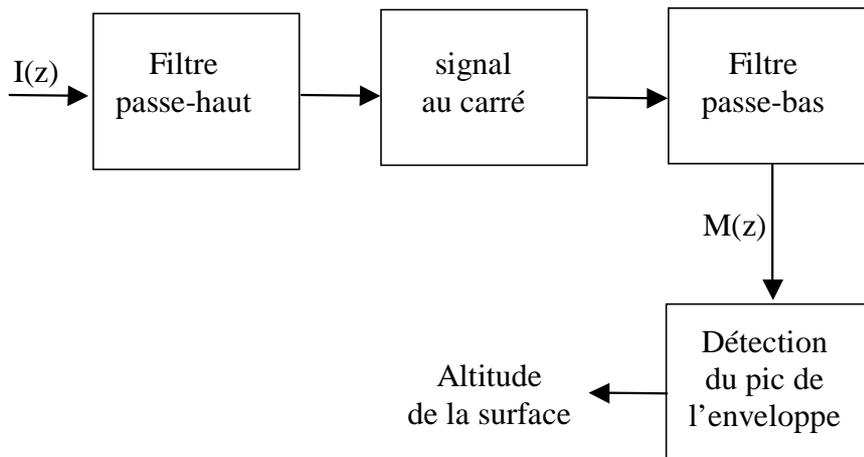


Figure 2.13 : Algorithme de démodulation d'amplitude d'après Caber.

La technique a été proposée pour la première fois par Caber [59] [66] [67], l'analyse commence avec un signal filtré passe-haut, donné par :

$$s(t) = m(t) \cos(2\pi f_c t + \theta) \quad (\text{Eq.2.40})$$

où $m(t)$ est la fonction de modulation du signal et f_c est la fréquence porteuse des franges.

Pour centrer l'enveloppe de modulation du signal sur zéro (Figure 2.14-b), le carré du signal filtré passe-haut est pris (Figure 2.14-c), ce qui permet de l'ajuster comme suit :

$$s^2(x) = \frac{1}{2} m^2(t) + \frac{1}{2} m^2(t) \cos(4\pi f_c t + 2\theta) \quad (\text{Eq.2.41})$$

On remarque d'après l'équation (Eq.2.41) que la fréquence des franges a été doublée (Figure 2.14-c). Pour ne maintenir que la fonction de l'enveloppe, un filtre passe-bas est utilisé. La dernière étape est l'ajustement de la courbe obtenue pour déterminer le pic de la fonction (Figure 2.14-d).

L' intervalle de fréquence d'échantillonnage est le facteur critique dans ces calculs. Dans ses travaux initiaux, Caber a écrit que les franges doivent être échantillonnées au moins

à la fréquence de Nyquist. Par conséquent, la fréquence d'échantillonnage doit satisfaire la condition suivante :

$$f_s \geq 4 f_c + 4 B_m \quad (\text{Eq.2.42})$$

où f_c est la fréquence porteuse et B_m est la largeur de bande du signal de modulation [59] [67].

Si la fonction de modulation est extraite à partir du signal de franges et son pic est détecté, l'altitude relative à ce point peut être mesurée. Quand ce procédé est répété pour chaque point du détecteur, une image tridimensionnelle des points correspondant à la surface peut être faite.

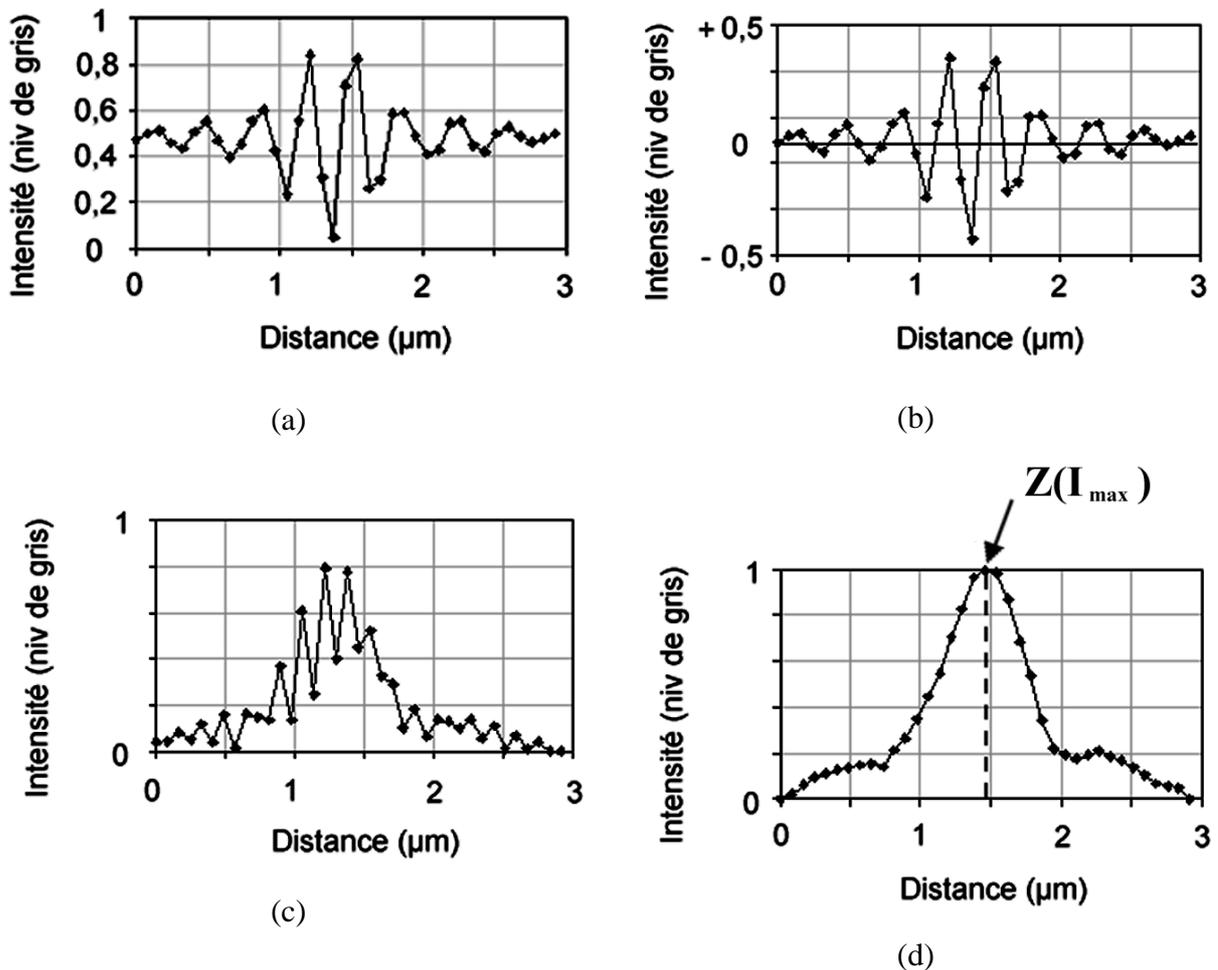


Figure 2.14 : (a) Franges d'interférences en un point (b) Soustraction de l'“offset” (c) Redressement (d) Filtre passe-bas.

2.2.2. Algorithme original développé au laboratoire (Traitement d'images 2D)

La technique de démodulation originale de Caber (Figure 2.13) est basée sur le traitement d'un seul signal correspondant à un point du détecteur. L'algorithme que nous avons développé est basé sur le traitement d'un ensemble d'images (N) obtenues à partir du balayage le long de l'axe optique (Z). Ces images sont sauvegardées dans la mémoire RAM de l'ordinateur sous forme d'une matrice (XYZ). Nous avons stocké toutes les images en mémoire afin de pouvoir étudier et comparer les différents algorithmes. Une rotation de 90° permet d'obtenir la matrice (XZY), sur laquelle on peut appliquer les différents traitements de démodulation (Figure 2.15).

Notre programme de démodulation est réparti en trois parties comme l'indique la figure 2.15 :

Première étape

D'abord, on soustrait un "offset" de chaque image XZ de la matrice (XZY). Pour ce faire, on prend chaque image XZ et on applique un filtre passe-bas très large en Z. L'image obtenue représente l'"offset" qu'il faut soustraire de l'image XZ pour un Y donné dans la matrice initiale.

Deuxième étape

Puis on redresse le signal en Z à la fin de la première étape, en appliquant une fonction « carré » à chaque image XY pour enlever les valeurs négatives et pour doubler la fréquence.

Troisième étape

Finalement, on applique un filtre passe-bas à chaque image XY après la deuxième étape pour obtenir l'enveloppe des franges d'interférence. Ensuite, on détecte son pic.

Parmi les avantages de la technique de démodulation, on peut évoquer la réussite des mesures sur une grande variété de matériaux et sa puissance pour inspecter des interfaces enterrées. En effet, elle nous a permis de mesurer la hauteur d'une marche enterrée sous une couche transparente (voir chapitre 5).

L'inconvénient majeur de la technique de démodulation est l'énorme espace mémoire que prend la matrice (XZY). Ceci implique une lenteur de cette technique d'autant plus accrue

que la surface étudiée est grande. C'est pourquoi il est préférable dans certains cas de n'exploiter que les pixels d'une seule ligne pour tracer un profil au lieu d'une image.

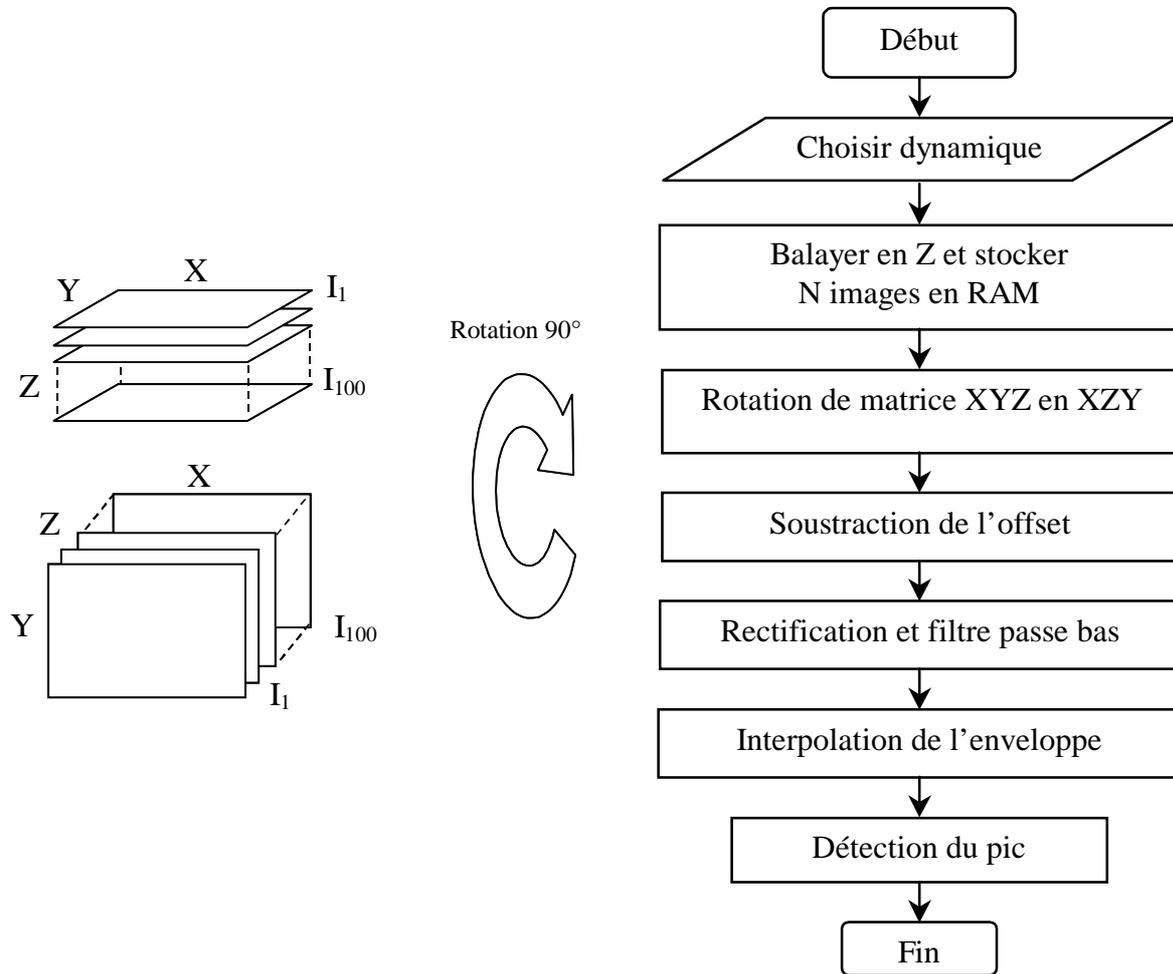


Figure 2.15 : Algorithme de démodulation adapté au traitement d'images sous Labview.

2.3. La technique FSA

Une nouvelle technique récemment développée par Larkin [60] [67] permet de détecter l'enveloppe des franges d'interférence en se basant sur l'approximation de Hilbert.

Larkin propose l'application des algorithmes de mesure de phase à la détection de l'enveloppe de franges par opposition aux autres algorithmes décrits précédemment. L'algorithme choisi par Larkin est une extension de l'algorithme de cinq sauts (ou cinq points), développé par Hariharan [55]. Cet algorithme utilise 5 points avec des valeurs d'intensité données par

$$I_j = I_0(1 + \gamma \cos[\phi + (j-2)\alpha]) \quad j=1, \dots, 5 \quad (\text{Eq.2.43})$$

Hariharan ne résout pas cet ensemble d'équations exactement, mais détermine à la place une solution pour le cas particulier $\alpha = 90^\circ$. Larkin a résolu cet ensemble d'équations pour obtenir un algorithme peu sensible aux erreurs de déphasage de phase entre chaque image. La visibilité de frange est alors donnée par :

$$\gamma = \frac{(I_2 - I_4)^2 \sqrt{[4(I_2 - I_4)^2 - (I_1 - I_5)^2]} + (-I_1 + 2I_3 - I_5)^2}{I_0[4(I_2 - I_4)^2 - (I_1 - I_5)^2]} \quad (\text{Eq.2.44})$$

Ce qui peut être simplifié pour rapporter une approximation simple à la modulation M du signal :

$$M^2 \propto (I_2 - I_4)^2 - (I_1 - I_3)(I_3 - I_5) \quad (\text{Eq.2.45})$$

Notez que ce calcul exige juste deux multiplications et une racine carrée pour obtenir M.

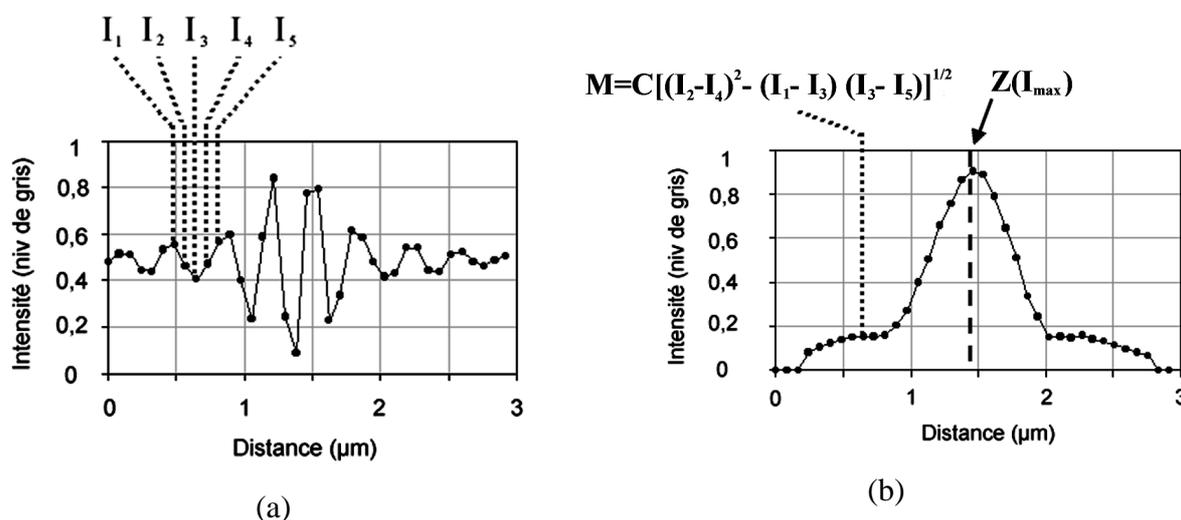


Figure 2.16 : Algorithme FSA d'après Larkin.

Larkin appelle cet algorithme FSA "Five-Sample-Adaptive non linear algorithm". La fonction de modulation calculée le long des points adjacents d'un balayage en Z est la fonction d'enveloppe que nous recherchons pour décrire la visibilité des franges.

La prochaine étape a pour but de trouver le pic de la fonction d'enveloppe. Larkin utilise une courbe des moindres carrés symétrique adaptée à une gaussienne dans le voisinage du pic. L'altitude est calculée relativement au point moyen (indice inférieur 3) comme suit :

$$z_p = 0.4\Delta \left(\frac{L_1 + 3L_2 + 0L_3 - 3L_4 - L_5}{L_1 + 0L_2 - 2L_3 + 0L_4 + L_5} \right) \quad (\text{Eq.2.46})$$

où L_n représente le logarithme de la valeur d'enveloppe M_n .

La phase au pic peut également être déterminée séparément par calcul.

L'algorithme de FSA que nous avons implémenté est basé sur le traitement d'un ensemble d'images (N) obtenues à partir du balayage le long de l'axe optique (Z). Pour prendre en compte le déphasage de 90° entre les cinq intensités, il suffit de bien choisir le pas qui correspond à un tel déphasage. Cet ensemble d'images est sauvegardé dans la mémoire RAM de l'ordinateur sous forme d'une matrice (XYZ). Contrairement à notre technique de démodulation, qui a été adaptée spécialement au traitement d'images, l'algorithme FSA exploite la matrice (XYZ) pixel par pixel, ce qui ne nécessite pas une rotation de 90° de cette matrice.

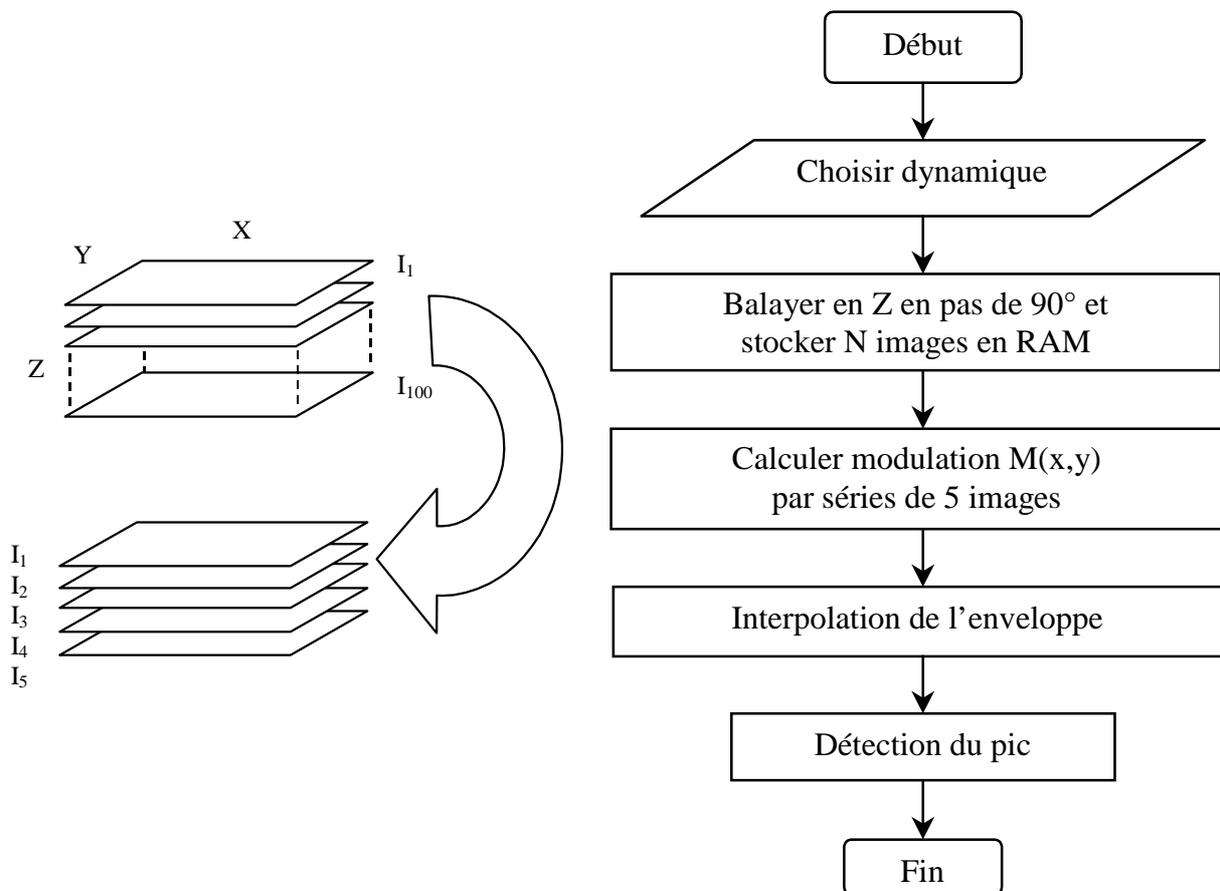


Figure 2.17 : Algorithme FSA adapté au traitement des images.

Notre programme est répartie en deux étapes comme l'indique la figure 2.17 :

Première étape

Pour chaque pixel de coordonnées (x,y) de la matrice (XYZ) sauvegardée, on traite les N intensités $I_{M=1,\dots,N}(x,y)$ cinq par cinq comme suit :

Au début, on prend les cinq premières intensités ($I_1(x,y)$, $I_2(x,y)$, $I_3(x,y)$, $I_4(x,y)$ et $I_5(x,y)$). Sachant qu'il y a un déphasage de 90° entre les cinq intensités (le choix du pas permet d'assurer cette condition), on peut calculer la fonction $M_1(x,y)$ (Eq.2.45) qui représente le premier point de la fonction modulation au point (x,y) (Figure 2.16-a). Ensuite on prend les cinq intensités ($I_2(x,y)$, $I_3(x,y)$, $I_4(x,y)$, $I_5(x,y)$ et $I_6(x,y)$) et on refait le même calcul pour obtenir $M_2(x,y)$ et ainsi de suite jusqu'au dernier point $M_N(x,y)$ (Figure 2.16-b).

Deuxième étape

On applique un filtre passe bas à la fonction de modulation $M(x,y)$ pour l'interpoler et détecter son pic.

Les deux étapes s'appliquent à tous les pixels des images XY individuellement pour obtenir une image de la structure du relief.

3. Conclusion

Les algorithmes que nous avons développés et implémentés dans notre système (voir Partie C) sont :

- la PSM (3 sauts de 120° , 3 sauts de 90° , 3 sauts de 90° moyenné, 4 sauts de 90° , 4 sauts de 90° moyenné, 5 sauts de 90° et 5 sauts de 90° moyenné),
- la PFSM,
- la technique de démodulation (avec les différents mode image, ligne et deux points),
- la FSA.

La disponibilité de ces différentes techniques permet de couvrir une large gamme d'applications et de pouvoir les améliorer continuellement ainsi que la précision des mesures.

Partie C : Le dispositif expérimental

Dans cette partie nous présenterons une description sommaire des deux microscopes LEITZ (Linnik) et LEICA DMR-X utilisés respectivement dans les mesures de PSM et de CPM.

Le système de base, représenté dans la figure 2.18 est composé de deux parties principales. La partie optique, formée par un microscope métallographique avec un objectif interférentiel, une source de lumière, une caméra CCD, une table piézo-électrique et une platine motorisée XY, permet de donner des franges interférentielles superposées sur l'image

de la surface de l'échantillon au niveau du détecteur. La deuxième partie sert à contrôler le microscope et à assurer l'acquisition, le stockage et le traitement informatique des données expérimentales.

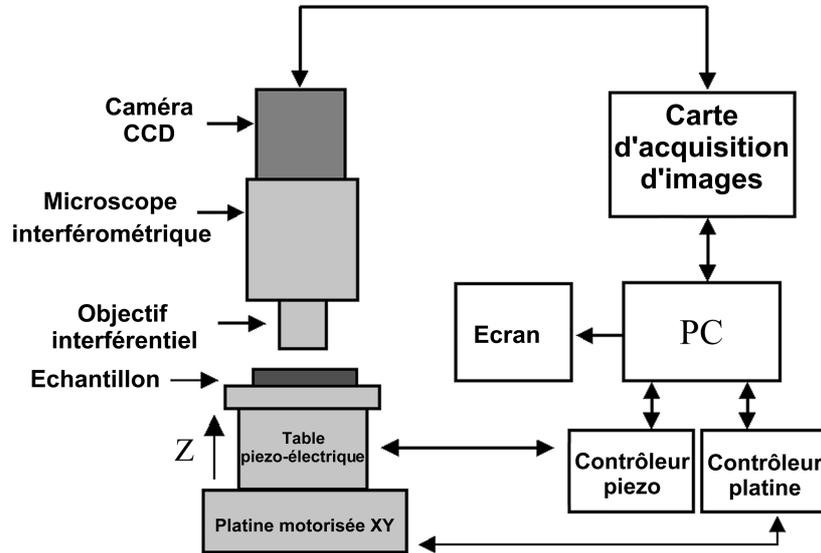


Figure 2.18 : Description générale du système de mesure.

1. Partie optique

1.1. Caméra CCD et carte d'acquisition d'images

Le capteur Sony XC-75 CE, employé pour les différentes mesures de cette étude, est un module de caméra vidéo monochrome utilisant une matrice CCD avec une sortie analogique. Il fonctionne à une cadence de 25 images par seconde. Le signal analogique est numérisé par une carte d'acquisition d'images (NI PCI 1408) avec une résolution de 8 bits (soit 256 niveaux de gris) et des images de 760 pixels x 572 pixels.

La sensibilité de la caméra CCD s'étend sur un spectre allant de $\lambda_1=350$ nm jusqu'à $\lambda_2=1000$ nm.

1.2. Objectifs interférentiels

1.2.1. Objectif Linnik du microscope LEITZ

La figure 2.19-a montre une photo du microscope métallographique LEITZ avec un objectif interférentiel de type Linnik (Figure 2.19-b). Un objectif Linnik est constitué d'un

interféromètre de Michelson auquel deux objectifs identiques ont été ajoutés. Le premier objectif placé entre le cube séparateur (T) et le miroir de référence (V) focalise le faisceau sur le miroir. Tandis que le deuxième objectif, localisé entre le cube séparateur (T) et l'échantillon (O), focalise le faisceau sur l'échantillon.

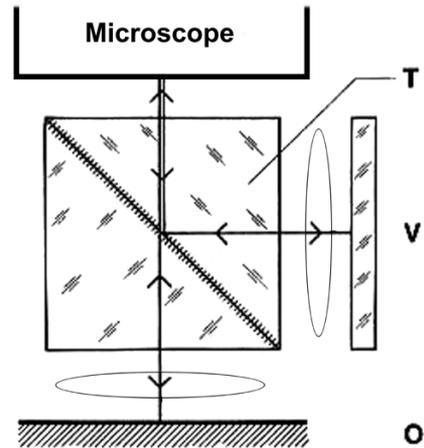


Figure 2.19 : (a) Photo du microscope LEITZ (b) Principe de fonctionnement d'un objectif Linnik.

Deux objectifs x 50 (ON=0,85) sont utilisés pour des mesures à haute résolution latérale et deux objectifs x 10 (ON=0,18) pour analyser des champs plus larges (voir paragraphe 1.3 Source de lumière).

1.2.2. Objectif Mirau du microscope LEICA DMR-X

La figure 2.20-a présente la photo du microscope LEICA DMR-X avec un objectif interférentiel de type Mirau (Figure 2.20-b).

Le fonctionnement d'un objectif Mirau est illustré dans la figure 2.20-b. Le faisceau incident est séparé en deux parties par la lame séparatrice semi réfléchissante (T). Une partie du faisceau (1) part vers l'échantillon (O) et l'autre partie (2) vers le miroir de référence (V). Les deux faisceaux renvoyés par l'échantillon et par le miroir, sont recombinaés par la lame séparatrice (T) et envoyés vers l'objectif (Ob). Leurs interférences sont observées dans le plan image.

Le gros avantage d'un objectif Mirau est le fait qu'il soit plus compact qu'un objectif Linnik.

Avec chaque type d'objectif, on peut régler l'orientation du miroir de référence pour incliner les franges, et faire varier à l'aide d'une mollette la différence de chemin optique

entre les deux faisceaux. Sur le Linnik, il existe un bouton pour obturer le miroir de référence, permettant des prises de vue directe de l'échantillon (images sans franges d'interférence).

Deux objectifs x 10 (ON=0,25) et x 40 (ON=0,6) sont disponibles avec ce nouveau système (voir paragraphe 1.3 Source de lumière).

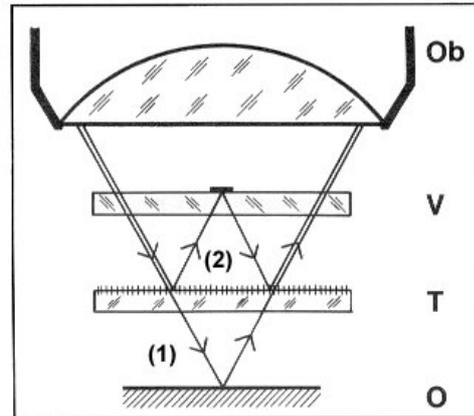


Figure 2.20 : (a) Photo du microscope LEICA DMR-X (b) Principe de fonctionnement d'un objectif Mirau.

1.3. Source de lumière

Les sources d'éclairage intégrées dans les deux microscopes sont de type Köhler [68].

Pour le microscope LEITZ, une lampe à incandescence a été utilisée pour toutes les mesures, avec une longueur d'onde moyenne de l'ordre de $\lambda_{\text{moy}}=610$ nm.

Pour le microscope LEICA DMR-X, la source de lumière est une lampe halogène, couplée avec quatre filtres interférentiels dont les longueurs d'ondes moyennes sont indiquées dans le tableau 2.1.

La résolution latérale d'un système optique est donnée par la relation suivante :

$$r = \frac{0,61\lambda}{n \sin \alpha} = \frac{0,61\lambda}{ON} \quad (\text{Eq.2.47})$$

où λ est la longueur d'onde de la source de lumière, α l'angle d'ouverture et n l'indice du milieu entre l'objectif et l'échantillon. La constante $n \sin \alpha$ est souvent appelée ouverture numérique (ON) de l'objectif [68].

Les caractéristiques des deux objectifs Linnik (x 10 et x 50) et Mirau (x 10 et x 40) sont résumées dans le tableau 2.1.

Objectif	Type de lumière	λ_{moy} (nm)	Ouverture Numérique	Résolution latérale (μm)
Linnik x 10	Lumière blanche [$\lambda_1=350$ nm, $\lambda_2=1000$ nm]	610	0,18	2,07
Linnik x 50	Lumière blanche [$\lambda_1=350$ nm, $\lambda_2=1000$ nm]	610	0,85	0,44
Mirau x 10	Vert	496	0,25	1,21
	Bleu	450		1,54
	Rouge	632		1,10
	[$\lambda_1=400$ nm, $\lambda_2=700$ nm]	520		1,27
	Lumière blanche [$\lambda_1=350$ nm, $\lambda_2=1000$ nm]	610		1,50
Mirau x 40	Vert	496	0,6	0,50
	Bleu	450		0,46
	Rouge	632		0,64
	[$\lambda_1=400$ nm, $\lambda_2=700$ nm]	520		0,53
	Lumière blanche [$\lambda_1=350$ nm, $\lambda_2=1000$ nm]	610		0,62

Tableau 2.1 : Les caractéristiques des deux objectifs Linnik et Mirau.

1.4. L'élément piézo-électrique

Dans les divers domaines d'application de l'interférométrie optique, les éléments piézo-électriques sont souvent utilisés dans l'analyse des franges d'interférence. Avant de présenter les caractéristiques de l'élément piézo-électrique propre à notre système de mesures, on commence par donner une description du phénomène de la piézo-électricité.

Les matériaux piézo-électriques sont des diélectriques particuliers qui permettent de transformer l'énergie de déformation élastique en énergie électrique, et inversement. Plus précisément, la piézo-électricité [69] est la capacité de certains matériaux à se polariser lorsqu'ils sont contraints mécaniquement, la charge apparaissant à leur surface étant proportionnelle à la déformation engendrée. L'effet piézo-électrique inverse [69], ce qui nous intéresse dans cette étude, est l'obtention d'une déformation par application d'un champ électrique.

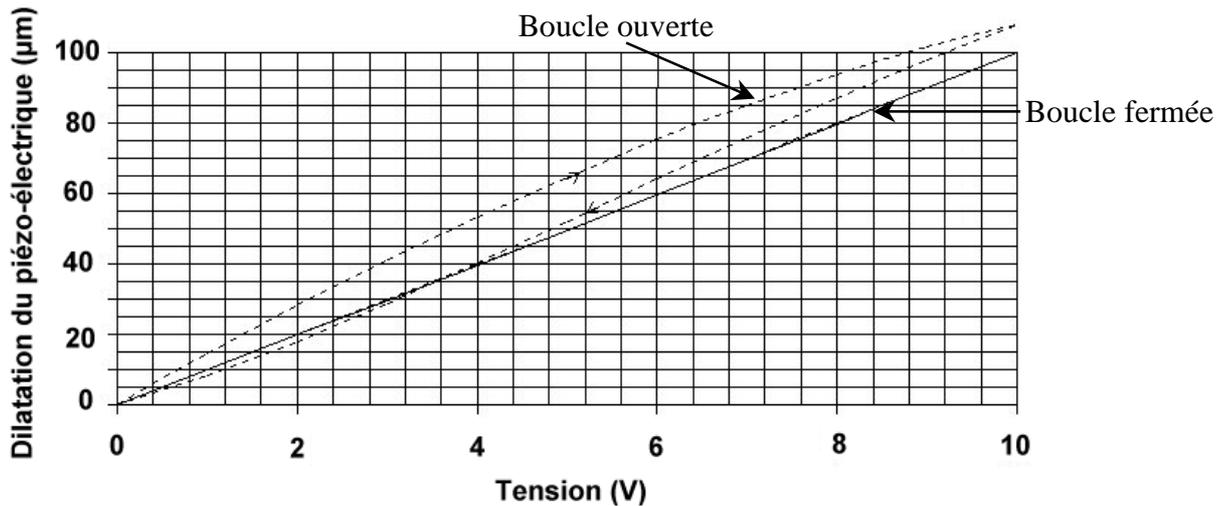


Figure 2.21 : Les courbes de dilatations du piézo-électrique.

La réponse de l'élément piézo-électrique en fonction de la tension appliquée doit être linéaire, cependant elle présente souvent des hystérésis. L'hystérésis est basée sur des effets cristallins de polarisation et le frottement moléculaire. Pour diminuer cette effet, notre élément piézo-électrique de type PIFOC de la société PI (Physik Instrumente) est équipé d'un capteur de position dont le rôle est de transmettre les données concernant tout déplacement vertical au contrôleur de position. Celui ci les compare avec les données initiales et compense toutes les dérives. Ce type de piézo-électrique, équipé d'un système d'asservissement (*boucle fermée*), est un outil idéal pour les applications qui demandent une bonne linéarité, répétitivité, précision et une stabilité de la position dans le temps [70] (Figure 2.21).

Comme le montre la courbe de la figure 2.22, le pourcentage d'hystérésis dans le domaine des tensions d'alimentation propre à notre piézo-électrique dépasse de peu 0,1 % [70].

Pour les éléments piézo-électriques standards (*boucle ouverte - non asservi*) (Figure 2.21), par exemple ceux utilisés dans les systèmes AFM1 et AFM2 (voir chapitre 1), il faut veiller à une calibration régulière sous peine d'obtenir des surfaces "tordues", corrigées la plupart du temps par l'application des filtres. Par contre, le problème majeur rencontré quand on travaille avec des systèmes commerciaux (par exemple les systèmes AFM1 et AFM2) est le fait de ne pas avoir accès à la définition des filtres (dû au secret industriel). On arrive à « corriger » facilement les surfaces, par contre l'interprétation de la mesure reste une autre chose !

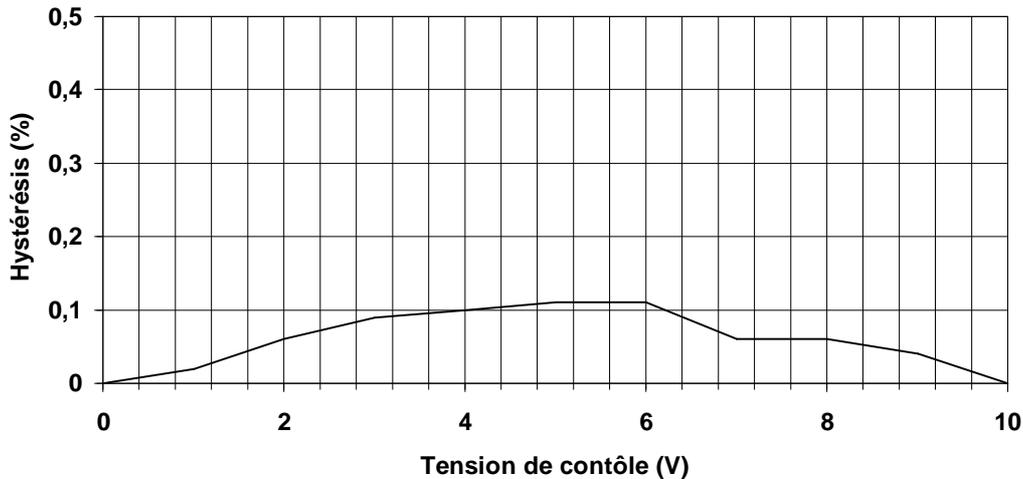


Figure 2.22 : Le phénomène d'hystérésis.

La platine de contrôle piézo-électrique (type PIFOC) a une résolution axiale de 10 nm sur une dynamique de 100 μ m. Elle contrôle le déplacement verticale de l'élément piézo-électrique de deux manières. Soit manuellement avant de commencer les mesures pour évaluer la dynamique (la distance parcouru par le piézo-électrique entre l'apparition des franges d'interférence et leur disparition). Soit automatiquement par l'intermédiaire d'un port série RS-232-C qui reçoit les instructions de commande de l'ordinateur.

1.5. Platine motorisée

Des platines de précision motorisées (platine 462-XY en acier et ACTUATOR série 850G fabriquée par la société *MICRO-CONTROLE*) permettent des déplacements latéraux (XY) pouvant atteindre 25 mm. Ce type de table de positionnement bénéficie actuellement d'un contrôle plus fin grâce aux progrès en micromécanique et en microélectronique.

Les déplacements XY sont gérés par un contrôleur type MM4006 qui permet de communiquer directement avec l'ordinateur à l'aide du port de communication série RS-232-C. On peut déplacer un échantillon, soit en utilisant les boutons de positionnement manuel, soit à l'aide d'un programme sous LabView (logiciel "CPM-1,1").

2. Partie acquisition et traitement des données

Le dispositif informatique permet le contrôle et l'automatisation du système de mesure. Il comprend un ordinateur équipé d'un microprocesseur Pentium III 1GHz (256 Mo

de RAM), une carte d'acquisition d'images NI IMAQ 1408 qui permet la numérisation du signal vidéo venant de la caméra CCD, une carte d'acquisition DAQ NI PCI-M10 16XE10 nécessaire pour effectuer le contrôle du piézo-électrique, notre logiciel "CPM-1,1" et le logiciel de traitement de données Mountains Map.

Nous présenterons brièvement les deux logiciels ("CPM-1,1" et Mountains Map) afin de préciser quelques fonctions largement utilisées pour exploiter les données expérimentales (voir chapitres 3, 4 et 5).

2.1. Logiciel "CPM-1,1"

Le logiciel principal "CPM-1,1", assure la gestion des différentes méthodes de mesures par interférométrie optique développées dans la partie B. Il est totalement automatisé grâce à l'utilisation d'un langage de programmation graphique G, de l'environnement LabView (Laboratory Virtuel Instrument Engineering Workbench).

LabView est centré autour du principe d'instrument virtuel [71] [72] [73]. Une application sous forme d'un instrument virtuel (VI pour Virtuel Instrument) de mesure est composée de deux parties :

La première partie, partie interne de l'instrument virtuel [71], représente l'algorithme du programme décrit sous forme d'un diagramme 'flot' de données en langage G.

La deuxième partie, partie visible de l'instrument, appelée face avant [71] est constituée de l'interface utilisateur. Elle réalise l'affichage des résultats et permet de changer les paramètres de l'instrument. La face avant du logiciel "CPM-1,1" est montrée dans la figure 2.23.

Le logiciel "CPM-1,1" se compose de deux parties principales. D'une part, la barre des menus, activée par l'intermédiaire de la souris, permet d'avoir accès à plusieurs menus. Et d'autre part, les fenêtres de contrôle des paramètres optiques (Figure 2.23).

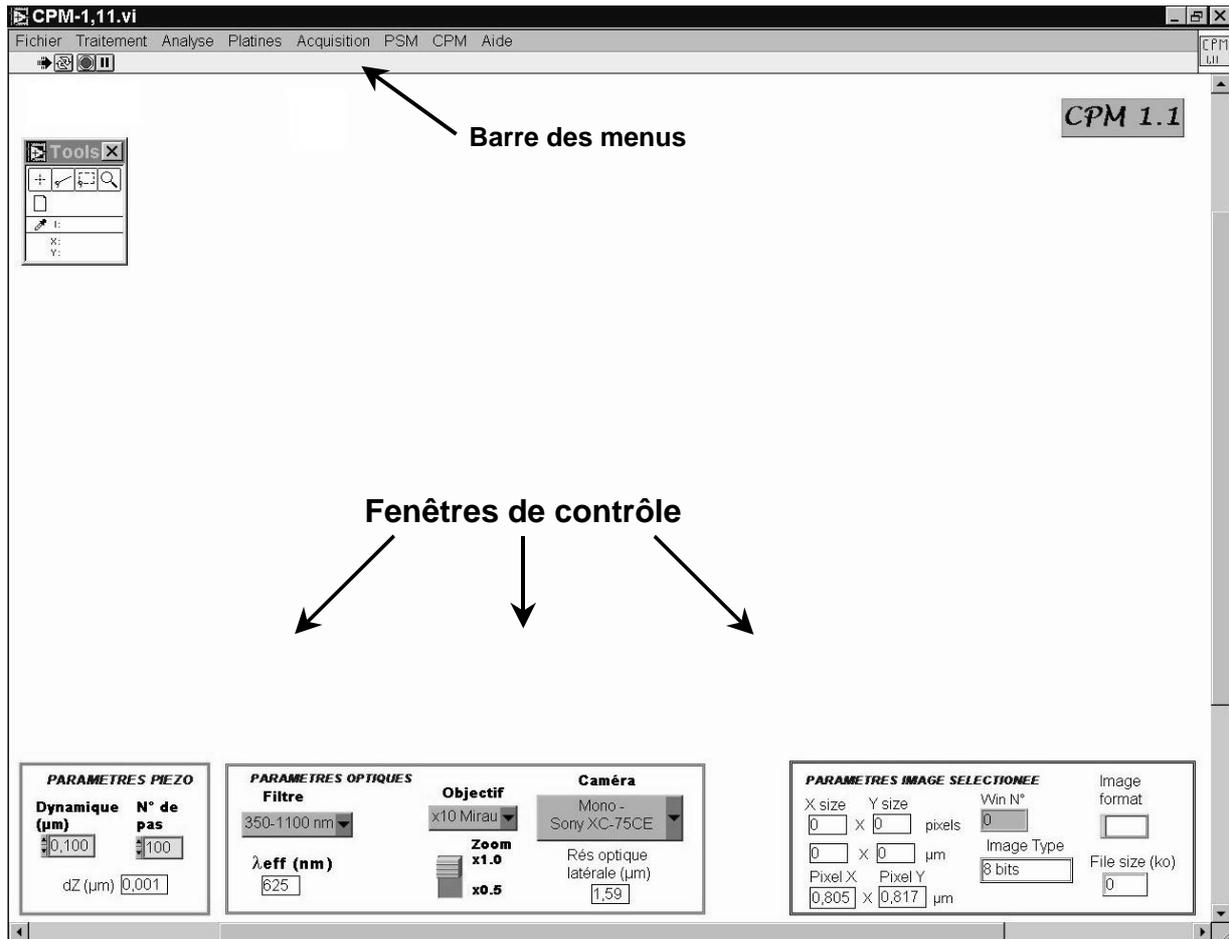


Figure 2.23 : La face avant du logiciel principal “CPM-1,1”.

2.1.1. Fenêtres de contrôle

Le logiciel “CPM-1,1” comporte trois fenêtres de contrôle (Figure 2.23) qui permettent d’introduire et de visualiser les paramètres nécessaires à l’exécution de chaque programme.

- La fenêtre « *Paramètres piézo* » permet d’entrer manuellement la dynamique (en μm) évaluée à l’aide du contrôleur piézo et le nombre de pas. En effet, la dynamique représente la distance (Z) parcourue par l’élément piézo-électrique entre l’apparition des franges d’interférence et leur disparition de l’écran (pour les techniques de PFSM, de CPM, de démodulation et de FSA).
- La fenêtre « *Paramètres optiques* » permet de choisir le filtre interférentiel, l’objectif et la caméra utilisés pour chaque mesure.
- La fenêtre « *Paramètres image sélectionnée* » permet de visualiser les caractéristiques d’une image, à savoir la taille, le format, le type et ses dimensions.

2.1.2. La barre des menus

La barre des menus est répartie en huit menus comme l'indique la figure 2.24. Chaque menu contient un ensemble de programmes.

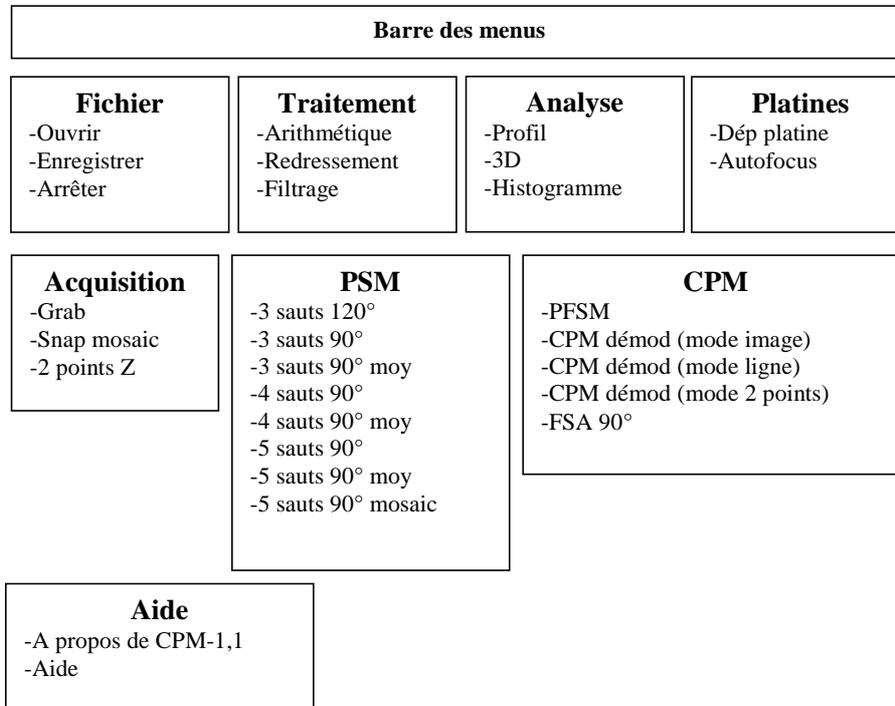


Figure 2.24 : Les 8 différents menus de la barre des menus.

- Le menu « Fichier »

- La fonction '**Ouvrir**' permet d'ouvrir un fichier image.
- La fonction '**Enregistrer**' permet de sauvegarder un fichier image sous différents formats (tif, bmp, aipd et txt).
- La fonction '**Arrêter**' permet d'arrêter le programme principale ("CPM-1,1").

- Le menu « Traitement »

- La fonction '**Arithmétique**' permet de changer le format (tif, bmp, aipd et txt) et le type (8 bits, 16 bits, Float et RGB chunky) d'une image. Elle assure aussi l'addition, la soustraction, la multiplication et la division d'une image par une constante.
- La fonction '**Redressement**' permet de supprimer la pente artificielle d'une surface.

- La fonction '**Filtrage**' propose un ensemble de filtres disponibles dans la bibliothèque de LabView 5.1, comme le filtre passe-bas et le filtre médian par exemple pour diminuer le bruit.

- **Le menu « Analyse »**

Les fonctions de ce menu sont classiques, rencontrées dans la plupart des systèmes d'imagerie.

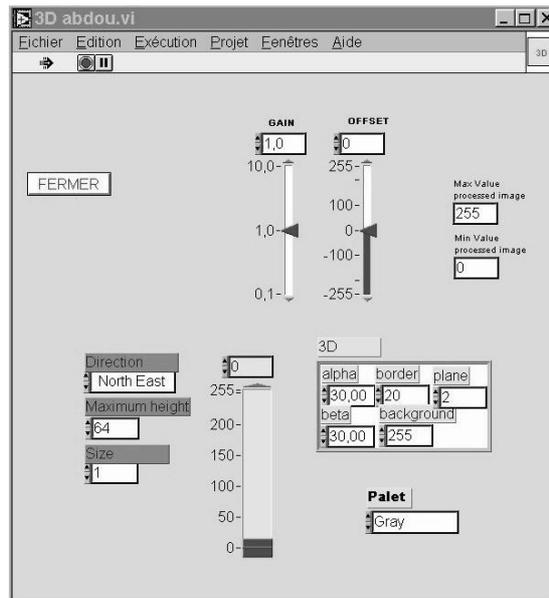


Figure 2.25 : La fonction '3D' du menu « Analyse ».

- La fonction '**3D**' permet de tracer une représentation tridimensionnelle du relief mesuré. En effet, la représentation 3D donne une meilleure idée du relief à l'utilisateur. Une large sélection des paramètres 3D (les angles de présentation, la palette des couleurs, l'orientation des images, ...) permet d'améliorer la présentation des images (Figure 2.25).
- La fonction '**Profil**' permet d'effectuer sur une image plusieurs types de profil et de les enregistrer sous forme de fichier Excel (Figure 2.26). Le profil du relief s'obtient le long d'une ligne droite reliant deux points choisis par l'opérateur sur l'image.
- La fonction '**Histogram**' calcule la répartition des niveaux de gris dans une image.

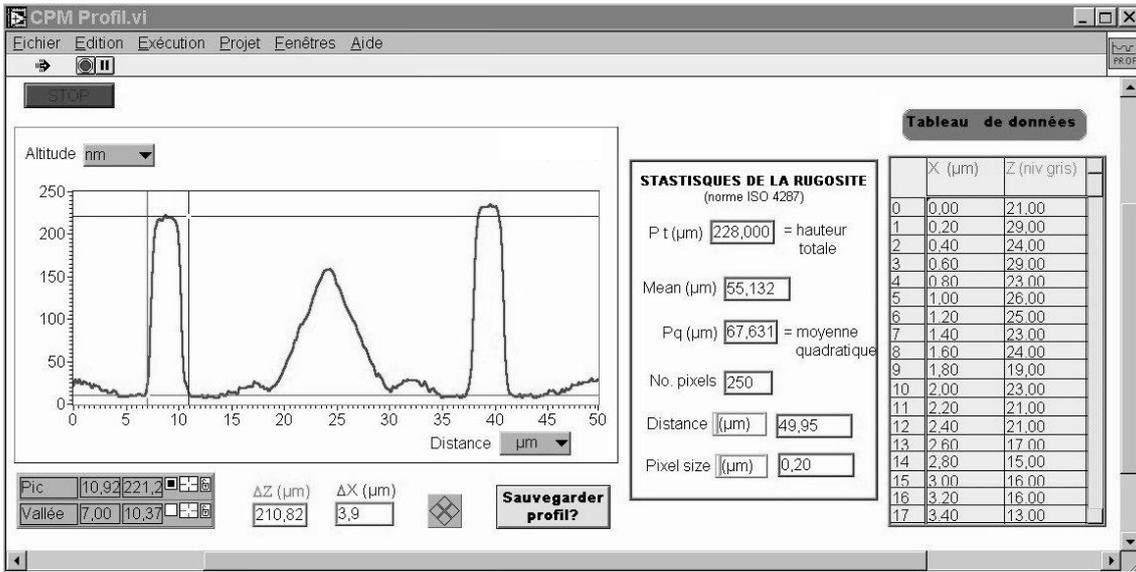


Figure 2.26 : La fonction 'Profil' du menu « Analyse ».

- **Le menu « Platines »**

Ce menu contient une seule fonction appelée '*Dép Platine*'. Elle permet de contrôler les déplacements XY automatiquement par l'intermédiaire de l'interface série RS-232-C. On peut, en fixant un point d'origine, gérer les différents déplacements XY de l'échantillon.

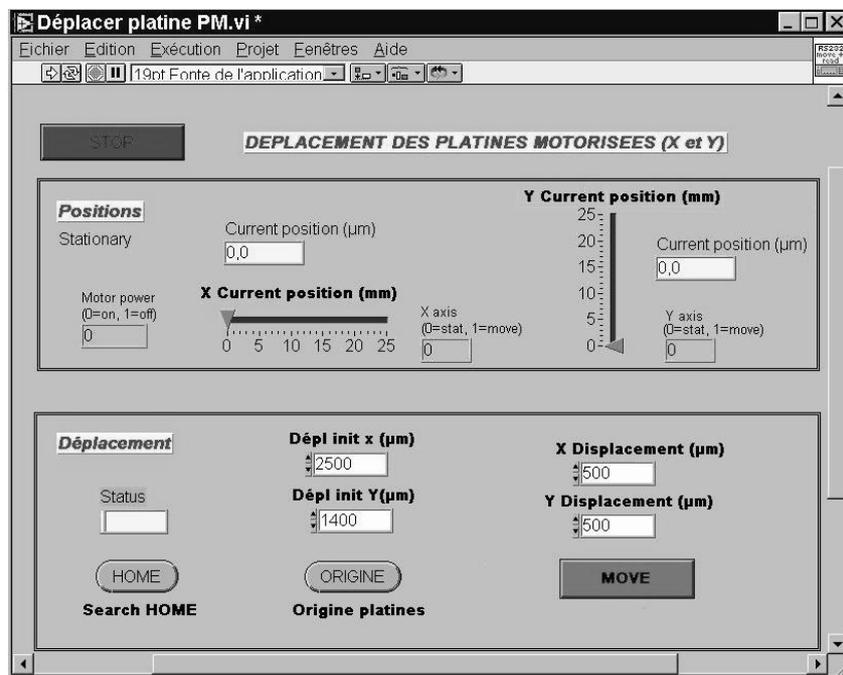


Figure 2.27 : La fonction 'Dép Platine' du menu « Platines ».

- **Le menu « Acquisition »**

La fonction '*Grab*' permet de choisir la taille de l'image résultat. Elle représente une étape principale avant le lancement d'une mesure. On peut choisir une taille de l'image égale à :

- 1- 256 pixels x 256 pixels (petite taille),
- 2- 760 pixels x 572 pixels (grande taille),
- 3- ou directement par le curseur à partir de l'image.

- **Le menu « PSM »**

Dans ce menu, plusieurs exemples de la microscopie à sauts de phase sont utilisés (Figure 2.24).

- **Le menu « CPM »**

Plusieurs programmes basés sur les méthodes détaillées dans la partie B sont utilisées. Par exemple, trois modes de la technique de démodulation sont présentés : le mode image (voir chapitres 4 et 5), le mode profil (voir chapitres 4 et 5) et le mode deux points (voir chapitre 5). Le résultat de la mesure peut être respectivement une image en niveaux de gris, un profil d'altitude ou un profil d'intensité.

- **Le menu « Aide »**

Ce menu, comme son nom l'indique, comporte un ensemble d'instructions et de consignes nécessaires pour assurer le bon fonctionnement du système.

2.2. Le logiciel "Mountains Map"

Dans le but de tirer le maximum d'informations possible du traitement des images PSM et CPM, notre système est équipé du logiciel Mountains Map (version 3.2) de la société Digital Surf. Ce logiciel est dédié aux applications de métrologie dimensionnelle. Il contient un grand nombre d'outils métrologiques permettant l'analyse de l'état de surface à la fois en 3D et 2D. On peut calculer, par exemple, des paramètres tels que la rugosité, l'ondulation, la forme et la hauteur d'une marche à la fois sur les surfaces et les profils.

Mountains Map est conforme aux normes ISO sur l'analyse des états de surfaces.

L'utilisation de Mountains Map pour traiter les images PSM, CPM et AFM2 (voir chapitre 1) se limite à trois opérations :

- Le redressement d'une surface qui représente la première étape nécessaire avant de commencer à traiter les images. Cet opérateur permet la suppression de la pente artificielle

d'une surface. Cette pente artificielle provient d'une éventuelle inclinaison du miroir de référence par rapport à la surface de l'échantillon (voir partie A du chapitre 2).

- le calcul de la rugosité quadratique moyenne (R_q) sur une image (ou bien sur une partie d'une image)

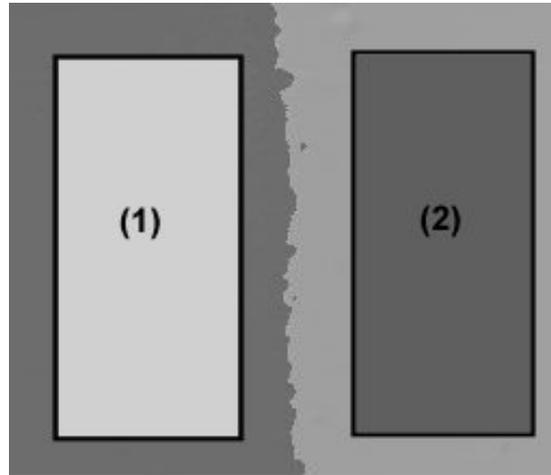


Figure 2.28 : Mesure de la hauteur d'une marche avec le logiciel Mountains Map.

- la mesure d'une hauteur de marche sur une surface. Cette étude permet d'évaluer la différence de hauteur entre deux plans tracés sur la surface. A l'aide d'un ensemble de boutons de la barre d'outil, on peut cliquer sur l'image avec la souris pour entourer deux zones de l'image l'une en bas de la marche (1) et l'autre en haut (2) (Figure 2.28). Cette valeur de la hauteur est plus précise (moyenne) que celle prise sur un profil parce qu'elle prend en compte un grand nombre de points.

Partie D : Première approche pour comprendre les erreurs de mesures

Dans la partie D, nous présentons une étude (première approche) des sources d'erreurs capables de diminuer la précision des mesures pendant une étude expérimentale.

Lors de l'utilisation des techniques d'analyse de relief de surface, une question s'impose : comment être sûr que les mesures sont réellement associées au "vrai" relief de la surface de l'échantillon [74] ? Mon expérience m'a montré que l'on peut avoir des surprises, surtout quand on mesure des étalons. Des erreurs d'origines différentes peuvent fausser les mesures quelle que soit la technique utilisée (le stylet classique, l'AFM, la PSM, ...).

Avec cette première approche, nous avons constaté la difficulté d'énumérer toutes les erreurs qui peuvent intervenir dans les différentes mesures faites en microscopie interférométrique. D'une manière générale, nous pouvons identifier trois catégories d'erreurs : les erreurs systématiques, aléatoires et accidentelles. Nous savons qu'il est impossible d'éliminer complètement de telles erreurs, comme il n'existe pas de condition idéale pour faire une mesure [74] ; il reste néanmoins la possibilité d'intervenir à l'aide d'un ensemble de méthodes permettant de les minimiser.

1. Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont des erreurs reproductibles reliées à leur cause par une loi physique, donc susceptibles d'être éliminées par des corrections convenables[75]. Généralement ces erreurs posent le moins de problèmes à cause de leur caractère déterministe.

Dans cette catégorie des erreurs systématiques, nous pouvons énumérer les erreurs liées aux différents éléments optiques qui constituent le microscope (le miroir de référence, la source de lumière, l'objectif, ...), au changement de phase introduit par l'élément piézo-électrique et aux algorithmes qui sont utilisés pour faire les mesures (les algorithmes de PSM).

1.1. Erreurs liées au système de mesure

Dans cette partie, nous nous intéressons spécialement aux erreurs dues aux défauts de surface dans le miroir de référence [76] et au mode d'éclairage utilisé.

1.1.1. Miroir de référence

Toutes les mesures de relief faites en microscopie interférométrique sont déterminées par rapport au miroir de référence. Pour diminuer les erreurs liées à la présence de défauts dans le miroir de référence, il faut que sa surface soit la plus plate possible.

Si la surface du miroir de référence révèle une rugosité totale de " $R_t(\text{réf})$ ", cette rugosité est ajoutée à celle de la surface test " $R_t(\text{test})$ " pour donner la rugosité mesurée " $R_t(\text{mes})$ " [77]. Si nous voulons effectuer des mesures nanométriques, il faut vérifier que $R_t(\text{réf}) < 2.R_t(\text{test})$ [77]. Pour les objectifs Mirau du microscope LEICA DMR-X, $R_t(\text{réf})$ peut atteindre jusqu'à 15 nm par endroit.

Pour le microscope LEITZ, l'analyse de la surface du miroir de référence a donné une rugosité $R_t(\text{réf})$ de l'ordre de 4 nm. De plus l'état de la surface est dégradé dans certains

endroits. En effet, nous observons des rayures. Par conséquent il faut chercher une zone propre pour effectuer des mesures précises.

Parce que le miroir de référence joue un rôle principal dans la précision d'une mesure, un moyen pour améliorer la précision des mesures serait soit d'utiliser des techniques pour enlever ces erreurs [77], soit de le remplacer par un miroir d'une qualité supérieure.

La présence de la poussière, en particulier pour le microscope LEITZ, vient s'ajouter aux autres erreurs car l'ensemble du système n'est pas isolé dans une chambre blanche. La poussière ne pose pas de problème particulier pour le microscope LEICA DMR-X puisque le miroir de référence est caché (voir Partie C).

1.1.2. Source de lumière

Nous distinguons deux types d'erreurs liées au mode d'éclairage :

- la forme conique de la lumière puisque nous utilisons un éclairage de type Köhler,
- la différence entre la longueur d'onde de la source d'éclairage (λ) et la longueur d'onde effective (λ_{eff}) employée dans les algorithmes PSM.

La forme en "cône" de la lumière à chaque point pose un problème lorsqu'on mesure une hauteur de marche. La présence des zones d'ombre donne naissance à des artéfacts de mesures localisés sur le bord de la marche (voir chapitres 4 et 5). Ces artéfacts s'expliquent par la confusion d'informations en présence de zones d'ombre. Comme le montre la figure 2.29, le capteur CCD ne peut pas récupérer la totalité de la lumière réfléchiée par la surface de l'échantillon, une partie des rayons réfléchis va se perdre loin du capteur. Ce problème de zones d'ombre est rencontré dans les deux techniques de PSM et CPM.

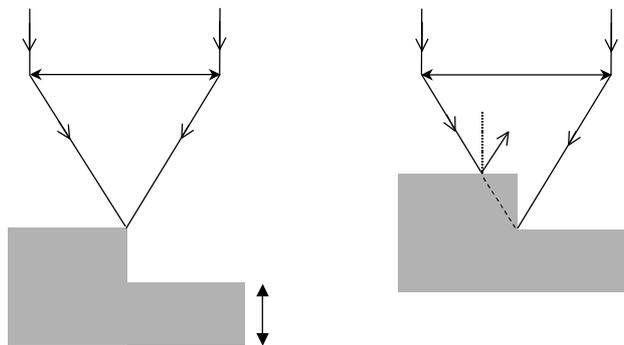


Figure 2.29 : Effet d'ombre expliqué par la forme en "cône" de la lumière incidente.

Une autre erreur est liée à la longueur d'onde effective (λ_{eff}) utilisée dans les algorithmes de PSM. En effet, ces algorithmes basés sur le calcul de la phase (ϕ) sont très sensibles à la longueur d'onde λ car lors de la reconstruction du relief de la surface il faut passer par la formule :

$$H(x, y) = \frac{\phi(x, y)\lambda\beta}{4\pi} = \frac{\phi(x, y)\lambda_{eff}}{4\pi} \quad (\text{Eq.2.48})$$

où $H(x, y)$ est l'altitude relative à un point de coordonnées (x,y) comparée avec le miroir de référence et β est une constante liée à l'ouverture numérique (ON) de l'objectif interférentiel du microscope. L'altitude $H(x, y)$ est multipliée par le facteur β pour corriger les erreurs dues à la forme conique de la lumière. Cette constante β peut être calculée par différentes méthodes [78] [79] [80] [81].

Pour prendre en compte la contribution des différents composants optiques du système, il est préférable de mesurer la longueur d'onde λ_{eff} expérimentalement à l'aide de la technique CPM (voir chapitres 2 et 5), car les méthodes basées sur un modèle théorique s'appliquent seulement à des systèmes bien définis.

Un ensemble typique des franges d'interférence, pour un pixel donné, obtenu avec un échantillon de silicium est montré dans la figure 2.30. La distance qui sépare les deux plus hauts pics représente la moitié de la longueur d'onde effective.

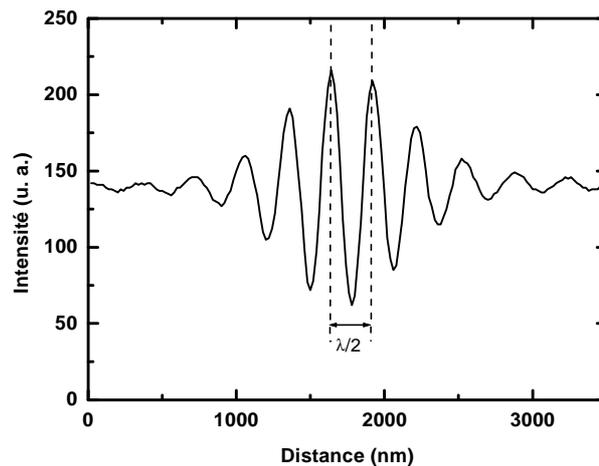


Figure 2.30 : Calcul de la longueur d'onde effective " λ_{eff} ".

1.2. Erreurs de changement de phase de l'élément piézo-électrique

Dans les divers domaines d'application de l'interférométrie optique, on essaye toujours de déterminer la phase avec une haute précision car elle représente l'information principale recherchée dans l'analyse des franges d'interférence. Plusieurs sources d'erreurs sont à prendre en compte pour bien évaluer cette précision. Dans cette partie, nous présentons les erreurs de changement de phase de l'élément piézo-électrique et celles de l'algorithme PSM.

1.2.1. Erreurs de piézo-électrique

La réponse du piézo-électrique en fonction de la tension appliquée doit être linéaire, cependant elle présente des hystérésis (en boucle ouverte). Notre piézo-électrique est équipé d'un système d'asservissement basé sur une boucle fermée permettant de diminuer cet effet (voir Partie C).

Par exemple si nous utilisons la technique PSM à 5 sauts de 90° , la dilatation totale de la platine piézo-électrique est inférieure à 400 nm. Le pourcentage d'hystérésis, dans le domaine des tensions d'alimentation propre à notre piézo-électrique, ne dépasse pas 0,1 %.

1.2.2. Effet de l'algorithme

Le problème de la linéarité entre deux sauts de phase joue un rôle essentiel dans les techniques à sauts de phase. On trouve dans la littérature plusieurs comparaisons d'algorithmes de PSM en se basant sur des simulations ou sur des mesures expérimentales pour déterminer l'algorithme qui réduit au minimum les erreurs de la non-linéarité de changement de phase [82] [83] [84] [85] [86].

Pour illustrer cette erreur, on prend un échantillon plat de Si amorphe. L'état de sa surface a été mesuré par deux techniques, la PSM à 3 sauts de 90° et la PSM à 5 sauts de 90° , sans corriger les discontinuités dues au calcul de la fonction "arctangente" [87]. La technique à 5 sauts donne une pente plus proche de la courbe théorique représentée par une droite entre chaque saut de 2π , par contre la technique à 3 sauts montre une courbure positive (Figure 2.31).

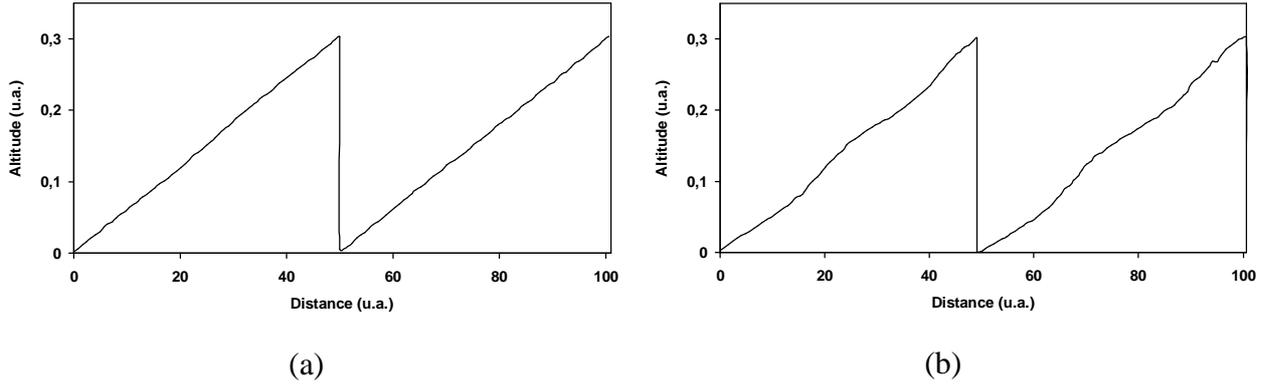


Figure 2.31 : (a) Technique à 5 sauts de 90° , (b) Technique à 3 sauts de 90° .

Pour la technique à 5 sauts de 90° et comme nous l'avons montré dans la partie B, la phase est donnée par l'expression suivante :

$$\tan \phi = \frac{I_2 - I_4}{(2I_3 - I_5 - I_1)} \quad (\text{Eq.2.49})$$

Si on suppose que le piézo-électrique est bien contrôlé pour donner un saut de phase avec une erreur très faible ε (le saut de phase sera égale à $\frac{\pi}{2} + \varepsilon$ au lieu de $\frac{\pi}{2}$). La différence de phase obtenue pour une première approximation est [55] :

$$\tan \phi' = \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2}\right) \tan \phi \quad (\text{Eq.2.50})$$

L'erreur sur la valeur de ϕ est donnée par [55] :

$$\Delta\phi = \phi' - \phi = \frac{\varepsilon^2}{4} \sin^2 \phi \quad (\text{Eq.2.51})$$

Une déviation de 2° dans le saut de phase à partir de sa valeur 90° donne une erreur sur la différence de phase de $\pm 0,02^\circ$.

Plusieurs techniques permettent de résoudre ce problème de non-linéarité entre deux sauts de phase [82] [83] [84] [85] [86], la technique à cinq sauts est la plus proche du cas idéal sans pour autant donner naissance à d'autres erreurs.

2. Les erreurs aléatoires

Les erreurs aléatoires sont des erreurs non reproductibles qui obéissent à des lois statistiques. Elles posent un problème plus sérieux que les erreurs systématiques car, par définition, il est impossible de corriger des erreurs qui varient d'une façon imprévisible [75].

Dans cette catégorie des erreurs aléatoires, nous pouvons énumérer les erreurs dues aux bruits du capteur CCD, à la numérisation du signal détecté et aux perturbations du milieu extérieur.

2.1. Milieu extérieur

Les franges d'interférence constituent la source principale d'informations à la base du développement de toutes les techniques d'interférométrie. Elles sont très sensibles aux perturbations extérieurs :

- les turbulences de l'air,
- les vibrations du milieu extérieur,
- la variation de la pression et de la température,
- la présence de la poussière, etc.

2.2. Bruit du capteur CCD

Les mesures en interférométrie optique sont souvent perturbées par les bruits des différents éléments représentant la chaîne d'acquisition et de traitement de données. Il existe plusieurs sources de bruit dans un capteur CCD (le bruit thermique, le bruit en $1/f$, le bruit de forme fixe, le bruit de reset, etc.) [88]. Nous nous limitons à l'étude des sources du bruit de forme fixe (*FPN* pour "fixed pattern noise") et du bruit total de lecture (B_t).

Les bruits fixes sont souvent prépondérants mais peuvent être réduits par traitement informatique. C'est pour cette raison qu'on essaye de développer des algorithmes permettant de les limiter, sachant qu'il est impossible de les éliminer complètement.

Le moyennage numérique est une méthode qui nous a permis d'améliorer la qualité de nos images. Elle consiste à acquérir plusieurs images d'un même interférogramme et à calculer la moyenne suivant des algorithmes bien spécifiques [47] (Figure 2.32).

Le moyennage a pour but de supprimer le bruit du fond dans les images lors du processus d'acquisition [47]. Chaque image est stockée temporairement dans le disque dur et restituée après traitement du moyennage afin de constituer les différents interférogrammes (par exemple 5 interférogrammes pour la technique PSM à cinq sauts de phase) nécessaires à la méthode de modulation de phase.

En pratique, un moyennage numérique sur 10 images représente le meilleur compromis entre le temps d'acquisition et l'atténuation du bruit.

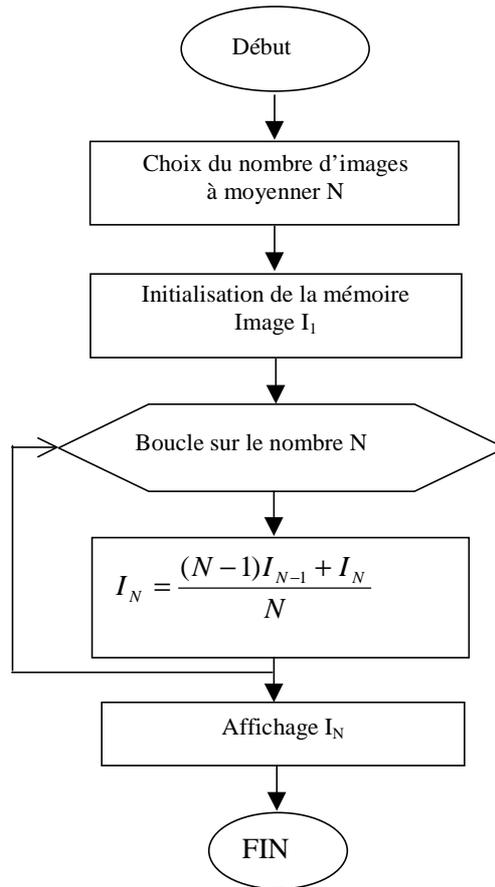


Figure 2.32 : Algorithme du moyennage numérique.

Pour évaluer expérimentalement les erreurs liées à notre caméra CCD, avec l'aide de B. Casadei (Thésard GOA - PHASE) nous avons fait une analyse statistique d'un ensemble d'images. Pour ce faire, une série de 30 images dans l'obscurité ont été enregistrées. Nous avons mesuré le bruit total de lecture (B_t) et le bruit de motif fixe (FPN) dont les valeurs moyennes sont données par (1^{ère} colonne du tableau 2.2) : $B_t=0,56$ NDG et $FPN=0,04$ %.

Le même calcul a été refait après 4 heures de chauffe, afin de vérifier qu'il n'avait pas de déviations très marquées des bruits. En observant les valeurs reportées dans la deuxième colonne du tableau 2.2 ci-dessus, il est visible qu'une variation inférieure à 5 % a été observée pour le B_t ce qui est négligeable.

Normalement le FPN , qui présente la particularité de donner naissance à des motifs fixes dans l'image [88], ne doit pas varier, sa variation est probablement due au courant d'obscurité.

Calcul de (B_t, FPN) à $t=0$	Calcul de (B_t, FPN) à $t=4$ heures
Bruit total (B_t)	
$B_t=0,56$ NDG	$B_t=0,59$ NDG
Bruit du motif fixe (FPN)	
$FPN=0,04$ %	$FPN=0,05$ %

Tableau 2.2 : Valeurs expérimentales du bruit de lecture et du bruit spatial fixe à partir du traitement de 30 images.

Le rapport signal à bruit, RSB , est donné par la formule suivante :

$$RSB=20\log\left(\frac{V_{sortie}}{B_t}\right)\approx 53dB \quad (\text{Eq.2.52})$$

Nous remarquons que la valeur expérimentale du rapport signal à bruit est proche de celle donnée par le constructeur ($RSB=54dB$).

Le RSB est souvent représenté avec une échelle logarithmique appelée décibels (dB). Une forte valeur du RSB implique une forte confiance attribuée aux valeurs mesurées [89].

2.3. La numérisation du signal

La numérisation est un procédé de codage de l'information qui se fait par des chiffres en mode binaire. En général, c'est la transformation d'un signal analogique (Figure 2.33) en signal numérique (Figure 2.33). Un signal analogique est un signal qui varie de façon continue. L'avantage principal apporté par la numérisation des signaux est la possibilité de stockage, de transformation (applications d'algorithmes) et de restitution des données [90]. Le passage d'un type de donnée à l'autre se fait par des convertisseurs Analogique-Numérique (CAN) ou Numérique-Analogique (CNA). Ce passage implique nécessairement une perte d'information.

En effet, la qualité du signal numérique dépend de deux facteurs :

- La fréquence d'échantillonnage. D'après le théorème de Shannon [90], pour pouvoir numériser correctement un signal, il faut échantillonner à une fréquence double (ou supérieure) de la fréquence du signal analogique que l'on échantillonne. Plus cette fréquence est grande, plus le signal numérique sera fidèle à l'original.
- Le nombre de bits " n " utilisé pour coder l'information. Plus celui-ci est grand, meilleure est la qualité du signal.

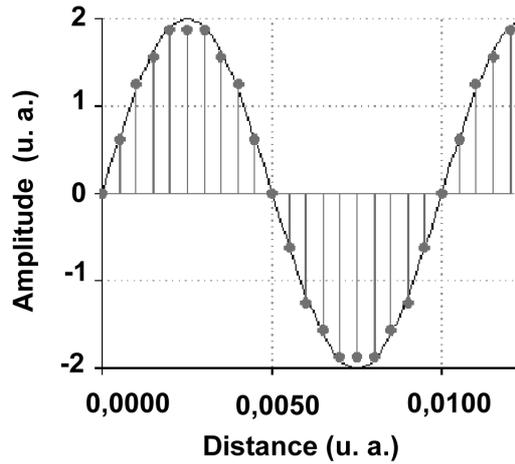


Figure 2.33 : Signal analogique - Signal numérique.

Le signal analogique qui sort de la caméra CCD est transformé en signal numérique par un convertisseur CAN qui se trouve dans la carte d'imagerie (voir Partie C). Ce convertisseur introduit une nouvelle source de fluctuations aléatoires [88] due à l'opération de numérisation de données appelée bruit de quantification (B_q).

Le B_q est calculé à partir de la relation suivante :

$$B_q = \frac{q}{\sqrt{n}} = 0,36NDG = 1,410^{-3}V \quad (\text{Eq.2.52})$$

avec $q = \frac{V_{\text{sortie}}}{2^n} = 3,910^{-3}V = 1NDG$ le quantum de conversion du convertisseur exprimé en niveau de gris (NDG), $V_{\text{sortie}} = 1V$ la tension maximale de sortie de la caméra et n le nombre de bits utilisé pour la numérisation ($n=8$ bits).

3. Les erreurs accidentelles

Les erreurs accidentelles résultent d' une fausse manœuvre, d' un mauvais emploi ou d' un dysfonctionnement de l' appareil. Elles ne sont généralement pas prises en compte dans la détermination de la mesure et très peu signalées ou traitées dans la littérature.

Remarque

Les difficultés que l'on peut rencontrer quand on veut mettre en œuvre une expérience se manifestent par trois catégories d'erreurs : systématiques, aléatoires et accidentelles. Mais récemment, des chercheurs ont commencé à se poser des questions sur une éventuelle relation

entre l'intention et/ou la conscience de l'expérimentateur et le résultat de l'expérience [74] [91]. Puisque l'expérimentateur fait partie de l'expérience, on ne peut pas les séparer.

4. Performances d'une méthode interférométrique

Les performances d'une méthode interférométrique sont caractérisées par deux paramètres : la précision et la reproductibilité.

La précision est un paramètre lié à la technique de mesure employée. Elle représente la grandeur de déviation d'une mesure par rapport à la valeur exacte [76] [90]. Elle dépend essentiellement des paramètres systématiques qui peuvent être contrôlés pour améliorer la précision. Une haute précision implique que la valeur mesurée s'approche plus de la valeur exacte.

La reproductibilité est déterminée par les conditions dans lesquelles s'effectue la mesure. Elle représente la variation des valeurs mesurées par rapport à la valeur moyenne dans un large ensemble de mesures, c'est-à-dire l'habileté à produire la même mesure dans les mêmes conditions de travail [75] [76]. Elle dépend principalement des paramètres aléatoires qui sont difficilement contrôlés. Les erreurs aléatoires ne peuvent être minimisées que par l'achat de systèmes plus sophistiqués (capteur, chambre blanche, dalle flottante, ...).