



HAL
open science

Développement de systèmes de contrôle in situ des propriétés optiques de filtres interférentiels

Séverin Landry Nadji

► **To cite this version:**

Séverin Landry Nadji. Développement de systèmes de contrôle in situ des propriétés optiques de filtres interférentiels. Optique / photonique. Aix Marseille Université, 2018. Français. NNT: . tel-02794833

HAL Id: tel-02794833

<https://theses.hal.science/tel-02794833>

Submitted on 5 Jun 2020

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

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

École Doctorale : Physique et Sciences de la Matière (ED352)
Institut FRESNEL

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de Docteur d'Aix-Marseille Université
Discipline : Optique, Photonique et Traitement d'Image

Développement de systèmes de contrôle *in situ* des propriétés optiques de filtres interférentiels

par

Séverin Landry NADJI

soutenue le 29 mai 2018 devant le jury composé de

Pascal PICART	Université du Maine	Rapporteur
Antoine GOULLET	Université de Nantes	Rapporteur
Anna SYTCHKOVA	ENEA	Examinatrice
Antoine MOREAU	Université Clermont-Auvergne	Examinateur
Philippe DELAPORTE	Aix-Marseille Université	Examinateur
Michel LEQUIME	Institut FRESNEL	Directeur de thèse
Thomas BEGOU	Institut FRESNEL	Co-directeur de thèse
Catherine GREZES-BESSET	CILAS Ariane Group	Co-directrice de thèse

*À ma famille,
mes parents et mes frères et sœurs.*

"La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi!"

Albert EINSTEIN

Remerciements

Cette thèse de doctorat est le fruit de trois années de travail, et donc a constitué une partie très importante de ma vie grâce à laquelle je suis passé du crépuscule de mon ingénuité étudiante à l'aube de ma maturité scientifique. Au cours de cette aventure, j'ai côtoyé des personnes qui ont été un pont entre mon doctorat et moi. Ce sont donc ces personnes que j'aimerais mettre en avant dans ces remerciements.

Pour commencer, je remercie chaleureusement mon directeur de thèse M. Michel LEQUIME avec qui j'ai vraiment été ravi de travailler, car outre son appui scientifique, il a toujours été là pour me soutenir et me conseiller au cours de l'élaboration de cette thèse. Je remercie mes co-directeurs de thèse, M. Thomas BEGOU pour son encadrement et son soutien, et Mme Catherine GRÈZES-BESSET pour son implication dans le cadre du laboratoire commun, le LABTOP, entre l'Institut Fresnel et CILAS ARIANE GROUP.

Je remercie M. Julien LUMEAU, qui a été disponible pour toutes mes demandes allant dans le sens de la réussite de mes travaux, aussi bien dans le cadre scientifique qu'administratif. Je remercie M. Cihan KOC, pour m'avoir entre autres initié à l'utilisation de la machine de dépôt, et aidé pendant les manipulations en veillant sur le bon déroulement des dépôts. Je remercie tous les autres membres de l'équipe RCMO qui de près ou de loin m'ont soutenu à un moment donné, et l'Institut Fresnel pour m'avoir accueilli et mis dans de très bonnes conditions de travail.

Je remercie M. Alain BUSO et M. Francis PAOLI de l'atelier de mécanique pour les pièces façonnées sur-mesure pour mon banc optique, et M. Jean CAYZAC du service informatique pour ses précieux dépannages.

Je remercie tous mes amis de l'institut Fresnel, en particulier M. Mael VIGNAUX, M. Dragan STOJCEVSKI, M. Dam-Bé DOUTI, M. Quentin AILLOUD, M. Alexandre JOËRG, M. Antoine BOURGADE, pour les moments passés ensemble et les services rendus.

J'adresse tous mes remerciements à M. Pascal PICART et à M. Antoine GOULLET, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse. Par la même occasion, je remercie le président de mon jury M. Philippe DELAPORTE, ainsi qu'aux examinateurs Mme Anna SYTCHKOVA et M. Antoine MOREAU.

Je remercie mes amis, grâce à qui j'ai pu trouver un équilibre sain entre le travail et le loisir tout au long de ces trois années. Une mention spéciale pour M. Mathieu FAYE pour nos riches discussions autour de la science qui devenaient souvent très philosophiques, et qui permettaient d'avoir un regard neuf sur différents aspects abordés au cours de nos thèses respectives.

En fin, je remercie ma famille, mes parents et mes frères et sœurs. Leurs attentions et encouragements m'ont accompagné tout au long de ces années.

Sommaire Général

Introduction	1
1 Filtres optiques interférentiels	3
1.1 Présentation générale	4
1.1.1 Les différents procédés de dépôt sous vide	4
1.1.1.1 Dépôt par évaporation classique	5
1.1.1.2 Dépôt par évaporation classique avec assistance ionique	6
1.1.1.3 Dépôt par pulvérisation cathodique magnétron	6
1.1.1.4 Dépôt par pulvérisation ionique assistée	7
1.1.2 Les matériaux utilisés dans la réalisation de filtres optiques interférentiels	8
1.2 Modélisation d'un empilement multicouche	10
1.2.1 Notion d'indice effectif d'un milieu	10
1.2.2 Formalisme des admittances	13
1.2.3 Calcul des coefficients de réflexion et de transmission	14
1.2.3.1 Coefficient de réflexion	14
1.2.3.2 Coefficient de transmission	15
1.2.4 Exemples de fonctions de filtrage	16
1.2.4.1 Le miroir quart d'onde	16
1.2.4.2 Le Fabry-Perot	18
1.2.4.3 L'antireflet simple couche	19
1.2.4.4 Le filtre bord de bande	20
1.2.4.5 Le Filtre de <i>notch</i>	20
1.2.4.6 Les filtres complexes	21
1.3 Conclusion partielle	22
2 Détermination des constantes optiques de matériaux diélectriques	25
2.1 Introduction	26
2.2 Problématique	26
2.3 Modélisation théorique d'un bicouche	29
2.3.1 Cas d'un substrat semi-infini	30
2.3.1.1 Couches faiblement absorbantes	31
2.3.1.2 Vérifications préliminaires	35
2.3.2 Cas d'un substrat fini	36
2.3.2.1 Cas des couches non absorbantes	36

2.3.2.2	Approximation des couches faiblement absorbantes	36
2.3.3	Application au cas particulier de la monocouche	37
2.3.4	Validation de l'hypothèse de faible absorption	39
2.3.5	Cas d'un empilement bicouche	41
2.3.5.1	Ordre k des extrema de transmission	41
2.3.5.2	Calcul de la dispersion d'indice	43
2.3.5.3	Indice de réfraction à la longueur d'onde λ_0	44
2.3.5.4	Coefficient d'extinction	46
2.3.5.5	Dépendance spectrale de l'indice de réfraction	46
2.4	Mise en œuvre expérimentale	47
2.4.1	La machine de dépôt DIBS	47
2.4.2	Le système de contrôle optique <i>in situ</i> large bande	48
2.4.3	Mise en œuvre expérimentale de la méthode	50
2.4.4	Détermination des constantes optiques du Ta ₂ O ₅ et du SiO ₂	52
2.4.4.1	Signaux mesurés expérimentalement	52
2.4.4.2	Détermination des constantes optiques du Ta ₂ O ₅	53
2.4.4.3	Détermination de l'épaisseur de la couche H	54
2.4.4.4	Détermination de la dispersion d'indice de réfraction du SiO ₂	55
2.4.4.5	Détermination de l'indice de réfraction du SiO ₂ à la longueur d'onde de référence	57
2.4.4.6	Détermination de la dépendance spectrale du coefficient d'extinction du SiO ₂	58
2.4.4.7	Fonction de mérite globale	59
2.4.4.8	Discussion	59
2.4.5	Synthèse récapitulative	62
2.5	Conclusion partielle	64
3	Mesure interférométrique du coefficient de réflexion	65
3.1	Introduction	66
3.1.1	Contexte et objectif	66
3.1.2	Problématique	68
3.2	Méthodes de mesure de phase	71
3.2.1	Interféromètre à dédoublement latéral multiple	72
3.2.2	Interféromètre de Michelson 4D <i>PhaseCam</i>	72
3.2.3	Interférométrie holographique digitale	75
3.2.4	Choix de la méthode de mesure	75
3.3	Analyse théorique du fonctionnement du système de mesure	76
3.3.1	Modélisation théorique de l'évolution de la phase avec l'épaisseur de la couche déposée	77
3.3.1.1	Approche générale	77
3.3.1.2	Application au cas particulier de la monocouche	79
3.3.1.3	Application à quelques empilements représentatifs	83
3.3.1.4	Remarque importante	85
3.3.2	Modélisation théorique du montage interférométrique	87
3.3.2.1	Description du montage	87
3.3.2.2	Fonctionnement monochromatique	88
3.3.2.3	Fonctionnement en spectre <i>large</i>	90

3.3.2.4	Signaux enregistrés par le détecteur	94
3.3.2.5	Interférogrammes simulés	96
3.3.3	Traitement numérique des interférogrammes	98
3.3.3.1	Principe de la méthode	98
3.3.3.2	Mise en œuvre pratique	99
3.3.4	Application au suivi du dépôt d'une monocouche H	110
3.3.5	Remarques	112
3.3.5.1	Erreur sur la détermination de la position de l'ordre +1	112
3.3.5.2	Dépliage des informations de phase	113
3.4	Mise en œuvre expérimentale	115
3.4.1	Description et caractérisation de la version laboratoire	115
3.4.1.1	Le système d'émission	116
3.4.1.2	Le système intermédiaire	118
3.4.1.3	Le système de réception	119
3.4.1.4	Gestion des vibrations et synchronisation des mesures	121
3.4.1.5	Séparation des faces avant et arrière du substrat	122
3.4.1.6	Mesure de la différence de phase en statique	124
3.4.2	Intégration du banc sur la machine de dépôt	125
3.4.2.1	Le châssis d'interfaçage	127
3.4.2.2	Ajustement du bras de référence	127
3.4.2.3	Configuration du porte-substrat	130
3.4.2.4	Gestion de la rotation du porte-substrat	130
3.4.3	Caractérisation <i>in situ</i> du banc de mesure de phase	132
3.4.3.1	Séparation des faces avant et arrière du substrat de mesure	132
3.4.3.2	Mesure de stabilité	133
3.5	Application au suivi d'un dépôt	133
3.5.1	Cas d'une monocouche de Ta ₂ O ₅	134
3.5.2	Cas d'une monocouche de SiO ₂	142
3.5.3	Cas d'empilements multicouche complexes	144
3.6	Conclusion partielle	145
Conclusions et Perspectives		147

Introduction

Le domaine des couches minces optiques a connu durant ces 25 dernières années une révolution, à la fois scientifique et industrielle, qui a rendu possible la conception et la réalisation de filtres interférentiels complexes à très grand nombre de couches (plusieurs centaines) dont les performances semblaient auparavant inaccessibles (transmissions maximales de l'ordre de 95%, niveaux de réjection supérieurs à des densités optiques de 10, raideurs de pente de l'ordre du nanomètre, conformité à des gabarits à mieux que 0,01 dB, ...).

Cette révolution a nécessité la mise au point de procédés de dépôt dont la fiabilité permet justement d'envisager la réalisation de filtres aussi complexes sans craindre de trop nombreux échecs. Elle a aussi induit le développement de simulateurs numériques de dépôt ou VDP (pour *Virtual Deposition Process*) qui permettent de tester de manière statistique des stratégies de contrôle dont la structure, c'est-à-dire le choix des modalités (annulation de la dérivée de la transmission, atteinte d'un niveau prédéfini de transmission, contrôle au temps, ...) et des longueurs d'onde associées, soit optimale. L'objectif ultime de toute cette démarche est à l'évidence de rendre possible la mise au point de stratégies de dépôt **sans échec**, c'est-à-dire qui garantissent, au premier essai, l'obtention des performances recherchées pour le filtre considéré. Il faut en effet garder présent à l'esprit que la phase de traitement peut intervenir en fin de chaîne de fabrication sur des composants optiques à forte valeur ajoutée, et pour lesquels l'échec éventuel de ce dépôt a alors des conséquences réellement dramatiques en termes de coût et/ou de délai.

Pour toutes ces raisons, le développement de systèmes de contrôle des propriétés optiques des empilements en cours de dépôt a été, et reste encore aujourd'hui, une thématique centrale de toute cette démarche de progrès et d'automatisation.

C'est l'une des raisons qui a conduit la Société CILAS ARIANE Group à créer un laboratoire commun avec l'équipe Couches Minces Optiques de l'Institut Fresnel, le LABTOP (**LAB**oratoire commun de **T**raitement **OP**tique des surfaces), et à engager le financement de thèses, notamment sur ces aspects simulation et contrôle optique *in situ*.

Le présent manuscrit a donc pour objectif de décrire l'ensemble des travaux que j'ai été conduit à mener dans ce cadre durant les 3 dernières années, et qui avaient pour but de contribuer, de manière générale, à cette importante thématique. Il est organisé en deux parties principales, respectivement consacrées, d'une part à la détermination de la dépendance spectrale des constantes optiques de matériaux diélectriques (**Chapitre 2**), et d'autre part à la mesure *in situ* du coefficient de réflexion d'un empilement en

amplitude et phase (**Chapitre 3**). Ces deux parties sont précédées d'une introduction générale (le **Chapitre 1**), qui vise à fournir les éléments de contexte, tant scientifiques que technologiques, nécessaires à une lecture bien comprise de leur contenu. Il est complété par la liste des références bibliographiques utilisées lors de sa rédaction.

Filtres optiques interférentiels

Sommaire

1.1	Présentation générale	4
1.1.1	Les différents procédés de dépôt sous vide	4
1.1.2	Les matériaux utilisés dans la réalisation de filtres optiques interférentiels	8
1.2	Modélisation d'un empilement multicouche	10
1.2.1	Notion d'indice effectif d'un milieu	10
1.2.2	Formalisme des admittances	13
1.2.3	Calcul des coefficients de réflexion et de transmission	14
1.2.4	Exemples de fonctions de filtrage	16
1.3	Conclusion partielle	22

1.1 Présentation générale

L'équipe RCMO (**R**echerche en matériaux, composants et technologies de **C**ouches **M**inces **O**ptiques) de l'Institut Fresnel, à l'intérieur de laquelle j'ai effectué mes travaux de thèse, s'intéresse principalement aux domaines des couches minces optiques et du filtrage optique interférentiel auquel celles-ci donnent accès. Les activités de recherche de cette équipe se déroulent essentiellement dans l'Espace Photonique, une plate-forme technologique de 250 m² de salles blanches et grises, qui garantit un cadre optimal de travail, de la préparation des substrats à la caractérisation des composants fabriqués en passant par le dépôt des matériaux en couches minces.

L'équipe dispose d'un ensemble de machines de dépôt sous vide utilisant une technologie basée sur le dépôt physique en phase vapeur (PVD, *Physical Vapor Deposition*). Dans ce Chapitre, nous commencerons par passer en revue les différentes techniques PVD mises en œuvre sur les machines dont dispose l'équipe. Ensuite, nous présenterons une approche théorique qui permet de modéliser les propriétés optiques d'un empilement multicouche. Cette présentation est en effet importante, car elle va nous permettre de mieux appréhender les concepts physiques qui régissent le filtrage optique interférentiel. En outre, cette présentation constituera un préambule indispensable aux développements qui seront menés au Chapitre 2.

1.1.1 Les différents procédés de dépôt sous vide

La première question à laquelle il nous a paru utile de répondre en introduction et qui pourrait sembler surprenante dans un tel contexte est la suivante : *Pourquoi réalise-t-on sous vide un dépôt de couches minces ?*

En fait, la réalisation de filtres optiques interférentiels nécessite le dépôt de fines couches (typiquement de quelques nanomètres à quelques centaines de nanomètres d'épaisseur) de matériaux d'une grande pureté à la surface d'un substrat. Cette pureté impose bien évidemment l'emploi de matériaux de base dont la composition chimique est adaptée à un tel objectif, mais elle ne peut être au final garantie que si leur évaporation et leur dépôt se déroulent dans une atmosphère raréfiée, de manière à éviter que ces matériaux ne se mélangent avec d'autres espèces chimiques présentes dans l'enceinte. Par ailleurs, le vide dans la machine permet de garantir un libre parcours moyen des particules évaporés supérieur ou égal à la distance séparant la cible du matériau au substrat. En effet, cela permet aux particules d'adopter des trajectoires rectilignes en évitant au mieux les collisions multiples [2].

Comme nous l'avons souligné dans la partie introductive de ce chapitre, l'équipe RCMO dispose d'un ensemble de machines de dépôt sous vide en phase vapeur (PVD). Ces dernières intègrent une large gamme de procédés allant du dépôt par évaporation classique au dépôt par pulvérisation ionique. Nous allons donc passer en revue ces différents procédés de dépôt en donnant à chaque fois une description synthétique de leur fonctionnement.

1.1.1.1 Dépôt par évaporation classique

Lorsque l'on fait bouillir de l'eau dans une casserole couverte, celle-ci s'évapore et se condense sur le couvercle. C'est ce même procédé, basé sur un principe thermique, qui est mis en œuvre dans un dépôt de couches minces par évaporation. Cette technique repose donc sur la mise en œuvre de deux processus élémentaires [3] :

- un processus d'évaporation
Sous vide, c'est-à-dire pour être précis à une pression résiduelle comprise entre 10^{-6} et 10^{-4} millibars, on réalise l'évaporation d'une substance en la soumettant à un faisceau d'électrons : c'est la raison pour laquelle ce procédé est souvent désigné sous l'acronyme EBD, pour *Electron Beam Deposition*. Ces électrons sont générés en faisant passer, sous haute tension, un courant dans un filament de Tungstène. Le nuage d'électrons ainsi obtenu est ensuite focalisé à l'aide d'un champ magnétique sur le matériau à évaporer. Le bombardement de ces électrons énergétiques va chauffer la matière qui les reçoit et lui permettre ainsi d'atteindre d'abord son point de fusion, puis de vaporisation. De ce fait, passant de l'état solide à l'état gazeux, le matériau s'évapore vers le substrat placé dans un porte-substrat, la divergence angulaire de la plume d'évaporation ainsi créée dépendant des conditions précises de mise en œuvre de cette sublimation.
- un processus de condensation
Une fois le substrat atteint, le matériau évaporé se condense et retrouve son état solide. C'est ainsi que va se former une couche mince du matériau évaporé à la surface du substrat à traiter.

L'un des avantages du procédé de dépôt par évaporation est, en plus de sa simplicité, le fait qu'il permet de réaliser des dépôts sur des optiques de grande surface avec une bonne uniformité. En effet, outre une mise en rotation du porte-substrat pendant le dépôt, qui est utilisée pour accroître l'uniformité des couches déposées, la distance relativement importante entre la zone d'évaporation et le substrat, ainsi que la grande ouverture angulaire de la plume d'évaporation, assurent déjà une uniformité satisfaisante des épaisseurs déposées sur l'ensemble de la surface des substrats placés dans le porte-substrat.

Cependant, ce procédé de dépôt présente certains inconvénients, parmi lesquels on citera notamment :

- le caractère granulaire des matériaux à déposer
Les matériaux que l'on souhaite déposer sont placés dans des creusets réfractaires, sous forme de poudre ou de granulats qui présentent des disparités de taille et de forme importantes. De cette différence de taille résulte la présence de lacunes dans le creuset, qui ne peut être rempli de manière uniforme. Cette absence d'homogénéité induit une certaine instabilité de la vitesse d'évaporation, qui à son tour occasionne une fluctuation de la vitesse de dépôt du matériau à la surface du substrat. Il devient ainsi plus délicat d'arrêter le dépôt de couches sur des critères de temps, mais aussi d'obtenir des couches de propriétés parfaitement homogènes.
- le caractère poreux des couches obtenues
Le phénomène d'évaporation thermique conduit à la génération d'un nuage de particules peu énergétiques dont la condensation sur le substrat donne naissance à des couches poreuses de structure colonnaire. L'indice de réfraction de ces couches est donc souvent inférieur à celui du matériau massif qui lui correspond, mais en outre, lors du passage vide/air, ces structures lacunaires se chargent en eau, ce qui modifie

leur indice de réfraction effectif, et, ce faisant, les propriétés spectrales des filtres réalisés [4].

1.1.1.2 Dépôt par évaporation classique avec assistance ionique

Nous avons vu au paragraphe 1.1.1.1 que le problème principal du procédé de dépôt faisant appel à l'évaporation thermique était que les espèces évaporées ne disposaient pas d'une énergie suffisante pour donner naissance à des couches *denses*. C'est la raison pour laquelle il a été envisagé d'apporter l'énergie manquante à l'aide d'un faisceau d'ions additionnel, dirigé vers le substrat, ce qui a donné naissance au procédé de dépôt par évaporation classique avec assistance ionique ou IAD (*Ion Assisted Deposition*) [5].

Ce faisceau d'assistance est produit par un canon générant des ions lourds, le plus souvent des ions Argon, issus d'un plasma neutralisé. Ainsi, on assiste à un bombardement ionique du substrat pendant l'étape de condensation du matériau. Cette assistance ionique a pour but d'améliorer l'homogénéité de la couche : en effet, en bombardant le substrat pendant la croissance de l'empilement, les atomes du matériau déposé disposent d'une énergie additionnelle leur permettant de se réarranger de manière quasi régulière à sa surface, ce qui assure à la fois une bonne homogénéité et une bonne densité au traitement optique.

Après avoir décrit les procédés de dépôt par évaporation, passons maintenant à ceux qui font appel à la pulvérisation.

1.1.1.3 Dépôt par pulvérisation cathodique magnétron

Le procédé de pulvérisation cathodique magnétron met en œuvre un bombardement ionique. Ces ions sont issus d'un plasma créé par injection d'un gaz neutre comme l'argon aux abords de la cathode qui est polarisée par un champ électrique, variable et en régime radiofréquence (RF). Les ions chargés positivement subissent une accélération vers une cathode recouverte d'un matériau massif d'une grande pureté et entrent en collision avec cette cible. Les trajectoires des électrons, présents dans le plasma sont courbées par la présence d'un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique, ce qui augmente la densité et l'énergie de ce plasma au voisinage de la cible. Ce bombardement ionique provoque ainsi une pulvérisation d'atomes ou d'agrégats d'atomes neutres dont les trajectoires ne sont pas affectées par la présence des champs et qui vont ensuite se condenser sur le substrat à traiter sous atmosphère réactive d'oxygène.

En résumé, cette technologie repose sur trois processus :

- la collision des ions incidents sur la cible qui aboutit à un transfert d'énergie cinétique et de quantité de mouvement,
- l'émission d'atomes ou d'agrégats d'atomes dont la composition chimique correspond à celle de la cible et qui viennent se condenser sur le substrat avec une énergie cinétique suffisante pour assurer à la couche une absence totale de porosité et une grande homogénéité de propriétés,
- l'oxydation de ces substances par l'atmosphère réactive, cette action étant complétée par une assistance plasma d'oxygène.

L'équipe RCMO de l'Institut Fresnel dispose d'une machine équipée de ce procédé de dépôt. Elle est fabriquée par la société BÜHLER et commercialisée sous la dénomination HELIOS. Le procédé qu'elle emploie est en outre désigné par l'acronyme PARMS (*Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering*) [6, 7].

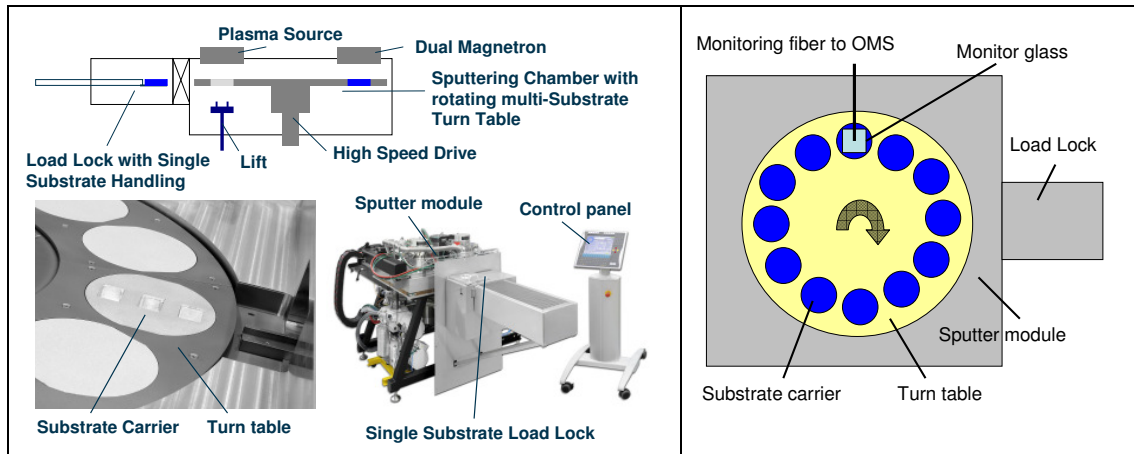


FIGURE 1.1 – Schémas de principe du fonctionnement de la machine HELIOS [7]

Le principal avantage de cette technologie est qu'elle permet d'obtenir des couches très denses avec des propriétés optiques très reproductibles. En outre, sa grande stabilité de fonctionnement lui permet de réaliser des empilements complexes à grand nombre de couches.

Pour conclure ce paragraphe 1.1.1, nous allons maintenant présenter un dernier procédé de dépôt qui fait lui aussi appel à de la pulvérisation ionique et qui équipe le bâti sur lequel j'ai effectué l'ensemble de mes activités de thèse.

1.1.1.4 Dépôt par pulvérisation ionique assistée

Ce procédé de dépôt est désigné sous l'acronyme DIBS qui correspond à l'appellation anglaise *Dual Ion Beam Sputtering*. Il met en œuvre deux canons à ions :

- un premier canon de haute énergie de type IBS (*Ion Beam Sputtering*)
Ce canon est utilisé pour pulvériser la cible du matériau à déposer. Les ions générés ont en effet suffisamment d'énergie pour arracher les atomes de la surface de la cible, atomes qui vont ensuite se diriger vers le substrat selon des trajectoires balistiques. Avant d'atteindre ce dernier, les atomes pulvérisés se recombinent avec l'oxygène injecté dans le bâti, ce qui conduit à la formation d'un empilement chimiquement stœchiométrique, mais aussi dense et homogène. Cependant, compte tenu de la faible ouverture angulaire de la plume de pulvérisation, et surtout de la faible distance entre cible de matériau et substrat, l'uniformité des dépôts obtenus est souvent moins bonne que dans le cas d'un dépôt par évaporation classique.
- un second canon de plus faible énergie de type IAD (*Ion Assisted Deposition*)
Comme son acronyme l'indique, il a pour rôle d'assister le dépôt. En effet, il génère

un faisceau d'ions de faible énergie qui vient densifier la couche pendant sa croissance sur le substrat. Ainsi, cela permet d'avoir des couches dont les caractéristiques optiques sont très proches de celles du matériau massif.

Ce procédé garantit une vitesse de dépôt très stable et, tout comme le procédé par pulvérisation cathodique décrit au paragraphe 1.1.1.3, il permet de réaliser des couches denses avec des propriétés optiques reproductibles. Nous décrirons plus en détail les principales caractéristiques de ce bâti DIBS au paragraphe 2.4.1 du Chapitre 2.

Après cette présentation synthétique des différents procédés susceptibles d'assurer le dépôt de couches minces optiques, nous allons maintenant donner quelques indications quant aux matériaux utilisés dans la réalisation de filtres optiques interférentiels, puis nous élaborerons l'étude théorique d'un empilement multicouche, et enfin, nous donnerons quelques exemples représentatifs de fonctions de filtrage optique.

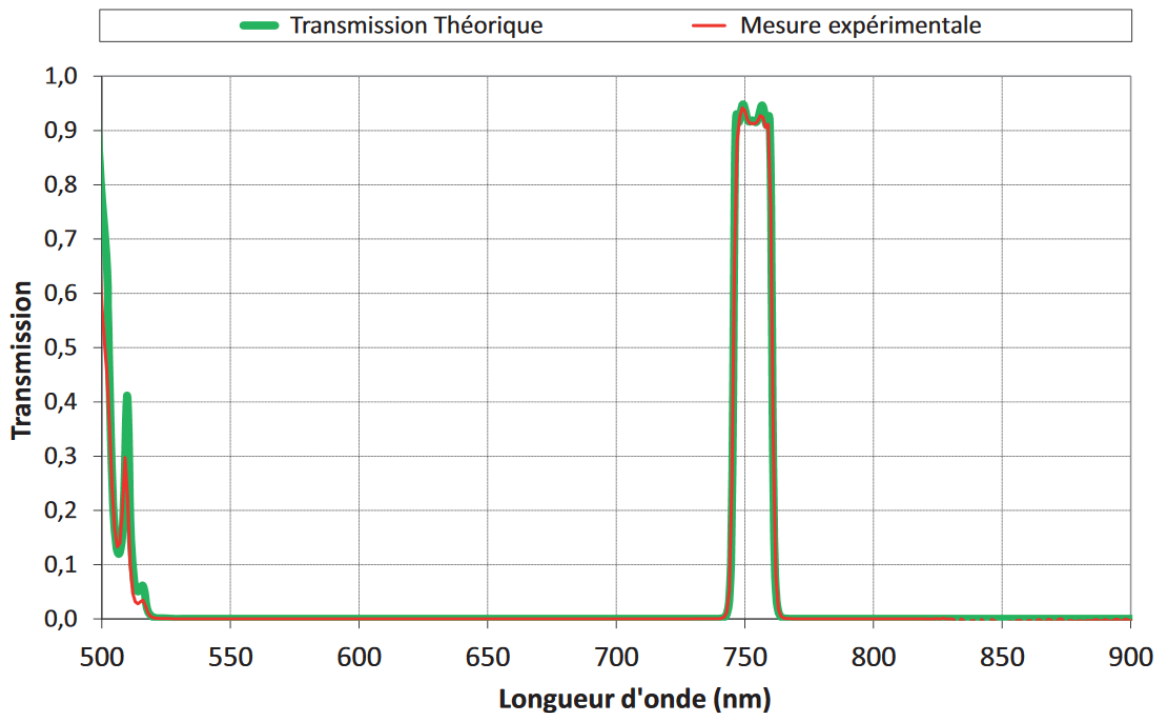
1.1.2 Les matériaux utilisés dans la réalisation de filtres optiques interférentiels

Au courant de ces 20 dernières années, le domaine des couches minces optiques a connu un réel essor concernant aussi bien les procédés de dépôt que leur pilotage. En effet, il est aujourd'hui possible de réaliser des dépôts de couches présentant des propriétés optiques extrêmement proches de celles du matériau massif correspondant, et ce, avec une précision sur leurs épaisseurs meilleure que le nanomètre. Les matériaux utilisés peuvent être classés en deux catégories, à savoir d'une part les oxydes diélectriques, qui sont mis œuvre dans la majorité des cas, et d'autre part des métaux comme l'argent ou l'aluminium lorsqu'il s'agit de réaliser des fonctions de filtrage réfléchissantes sur un large domaine spectral [1].

Nous pouvons distinguer deux types d'oxydes selon la valeur de leur indice de réfraction n . En premier lieu, nous avons les matériaux dits de **bas indice**, tels que notamment le dioxyde de silicium (SiO_2), dont l'indice est proche de 1,47 à 600 nm. Et en second lieu, les matériaux dits de **haut indice**, tels que le pentoxyde de niobium Nb_2O_5 ($n \simeq 2,35$), le pentoxyde de tantale Ta_2O_5 ($n \simeq 2,15$), ou encore le dioxyde d'hafnium HfO_2 ($n \simeq 2,05$). Ainsi, en effectuant sur un substrat de verre un dépôt alterné de couches de matériaux haut et bas indice selon un design prédéfini, nous sommes en mesure de réaliser des fonctions de filtrage optique. Il est dès lors important de rappeler quelques notions importantes qui nous serviront par la suite, ainsi que de souligner quelques contraintes de réalisation qui en découlent :

- L'indice de réfraction d'un milieu est en réalité une quantité complexe ($n + i\kappa$) et, par abus de langage, on associera à la partie réelle de cette dernière l'appellation d'indice. Quant à sa partie imaginaire, elle sera appelée coefficient d'extinction.
- L'écart entre les indices n de deux matériaux différents fait appel à la notion de contraste d'indice. La valeur de ce contraste d'indice a un fort impact sur le nombre de couches nécessaires à la réalisation d'une fonction de filtrage donnée. En effet, plus il est élevé, moins le nombre de couches à déposer est important, d'où l'intérêt de disposer de matériaux en couches minces possédant des indices de réfraction fortement contrastés. Dans la suite de ce manuscrit, on associera à la lettre H les matériaux de haut indice, et à la lettre B ceux de bas indice.

- La partie imaginaire κ de l'indice de réfraction est directement liée à l'absorption présente dans les couches constitutives d'un empilement, et donc, aux pertes engendrées par ce dernier. Le niveau effectif de ces pertes est lié au produit de la partie imaginaire de l'indice de réfraction par l'intensité du champ électrique présent dans la couche considérée, et cette intensité est affectée par un phénomène très important, à savoir l'exaltation du champ électrique dans l'épaisseur de certaines couches qualifiées de résonantes. Ce phénomène est lié à la sommation, ici constructive, de l'ensemble des ondes progressives et rétrogrades engendrées par les différentes interfaces de l'empilement. L'absorption locale dans une couche donnée est donc directement proportionnelle à κE^2 , et on voit dès lors l'importance de travailler avec des matériaux présentant de très faibles absorptions, malgré les faibles épaisseurs des couches déposées. En guise d'exemple, les coefficients d'absorption des matériaux pris pour exemples en amont dans cette partie, possèdent des coefficients d'extinction de l'ordre de quelques 10^{-6} , ce qui signifie qu'une perte de 10% serait associée à la mise en œuvre d'une couche non-résonante de plus de 5 millimètres d'épaisseur, ce qui équivaut à environ 45 000 couches quart d'onde de bas indice à 700 nm ! La réalisation de filtres complexes destinés aux télécommunications optiques ou encore à l'observation astronomique ou spatiale, nécessite plusieurs centaines de couches, tout en exigeant un niveau de transmission élevé. À titre d'exemple, La figure 1.2 représente une fonction de filtrage constituée d'une centaine de couches minces, avec une bande passante centrée à 750 nm transmettant plus de 90% de la lumière incidente.



© Institut Fresnel

FIGURE 1.2 – Transmission spectrale d'un filtre interférentiel comportant une centaine de couches minces (en trait épais vert, calcul théorique ; en trait fin rouge, mesure expérimentale) [1].

- Outre l'absorption des couches déposées, il est également pertinent de mentionner ici les phénomènes de diffusion. En effet, la relation de conservation de l'énergie

s'écrit, dans le cas d'un composant optique :

$$R + T + A + D = 1 \quad (1.1)$$

où R et T désignent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission en énergie du composant, A son niveau de pertes par absorption et D celui associé à la diffusion de la lumière. Cette diffusion a deux sources possibles : d'une part la rugosité des interfaces entre les couches (ici prépondérante), et d'autre part l'hétérogénéité en volume de ces différentes couches. Ainsi, pour minimiser ces pertes par diffusion, il convient d'effectuer les dépôts sur des substrats super-polis et en ayant recours à un procédé de dépôt dit énergétique.

Nous allons maintenant passer à la partie de modélisation théorique d'un empilement multicouche.

1.2 Modélisation d'un empilement multicouche

Cette modélisation théorique des propriétés d'un empilement multicouches sera basée sur l'emploi des notions d'**indice effectif** d'un milieu et d'**admittance complexe** d'un empilement [8, 9].

1.2.1 Notion d'indice effectif d'un milieu

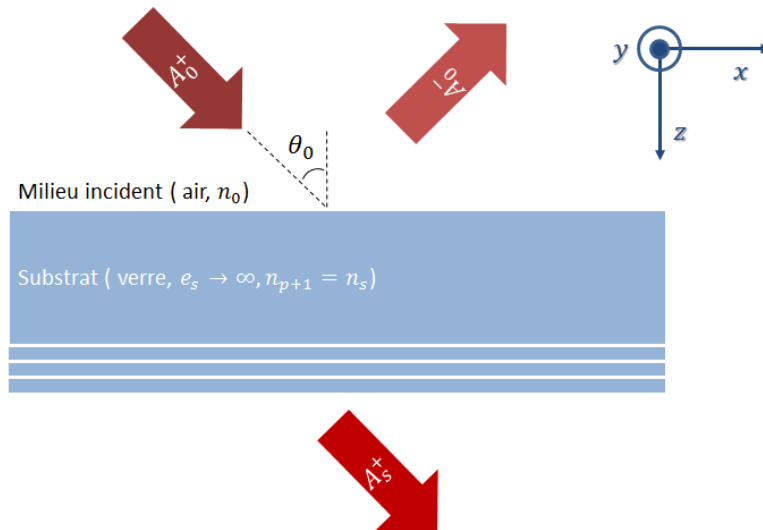


FIGURE 1.3 – Onde plane monochromatique en incidence oblique θ_0 sur une interface air (n_0) - substrat (n_s)

Pour commencer, notons k le module du vecteur d'onde $\vec{\beta}$ d'une onde plane se propageant dans un milieu supposé homogène et isotrope :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} n$$

Si l'on se limite à une approche 2D du problème, le champ électrique associé à une onde progressive se propageant dans ce milieu a pour expression [9] :

$$\vec{\mathcal{E}}^+ = \vec{\mathbb{A}}^+ e^{i\vec{\beta}^+ \cdot \vec{r}} = \vec{\mathbb{A}}^+ e^{i(\sigma x + \alpha z)} \quad (1.2)$$

où \mathbb{A}^+ désigne l'amplitude de l'onde, σ sa pulsation spatiale et α la quantité définie par $\alpha^2 = k^2 - \sigma^2$.

En considérant le trièdre direct $(\vec{\beta}^+, \vec{\mathcal{E}}^+, \vec{\mathcal{H}}^+)$, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \vec{\mathcal{H}}^+ = \frac{1}{\omega \tilde{\mu}} \vec{\beta}^+ \wedge \vec{\mathcal{E}}^+ \\ \vec{\mathcal{E}}^+ = -\frac{1}{\omega \tilde{\epsilon}} \vec{\beta}^+ \wedge \vec{\mathcal{H}}^+ \end{cases} \quad (1.3)$$

où $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ désigne la pulsation temporelle de l'onde, $\tilde{\mu}$ la perméabilité magnétique du milieu et $\tilde{\epsilon}$ sa permittivité électrique.

- Cas d'une polarisation TE

Dans le cas d'une onde en polarisation TE (Transverse Électrique), c'est-à-dire une onde dont le vecteur champ électrique $\vec{\mathcal{E}}^+$ est perpendiculaire au plan défini par (O, x, z) , nous avons :

$$\vec{\mathcal{E}}^+ = \mathcal{E}^+ \vec{y} \quad (1.4)$$

En injectant la relation (1.4) dans l'expression de l'induction magnétique $\vec{\mathcal{H}}^+$ rappelée en (1.3), nous obtenons :

$$\vec{\mathcal{H}}^+ = \frac{\sigma \mathcal{E}^+}{\omega \tilde{\mu}} \vec{z} + \frac{\alpha}{\omega \tilde{\mu}} \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}^+ \quad (1.5)$$

On en déduit immédiatement la relation entre les composantes tangentielles (c'est-à-dire contenues dans le plan xOy) de l'induction magnétique et du champ électrique :

$$\vec{\mathcal{H}}_{tg}^+ = \frac{\alpha}{\omega \tilde{\mu}} \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}^+ = \tilde{n} \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{tg}^+ \quad (1.6)$$

Dans cette expression, nous avons fait apparaître la quantité \tilde{n} , que l'on désigne sous l'appellation d'indice effectif, et qui n'est rien d'autre que le coefficient de proportionnalité entre les composantes tangentielles de ces deux champs :

$$\tilde{n} = \frac{\alpha}{\omega \tilde{\mu}} \quad (1.7)$$

Cette expression de l'indice effectif peut être réécrite en utilisant les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = kv, \quad k \text{ le vecteur d'onde et } v \text{ la vitesse de propagation de l'onde} \\ v = \frac{c}{n}, \quad c \text{ la vitesse de la lumière et } n \text{ l'indice de réfraction du milieu} \\ \tilde{\mu} = \tilde{\mu}_r \mu_0, \quad \mu_0 \text{ la perméabilité magnétique du vide} \\ \quad \quad \quad \tilde{\mu}_r \text{ la perméabilité relative du milieu} \\ \epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}, \quad \epsilon_0 \text{ la permittivité électrique du vide} \\ \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, \quad \text{l'impédance du vide} \end{array} \right.$$

En utilisant ces différentes quantités, l'expression de l'indice effectif \tilde{n} établie en (1.7) peut se mettre sous la forme suivante :

$$\tilde{n} = \frac{1}{\eta_0 \tilde{\mu}_r} \frac{n\alpha}{k} \quad (1.8)$$

Rappelons que $\alpha^2 = k^2 - \sigma^2$ et s'écrit dans le cas des basses fréquences spatiales ($\sigma < k$) :

$$\alpha = \sqrt{k^2 - k^2 \sin^2 \theta} = k \cos \theta \quad (1.9)$$

Dans le cas des basses fréquences spatiales, on obtient donc la relation suivante entre indice effectif et indice de réfraction :

$$\tilde{n} = \frac{1}{\eta_0 \tilde{\mu}_r} n \cos \theta \quad (1.10)$$

Passons maintenant au cas d'une polarisation TM (Transverse Magnétique)

- Cas d'une polarisation TM

Dans ce cas précis, le vecteur induction magnétique $\vec{\mathcal{H}}^+$ s'écrit :

$$\vec{\mathcal{H}}^+ = \mathcal{H}^+ \vec{y} \quad (1.11)$$

En injectant la relation (1.11) dans l'expression du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}^+$ établie en (1.3), et en utilisant les mêmes éléments de simplification que ceux décrits dans la partie concernant la polarisation TE, nous obtenons la relation suivante entre indice effectif et indice de réfraction, toujours dans le cas des basses fréquences spatiales :

$$\tilde{n} = \frac{1}{\eta_0 \tilde{\mu}_r} \frac{n}{\cos \theta} \quad (1.12)$$

Nous venons donc de montrer que, quel que soit le type de polarisation, dans le cas d'une onde progressive, il existe un scalaire \tilde{n} permettant de relier la composante tangentielle du champ électrique $\vec{\mathcal{E}}_{tg}^+$ à celle du vecteur induction magnétique $\vec{\mathcal{H}}_{tg}^+$. Ce scalaire est appelé indice effectif et ses expressions en fonction de l'indice de réfraction dans le cas des basses fréquences spatiale sont données par (1.10) et (1.12).

Il en est de même dans le cas des ondes rétrogrades, chose qui se démontre facilement en appliquant la même démarche et en tenant compte de la nouvelle expression du vecteur $\vec{\beta}$. En effet, cette dernière s'écrit :

$$\vec{\beta}^- = \sigma \vec{x} - \alpha \vec{z} \quad (1.13)$$

Dans ce cas, la relation entre les composantes tangentielle $\vec{\mathcal{E}}_{tg}^-$ et $\vec{\mathcal{H}}_{tg}^-$ s'écrit :

$$\vec{\mathcal{H}}_{tg}^- = -\tilde{n} \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{tg}^- \quad (1.14)$$

Cette notion d'indice effectif se généralise dans le cas des ondes stationnaires en notion d'admittance, et c'est ce que nous allons voir au paragraphe suivant.

1.2.2 Formalisme des admittances

Dans le paragraphe 1.2.1, il était uniquement question d'ondes progressives ou d'ondes rétrogrades. Nous allons maintenant nous intéresser au cas d'ondes stationnaires, c'est-à-dire de sommes d'ondes progressive et rétrograde et dont le module résultant va varier avec l'altitude z . En effet, les interfaces séparant les différentes couches de l'empilement vont générer de multiples ondes, à la fois progressives et rétrogrades.

Ainsi, l'onde stationnaire présente à l'intérieur de la couche j de l'empilement qui se trouve schématisé à la Figure 1.4 est décrite par la relation suivante [9] :

$$\vec{\mathcal{E}}_{j,tg}(x, z) = (\vec{\mathcal{A}}_j^+ e^{i\alpha_j z} + \vec{\mathcal{A}}_j^- e^{-i\alpha_j z}) e^{i\sigma x} \quad \text{avec } \alpha_j^2 = k_j^2 - \sigma^2 \quad (1.15)$$

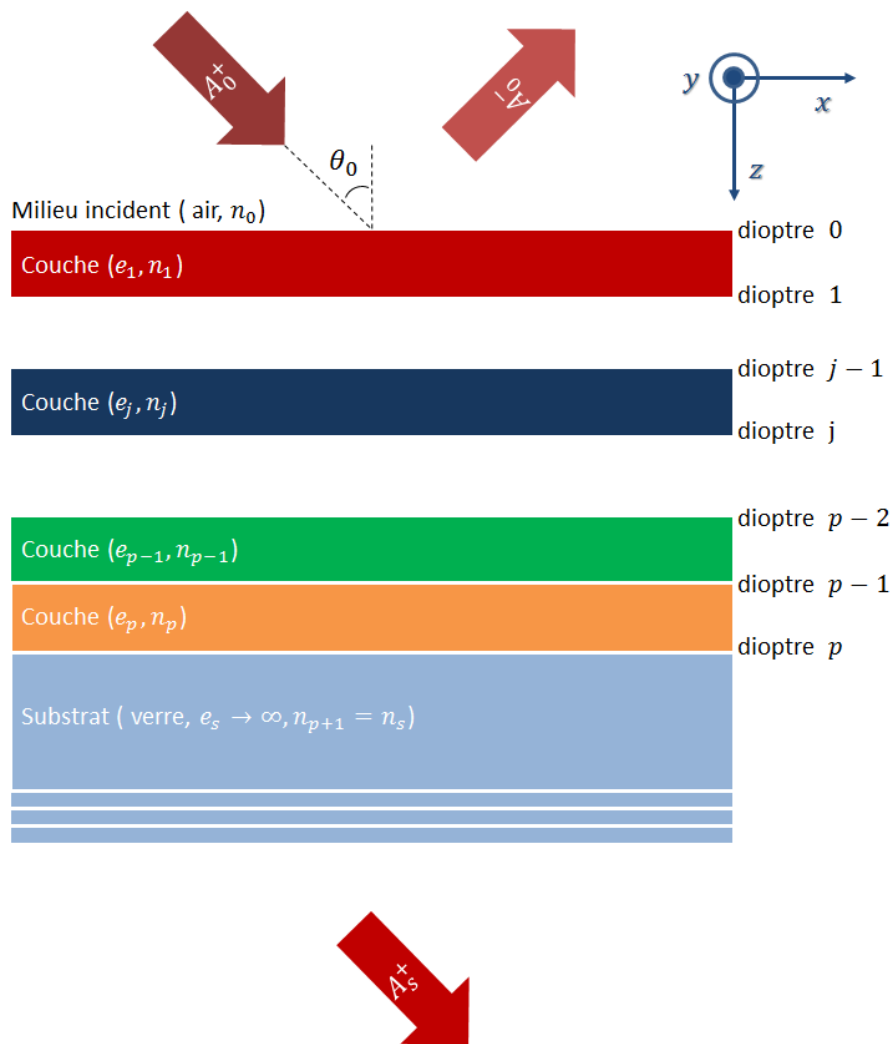


FIGURE 1.4 – Onde plane monochromatique en incidence oblique (angle θ_0) sur un empilement multicouche

La même démarche que celle que nous avons effectuée au paragraphe 1.2.1 dans le cas d'ondes progressives et rétrogrades peut être transposée ici. En d'autres termes, nous pouvons facilement démontrer que les composantes tangentielles des deux quantités $\vec{\mathcal{H}}_{j,tg}$

et $\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{j,tg}$ sont reliées par un scalaire complexe Y_j tel que :

$$\vec{\mathcal{H}}_{j,tg} = Y_j (\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{j,tg}) \quad (1.16)$$

Ce scalaire est appelé **admittance complexe** et a la même signification physique que l'indice effectif, à ceci près qu'il concerne des ondes stationnaires. Les admittances complexes des différentes interfaces peuvent être calculées grâce à l'emploi d'une relation de récurrence.

- Cas d'une onde progressive

La relation de récurrence entre admittances complexes des couches $j-1$ et j s'écrit :

$$Y_{j-1} = \frac{Y_j \cos \delta_j - i \tilde{n}_j \sin \delta_j}{\cos \delta_j - i(Y_j / \tilde{n}_j) \sin \delta_j} \quad \text{ou} \quad Y_j = \frac{Y_{j-1} \cos \delta_j + i \tilde{n}_j \sin \delta_j}{\cos \delta_j + i(Y_{j-1} / \tilde{n}_j) \sin \delta_j} \quad (1.17)$$

avec comme défini dans la partie 1.2.1 :

$$\tilde{n}_j = \frac{1}{2\eta_0 \mu_{r,j}} \begin{cases} n_j \alpha_j / k_j & \text{en polarisation TE} \\ n_j k_j / \alpha_j & \text{en polarisation TM} \end{cases}$$

et :

$$\alpha_j^2 = k_j^2 - \sigma^2 = k_j^2 - k_0^2 \sin^2 \theta_0 \quad ; \quad \delta_j = \alpha_j e_j \quad \text{où } e_j \text{ désigne l'épaisseur de la couche } j$$

L'initialisation de la relation de récurrence (1.17) se fait en utilisant le seul milieu où l'onde n'est pas stationnaire, mais progressive, c'est-à-dire le substrat : par conséquent, $Y_p = \tilde{n}_s$, ce qui conduit à utiliser la première forme des relations de récurrence de manière à remonter jusqu'à Y_0 .

- Cas d'une onde rétrograde

Dans ce cas, on remplace α_j par $-\alpha_j$ et \tilde{n}_j par $-\tilde{n}_j$, ce qui laisse invariants $\tilde{n}_j \sin \delta_j$ et $\cos \delta_j$, et donc les relations de récurrence entre admittances sont inchangées. Cependant, l'initialisation se fait cette fois dans le milieu incident ($Y'_0 = -\tilde{n}_0$), ce qui incite à utiliser la seconde forme de ces mêmes relations de récurrence, de manière à en déduire Y'_p .

Nous venons, en introduisant la notion d'admittance complexe, de généraliser celle d'indice effectif à un empilement de couches minces optiques. À présent, il nous reste à définir les coefficients de réflexion et de transmission pour clore cette partie concernant la modélisation d'un empilement multicouche.

1.2.3 Calcul des coefficients de réflexion et de transmission

1.2.3.1 Coefficient de réflexion

À l'interface entre le milieu incident et la dernière couche déposée, la composante tangentielle du champ électrique s'écrit [9] :

$$\vec{\mathcal{E}}_{0,tg} = \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ + \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^- = \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ + r^+ \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ = (1 + r^+) \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ \quad (1.18)$$

De même, pour le vecteur induction magnétique, nous avons :

$$\vec{\mathcal{H}}_{0,tg} = \vec{\mathcal{H}}_{0,tg}^+ + \vec{\mathcal{H}}_{0,tg}^- \quad (1.19)$$

En utilisant, pour une onde progressive et une onde rétrograde, la définition de l'indice effectif que nous venons d'introduire au paragraphe 1.2.1, l'équation (1.19) devient :

$$Y_0 \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{0,tg} = \tilde{n}_0 \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ - \tilde{n}_0 \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^- \quad (1.20)$$

En regroupant les équations (1.18) à (1.20), il vient :

$$Y_0 \vec{z} \wedge (1 + r) \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ = \tilde{n}_0 \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ - r \tilde{n}_0 \vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{0,tg}^+ \quad (1.21)$$

d'où :

$$r = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0} \quad (1.22)$$

Cette grandeur étant un nombre complexe, elle peut être mise sous la forme d'un module et d'un argument, soit :

$$r = |r| e^{i\rho}, \quad \text{avec } \rho \text{ le déphasage à la réflexion de l'onde lumineuse} \quad (1.23)$$

En définissant le coefficient de réflexion en énergie R comme le rapport entre le flux réfléchi Φ_0^- et le flux incident Φ_0^+ , nous pouvons écrire [9] :

$$R = \frac{\Phi_0^-}{\Phi_0^+} = \frac{\frac{1}{2} \Re(\tilde{n}_0) |\vec{\mathcal{E}}_{tg,0}^-|^2}{\frac{1}{2} \Re(\tilde{n}_0) |\vec{\mathcal{E}}_{tg,0}^+|^2} = \frac{|\vec{\mathcal{E}}_{tg,0}^-|^2}{|\vec{\mathcal{E}}_{tg,0}^+|^2} = |r|^2 = \left| \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0} \right|^2 \quad (1.24)$$

En conséquence, la relation (1.23) peut être également mise sous la forme :

$$r = \sqrt{R} e^{i\rho} \quad (1.25)$$

1.2.3.2 Coefficient de transmission

La relation entre les composantes tangentielles des champs électriques aux interfaces j et $j - 1$ s'écrit [9] :

$$\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{j-1} = \left[\cos \delta_j - i \left(\frac{Y_j}{\tilde{n}_j} \right) \sin \delta_j \right] \times (\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_j) \quad (1.26)$$

Ainsi, de proche en proche, nous pouvons établir cette même relation (1.26) entre les interfaces : $j - 1$ et $j - 2$; $j - 2$ et $j - 3$; Il vient donc :

$$\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{tg,0} = \prod_{j=1}^p \left[\cos \delta_j - i \left(\frac{Y_j}{\tilde{n}_j} \right) \sin \delta_j \right] \times (\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_{tg,s}) \quad (1.27)$$

En divisant les deux membres de cette égalité par $(\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_0^+)$, on obtient l'expression du coefficient de transmission t de l'empilement :

$$t = \frac{1 + r}{\prod_{j=1}^p \left[\cos \delta_j - i \left(\frac{Y_j}{\tilde{n}_j} \right) \sin \delta_j \right]} \quad (1.28)$$

Ce coefficient de transmission t peut se mettre sous la forme module/argument, soit :

$$t = |t|e^{i\tau}, \quad \text{avec } \tau \text{ le déphasage à la transmission de l'onde} \quad (1.29)$$

En définissant le coefficient de transmission en énergie T comme étant le rapport entre le flux transmis Φ_s^+ et le flux incident Φ_0^+ , nous pouvons écrire :

$$T = \frac{\Phi_s^+}{\Phi_0^+} = \frac{\frac{1}{2}\Re(\tilde{n}_s)|\vec{\mathcal{E}}_{tg,s}^+|^2}{\frac{1}{2}\Re(\tilde{n}_0)|\vec{\mathcal{E}}_{tg,0}^+|^2} = \frac{\Re(\tilde{n}_s)}{\Re(\tilde{n}_0)}|t|^2 \quad (1.30)$$

En conséquence, la relation (1.29) peut être mise sous la forme :

$$t = \sqrt{T}e^{i\tau} \quad (1.31)$$

En résumé, les paragraphes 1.2.1, 1.2.2 et 1.2.3 nous ont permis de définir une base théorique adaptée à la modélisation d'empilement de couches minces optiques. Nous avons introduit la notion d'indice effectif dans le cas d'ondes progressive et rétrograde et son lien avec l'indice de réfraction du milieu correspondant. Cette notion d'indice effectif a été généralisée à la notion d'admittance complexe dans le cas des ondes stationnaires, qui résultent des réflexions multiples sur les interfaces entre deux matériaux d'indices différents d'un empilement. Et enfin, ceci nous a conduit aux expressions des coefficients de réflexion et de transmission correspondants, en amplitude et en phase.

À présent, nous allons présenter quelques exemples représentatifs de fonctions de filtrage optique.

1.2.4 Exemples de fonctions de filtrage

1.2.4.1 Le miroir quart d'onde

On appelle couche quart d'onde à une longueur d'onde λ_0 , une couche dont l'épaisseur optique satisfait la relation suivante [8] :

$$n_j e_j = (2q + 1) \frac{\lambda_0}{4} \quad (1.32)$$

avec $(n_j; e_j)$ l'indice et l'épaisseur de la couche j , et q un entier positif ou nul.

En incidence normale, le déphasage engendré par la couche j est égal à $\delta_j = (2q + 1)\frac{\pi}{2}$, et l'on en déduit facilement que les admittances des interfaces situées de part et d'autre de cette couche quart d'onde sont liées par la relation suivante :

$$Y_j Y_{j-1} = \tilde{n}_j^2 \quad (1.33)$$

On désigne par H les couches d'épaisseurs optiques quart d'onde de haut indice, et par B celles de bas indice. Un miroir quart d'onde est constitué d'une alternance de couches H et B déposées à la surface d'un substrat, et peut être décrit par la formule synthétique suivante :

$$\text{Substrat / HBHBHB...HBH / Air}$$

Cette structure est souvent désignée par M_p , où M désigne la fonction Miroir, et p le nombre de couches de l'empilement. Par exemple, un miroir constitué de 13 couches alternées H et B sera noté M_{13} (cf. Figure 1.5). Par ailleurs, on montre facilement qu'un miroir quart d'onde est optimal si la première couche déposée est de type H avec un nombre total de couches impair.

En incidence normale et en l'absence d'absorptions des couches H et B, le coefficient de réflexion en amplitude d'un miroir à la longueur d'onde λ_0 pour lesquelles ces couches sont quart d'onde est approximé par la relation suivante :

$$R(\lambda_0) \simeq 1 - 4 \frac{n_0 n_s}{n_H^2} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{p-1} \quad (1.34)$$

avec (n_0, n_s) les indices respectifs du milieu incident et du substrat, et p le nombre de couches.

Cette formule fait apparaître deux facteurs clés à savoir le rapport n_H/n_B et le nombre de couches p . En effet, le coefficient de réflexion R du miroir est d'autant plus proche de 1 que le rapport entre n_H et n_B est important et que le nombre de couches p est élevé. Ce rapport entre les indices est aussi appelé choc d'indice ou contraste d'indice. On notera que la spécificité des miroirs diélectriques est qu'ils permettent obtenir des valeurs de coefficient de réflexion très proche de 1, par exemple de $R \simeq 99,995\%$, ce qui n'est pas accessible aux miroirs métalliques, du fait de leur absorption intrinsèque.

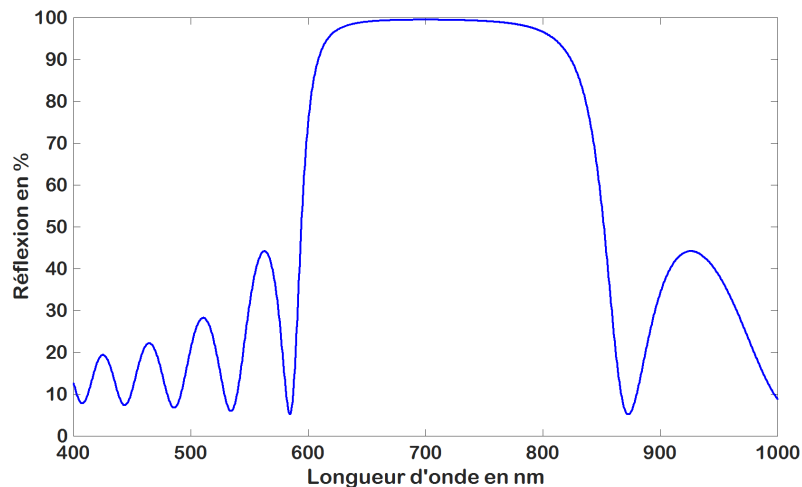


FIGURE 1.5 – Dépendance spectrale du coefficient de réflexion d'un miroir M_{13} centré à $\lambda_0 = 700$ nm, sur la gamme spectrale 400 - 1000 nm

Nous pouvons par ailleurs montrer que la largeur de bande $\Delta\lambda$ d'un miroir est approximée par la formule suivante [8] :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\frac{n_H - n_B}{n_H + n_B} \right) \quad (1.35)$$

On notera que d'après cette formule, la largeur de bande $\Delta\lambda$ d'un miroir est indépendante du nombre de couche déposées. Cependant, une fois de plus, nous pouvons remarquer l'importance du contraste d'indice : plus celui-ci est grand, plus la largeur de bande $\Delta\lambda$ est importante.

En résumé, nous venons de voir comment réaliser un miroir avec un empilement multicouche. En juxtaposant deux miroirs séparés par une cavité, on réalise un filtre de type Fabry-Perot, qui sera notre prochain exemple.

1.2.4.2 Le Fabry-Perot

Un filtre Fabry-Perot (FP) est constitué de deux miroirs séparés par une couche demi-onde appelée *spacer*. Ce type de filtre peut donc être décrit par la formule synthétique suivante :

$$\text{Substrat} / M_p \ 2kB \ M_p / \text{Air} \quad \text{ou} \quad \text{Substrat} / M_p \ 2kH \ M_p / \text{Air}$$

où k désigne un entier strictement positif et p le nombre de couches des miroirs entourant le *spacer*.

En fait, le *spacer* peut être constitué par un matériau haut ou bas indice, mais cela va conditionner la parité de p . En effet, pour un utiliser *spacer* haut indice H , p doit être pair, sinon le *spacer* se trouverait en contact avec des couches haut indice.

La condition de résonance de cette structure FP est donnée par la relation suivante [8] :

$$\Phi(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{spacer}}(\lambda) e_{\text{spacer}} + \varphi_u(\lambda) + \varphi_d(\lambda) = 2k\pi \quad (1.36)$$

avec k un entier strictement positif, φ_d le déphasage engendré par le premier miroir déposé qui se trouve donc en bas (d pour *down*) et φ_u le déphasage engendré par le second miroir déposé qui se trouve donc en haut (u pour *up*).

Lorsque $(\varphi_d, \varphi_u) = (0, 0)$, on retrouve la condition spécifiant que la cavité doit être demi-onde, comme mentionné au début de ce paragraphe.

Il est possible de montrer que le coefficient de transmission de cette structure FP est donné par la relation suivante :

$$T(\lambda) = \frac{T_u T_d}{(1 - \sqrt{R_u R_d})^2} \times \frac{1}{1 + \frac{4\sqrt{R_u R_d}}{(1 - \sqrt{R_u R_d})^2} \sin^2\left(\frac{\Phi(\lambda)}{2}\right)} \quad (1.37)$$

avec R_u et T_u les coefficients de réflexion et de transmission du miroir haut, R_d et T_d ceux du miroir bas.

En posant $A = \frac{4\sqrt{R_u R_d}}{(1 - \sqrt{R_u R_d})^2}$, on trouve après calcul que la bande passante $\Delta\lambda$ du filtre FP est définie par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\pi n e \sqrt{A}} \quad (1.38)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de centrage des miroirs M_d et M_u .

Cette bande passante est d'autant plus étroite que A est grand, ce qui se traduit par un produit $\sqrt{R_u R_d}$ très proche de 1. Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.4.1, cette condition est remplie lorsque l'on dispose d'un bon contraste d'indice et que l'on a recours à un nombre élevé de couches alternées de matériaux H et B.

La transmission minimale du FP se calcule aisément à partir de la relation (1.37), et a pour expression :

$$T_{min} = \frac{1}{1 + A} \simeq \frac{1}{A} \quad (1.39)$$

Cette faible transmission définit la zone de réjection du Fabry-Perot. Ainsi comme nous pouvons le voir, elle est d'autant meilleure que A est grand. Une fois de plus, on voit toute l'importance du contraste d'indice.

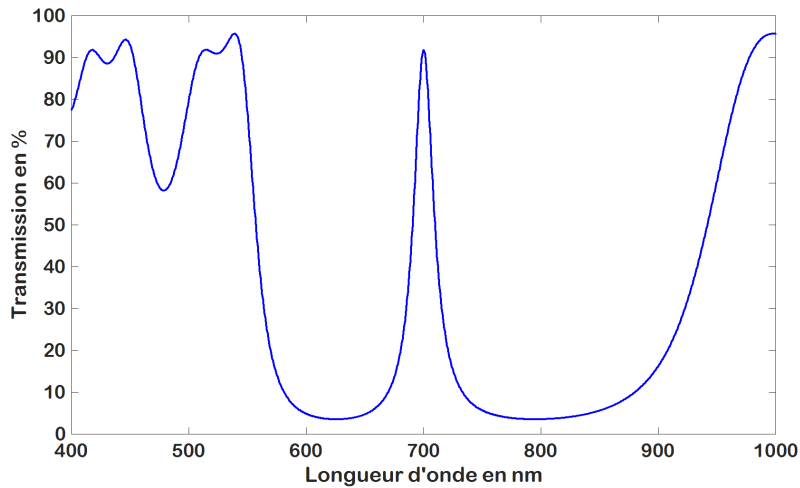


FIGURE 1.6 – Dépendance spectrale du coefficient de transmission d'un Fabry-Perot (M5) 2B (M5) centré à $\lambda_0 = 700$ nm, sur la gamme spectrale 400 - 1000 nm

Dans ce paragraphe, nous avons mis en œuvre l'utilisation conjointe de deux miroirs quart d'onde pour réaliser une nouvelle fonction de filtrage optique qui est le Fabry-Perot. On retiendra pour cette dernière deux paramètres clés : sa bande passante $\Delta\lambda$ et sa réjection, quantifiée par une largeur spectrale et un niveau. Ces deux paramètres sont directement reliés au contraste d'indice des matériaux diélectriques H et B utilisés et au nombre de couches constituant les miroirs.

Nous allons à présent nous intéresser à une autre fonction de filtrage optique, qui pour ainsi dire est tout le contraire d'un miroir, à savoir le traitement antireflet.

1.2.4.3 L'antireflet simple couche

Comme son nom l'indique, un traitement antireflet (AR) a pour fonction de minimiser le coefficient de réflexion R de la surface sur laquelle il est appliqué, et ce sur une plage de longueurs d'ondes la plus large possible et quel que soit l'angle d'incidence. Rappelons l'expression du coefficient de réflexion r établie au paragraphe 1.2.3 :

$$r = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0}$$

Réaliser un traitement antireflet revient tout simplement à minimiser r , ce qui équivaut à satisfaire la condition suivante :

$$Y_0 \simeq \tilde{n}_0 \quad (1.40)$$

Il existe des antireflets de type monochromatique qui assure la fonction AR à une seule longueur d'onde, et des antireflets de type large bande qui étendent la fonction AR à une gamme spectrale plus ou moins large. Dans le premier cas, on peut montrer qu'avec une seule couche d'épaisseur et d'indice de réfraction appropriés, il est possible d'obtenir une réflexion nulle à une seule longueur d'onde. Cependant, ceci impose de respecter la condition suivante :

$$n_1 = \sqrt{n_s} \quad (1.41)$$

avec n_1 l'indice de cette couche et n_s celui du substrat.

Dans le domaine du visible et du proche infrarouge, les substrats présentent souvent des indices n_s de l'ordre de 1,5, ce qui signifie qu'il faudrait des valeurs d'indice $n_1 \simeq 1,22$, ce qui est hélas impossible pour des matériaux présentant une structure non poreuse. C'est la raison pour laquelle des études ont été menées dans le but de pallier cette contrainte :

- soit en essayant de développer des couches poreuses dans le but de réduire leurs indices jusqu'à 1,02 [10],
- soit en utilisant au moins deux couches de matériaux dont les indices et les épaisseurs sont choisis de manière optimale [11, 12].

1.2.4.4 Le filtre bord de bande

On appelle filtre bord de bande, tout filtre présentant une forte transmission pour des longueurs d'onde courtes tout en présentant une forte réflexion pour les grandes longueurs d'onde, ou vice versa. Dans le premier cas, ils seront appelés filtres passe-bas, et dans le second cas filtres passe-haut.

Leur réalisation se fait grâce à une répétition d'empilements symétriques de matériaux haut et bas indice (H 2B H ou B 2H B) qui sont ici considérés comme des couches uniques d'indice équivalents n_e [13]. Ainsi, ce type de filtre peut être décrit par la formule synthétique suivante :

$$\text{Substrat} / \text{AR}_{n_s \rightarrow n_e} (\text{H 2B H})^p \text{AR}_{n_e \rightarrow n_0} / \text{Air}$$

avec n_s l'indice de réfraction du substrat, n_0 celui du milieu incident et p le nombre de répétitions de la séquence H 2B H. Ce paramètre permet d'ajuster la qualité de la partie bloquante du filtre.

Comme nous pouvons le remarquer, cette structure présente des antireflets en début et fin de séquence. Ces couches AR ont pour but de réduire les oscillations éventuelles de la transmission dans les zones passantes du filtre, en adaptant l'impédance de la couche équivalente d'une part avec le milieu incident et d'autre part avec le substrat.

1.2.4.5 Le Filtre de *notch*

Le filtre de *notch*, parfois appelé filtre inverse, présente une transmission spectrale complémentaire de celle d'un filtre passe bande. En effet, centré à une longueur d'onde λ_0 , il présente un profil spectral qui est bloquant sur une bande étroite pouvant aller de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres autour de cette longueur d'onde

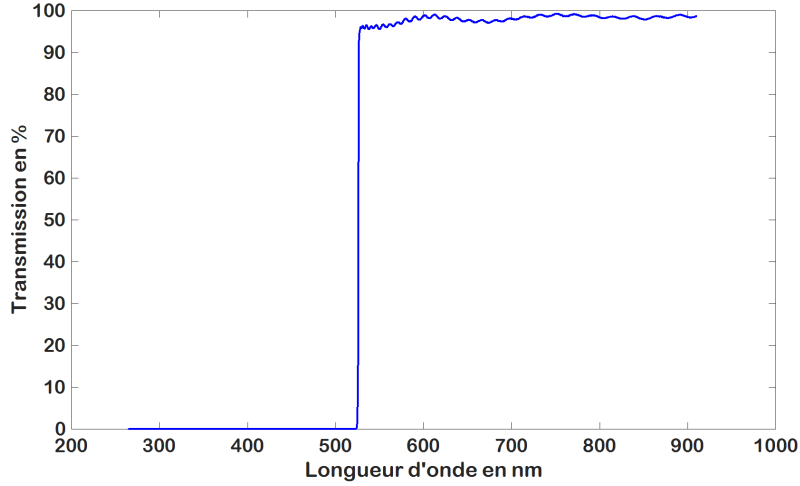


FIGURE 1.7 – Dépendance spectrale de la transmission d’un filtre passe-haut de longueur d’onde de coupure $\lambda_c = 514 \text{ nm}$ [14]

de centrage, et passant sur tout le reste du spectre. Cette bande bloquante est appelée bande de *notch*.

Les performances en réjection de ce type de filtre sont souvent exprimées en densité optique (*Optical Density*, OD). Par exemple, une transmission dans la bande de *notch* inférieure à 10^{-6} est désignée par un *notch* supérieur à OD6. Par ailleurs, ce type de filtre peut aussi présenter plusieurs bandes de réjection et porte dans ce cas le nom de *Multi Notch Filter* (MNF) à l’opposé du terme *Single Notch Filter* (SNF) utilisé pour désigner un filtre présentant une bande de réjection unique (cf. Figure 1.8).

Il a été démontré que ce filtre pouvait être réalisé en utilisant la méthode de l’indice équivalent sur un ensemble élémentaire de 33 couches [17]. Ainsi, ce type de filtre peut être décrit par la formule synthétique suivante :

$$\text{Substrat } / (aH b2B cH)^p / \text{Air}$$

avec a , b , c des coefficients choisis de manière optimale afin de réduire l’amplitude des oscillations (*ripples*) dans la bande de transmission, et p le nombre de séquences de l’ensemble $(aH b2B cH)$.

Il a été par ailleurs démontré que la bande de *notch* ainsi que son niveau de réjection dépendent respectivement du choc d’indice entre les matériaux haut et bas indice utilisés, et de la valeur de p . En effet, cette propriété est similaire à celle d’un filtre FP comme nous l’avons exposé au paragraphe 3.78. La transmission T_m dans la bande de *notch* s’écrit :

$$T_m = 2 \left(\frac{n_H}{n_B} \right) \log \left(\frac{n_H}{n_B} \right) - \log \left(\frac{16n_s}{(1 + n_s)^2 + \left(\frac{n_s}{(n_H - n_B)^2} \right)^2} \right) \quad (1.42)$$

1.2.4.6 Les filtres complexes

Les exemples simples que nous venons de décrire de manière synthétique correspondent à des briques élémentaires que l’on peut souvent utiliser en combinaison pour arriver à

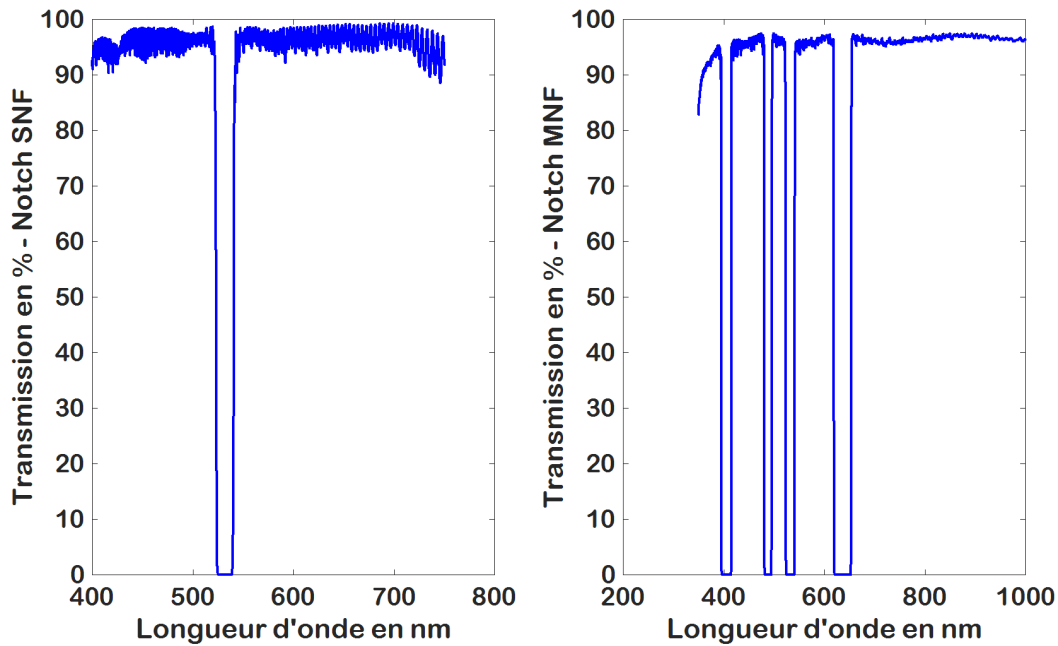


FIGURE 1.8 – Dépendance spectrale de la transmission de filtres de *notch*, à gauche de type SNF à 532 nm [15], et à droite de type MNF aux longueurs d’onde 405/488/532/635 nm [16]

réaliser la fonction de filtrage souhaité.

Cependant, dans le cas de filtres complexes à grand nombre de couches, la définition de la formule du filtre est le plus souvent obtenue par des programmes d’optimisation numérique qui utilisent l’écart entre les caractéristiques spectrales d’une formule quelconque et celles du gabarit recherché comme fonction de mérite. Dans ce cas, on spécifie uniquement les matériaux (en général 2, mais parfois 3) et on analyse ensuite les différents designs fournis par le programme d’optimisation en comparant leur résistance aux erreurs résiduelles de réalisation et leur aptitude à la fabrication.

1.3 Conclusion partielle

Ce premier chapitre introductif nous a permis d’aborder la thématique des filtres optiques interférentiels, de leur conception à leur réalisation. Nous avons commencé par passer en revue les différentes machines de dépôt sous vide qui utilise une technologie basée sur le dépôt physique en phase vapeur (PVD, *Physical Vapor Deposition*) et dont nous disposons au sein de notre équipe de recherche. Comme nous l’avons mentionné, la réalisation des fonctions de filtrage optique répond à des exigences fixées par le domaine d’application, le respect de certaines de ces exigences pouvant nécessiter le dépôt d’une centaine de couches. Nous avons pu noter que dès lors, le choix des matériaux haut et bas indices utilisés doit être effectué de manière judicieuse, compte tenu des contraintes liées aux pertes par absorption et par diffusion engendrées par un dépôt épais à grand nombre de couches. Enfin, nous avons clos cette première partie par une étude théorique d’un empilement multicouche, destinée à une meilleure appréhension des concepts physiques qui régissent le filtrage optique interférentiel. Par ailleurs, celle-ci constitue un préambule indispensable

aux calculs détaillés dans le prochain chapitre qui sera consacré à la détermination des constantes optiques, à savoir l'indice de réfraction n et le coefficient d'extinction κ , des matériaux diélectriques utilisés dans notre machine de dépôt.

Détermination des constantes optiques de matériaux diélectriques

Sommaire

2.1	Introduction	26
2.2	Problématique	26
2.3	Modélisation théorique d'un bicouche	29
2.3.1	Cas d'un substrat semi-infini	30
2.3.2	Cas d'un substrat fini	36
2.3.3	Application au cas particulier de la monocouche	37
2.3.4	Validation de l'hypothèse de faible absorption	39
2.3.5	Cas d'un empilement bicouche	41
2.4	Mise en œuvre expérimentale	47
2.4.1	La machine de dépôt DIBS	47
2.4.2	Le système de contrôle optique <i>in situ</i> large bande	48
2.4.3	Mise en œuvre expérimentale de la méthode	50
2.4.4	Détermination des constantes optiques du Ta ₂ O ₅ et du SiO ₂	52
2.4.5	Synthèse récapitulative	62
2.5	Conclusion partielle	64

2.1 Introduction

La réalisation de filtres optiques interférentiels se déroule en deux phases principales. En premier lieu, nous avons une phase de **design** qui consiste à définir une formule synthétique d'empilement multicouches dont les propriétés spectrales sont en accord avec le gabarit du filtre optique que nous souhaitons fabriquer. En second lieu, nous avons la phase de **fabrication**, réalisée sous vide, par exemple grâce à l'un des procédés de dépôt évoqués dans la partie 1.1.1.

La connaissance de la dépendance spectrale des constantes optiques des couches minces constituant ce filtre, à savoir l'indice de réfraction $n(\lambda)$ et le coefficient d'extinction $\kappa(\lambda)$, est capitale dans chacune de ces deux étapes.

En effet, en ce qui concerne la première, elle nécessite le recours à une base de données des constantes optiques des matériaux susceptibles d'être déposés. En d'autres termes, les propriétés optiques des couches qui devront constituer l'empilement sont directement liées aux produits $n_j(\lambda)e_j$ et $\kappa_j(\lambda)e_j$ qui définissent le déphasage et l'absorption introduits par l'emploi de cette couche d'épaisseur e_j , d'indice de réfraction $n_j(\lambda)$ et de coefficient d'extinction $\kappa_j(\lambda)$. Ainsi, cette phase de design est étroitement liée à la dépendance spectrale des constantes optiques des matériaux.

Par ailleurs, en ce qui concerne la phase de fabrication, certaines méthodes de contrôle optique basées sur des estimations de niveaux de transmission (ou de réflexion) mises en œuvre pour le dépôt de filtres interférentiels, font appel à une connaissance *a priori* de l'indice de réfraction des matériaux déposés pour calculer les points d'arrêt. À titre d'exemple, nous pouvons notamment citer le *Trigger Point Monitoring* (TPM) [18]. Il s'agit d'un contrôle de type monochromatique qui envoie un ordre d'arrêt de dépôt lorsque la valeur mesurée de la transmission (ou de la réflexion) est égale à celle pré-calculée par une simulation théorique. Nous remarquerons que ceci n'a de sens que si les constantes optiques des matériaux sont proches de celles utilisées au moment du design. C'est heureusement le cas pour certains procédés de dépôt énergétiques comme la pulvérisation ionique par faisceau d'ion (DIBS), ou la pulvérisation magnétron réactive assistée par plasma (PARMS, *Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering*). En effet, le caractère énergétique de ces procédés assure que les couches déposées ont des propriétés reproductibles et ne présentent en outre aucune porosité, ce qui rend les caractéristiques spectrales du filtre insensibles aux transitions vide-air ou air-vide.

2.2 Problématique

La détermination de constantes optiques d'un matériau se fait le plus souvent à partir des dépendances spectrales des facteurs de transmission $T(\lambda)$ et de réflexion $R(\lambda)$ mesurés *ex situ* sur une couche de relativement forte épaisseur [19]. En effet, cette détermination est alors ramenée à un problème d'inversion communément désigné par la terminologie

anglaise de *Reverse Engineering*, qui met en œuvre l'utilisation de modèles mathématiques décrivant les dépendances spectrales de l'indice de réfraction $n(\lambda)$ et du coefficient d'extinction $\kappa(\lambda)$.

Ces modèles mathématiques peuvent être classés en deux catégories :

- d'une part, les modèles purement descriptifs
A titre d'exemple, ce type de modèle est celui mis en œuvre dans la méthode des enveloppes [20] proposée par SWANEPOEL en 1983. De manière générale, l'idée est d'ajuster les paramètres du modèle choisi afin d'approximer au mieux les courbes de transmission $T(\lambda)$ et de réflexion $R(\lambda)$ mesurées. Parmi les différents modèles existants, nous pouvons citer ceux de CAUCHY ou SELLMEIER pour la partie réelle de l'indice, et celui en exponentielle pour sa partie imaginaire, définis par des lois de dépendance spectrale du type [21] :

$$n(\lambda) = A_0 + \frac{A_1}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^4} \quad ; \quad \kappa(\lambda) = B_0 e^{-\frac{B_1}{\lambda}} e^{-\frac{B_2}{\lambda}} \quad (2.1)$$

où λ désigne la longueur d'onde et $[A_i, B_i]$ un jeu de constantes, qui sera déterminé en minimisant une Fonction de Mérite (FM), telle que celle définie par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \text{FM}(X, e) = \alpha \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [T_{th}(X, e, \lambda_n) - T_{exp}(\lambda_n)]^2} \\ + \beta \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [R_{th}(X, e, \lambda_n) - R_{exp}(\lambda_n)]^2} \quad (2.2) \end{aligned}$$

(α, β) désignent ici des coefficients de pondération compris entre 0 et 1, N le nombre de longueurs d'onde de mesure λ_n , T et R les facteurs de transmission et de réflexion en énergie, e l'épaisseur de la couche déposée, et enfin X un vecteur de dimension p contenant les p paramètres utilisés par les lois d'indice.

- d'autre part, les modèles qui présentent une véritable signification physique
En effet, ajouter un sens physique à une loi de dispersion permet de réaliser une détermination de constantes optiques plus fiable. À titre d'exemple, nous pouvons citer le modèle de FOROUHI-BLOOMER [22] ou surtout celui de TAUC-LORENTZ [23]. En effet, ces modèles respectent le principe de causalité qui affirme que *l'effet ne peut précéder la cause*. En désignant par $\tilde{\chi}(f)$ la composante fréquentielle de la susceptibilité du matériau dont on veut déterminer les constantes optiques, nous pouvons écrire :

$$\tilde{\chi}(f) = \tilde{\chi}'(f) + i\tilde{\chi}''(f)$$

Le respect du principe de causalité impose des relations dites de KRAMERS-KRONIG entre les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité $\tilde{\chi}(f)$, et elles s'écrivent [9] :

$$\begin{cases} \tilde{\chi}'(f) = \tilde{\epsilon}'_r(f) - 1 = -\frac{1}{\pi} \text{VP} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\chi}''(u)}{f - u} du \\ \tilde{\chi}''(f) = \tilde{\epsilon}''_r(f) = \frac{1}{\pi} \text{VP} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\chi}'(u)}{f - u} du \end{cases} \quad (2.3)$$

où l'acronyme VP désigne la *Valeur principale* au sens de CAUCHY.

Cette relation (2.3) met en évidence que le fait que la connaissance des valeurs de $\tilde{\chi}''(f)$ [respectivement $\tilde{\chi}'(f)$] permet de déterminer entièrement les valeurs de $\tilde{\chi}'(f)$ [respectivement $\tilde{\chi}''(f)$]. Après quelques transformations mathématiques, il vient [24] :

$$\begin{cases} n(E) = n_\infty + \frac{2}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\xi \kappa(\xi)}{\xi^2 - E^2} d\xi \\ \tilde{\epsilon}'_r(E) = \tilde{\epsilon}'_{r,\infty} + \frac{2}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\xi \epsilon''_r(\xi)}{\xi^2 - E^2} d\xi \end{cases} \quad (2.4)$$

Ainsi, comme nous pouvons le remarquer, le système (2.4) montre une intrication entre les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction. Donc, en principe, nous ne pouvons les déterminer séparément.

Les deux approches que nous venons d'exposer nécessitent l'une et l'autre l'utilisation de modèles mathématiques, puis par *Reverse Engineering*, elles donnent accès à la dépendance spectrale des constantes optiques des matériaux déposés. Dans le cas des matériaux présentant une faible absorption, une comparaison objective de la qualité des résultats de détermination d'indice fournis par différents modèles, dont ceux de FOROUHI-BLOOMER et de TAUC-LORENTZ a été menée par Lihong GAO dans le cadre de sa thèse de doctorat [25] réalisée à l'Institut FRESNEL sous la direction de Fabien LEMARCHAND. Par la même occasion, ils ont proposé une méthode de détermination d'indice [26, 27] basée sur une optimisation globale de la fonction de mérite définie à l'équation (2.2).

Mais une autre démarche, complètement différente, peut être également suivie : c'est celle qui a été proposée par Dragan STOJCEVSKI dans sa thèse de doctorat, également effectuée à l'Institut FRESNEL [28]. Elle consiste à abandonner le recours à des modèles mathématiques de dispersion et à adopter une démarche au caractère déterministe dans laquelle les valeurs d'indice de réfraction et de coefficient d'extinction sont directement déduites d'un ensemble de mesures expérimentales.

Cette méthode suppose toutefois que la vitesse de dépôt soit une quantité stable, ce qui est effectivement le cas lorsque le procédé de dépôt est de type énergétique (IBS, DIBS ou PARMS). Elle suppose également que le bâti de dépôt soit équipé d'un contrôle optique large bande, afin de pouvoir enregistrer l'évolution de la transmission spectrale d'un échantillon témoin au fur et à mesure de l'avancement de sa formation. En effet, l'évolution temporelle, à chaque longueur d'onde, de son spectre de transmission, contient des informations quantitatives liées aux constantes optiques que l'on souhaite déterminer.

Cette méthode a fait l'objet d'une validation complète [29] dans le cas où une monocouche de haut indice (Ta_2O_5 , $n_H = 2,13$ @ 600 nm) est déposée sur un substrat de silice ($n_s = 1,46$ @ 600 nm). Cette différence d'indice entre couche et substrat permet en effet que le contraste des oscillations temporelles de transmission $T(\lambda, t)$ soit suffisant pour assurer une détermination fiable et précise des constantes optiques du matériau déposé. Mais ce n'est plus le cas lorsque l'on s'intéresse à un matériau bas indice comme le SiO_2 , dont l'indice de réfraction à 600 nm est de 1,48, et donc très proche de celui d'un substrat comme la silice. En conséquence, pour déterminer les constantes optiques du SiO_2 , deux solutions sont envisageables :

- soit on remplace le substrat de silice par un substrat possédant un indice de réfraction plus élevé, par exemple comme le LaH66, dont l'indice de réfraction à $\lambda_0 = 600$ nm est de 1,76,

- soit on conserve ce même substrat de silice, mais on fait précéder le dépôt de la couche de SiO_2 de celui d'une couche de Ta_2O_5 . En effet la couche de SiO_2 sera alors déposée sur un composant dont l'admittance aura été rehaussée par la présence de la couche de Ta_2O_5 déposée au préalable. Ceci est une illustration parfaite du sens physique de l'admittance complexe que nous avons introduite au paragraphe 1.2.2.

Dans notre cas, nous avons opté pour la deuxième solution compte tenu de nos conditions standards de mise en œuvre, à savoir l'utilisation courante de substrats de silice, mais également le fait que l'alternance de matériaux apparaissant dans ce bicouche est représentative de celle que nous employons dans l'ensemble de nos dépôts.

Nous avons donc décidé d'étendre à un empilement bicouche de type HB la méthode développée par Dragan STOJCEVSKI dans le cas d'une monocouche haut indice. Dans les paragraphes qui vont suivre, nous commencerons donc par établir de manière théorique les formules mathématiques qui décrivent les propriétés spectrales d'un empilement bicouche Silice/ Ta_2O_5 / SiO_2 /Air. En second lieu, nous présenterons une modélisation théorique de la méthode utilisée pour déterminer la dépendance spectrale des constantes optiques de ces deux matériaux. Enfin, nous décrirons l'ensemble de nos moyens expérimentaux (bâti et contrôle optique large bande) avant d'appliquer cette méthode à des signaux expérimentaux enregistrés lors du dépôt d'empilements bicouche effectués par pulvérisation ionique assistée (DIBS).

2.3 Modélisation théorique d'un bicouche

Dans cette partie, nous allons établir les relations mathématiques permettant de décrire l'évolution de la transmission d'un empilement Silice/ Ta_2O_5 / SiO_2 /Air au fur et à mesure de la croissance des couches, d'abord de Ta_2O_5 , puis de SiO_2 , puis mettre à profit ces résultats pour déterminer la dépendance spectrale des constantes optiques de ces deux matériaux.

Considérons un empilement, déposé sur un substrat de silice d'indice de réfraction n_s , et constitué de deux couches d'épaisseurs physiques e_1 et e_2 , d'indices de réfraction n_1 et n_2 , et de coefficients d'extinction κ_1 et κ_2 . Cet empilement est placé dans un environnement d'indice de réfraction n_0 et reçoit un faisceau en **incidence normale** comme cela est indiqué à la figure 2.1 représentant de manière schématique le problème que nous nous proposons de traiter de manière théorique.

Pour traiter ce problème, nous ferons appel au formalisme des admittances complexes, dont le principe a été explicité au paragraphe 1.2.2. Nous poserons $N_j = n_j + i\kappa_j$ avec $i^2 = -1$ et $j \in [1, 2]$.

Dans la suite, nous définirons par δ_j le terme de déphasage engendré par la couche j de l'empilement :

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} N_j e_j \quad (2.5)$$

Enfin, nous distinguerons deux cas, à savoir, dans un premier temps, celui d'un substrat semi-infini, puis, dans un second temps, celui d'un substrat fini.

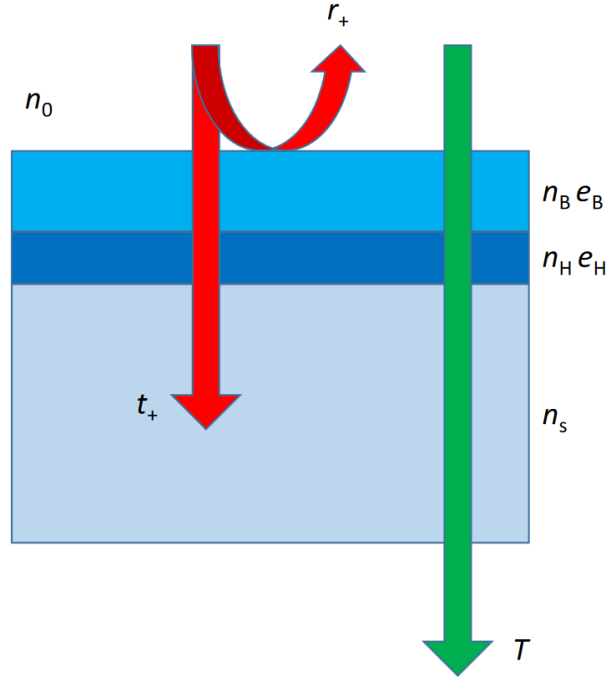


FIGURE 2.1 – Représentation schématique d'un bicouche HB

2.3.1 Cas d'un substrat semi-infini

Le calcul de l'expression analytique du coefficient de transmission t se fait à partir des étapes suivantes :

- Calcul de l'admittance du substrat :

$$Y_2 = \tilde{n}_s \quad (2.6)$$

- Calcul de l'admittance de la couche 2 :

$$Y_1 = \frac{Y_2 \cos \delta_2 - i\tilde{n}_2 \sin \delta_2}{\cos \delta_2 - i(Y_2/\tilde{n}_2) \sin \delta_2} \quad (2.7)$$

- Calcul de l'admittance de la couche 1 :

$$Y_0 = \frac{Y_1 \cos \delta_1 - i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 - i(Y_1/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad (2.8)$$

- Calcul du coefficient de réflexion de l'empilement

$$r = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0} \quad (2.9)$$

- Calcul du coefficient de transmission de l'empilement en faisant l'hypothèse que le substrat est semi-infini

$$t = \frac{1 + r}{(\cos \delta_2 - i(Y_2/\tilde{n}_2) \sin \delta_2)(\cos \delta_1 - i(Y_1/\tilde{n}_1) \sin \delta_1)} \quad (2.10)$$

On démontre facilement que l'expression de l'inverse du coefficient de transmission t peut être mise sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{2n_0}{t} = & \left[(n_0 + n_s) \cos \delta_2 \cos \delta_1 - \left(\frac{N_1 n_s}{N_2} + \frac{n_0 N_2}{N_1} \right) \sin \delta_2 \sin \delta_1 \right] \\ & - i \left[\left(\frac{n_0 n_s}{N_2} + N_2 \right) \sin \delta_2 \cos \delta_1 + \left(\frac{n_0 n_s}{N_1} + N_1 \right) \sin \delta_1 \cos \delta_2 \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

Pour alléger l'écriture de la relation (2.11), nous poserons désormais :

$$\mathcal{A} = n_0 + n_s, \quad \mathcal{B} = \frac{N_1 n_s}{N_2} + \frac{n_0 N_2}{N_1}, \quad \mathcal{C}_1 = \frac{n_0 n_s}{N_1} + N_1, \quad \mathcal{C}_2 = \frac{n_0 n_s}{N_2} + N_2$$

Il vient alors :

$$\frac{2n_0}{t} = [\mathcal{A} \cos \delta_2 \cos \delta_1 - \mathcal{B} \sin \delta_2 \sin \delta_1] - i [\mathcal{C}_2 \sin \delta_2 \cos \delta_1 + \mathcal{C}_1 \sin \delta_1 \cos \delta_2] \quad (2.12)$$

Ainsi, dans le cas d'un substrat semi-infini, la relation (2.12) désigne l'expression la plus générale permettant de calculer l'inverse du coefficient de transmission t (au terme multiplicatif $2n_0$ près). Nous poursuivrons nos calculs en tenant compte de la présence de faibles absorptions dans les couches 1 et 2.

2.3.1.1 Couches faiblement absorbantes

Nous allons à présent considérer que les couches 1 et 2 sont faiblement absorbantes. Rappelons que les indices de réfraction de ces dernières s'écrivent :

$$N_i = n_j + i\kappa_j, \text{ avec } i^2 = -1 \text{ et } j \in [1, 2]$$

et que la faible absorption des couches se traduit ici par $\kappa_j \ll 1$. Les quantités \mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 sont donc maintenant des nombres complexes et nous allons les décomposer en parties réelles et parties imaginaires.

Il vient :

- \mathcal{A} est un réel pur ($\Re(\mathcal{A}) = \mathcal{A}$; $\Im(\mathcal{A}) = 0$), puisque le substrat est supposé non absorbant et que le milieu extérieur est de l'air.
- $\mathcal{B} = \mathcal{B}' + i\mathcal{B}''$, avec :

$$\begin{cases} \mathcal{B}' = n_2 n_1 \left(\frac{n_s}{n_2^2} + \frac{n_0}{n_1^2} \right) \\ \mathcal{B}'' = (n_2 \kappa_1 - n_1 \kappa_2) \left(\frac{n_s}{n_2^2} - \frac{n_0}{n_1^2} \right) \end{cases} \quad (2.13)$$

- $\mathcal{C}_1 = \mathcal{C}'_1 + i\mathcal{C}''_1$, avec :

$$\begin{cases} \mathcal{C}'_1 = n_1 \left(1 + \frac{n_0 n_s}{n_1^2} \right) \\ \mathcal{C}''_1 = \kappa_1 \left(1 - \frac{n_0 n_s}{n_1^2} \right) \end{cases} \quad (2.14)$$

— $\mathcal{C}_2 = \mathcal{C}'_2 + i\mathcal{C}''_2$, avec :

$$\begin{cases} \mathcal{C}'_2 = n_2 \left(1 + \frac{n_0 n_s}{n_2^2} \right) \\ \mathcal{C}''_2 = \kappa_2 \left(1 - \frac{n_0 n_s}{n_2^2} \right) \end{cases} \quad (2.15)$$

Nous retrouvons bien le fait que les parties réelles des quantités \mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 sont homogènes à des indices de réfraction et leurs parties imaginaires à des coefficients d'extinction. Ainsi dans la suite, les carrés ou les produits de parties imaginaires seront considérés comme nuls au premier ordre du fait de l'approximation des faibles absorptions.

Par ailleurs, les termes de déphasage δ_j s'écrivent :

$$\delta_2 = \delta'_2 + i\delta''_2 \text{ et } \delta_1 = \delta'_1 + i\delta''_1$$

Ceci fait apparaître des fonctions hyperboliques dans la relation (2.12), puisque :

$$\begin{cases} \cos \delta_2 = \cos(\delta'_2 + i\delta''_2) \\ \cos \delta_1 = \cos(\delta'_1 + i\delta''_1) \\ \sin \delta_2 = \sin(\delta'_2 + i\delta''_2) \\ \sin \delta_1 = \sin(\delta'_1 + i\delta''_1) \end{cases}$$

avec :

$$\begin{cases} \delta'_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 e_2, \quad \delta''_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \kappa_2 e_2 \\ \delta'_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 e_1, \quad \delta''_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \kappa_1 e_1 \end{cases}$$

Pour tout $(a, b) \in \mathbb{R}^2$, rappelons les identités trigonométriques suivantes :

$$\begin{cases} \cos(a + b) = \cos a \cos b - \sin a \sin b \\ \sin(a + b) = \sin a \cos b + \sin b \cos a \\ \cos ia = \cosh a, \quad \sin ia = i \sinh a \end{cases}$$

Ainsi, pour $j \in [1; 2]$ nous avons :

$$\begin{cases} \cos(\delta'_j + i\delta''_j) = \cos \delta'_j \cos i\delta''_j - \sin \delta'_j \sin i\delta''_j = \cos \delta'_j \cosh \delta''_j - i \sin \delta'_j \sinh \delta''_j \\ \sin(\delta'_j + i\delta''_j) = \sin \delta'_j \cos i\delta''_j + \sin i\delta''_j \cos \delta'_j = \sin \delta'_j \cosh \delta''_j + i \sinh \delta''_j \cos \delta'_j \end{cases}$$

Puisque $\delta''_j \ll 1$, nous pouvons effectuer un développement limité au premier ordre des fonctions hyperboliques suivantes :

$$\begin{cases} \cosh \delta''_j \simeq 1 \\ \sinh \delta''_j \simeq \delta''_j \end{cases}$$

D'où :

$$\begin{cases} \cos(\delta'_j + i\delta''_j) \simeq \cos \delta'_j - i\delta''_j \sin \delta'_j \\ \sin(\delta'_j + i\delta''_j) \simeq \sin \delta'_j + i\delta''_j \cos \delta'_j \end{cases}$$

En tenant compte de l'approximation au premier ordre $\delta_2''\delta_1'' \simeq 0$, nous pouvons évaluer les produits suivants :

$$\begin{cases} \cos(\delta_2' + i\delta_2'') \cos(\delta_1' + i\delta_1'') \simeq \cos \delta_2' \cos \delta_1' - i\delta_1'' \cos \delta_2' \sin \delta_1' - i\delta_2'' \cos \delta_1' \sin \delta_2' \\ \sin(\delta_2' + i\delta_2'') \sin(\delta_1' + i\delta_1'') \simeq \sin \delta_2' \sin \delta_1' + i\delta_1'' \cos \delta_1' \sin \delta_2' + i\delta_2'' \cos \delta_2' \sin \delta_1' \\ \cos(\delta_2' + i\delta_2'') \sin(\delta_1' + i\delta_1'') \simeq \cos \delta_2' \sin \delta_1' + i\delta_1'' \cos \delta_1' \cos \delta_2' - i\delta_2'' \sin \delta_2' \sin \delta_1' \\ \cos(\delta_1' + i\delta_1'') \sin(\delta_2' + i\delta_2'') \simeq \cos \delta_1' \sin \delta_2' + i\delta_2'' \cos \delta_2' \cos \delta_1' - i\delta_1'' \sin \delta_1' \sin \delta_2' \end{cases}$$

Par ailleurs, en négligeant toutes les expressions nulles au premier ordre, l'équation (2.12) devient :

$$\frac{2n_0}{t} = \Re - i\Im \quad (2.16)$$

avec :

$$\begin{cases} \Re = \mathcal{A} \cos \delta_2' \cos \delta_1' - \mathcal{B}' \sin \delta_2' \sin \delta_1' + \mathcal{C}_2'' \sin \delta_2' \cos \delta_1' + \mathcal{C}_1'' \cos \delta_2' \sin \delta_1' \\ \quad + \mathcal{C}_2' (\delta_2'' \cos \delta_2' \cos \delta_1' - \delta_1'' \sin \delta_2' \sin \delta_1') + \mathcal{C}_1' (\delta_1'' \cos \delta_2' \cos \delta_1' - \delta_2'' \sin \delta_2' \sin \delta_1') \\ \Im = \mathcal{C}_2' \sin \delta_2' \cos \delta_1' + \mathcal{C}_1' \cos \delta_2' \sin \delta_1' + \mathcal{B}'' \sin \delta_2' \sin \delta_1' \\ \quad + \mathcal{A} (\delta_1'' \cos \delta_2' \sin \delta_1' + \delta_2'' \sin \delta_2' \cos \delta_1') + \mathcal{B}' (\delta_1'' \sin \delta_2' \cos \delta_1' + \delta_2'' \cos \delta_2' \sin \delta_1') \end{cases}$$

Rappelons que le coefficient de transmission en énergie T est donné par :

$$T = \frac{n_s}{n_0} |t|^2 \Rightarrow \frac{1}{T} = \frac{n_0}{n_s} \frac{1}{|t|^2} \quad (2.17)$$

D'où :

$$\frac{(2n_0)^2 n_s}{n_0 T} = \Re^2 + \Im^2 \quad (2.18)$$

Comme il a déjà été souligné, nous considérerons comme nuls tous les produits homogènes à un carré de coefficient d'extinction. Nous pouvons dès lors écrire :

$$\begin{aligned} \frac{4n_0 n_s}{T} \simeq & Q_1 \cos^2 \delta_2' \cos^2 \delta_1' + Q_2 \sin^2 \delta_2' \sin^2 \delta_1' + Q_3 \sin^2 \delta_2' \cos^2 \delta_1' \\ & + Q_4 \cos^2 \delta_2' \sin^2 \delta_1' + Q_5 \sin 2\delta_2' \sin 2\delta_1' + Q_6 \cos^2 \delta_2' \sin 2\delta_1' \\ & + Q_7 \cos^2 \delta_1' \sin 2\delta_2' + Q_8 \sin^2 \delta_2' \sin 2\delta_1' + Q_9 \sin^2 \delta_1' \sin 2\delta_2' \end{aligned} \quad (2.19)$$

avec :

$$\begin{cases} Q_1 = \mathcal{A}^2 + 2\mathcal{A}(\mathcal{C}_1'\delta_1'' + \mathcal{C}_2'\delta_2'') \\ Q_2 = (\mathcal{B}')^2 + 2(\mathcal{B}')(\mathcal{C}_2'\delta_1'' + \mathcal{C}_1'\delta_2'') \\ Q_3 = (\mathcal{C}_2')^2 + 2\mathcal{C}_2'(\mathcal{B}'\delta_1'' + \mathcal{A}\delta_2'') \\ Q_4 = (\mathcal{C}_1')^2 + 2\mathcal{C}_1'(\mathcal{A}\delta_1'' + \mathcal{B}'\delta_2'') \\ Q_5 = \frac{1}{2} (\mathcal{C}_1'\mathcal{C}_2' - \mathcal{A}\mathcal{B}') \\ Q_6 = \mathcal{A}\mathcal{C}_1'' \\ Q_7 = \mathcal{A}\mathcal{C}_2'' \\ Q_8 = \mathcal{B}''\mathcal{C}_2' - \mathcal{B}'\mathcal{C}_2'' \\ Q_9 = \mathcal{B}''\mathcal{C}_1' - \mathcal{B}'\mathcal{C}_1'' \end{cases} \quad (2.20)$$

On linéarise ensuite tous les carrés de fonctions trigonométriques en faisant apparaître les angles doubles, ce qui conduit à l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \frac{4n_0n_s}{T} \simeq & S_1 + S_2 \cos 2\delta'_1 + S_3 \cos 2\delta'_2 + S_4 \cos 2\delta'_1 \cos 2\delta'_2 + S_5 \sin 2\delta'_1 \sin 2\delta'_2 \\ & + S_6 \sin 2\delta'_1 + S_7 \sin 2\delta'_2 + S_8 \sin 2\delta'_1 \cos 2\delta'_2 + S_9 \sin 2\delta'_2 \cos 2\delta'_1 \end{aligned} \quad (2.21)$$

avec :

$$\left\{ \begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{4} \{ \mathcal{A}^2 + (\mathcal{B}')^2 + (\mathcal{C}'_1)^2 + (\mathcal{C}'_2)^2 \} + \{ \mathcal{A}\mathcal{C}'_1 + \mathcal{B}'\mathcal{C}'_2 \} \delta'_1 + \{ \mathcal{A}\mathcal{C}'_2 + \mathcal{B}'\mathcal{C}'_1 \} \delta'_2 \\ S_2 &= \frac{1}{4} \{ \mathcal{A}^2 - (\mathcal{B}')^2 - (\mathcal{C}'_1)^2 + (\mathcal{C}'_2)^2 \} + \{ \mathcal{A}\mathcal{C}'_2 - \mathcal{B}'\mathcal{C}'_1 \} \delta'_2 \\ S_3 &= \frac{1}{4} \{ \mathcal{A}^2 - (\mathcal{B}')^2 + (\mathcal{C}'_1)^2 - (\mathcal{C}'_2)^2 \} + \{ \mathcal{A}\mathcal{C}'_1 - \mathcal{B}'\mathcal{C}'_2 \} \delta'_1 \\ S_4 &= \frac{1}{4} \{ \mathcal{A}^2 + (\mathcal{B}')^2 - (\mathcal{C}'_1)^2 - (\mathcal{C}'_2)^2 \} \\ S_5 &= \frac{1}{2} (\mathcal{C}'_1\mathcal{C}'_2 - \mathcal{A}\mathcal{B}') \\ S_6 &= \frac{1}{2} (\mathcal{A}\mathcal{C}''_1 + \mathcal{B}''\mathcal{C}'_2 - \mathcal{B}'\mathcal{C}''_2) \\ S_7 &= \frac{1}{2} (\mathcal{A}\mathcal{C}''_2 + \mathcal{B}''\mathcal{C}'_1 - \mathcal{B}'\mathcal{C}''_1) \\ S_8 &= \frac{1}{2} (\mathcal{A}\mathcal{C}''_1 - \mathcal{B}''\mathcal{C}'_2 + \mathcal{B}'\mathcal{C}''_2) \\ S_9 &= \frac{1}{2} (\mathcal{A}\mathcal{C}''_2 - \mathcal{B}''\mathcal{C}'_1 + \mathcal{B}'\mathcal{C}''_1) \end{aligned} \right. \quad (2.22)$$

En regroupant les termes de la relation (2.21) qui dépendent de δ'_1 , celle-ci peut être mise sous la forme équivalente :

$$\begin{aligned} \frac{4n_0n_s}{T} \simeq & [S_1(e_1, e_2) + S_3(e_1) \cos 2\delta'_2 + S_7 \sin 2\delta'_2] \\ & + [S_2(e_2) + S_4 \cos 2\delta'_2 + S_9 \sin 2\delta'_2] \cos 2\delta'_1 \\ & + [S_6 + S_8 \cos 2\delta'_2 + S_5 \sin 2\delta'_2] \sin 2\delta'_1 \end{aligned} \quad (2.23)$$

A présent, définissons les quantités suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} \mathcal{T}(e_1, e_2) &= S_1(e_1, e_2) + S_3(e_1) \cos 2\delta'_2 + S_7 \sin 2\delta'_2 \\ \mathcal{U}(e_2) &= S_2(e_2) + S_4 \cos 2\delta'_2 + S_9 \sin 2\delta'_2 \\ \mathcal{V}(e_2) &= S_6 + S_8 \cos 2\delta'_2 + S_5 \sin 2\delta'_2 \end{aligned} \right. \quad (2.24)$$

La relation (2.23) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\frac{4n_0n_s}{T} \simeq \mathcal{T}(e_1, e_2) + \mathcal{U}(e_2) \cos 2\delta'_1 + \mathcal{V}(e_2) \sin 2\delta'_1 \quad (2.25)$$

Nous en déduisons la forme finale de l'expression de l'inverse de la transmission T , au facteur multiplicatif $4n_0n_s$ près, soit :

$$\frac{4n_0n_s}{T} \simeq \mathcal{T}(e_1, e_2) [1 + \mathcal{M}(e_1, e_2) \cos(2\delta'_1 - \Phi)] \quad (2.26)$$

avec :

$$\begin{cases} \mathcal{M}(e_1, e_2) = \frac{\sqrt{[\mathcal{U}(e_2)]^2 + [\mathcal{V}(e_2)]^2}}{\mathcal{T}(e_1, e_2)} \\ \Phi(e_2) = \arctan \left[\frac{\mathcal{V}(e_2)}{\mathcal{U}(e_2)} \right] \end{cases} \quad (2.27)$$

A ce stade du calcul, relativement lourd, il semble nécessaire de s'assurer que tous ces résultats sont corrects. Dans le paragraphe qui suit, nous allons donc considérer des cas simples et vérifier si les expressions qui les décrivent sont bien obtenues à partir des relations (2.26) et (2.27).

2.3.1.2 Vérifications préliminaires

2.3.1.2.1 Cas du substrat nu Dans ce cas, $e_2 = e_1 = 0$, ce qui conduit aussitôt à $\delta_2 = \delta_1 = 0$. La relation (2.19) prend alors la forme simplifiée suivante :

$$\frac{4n_0n_s}{T} = Q_1 = \mathcal{A}^2 = (n_0 + n_s)^2$$

soit encore :

$$T = \frac{4n_0n_s}{(n_0 + n_s)^2}$$

On retrouve bien l'expression de la transmission de la face d'entrée du substrat nu.

2.3.1.2.2 Indices des couches 2 et 1 identiques à celui du milieu incident

Dans ce cas, $n_2 = n_1 = n_0$ et $\kappa_2 = \kappa_1 = 0$, de sorte que :

$$\mathcal{A} = \mathcal{B} = \mathcal{C}_1 = \mathcal{C}_2 = n_0 + n_s \quad ; \quad \delta_2'' = \delta_1'' = 0$$

Le système (2.20) devient :

$$\begin{cases} Q_1 = Q_2 = Q_3 = Q_4 = \mathcal{A}^2 \\ Q_5 = Q_6 = Q_7 = Q_8 = Q_9 = 0 \end{cases}$$

Le système (2.22) devient :

$$\begin{cases} S_1 = \mathcal{B}^2 \\ S_2 = S_3 = S_4 = S_5 = S_6 = S_7 = S_8 = S_9 = 0 \end{cases}$$

ce qui, à nouveau, conduit à la transmission de la face d'entrée du substrat nu :

$$\frac{4n_0n_s}{T} = \mathcal{A}^2 = (n_0 + n_s)^2 \Rightarrow T = \frac{4n_0n_s}{(n_0 + n_s)^2}$$

2.3.2 Cas d'un substrat fini

Afin de compléter notre étude théorique, il nous faut maintenant tenir compte de la traversée de la face arrière du substrat, ainsi que de l'existence de réflexions multiples entre cette face arrière nue et la face avant traitée.

Compte tenu de l'épaisseur du substrat (1 ou 2 mm), nous pouvons utiliser ici une approche incohérente, ce qui conduit à écrire :

$$T_f = TT_s + TR_sR'T_s + T^+(R_sR')^2T_s + \dots = \frac{T_sT}{1 - R_sR'} \quad (2.28)$$

où T_s (respectivement R_s) désigne le facteur de transmission (respectivement réflexion) en énergie de l'interface milieu incident/substrat et R' le coefficient de réflexion en énergie d'une onde rétrograde sur la face traitée. Il vient donc :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} = \frac{4n_0n_s}{T} \times \frac{1 - R_sR'}{T_s} \quad (2.29)$$

avec :

$$T_s = \frac{4n_0n_s}{(n_0 + n_s)^2} \quad \text{et} \quad R_s = \frac{(n_0 - n_s)^2}{(n_0 + n_s)^2} \quad (2.30)$$

Il ne nous reste donc plus qu'à calculer R' pour arriver au résultat final. Toutefois, avant de nous engager dans ce calcul, qui risque d'être particulièrement lourd, il semble utile d'évaluer la pertinence de certaines approximations.

2.3.2.1 Cas des couches non absorbantes

Si les couches 1 et 2 ne sont pas absorbantes, alors : $R' = 1 - T$. On en déduit aussitôt la relation entre l'inverse de T_f et l'inverse de T , à savoir :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} = \frac{4n_0n_s}{T} + (n_0 - n_s)^2 \quad (2.31)$$

Dans le cas d'un substrat nu, ceci conduit à :

$$\frac{4n_0n_s}{T} = (n_0 + n_s)^2 + (n_0 - n_s)^2 \quad \Rightarrow \quad T = \frac{2n_0n_s}{n_0^2 + n_s^2} \quad (2.32)$$

ce qui correspond bien au résultat de la transmission d'un substrat non traité, d'épaisseur finie.

2.3.2.2 Approximation des couches faiblement absorbantes

De manière tout-à-fait générale, nous pouvons écrire :

$$R' + T' + A' = 1 \quad (2.33)$$

où A' et T' désignent respectivement les coefficients d'absorption et de transmission d'une onde rétrograde dans le bicouche. Le principe du retour inverse impose que : $T' = T$, de sorte que l'on peut exprimer le coefficient de réflexion R' sous la forme suivante :

$$R' = 1 - T - A' \quad (2.34)$$

La relation entre inverse de T_f et inverse de T devient alors :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} = \frac{4n_0n_s}{T} \times \frac{1 - R_s(1 - T - A')}{T_s} = \frac{4n_0n_s}{T} \left(1 + \frac{R_s}{T_s} A' \right) + (n_0 - n_s)^2 \quad (2.35)$$

avec $A' = A'_1 + A'_2$, la somme des absorptions dans chacune des deux couches et :

$$A'_j = \frac{4\pi \tilde{n}_j}{\lambda} \frac{\kappa_j}{\tilde{n}_s \cos \theta_j} \int_0^{e_j} \frac{|\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_j^-(z)|^2}{|\vec{z} \wedge \vec{\mathcal{E}}_s^-|^2} dz \quad \text{pour } j = [B, H] \quad (2.36)$$

La quantité en $(R_s/T_s)A'$ constitue un terme correctif du premier ordre, de sorte que ces coefficients d'absorption peuvent être calculés en utilisant les expressions des champs qui correspondent au cas non absorbant.

Dans le cas où les couches sont faiblement absorbantes, nous pouvons donc supposer que $\frac{R_s}{T_s} A' \ll 1$, ce qui nous permet alors d'écrire :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} \simeq (n_0 - n_s)^2 + \frac{4n_0n_s}{T} \quad (2.37)$$

(nous justifierons de manière plus complète cette approximation simplificatrice au paragraphe 2.3.4).

En combinant les équations (2.26) et (2.37), il vient enfin :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} \simeq (n_0 - n_s)^2 + \mathcal{T}[1 + \mathcal{M} \cos(2\delta'_1 - \Phi)] \quad (2.38)$$

2.3.3 Application au cas particulier de la monocouche

Dans sa thèse de doctorat, Dragan STOJCEVSKI avait établi l'ensemble des relations permettant de décrire le comportement d'une monocouche de haut indice. Il est donc particulièrement intéressant de vérifier si notre approche, plus générale, permet de retrouver l'ensemble des conclusions auxquelles il était parvenu.

Considérons donc le cas où l'empilement se réduit à une seule couche, c'est-à-dire lorsque $e_1 = 0$. Dans ce cas, la relation (2.25) devient :

$$\frac{4n_0n_s}{T} \simeq \mathcal{T}(0, e_2) + \mathcal{U}(e_2) \quad (2.39)$$

avec :

$$\begin{cases} \mathcal{T}(0, e_2) = S_1(0, e_2) + S_3(0) \cos 2\delta'_2 + S_7 \sin 2\delta'_2 \\ \mathcal{U}(e_2) = S_2(e_2) + S_4 \cos 2\delta'_2 + S_9 \sin 2\delta'_2 \end{cases} \quad (2.40)$$

soit encore :

$$\frac{4n_0n_s}{T} = \frac{1}{2}[\mathcal{A}^2 + (\mathcal{C}'_2)^2] + \frac{1}{2}[\mathcal{A}^2 - (\mathcal{C}'_2)^2] \cos 2\delta'_2 + \mathcal{AC}''_2 \sin 2\delta'_2 + 2\mathcal{AC}'_2\delta''_2 \quad (2.41)$$

Cette expression peut être mise sous la forme équivalente suivante :

$$\frac{4n_0n_s}{T} = \frac{1}{2}[\mathcal{A}^2 + (\mathcal{C}'_2)^2] + \frac{1}{2}[\mathcal{A}^2 - (\mathcal{C}'_2)^2] \left\{ \cos 2\delta'_2 + \frac{2\mathcal{AC}''_2}{\mathcal{A}^2 - (\mathcal{C}'_2)^2} \sin 2\delta'_2 \right\} + 2\mathcal{AC}'_2\delta''_2 \quad (2.42)$$

Considérons la quantité qui apparaît en facteur du terme en $\sin 2\delta'_2$:

$$\frac{2\mathcal{AC}''_2}{\mathcal{A}^2 - (\mathcal{C}'_2)^2} = -\frac{2(n_0 + n_s)(n_2^2 - n_0n_s)}{(n_2^2 - n_s^2)(n_2^2 - n_0^2)}\kappa_2 = -\epsilon \quad \text{avec} \quad 0 < \epsilon \ll 1$$

Nous pouvons donc écrire, au même niveau d'approximation :

$$\frac{4n_0n_s}{T} \simeq \frac{1}{2}[\mathcal{A}^2 + (\mathcal{C}'_2)^2] + \frac{1}{2}[\mathcal{A}^2 - (\mathcal{C}'_2)^2] \cos(2\delta'_2 + \epsilon) + 2\mathcal{AC}'_2\delta''_2 \quad (2.43)$$

La quantité $\mathcal{A}^2 - (\mathcal{C}'_2)^2$ étant négative, les maxima de la transmission T sont enregistrés lorsque l'épaisseur e_2 de la monocouche haut indice vérifie l'égalité générale suivante :

$$2\delta'_2 + \epsilon = 2q\pi \quad \text{avec} \quad q \in \mathbb{N}^* \quad (2.44)$$

soit encore :

$$\frac{4\pi}{\lambda}n_2(\lambda)e_2 + \epsilon = 2q\pi \quad (2.45)$$

Si l'on désigne par v_2 la vitesse de dépôt du matériau 2, supposée constante, et si l'origine des temps est prise à l'instant où débute son dépôt, l'égalité précédente est équivalente à :

$$2q = \frac{4n_2(\lambda)}{\lambda}v_2(t_{2q} - \bar{t}) \quad \text{avec} \quad \bar{t} = \frac{\lambda}{2\pi v_2} \frac{\kappa_2}{n_2} \frac{(n_0 + n_s)(n_2^2 - n_0n_s)}{(n_2^2 - n_s^2)(n_2^2 - n_0^2)} \quad (2.46)$$

Ceci signifie que l'ordre $2q$ de la couche déposée présente une dépendance linéaire vis-à-vis du temps t , de pente p définie par :

$$p(\lambda) = \frac{4n_2(\lambda)}{\lambda}v_2 \quad (2.47)$$

Ce résultat est identique à celui obtenu par Dragan STOJCEVSKI durant sa thèse, à ceci près qu'apparaît un offset temporel \bar{t} qui ne figurait pas dans ses équations. Il faut toutefois noter que, dans le cas du pentoxyde de Tantale, cet offset est de l'ordre de 0,2 s, de sorte qu'il pourra être totalement négligé.

Aux instants t_{2q} pour lesquels la couche déposée est demi-onde à la longueur d'onde considérée, la valeur correspondante de la transmission maximale tenant compte de la présence de la face arrière du substrat sera donc définie par :

$$\frac{4n_0n_s}{T_{f,\max}} = (n_0 - n_s)^2 + \mathcal{A}^2 + 2\mathcal{AC}'_2\delta''_2 \quad (2.48)$$

soit encore, après calcul :

$$T_{f,\max} = \frac{2n_0n_s}{n_0^2 + n_s^2} \left\{ 1 - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(n_0 + n_s)(n_2^2 + n_0n_s)}{n_2(n_0^2 + n_s^2)} \kappa_2 v_2 t_{2q} \right\} \quad (2.49)$$

De la même manière, les minima de la transmission globale T_f sont enregistrés lorsque l'épaisseur de la couche déposée vérifie la relation générale suivante :

$$2\delta'_2 + \epsilon \simeq 2\delta'_2 = (2q + 1)\pi \quad \text{avec } q \in \mathbb{N} \quad (2.50)$$

la valeur correspondante de cette transmission étant alors définie par :

$$\frac{4n_0n_s}{T_{f,\min}} = (n_0 - n_s)^2 + (C'_2)^2 + 2\mathcal{A}C'_2\delta''_2 \quad (2.51)$$

soit encore, après calcul :

$$T_{f,\min} = \frac{4n_0n_s n_2^2}{(n_2^2 + n_s^2)(n_2^2 + n_0^2)} \left\{ 1 - \frac{4\pi}{\lambda} \frac{n_2(n_0 + n_s)(n_2^2 + n_0n_s)}{(n_2^2 + n_s^2)(n_2^2 + n_0^2)} \kappa_2 v_2 t_{2q+1} \right\} \quad (2.52)$$

t_{2q+1} désignant les temps caractéristiques pour lesquels la couche déposée est quart d'onde, soit :

$$(2q + 1) = \frac{4n_2}{\lambda} v_2 t_{2q+1}, \quad q \in \mathbb{N} \quad (2.53)$$

En synthèse, nous sommes donc parvenus aux conclusions suivantes, dans le cas d'une monocouche :

1. l'ordre entier des extrema de transmission présente une dépendance linéaire vis-à-vis du temps t dont la pente est proportionnelle à l'indice de réfraction de la couche déposée,
2. l'inverse des extrema de transmission présente une dépendance linéaire vis à vis du temps t dont la pente est proportionnelle au coefficient d'extinction de la couche déposée,
3. l'ordonnée à l'origine de cette dépendance linéaire ne dépend que des indices du substrat et du milieu extérieur dans le cas des maxima de transmission et de ces mêmes indices, complétés par celui de la couche, dans le cas des minima de transmission.

L'ensemble de ces résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus par Dragan STOJCEVSKI dans le cadre de sa thèse et également décrits dans la référence [29].

2.3.4 Validation de l'hypothèse de faible absorption

Il nous reste maintenant à vérifier la validité de notre hypothèse simplificatrice concernant le terme correctif $(R_s/T_s)A'$ lié à l'absorption des couches déposées. En guise de rappel, nous avons établi l'expression générale suivante pour l'inverse de la transmission dans le cas d'un empilement bicouche :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} = (n_0 - n_s)^2 + \frac{4n_0n_s}{T} \left(1 + \frac{R_s}{T_s} A' \right)$$

avec $A' = A'_1 + A'_2$, la somme des absorptions dans chacune des deux couches.

Considérons donc le dépôt successif de deux couches haut et bas indice sur un substrat de silice, la première en Ta_2O_5 et la seconde en SiO_2 , et d'épaisseurs proches de 500 nm. Nous adopterons pour ces deux couches les valeurs d'indice déterminées dans notre équipe grâce à la mise en œuvre de méthodes standards de *Reverse Engineering*, et basées sur des modèles de dépendance spectrale de type Tauc-Lorentz.

Nous sommes dès lors en mesure de comparer le résultat de notre approche théorique $[4n_0n_s/T]_{app}$ à celui obtenu dans le cas parfait sans approximation $[4n_0n_s/T]_{rig}$ pour l'inverse de la transmission $4n_0n_s/T$. La figure 2.2 présente la différence $[4n_0n_s/T]_{app} - [4n_0n_s/T]_{rig}$ en fonction de l'épaisseur déposée.

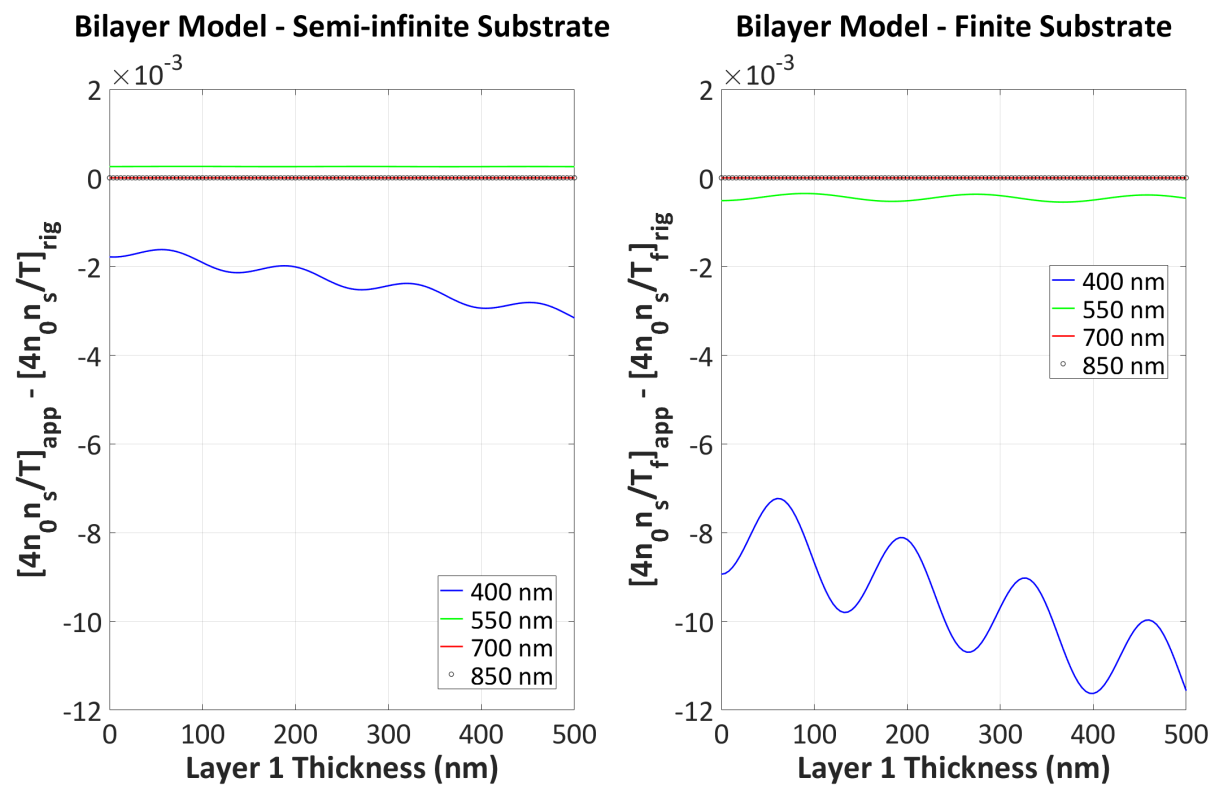


FIGURE 2.2 – Comparaison entre l'inverse de la transmission obtenu avec notre approche théorique et celui obtenu avec sans approximation à différentes longueurs d'onde - $\lambda = 400$ nm (en bleu), $\lambda = 550$ nm (en vert), $\lambda = 700$ nm (en rouge), $\lambda = 850$ nm (en cercle noir)

A gauche, nous avons le cas d'un substrat semi-infini, tandis qu'à droite, il s'agit d'un substrat fini. Nous pouvons remarquer que l'erreur commise dans le premier cas vaut au plus 4×10^{-3} alors qu'elle atteint 12×10^{-3} dans le second. Il est toutefois important de souligner que la quantité que nous analysons est de l'ordre de 7,5, ce qui a un impact fort sur le niveau d'erreur relative. Par ailleurs, nous noterons que notre approche est d'autant moins précise que l'absorption de la couche augmente, c'est-à-dire pour les courtes longueurs d'onde. En conclusion, le modèle approché que nous avons développé décrit les propriétés d'un empilement bicouche avec une erreur relative inférieure à 2‰, ce qui reste tout-à-fait satisfaisant et nous autorise à l'utiliser pleinement dans la suite.

2.3.5 Cas d'un empilement bicouche

En accord avec ce qui vient d'être indiqué au paragraphe précédent, nous adopterons désormais l'approximation suivante :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} \simeq (n_0 - n_s)^2 + \frac{4n_0n_s}{T}$$

soit encore, en utilisant les résultats établis au paragraphe 2.3.2.2 :

$$\frac{4n_0n_s}{T_f} \simeq (n_0 - n_s)^2 + \mathcal{T}[1 + \mathcal{M} \cos(2\delta'_1 - \Phi)]$$

Le graphe de la Figure 2.3 montre, à titre d'exemple, la variation de la quantité $4n_0n_s/T$ en fonction de l'épaisseur totale déposée à la longueur d'onde $\lambda=500$ nm. On notera la différence de période et d'indice de modulation des parties correspondant respectivement au dépôt de la couche 2 haut indice (ici, 7H à $\lambda_0=600$ nm), puis à celui de la couche 1 bas indice (en l'occurrence, 6B à $\lambda_0=600$ nm).

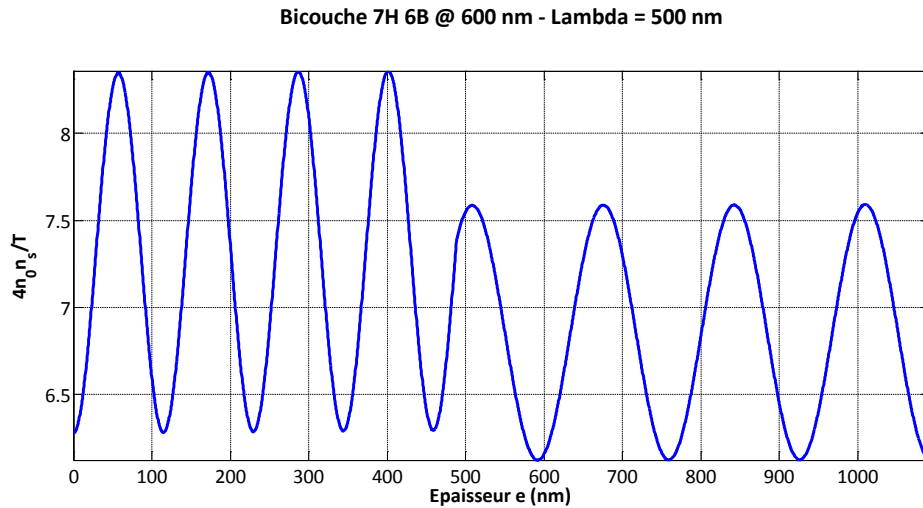


FIGURE 2.3 – Évolution de la quantité $4n_0n_s/T_f$ avec l'épaisseur totale déposée (Bicouche 7H 6B à $\lambda_0=600$ nm ; $\lambda = 500$ nm)

Le traitement de la partie correspondant au dépôt de la couche 2 (la première déposée, de haut indice) sera évidemment identique à celui défini au paragraphe 2.3.3.

En ce qui concerne la couche de bas indice déposée à la suite de celle-ci, nous allons analyser dans quelle mesure les approches décrites dans le cas de la monocouche haut indice peuvent être adaptées à cette nouvelle configuration.

2.3.5.1 Ordre k des extrema de transmission

La position des extrema de transmission est définie par la relation générale suivante :

$$2\delta'_1 - \Phi = k\pi \Rightarrow \frac{4\pi n_1}{\lambda} - \Phi = k\pi \Rightarrow k = \frac{4n_1}{\lambda}v_1(t_k - \bar{t}) \text{ avec } k \in \mathbb{N} \quad (2.54)$$

avec :

$$\bar{t} = \frac{\lambda}{4n_1 v_1} \frac{\Phi}{\pi} \quad \text{pour } \Phi \in [-\pi, \pi] \quad (2.55)$$

v_1 désigne ici la vitesse de dépôt de la couche 1 (typiquement 0,33 nm/s dans le cas du SiO₂) et \bar{t} désigne un terme d'offset temporel (on rappelle que l'origine des temps est prise au moment où débute le dépôt de la couche considérée).

La première conclusion à laquelle nous sommes donc parvenus est que la détermination de la pente de la droite reliant les ordres k des extrema de transmission au temps de dépôt permet, comme dans le cas de la monocouche 2 de haut indice, de déterminer l'indice de la couche 1 de bas indice à la longueur d'onde considérée, à un coefficient multiplicatif près (la vitesse de dépôt v_1).

Cependant, pour différentes longueurs d'onde λ , ces droites ne passent plus par un temps origine unique associé au démarrage du dépôt de cette couche. En effet il subsiste un offset temporel \bar{t} dépendant de la phase Φ , qui elle même dépend des paramètres de la première couche 2 déposée et de la longueur d'onde, comme représenté sur le graphe de droite de la Figure 2.4. Par ailleurs, nous noterons que le coefficient de modulation \mathcal{M} présente lui aussi une dépendance spectrale dont la structure est liée à celui de la phase Φ (Figure 2.4, graphe de gauche).

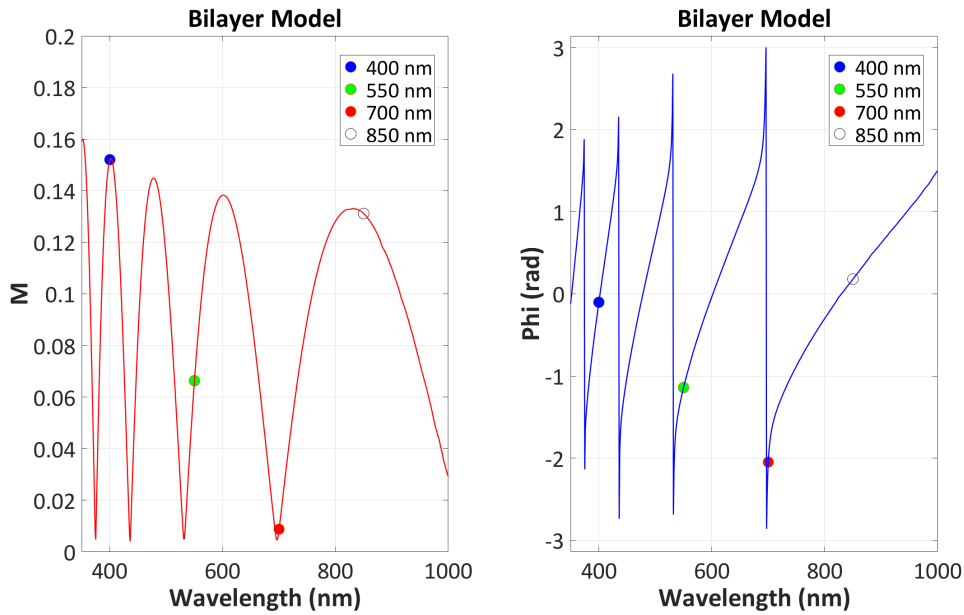


FIGURE 2.4 – Dépendance spectrale de l'indice de modulation et de la phase à l'origine

Pour expliquer le comportement de cette phase Φ en fonction de la longueur d'onde, il est utile de considérer la dépendance spectrale des 9 coefficients S_i définis par les relations (2.22) et correspondant au dépôt de la couche 1 bas indice d'un bicouche 7H 6B @ 600 nm (cf. Figure 2.5).

Tout d'abord, seul le coefficient S_0 présente une dépendance significative vis-à-vis de l'épaisseur déposée e_1 (cf. graphe de gauche où la courbe bleue correspond au début du dépôt de cette couche et les cercles rouges à la fin de ce même dépôt), les 8 autres pouvant être considérés comme indépendants de cette épaisseur.

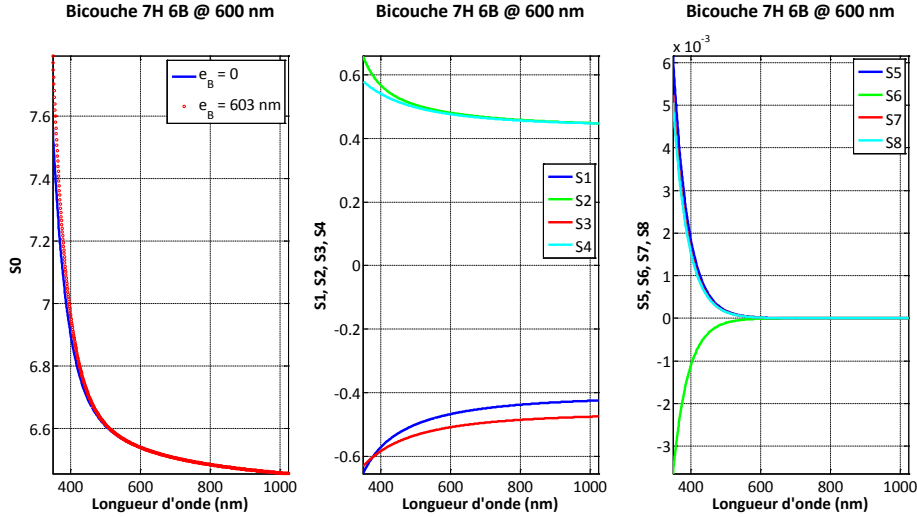


FIGURE 2.5 – Dépendance spectrale des coefficients S_i correspondant au dépôt de la couche bas indice d'un bicouche 7H 6B @ 600 nm

On notera également que dans la fenêtre de parfaite transparence de la silice (c'est-à-dire au-delà de $\lambda = 600$ nm), les coefficients S_5 à S_8 sont identiquement nuls, car fonctions linéaires des parties imaginaires de B , C_1 et C_2 . Dans ces conditions, nous pouvons démontrer que la tangente de la phase Φ s'écrit :

$$\tan \Phi = \frac{2n_2n_1}{n_2^2 + n_s^2} \times \frac{\sin \delta'_2 \cos \delta'_2}{\sin^2 \delta'_2 - \frac{n_1^2 - n_s^2}{2(n_2^2 - n_s^2)}} \quad (2.56)$$

Cette phase à l'origine s'annule donc lorsque :

- Cas 1 : $\sin \delta'_2 = 0 \Rightarrow \delta'_2 = k\pi \Rightarrow n_2e_2 = k\frac{\lambda}{2}$
 Cette première condition correspond au cas d'une couche H *absente*, et donc à un indice de modulation \mathcal{M} de valeur minimale. En outre, dans notre cas, la faible différence entre n_1 (1,492 @ 600 nm) et n_s (1,458 @ 600 nm) provoque une bascule rapide de la phase Φ entre π et $-\pi$ autour de cette valeur critique.
- Cas 2 : $\cos \delta'_2 = 0 \Rightarrow \delta'_2 = (2k + 1)\frac{\pi}{2} \Rightarrow n_2e_2 = (2k + 1)\frac{\lambda}{4}$
 Cette seconde condition correspond au cas d'une couche H quart d'onde, et donc à un indice de modulation \mathcal{M} de valeur maximale.

Il nous suffira donc de faire le choix d'une longueur d'onde située dans le domaine de transparence de la couche B et pour laquelle la couche H est quart d'onde pour identifier l'instant effectif t_0 du démarrage du dépôt de cette couche 1.

La Figure 2.6 montre l'impact des dépendances spectrales du coefficient de modulation \mathcal{M} et de la phase Φ respectivement sur le contraste des signaux et le temps de démarrage du dépôt de la couche 1. Comme nous pouvons le voir, nous avons un offset temporel variant de -230 s pour $\lambda = 700$ nm à +25 s pour $\lambda = 850$ nm.

2.3.5.2 Calcul de la dispersion d'indice

En tenant compte de l'étude que nous venons de mener dans la partie précédente, nous pouvons à présent déterminer les valeurs des pentes des relations linéaires entre ordre

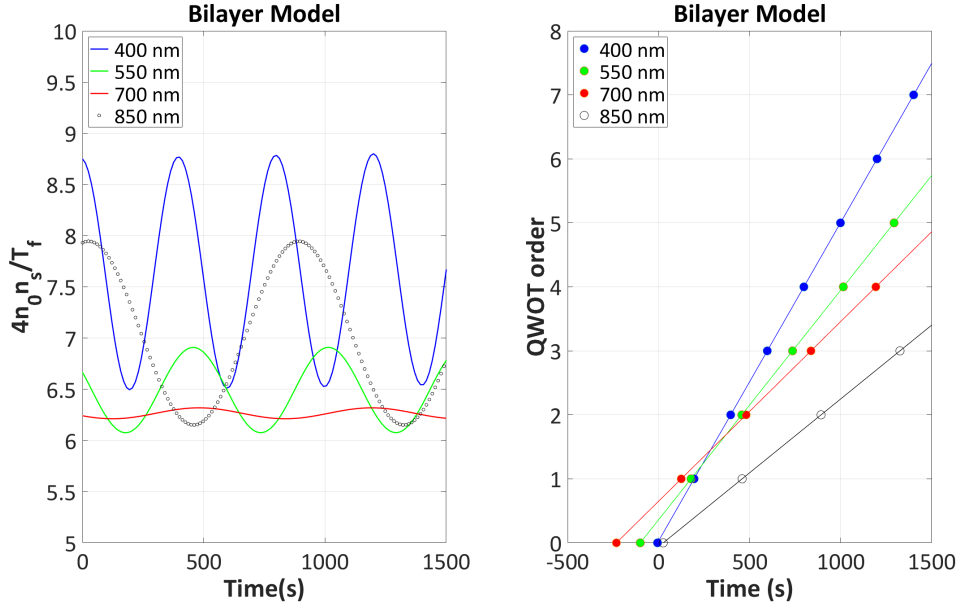


FIGURE 2.6 – Impact du coefficient de modulation \mathcal{M} et de la phase Φ respectivement sur le contraste des oscillations et sur la valeur de l'offset temporel \bar{t}

k de la couche et temps de dépôt pour l'ensemble des longueurs d'onde présentant un coefficient de modulation \mathcal{M} favorable. Ces pentes sont définies pour toutes les longueurs d'onde λ par :

$$p(\lambda) = \frac{4n_1(\lambda)}{\lambda}v_1 \quad (2.57)$$

A ce stade, nous pouvons aisément en déduire la dispersion d'indice D_1 . Cette dispersion d'indice s'obtient simplement à partir du rapport entre la pente $p(\lambda)$ et celle associée à une longueur d'onde λ_0 choisie comme référence, soit :

$$D_1(\lambda, \lambda_0) = \frac{n_1(\lambda)}{n_1(\lambda_0)} = \frac{\lambda}{\lambda_0} \times \frac{p(\lambda)}{p(\lambda_0)} \quad (2.58)$$

2.3.5.3 Indice de réfraction à la longueur d'onde λ_0

Pour déterminer la dépendance spectrale complète de l'indice de réfraction $n_1(\lambda)$, il nous faut donc connaître la valeur de cet indice à la longueur d'onde de référence λ_0 .

Pour ce faire, nous allons considérer les longueurs d'onde particulières pour lesquelles la première couche déposée est quart-d'onde, ce qui maximise l'indice de modulation \mathcal{M} . Par ailleurs, nous choisirons des instants de dépôt t_q pour lesquels la deuxième couche déposée est soit quart d'onde, soit demi-onda. Ces deux conditions se traduisent de la manière suivante :

$$\begin{cases} n_2(\lambda_p)e_2 = (2p + 1)\lambda_p/4 \\ n_1e_1(t_q) = n_1(\lambda_p)v_1t_q = q\lambda_p/4 \end{cases} \quad p \in \mathbb{N}, q \in \mathbb{N}^* \quad (2.59)$$

Dans cette configuration particulière, nous pouvons affirmer, grâce au système (2.27), que :

$$\mathcal{V}(\lambda_p) = S_6 - S_8 = \mathcal{B}''\mathcal{C}'_2 - \mathcal{B}'\mathcal{C}''_2$$

En remplaçant les parties réelles et imaginaires des constantes \mathcal{B} et \mathcal{C}_2 par les expressions définies en 2.3.1.1, nous obtenons :

$$\mathcal{V}(\lambda_p) = -\frac{n_s}{n_1}(n_1^2 - n_0^2) \left[2\frac{\kappa_2}{n_2} - \frac{\kappa_1}{n_1} \right] - \frac{n_0}{n_1} \left(n_2^2 - \frac{n_s^2 n_1^2}{n_2^2} \right) \frac{\kappa_1}{n_1} \simeq 0 \quad (2.60)$$

Ceci correspond donc au cas parfait où la phase Φ s'annule, et où il n'y a donc pas d'offset temporel ($\bar{t} = 0$). Ainsi, en accord avec le système (2.59), aux instants t_q correspondant aux extrema de l'inverse de la transmission $4n_s n_0/T_f$, nous avons :

$$\begin{aligned} \left[\frac{4n_0 n_s}{T} \right] (\lambda_p, t_q) &= \mathcal{T}(v_1 t_q, d_2) + (-1)^q \mathcal{U}(d_2) \\ &= (S_1 - S_3) + (-1)^q (S_2 - S_4) \end{aligned} \quad (2.61)$$

Nous poserons $q = 2r + 1$ et $q = 2r + 2$ avec $r \in \mathbb{N}$, les ordres correspondant respectivement à une couche quart-d'onde et à une couche demi-onde. Ainsi, compte tenu des expressions des coefficients S_i pour $i \in [1, 9]$ établies en (2.22), il vient :

$$\left[\frac{4n_0 n_s}{T} \right] (\lambda_p, t_{2r+1}) = (\mathcal{B}')^2 + (2p + 1)\pi \frac{\kappa_2(\lambda_p)}{n_2(\lambda_p)} \mathcal{B}' \mathcal{C}'_1 + \frac{4\pi}{\lambda_p} \mathcal{B}' \mathcal{C}'_2 \kappa_1(\lambda_p) v_1 t_{2r+1} \quad (2.62)$$

et

$$\left[\frac{4n_0 n_s}{T} \right] (\lambda_p, t_{2r+2}) = (\mathcal{C}'_2)^2 + (2p + 1)\pi \frac{\kappa_2(\lambda_p)}{n_2(\lambda_p)} \mathcal{A} \mathcal{C}'_2 + \frac{4\pi}{\lambda_p} \mathcal{B}' \mathcal{C}'_2 \kappa_1(\lambda_p) v_1 t_{2r+2} \quad (2.63)$$

Nous pouvons dès lors identifier laquelle de ces précédentes équations correspond aux maxima ou aux minima de l'inverse de la transmission $4n_0 n_s/T_f$. En effet, il suffit de déterminer pour cela le signe de la différence $(\mathcal{B}')^2 - (\mathcal{C}'_2)^2$, soit :

$$(\mathcal{B}')^2 - (\mathcal{C}'_2)^2 = \frac{(n_1^2 - n_0^2)(n_s^2 n_1^2 - n_2^4)}{n_1^2 n_2^2} < 0 \quad (2.64)$$

Ainsi, les relations (2.62) et (2.63) correspondent respectivement à l'évolution temporelle des maxima et à celle des minima de $4n_0 n_s/T_f$. Par ailleurs, nous remarquerons que ces relations peuvent être représentées par des droites dont la particularité frappante est l'identité de leurs pentes, qui ont pour expression commune :

$$s(\lambda_p) = \frac{4\pi}{\lambda_p} \mathcal{B}' \mathcal{C}'_2 v_1 \kappa_1(\lambda_p)$$

Après quelques transformations, il vient :

$$s(\lambda_p) = \frac{4\pi}{\lambda_p} \frac{(n_s n_1^2 + n_0 n_2^2)(n_2^2 + n_0 n_s)}{n_1 n_2^2} v_1 \kappa_1(\lambda_p) \quad (2.65)$$

En outre, nous pouvons aisément calculer les ordonnées à l'origine des relations linéaires (2.62) et (2.63), soit :

$$\left[\frac{4n_0 n_s}{T} \right]_{\max} (\lambda_p, 0) = (\mathcal{C}'_2)^2 + (2p + 1)\pi \frac{\kappa_2(\lambda_p)}{n_2(\lambda_p)} \mathcal{A} \mathcal{C}'_2 \quad (2.66)$$

$$\left[\frac{4n_0n_s}{T} \right]_{\min} (\lambda_p, 0) = (\mathcal{B}')^2 + (2p+1)\pi \frac{\kappa_2(\lambda_p)}{n_2(\lambda_p)} \mathcal{B}'\mathcal{C}'_1 \quad (2.67)$$

La première de ces deux relations donne accès aux paramètres de la première couche déposée (c'est-à-dire la couche de haut indice), tandis que la seconde nous permet d'estimer la valeur de l'indice de réfraction de la couche bas indice à la longueur d'onde λ_p .

Cependant, en pratique, une méthode efficace consiste à déterminer l'indice de réfraction $n_1(\lambda_p)$ à partir de la différence des ordonnées à l'origine $\Delta(\lambda_p)$ de ces deux dépendances linéaires, soit :

$$\begin{aligned} \Delta(\lambda_p) &= \left[\frac{4n_0n_s}{T} \right]_{\max} (\lambda_p, 0) - \left[\frac{4n_0n_s}{T} \right]_{\min} (\lambda_p, 0) \\ &= [(\mathcal{C}'_2)^2 - (\mathcal{B}')^2] + (2p+1)\pi \frac{\kappa_2}{n_2} [\mathcal{A}\mathcal{C}'_2 - \mathcal{B}'\mathcal{C}'_1] \end{aligned} \quad (2.68)$$

Après quelques transformations, il vient :

$$\Delta(\lambda_p) = \frac{(n_1^2 - n_0^2)(n_2^4 - n_s^2 n_1^2)}{n_1^2 n_2^2} \left\{ 1 + (2p+1)\pi \kappa_2 \frac{n_s(n_2^2 - n_1^2)}{n_2^4 - n_s^2 n_1^2} \right\} \quad (2.69)$$

Ainsi, nous venons de démontrer que la valeur de l'indice de réfraction à une longueur d'onde particulière λ_0 peut être obtenue en évaluant numériquement la quantité $\Delta(\lambda_0)$ si celle-ci correspond à une longueur d'onde où la couche haut indice est quart d'onde.

2.3.5.4 Coefficient d'extinction

En ce qui concerne la dépendance spectrale du coefficient d'extinction $\kappa_1(\lambda_p)$, elle peut être déterminée à partir de la pente commune $s(\lambda_p)$, sous réserve de connaître au préalable $n_1(\lambda_p)$, $n_2(\lambda_p)$, e_2 et $n_s(\lambda_p)$ (cf. 2.65).

2.3.5.5 Dépendance spectrale de l'indice de réfraction

Une fois que l'indice de réfraction à la longueur d'onde de référence λ_0 est déterminé, nous pouvons en déduire les valeurs de cet indice à toutes les longueurs d'onde en utilisant la relation de dispersion d'indice établie en 2.70. En effet, nous avons :

$$n_1(\lambda) = n_1(\lambda_0) D_1(\lambda, \lambda_0) \quad (2.70)$$

Nous venons d'achever la modélisation théorique nous permettant d'étendre à un empilement bicouche la méthode déjà validée dans le cas d'une monocouche de haut indice. Nous allons à présent l'appliquer à des signaux expérimentaux de transmission enregistrés par notre système de contrôle optique BBM. Mais auparavant, nous allons décrire la machine de dépôt sur laquelle ces travaux ont été réalisés ainsi que le système de contrôle optique large bande dont elle est dotée.

2.4 Mise en œuvre expérimentale

2.4.1 La machine de dépôt DIBS

Le Chapitre 1 nous a permis d'effectuer une présentation générale des techniques de dépôt de couches minces optiques dont nous disposons au sein de l'équipe de recherche RCMO de l'Institut FRESNEL. Comme déjà mentionné dans ce Chapitre, celle qui a été utilisée dans le cadre de mes travaux de thèse est la pulvérisation ionique assistée par faisceau d'ions ou DIBS (*Dual Ion Beam Sputtering*). Cette technologie de dépôt garantit en effet une vitesse de dépôt très stable, ce qui, nous l'avons vu, est une condition clef de la mise en œuvre de notre méthode de détermination d'indice.

La Figure 2.7 présente l'intérieur de la machine de dépôt DIBS de l'Institut FRESNEL, lorsque la porte avant de l'enceinte à vide est ouverte. Cette photographie ne permet donc pas de voir le canon à ions de pulvérisation, car celui-ci est justement solidaire de cette porte et vient se placer en regard de la cible de matériau lorsque cette porte est en position fermée.

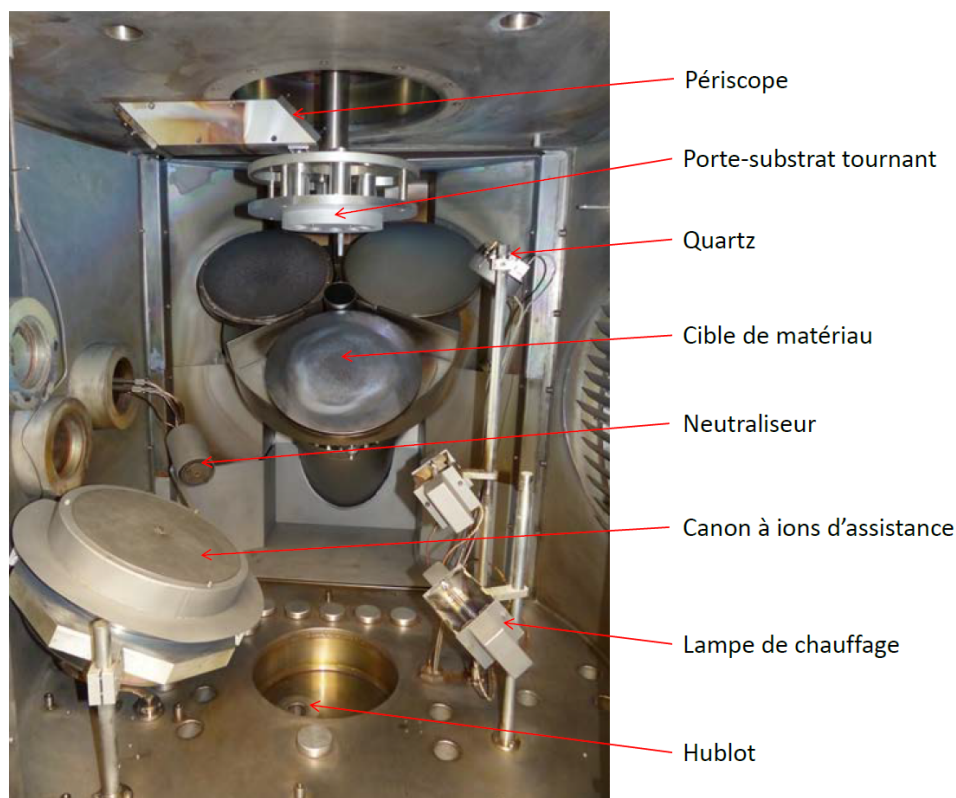


FIGURE 2.7 – Vue de l'intérieur de la machine DIBS de l'Institut FRESNEL [28]

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.7, cette machine est équipée d'un porte-cibles rotatif à 3 positions. Elle permet donc le dépôt de trois types différents de matériaux au cours d'un seul et même dépôt. Ces matériaux se présentent sous la forme de cibles circulaires planes, montées rigidement, par collage ou brasure, sur un support mécanique. Ces supports sont montés sur un plateau motorisé qui permet de sélectionner de manière séquentielle les matériaux lors d'un dépôt. Durant nos travaux de thèse, les trois cibles

que nous avons à notre disposition correspondaient à 3 matériaux métalliques différents, à savoir le tantale Ta, l'Hafnium Hf et le Silicium Si.

Sous atmosphère d'oxygène réactive, ces trois matériaux métalliques rendaient possible le dépôt de trois matériaux diélectriques transparents dans le visible et le proche infrarouge, à savoir :

- le pentoxyde de Tantale (Ta_2O_5), d'indice $n_{\text{Ta}_2\text{O}_5} \simeq 2,15$ à la longueur d'onde de 600 nm,
- le dioxyde d'Hafnium (HfO_2), d'indice $n_{\text{HfO}_2} \simeq 1,95$ à la longueur d'onde de 600 nm,
- le dioxyde de Silicium (SiO_2), qui est caractérisé par un indice de réfraction plus bas [$n_{\text{SiO}_2} \simeq 1,49$ à 600 nm].

Nous disposons donc de deux couples possibles de matériaux haut et bas indice ($\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ et $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$) dont le dépôt alterné va rendre possible la réalisation de fonctions de filtrage. Dans le cas de filtres à performances spécifiées dans le bleu et l'ultra-violet très proche, les matériaux utilisés seront le dioxyde d'Hafnium (haut indice) et le dioxyde de Silicium (bas indice). A l'inverse, lorsqu'il s'agira de fonctions de filtrage spécifiées dans le domaine du visible et du proche infrarouge, le pentoxyde de Tantale sera utilisé à la place du dioxyde d'Hafnium, car son indice étant plus élevé, le nombre de couches à déposer pour réaliser une fonction de filtrage donnée sera moindre.

Sur la partie supérieure de la machine DIBS, se trouve installé un porte-substrat susceptible de recevoir des substrats de diamètre 25 mm. Lors d'un dépôt, ce porte-substrat est mis en rotation autour de son axe principal avec une vitesse d'environ 120 tours par minute. Cette rotation permet de garantir une bonne uniformité aux couches déposées. D'autre part, la machine possède un système périscopique constitué de deux miroirs inclinés à 45° et munis d'un traitement réfléchissant large bande en aluminium protégé. Ce traitement permet de minimiser l'absorption pour les courtes longueurs d'onde (300 - 380 nm). En effet, la machine est munie de deux hublots en silice UV permettant l'injection (en haut de la machine) et la réception (en bas de la machine) d'un faisceau de lumière blanche. Ainsi, le système périscopique permet d'orienter ce faisceau lumineux vers la réception à travers le substrat afin de réaliser un contrôle optique *in situ* sur un large domaine spectral (de l'UV proche à l'infrarouge proche).

Pour terminer, l'ensemble du système est automatisé via un PC de supervision. Ce dernier gère notamment l'asservissement du système de pompage, la circulation de l'eau de refroidissement et l'injection des gaz pendant le dépôt.

2.4.2 Le système de contrôle optique *in situ* large bande

La machine de dépôt DIBS est équipée d'un système de contrôle optique multicritère qui a été développé lors de la thèse de Dragan STOJCEVSKI, et dans la mise au point duquel j'ai été fortement impliqué.

Le terme multicritère désigne ici l'utilisation simultanée, en cours de dépôt, d'un contrôle optique monochromatique de la transmission d'un verre témoin, et d'un contrôle optique large bande de la transmission de ce même substrat. Ce système de contrôle est entièrement fibré en dehors de la machine, afin de simplifier les procédures d'alignement et

de s'affranchir des vibrations résultant du fonctionnement de cette dernière. La Figure 2.8 représente de manière schématique l'architecture générale de ce système de contrôle optique.

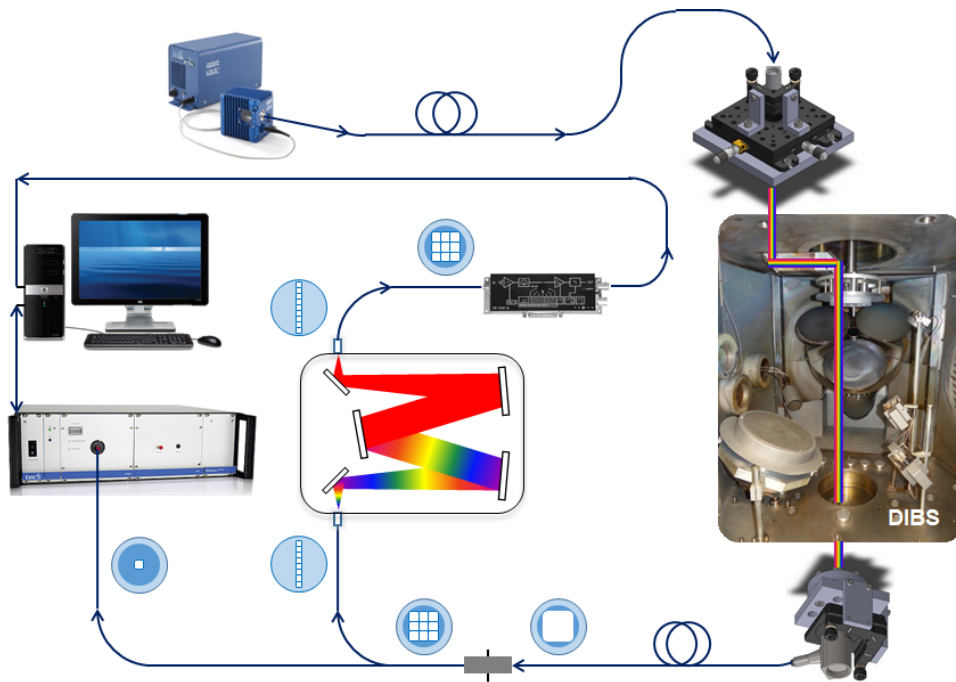


FIGURE 2.8 – Architecture du système de contrôle optique multicritère [28]

Ce dispositif est équipé d'une source de lumière blanche de haute luminance injectée dans une fibre optique à cœur circulaire de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre. Cette dernière est reliée par un connecteur SMA à un collimateur à miroir de $15\ \text{mm}$ de focale, placé en face du hublot d'entrée de la machine. Ce collimateur sera appelé collimateur d'émission et permet donc d'injecter le faisceau de lumière blanche dans la machine de dépôt. Comme nous l'avons brièvement évoqué au paragraphe 2.4.1, grâce au système périscopique, ce faisceau est dirigé vers le hublot de sortie après avoir traversé le verre témoin placé dans le porte-substrat en rotation.

En face du hublot de sortie, est placé un second collimateur à miroir de $50,8\ \text{mm}$ de focale et qui sera appelé collimateur de réception. Il permet de collecter la lumière transmise par le substrat et de l'injecter dans une fibre à cœur carré de $600\ \mu\text{m}$ de côté, dite de réception. Le grandissement transverse des deux collimateurs étant d'environ 3,4, ceci assure un bon recouvrement entre l'image de la face de sortie de la fibre d'émission et la face d'entrée de cette fibre de réception. Par ailleurs, la structure carrée de cette fibre de réception permet de diminuer la sensibilité de la détection à de faibles variations des conditions d'injection : cette fibre a donc une fonction analogue à celle d'une sphère intégrante [28].

Cette fibre de réception est ensuite reliée, grâce à un connecteur FC/PC à ergot anti-rotation, à une matrice 3×3 de fibres à cœur carré de $200\ \mu\text{m}$ de côté. Ainsi, nous recueillons $1/9^{\text{e}}$ du même signal transmis par l'échantillon dans chacune des 9 fibres optiques. C'est alors que l'on réalise la séparation des deux voies de mesure à savoir la voie monochromatique (MM, *Monochromatic Monitoring*) et la voie large bande (BBM, *BroadBand Monitoring*), en affectant respectivement 8 fibres et 1 fibre à chacune de ces voies de mesure. Les fibres connectées à la voie MM seront notées f_{MM} , et celle associée

à la voie BBM f_{BBM} . Ce rapport de branchement (1/8) a été choisi pour optimiser la détectivité globale des deux bras de mesure.

Sur la voie monochromatique MM, la sélection d'une longueur d'onde donnée est assurée par un monochromateur de type CZERNY-TURNER constitué de deux miroirs concaves de collimation encadrant symétriquement un réseau de diffraction travaillant dans l'ordre 1. Le groupe de 8 fibres f_{MM} est organisé en ligne de manière à constituer la fente d'entrée du spectromètre. La fente de sortie est constituée d'une ligne de 9 fibres carrées de même section qu'à l'entrée, qui sont ensuite réunies en toron carré 3×3 . Cet arrangement de fibres est placé en regard d'une photodiode au silicium de 1,2 mm de diamètre couplée à un amplificateur de trans-impédance à gain ajustable développé par la société FEMTO.

Sur la voie large bande BBM, la fibre f_{BBM} est raccordée à un spectromètre à barette de photodiodes (PDA, *PhotoDiode Array*) qui assure une mesure simultanée des composantes spectrales du flux transmis sur un domaine spectral allant de 190 nm à 1015 nm, avec une résolution comprise entre 3 et 4 nm. Ce spectromètre est fabriqué par la société TEC5 à partir d'un cœur optique développé par la société ZEISS et est utilisé en mode *single shot*. Son temps d'intégration minimal est de 5 ms.

La synchronisation des acquisitions sur les deux voies de mesure est assurée par un système de comptage permettant d'identifier le passage du moteur assurant la mise en rotation du porte-substrat par une position de référence (*Top Home*), puis de compter les 1024 tops générés à la suite par ce même moteur sur un seul et même tour. En effet, le comptage de ces tops renseignent sur la position angulaire instantanée du porte-substrat et permet de déclencher, à l'aide d'impulsions TTL, la mesure de transmission lorsque le verre témoin est parfaitement centré en regard du faisceau de mesure. Enfin, les données de mesure recueillies sur les voies MM et BBM sont envoyées vers un PC dédié qui en assure l'acquisition, le stockage et le traitement.

Nous venons ainsi de faire une description synthétique des principales caractéristiques du contrôle optique multicritère qui équipe la machine de dépôt DIBS. Une présentation plus détaillée a été effectuée dans le manuscrit de thèse de Dragan STOJCEVSKI [28]. Dans les paragraphes qui vont suivre, nous allons montrer comment nous avons utilisé la partie large bande de ce contrôle optique multicritère pour déterminer, sans faire le choix d'une loi particulière de dispersion, les constantes optiques de deux des matériaux les plus couramment déposés avec cette machine, à savoir le pentoxyde de Tantale (Ta_2O_5) et le dioxyde de silicium (SiO_2).

2.4.3 Mise en œuvre expérimentale de la méthode

Dans la partie 2.3.5, nous avons montré comment il était possible de déterminer les constantes optiques $n(\lambda)$ et $k(\lambda)$ de matériaux diélectriques en enregistrant l'évolution temporelle de la transmission d'un substrat sur lequel ils étaient déposés. Cette fonction d'enregistrement est schématisée à la Figure 2.9.

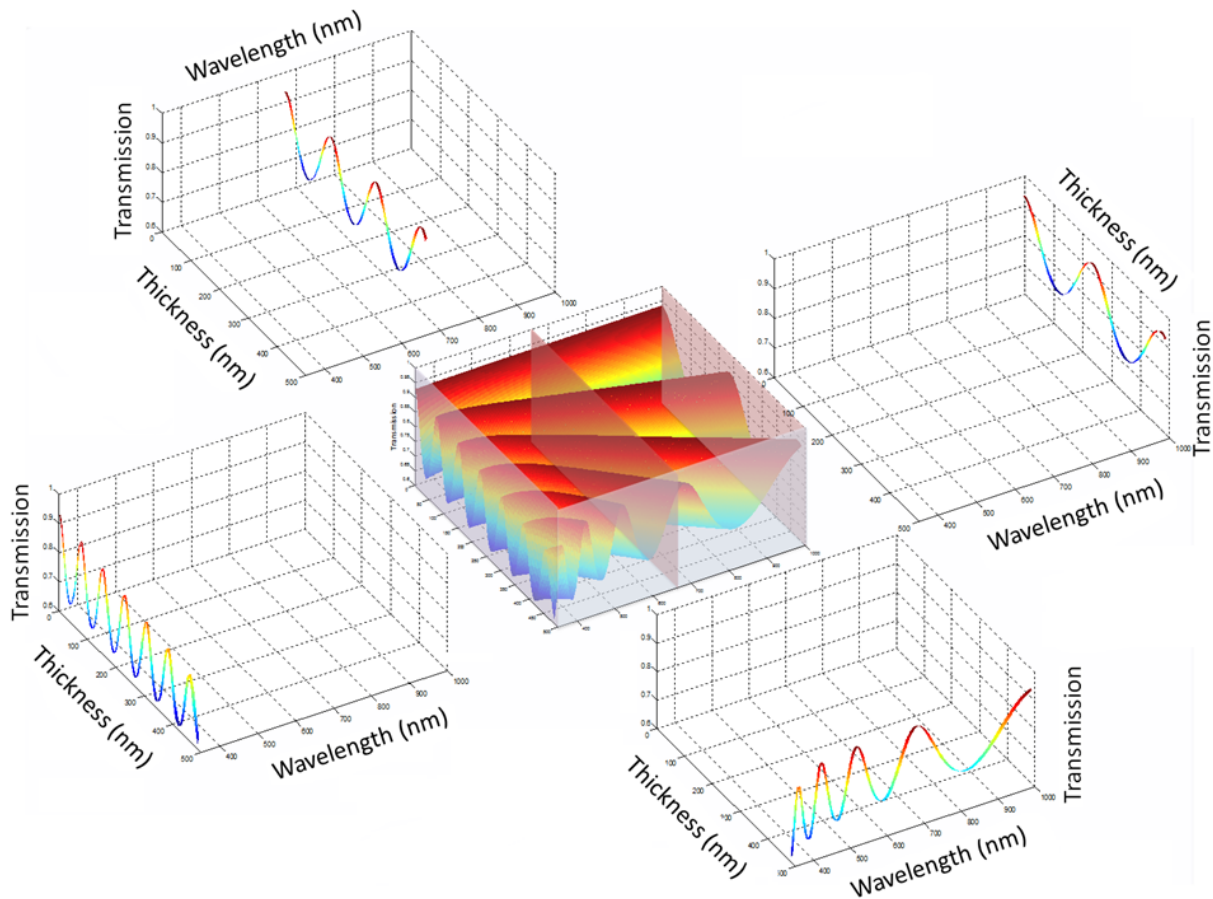


FIGURE 2.9 – Schéma d’enregistrement des spectres de transmission par le système de contrôle optique BBM sur la machine DIBS

Elle présente en effet les deux méthodes de détermination d’indice que nous pourrions envisager d’utiliser, et qui nous conduiraient, soit à enregistrer la dépendance spectrale de la transmission à la fin du dépôt (graphe situé en bas à droite), soit à enregistrer cette même information spectrale, mais tout au long du dépôt, et longueur d’onde par longueur d’onde (les trois graphes présentés correspondent respectivement aux deux longueurs d’onde extrêmes du domaine spectral couvert et à une longueur d’onde particulière choisie au milieu de ce même domaine spectral). On notera la différence de période temporelle qui les caractérise.

Habituellement, nous effectuons nos dépôts sur des substrats de silice fondue présentant un indice de réfraction $n_s = 1,46$ à la longueur d’onde $\lambda = 600$ nm, et placés dans un porte-substrat possédant 4 emplacements dédiés. Lors des dépôts effectués dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé :

- dans le premier emplacement, un verre témoin de silice d’épaisseur $e_s = 1$ mm et de diamètre $D_s = 25$ mm, cet emplacement constituant notre voie de mesure,
- dans les logements 2 et 4, deux caches opaques qui permettent de réaliser une mesure de la réponse de notre système en l’absence de signal (mesures de bruit),

le quatrième logement étant laissé vide, ce qui nous permet de réaliser une mesure de référence du flux délivré par notre source.

La configuration que nous venons de décrire est illustrée à la Figure 2.10.

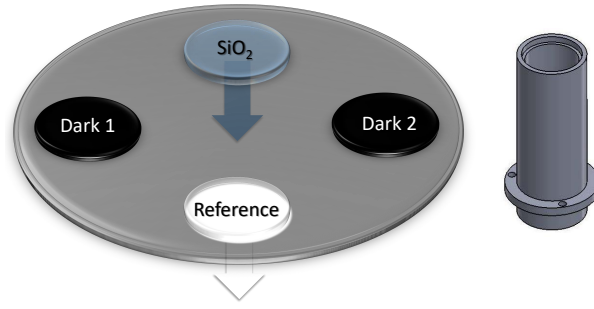


FIGURE 2.10 – Configuration du porte substrat pendant un dépôt dédié à la détermination de constantes optiques - A droite est représentée la cheminée protectrice placée en face du trou de référence afin d'éviter les dépôts de matière derrière le porte substrat

A chaque tour effectué par le porte-substrat, nous réalisons une séquence d'acquisition complète qui comprend quatre valeurs de flux correspondant respectivement au signal de référence S_R , à son bruit associé B_R , au signal de mesure S_M et à son bruit associé B_M . Ces flux sont mesurés avec un temps d'intégration de 6 ms. Ainsi, la transmission mesurée T s'obtient en formant le rapport entre les signaux de mesure et de référence, corrigés de leur bruit respectif, soit :

$$T = \frac{S_M - B_M}{S_R - B_R} \quad (2.71)$$

Nous disposons ainsi de l'évolution temporelle de la transmission $T(n, t)$ à chacune des longueurs d'onde λ_n associées aux pixels n du réseau de photodiodes de la voie BBM, numérotés de 1 à 1024.

Enfin, rappelons que les acquisitions des quatre signaux S_M , B_M , S_R et B_R sont déclenchées grâce à une carte de synchronisation repérant la position angulaire des emplacements du porte-substrat. Ainsi, nous sommes en mesure d'enregistrer l'évolution temporelle de la transmission $T(\lambda_n, t)$ du verre témoin pendant le dépôt, avec une cadence de rafraîchissement des mesures de 2 Hz.

2.4.4 Détermination des constantes optiques du Ta_2O_5 et du SiO_2

2.4.4.1 Signaux mesurés expérimentalement

Nous avons réalisé le dépôt d'un empilement bicouche $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ sur un substrat de silice d'épaisseur $e_s = 1$ mm et de diamètre $D_s = 25$ mm. Les données de transmissions enregistrées par notre système BBM, pour quatre longueurs d'ondes différentes, sont représentées à la Figure 2.11.

Ces quatre courbes d'évolution sont représentatives du phénomène décrit théoriquement dans la partie 2.3, à savoir l'influence de la longueur d'onde sur le contraste de modulation des signaux de transmissions correspondant à la deuxième couche déposée. En effet, ces résultats peuvent être associés à ceux préalablement représentés à la Figure 2.6. Nous remarquons clairement que le coefficient de modulation \mathcal{M} est maximal aux longueurs d'onde pour lesquelles la première couche de Ta_2O_5 déposée est de type quart d'onde.

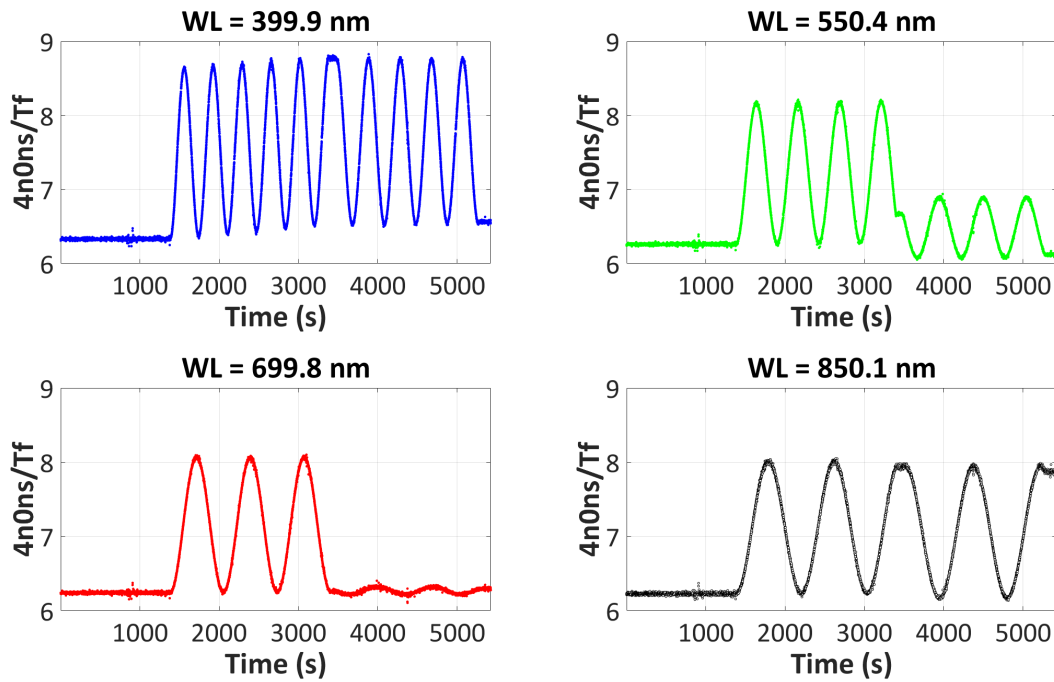


FIGURE 2.11 – Quelques exemples de courbes d'évolution de l'inverse de la transmission $4n_0n_s/T_f$ en fonction du temps pour un bicouche Ta_2O_5/SiO_2 déposé sur un substrat de silice - en bleu pour $\lambda = 399,9$ nm, en vert pour $\lambda = 550,4$ nm, en rouge pour $\lambda = 699,8$ nm et en noir pour $\lambda = 850,1$ nm

C'est le cas pour les longueurs d'onde $\lambda = 399,9$ nm (en bleu sur la Figure) ou encore $\lambda = 850,1$ nm (en noir sur cette même Figure).

A l'opposé, pour la courbe d'évolution temporelle de l'inverse de transmission à $\lambda = 699,8$ nm (en rouge sur la Figure), nous avons un coefficient de modulation très faible qui est la conséquence directe de l'achèvement en demi-onde de la première couche de Ta_2O_5 déposée. D'un point de vue physique, cela correspond à une couche absente et donc rajouter une couche de SiO_2 équivaut ici à la déposer directement sur le substrat de silice nu.

2.4.4.2 Détermination des constantes optiques du Ta_2O_5

Dans tous les cas, les parties des signaux qui correspondent au dépôt de la première couche de Ta_2O_5 peuvent être traitées isolément. Ainsi, en appliquant notre méthode au cas d'une monocouche telle que décrite au paragraphe 2.3.3, nous pouvons déterminer les dépendances spectrales des constantes optiques $n_{Ta_2O_5}(\lambda)$ et $\kappa_{Ta_2O_5}(\lambda)$ du Ta_2O_5 . C'est ce que nous avons fait, en utilisant en outre une étape de *refining*, les résultats obtenus étant représentés de manière synthétique à la Figure 2.12.

Nous pouvons noter un très bon accord entre la transmission mesurée et celle calculée à partir des constantes optiques déterminées. En effet, nous avons une erreur résiduelle (tracée en bas à droite sur la Figure 2.12) de moins de 1% sur l'ensemble du domaine spectral 350 nm - 1000 nm.

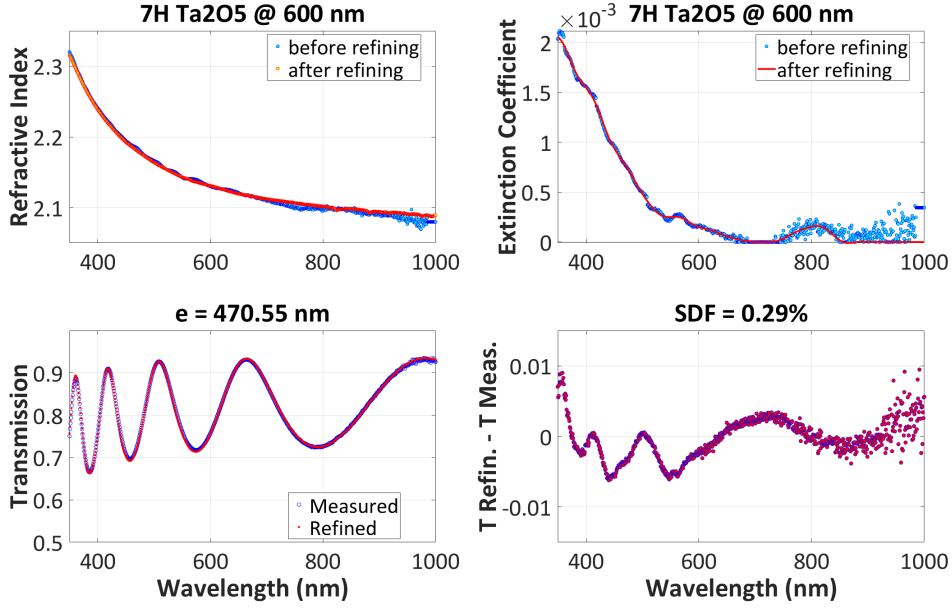


FIGURE 2.12 – En haut : la dépendance spectrale des constantes optiques (à gauche, l'indice de réfraction $n_{\text{Ta}_2\text{O}_5}(\lambda)$ - à droite, le coefficient d'extinction $\kappa_{\text{Ta}_2\text{O}_5}(\lambda)$) d'une couche de Ta_2O_5 . En bas : à gauche, la comparaison entre la transmission mesurée et celle calculée à partir des constantes optiques déterminées pour une épaisseur déposée de 470,55 nm - à droite, la fonction d'erreur résiduelle entre les transmissions mesurée et calculée (la fonction de mérite FdM est égale à 0,29%)

2.4.4.3 Détermination de l'épaisseur de la couche H

Pour déterminer l'instant final du dépôt de la couche de Ta_2O_5 , son épaisseur mécanique associée e_2 et l'instant initial du dépôt de la couche de SiO_2 , nous allons utiliser la fonction de mérite (FdM) définie par la relation suivante :

$$\text{FdM}[e_2(t)] = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \{T_{\text{th}}[e_2, n_2(\lambda_n), \kappa_2(\lambda_n)] - T_{\text{exp}}(\lambda_n, t)\}^2} \quad (2.72)$$

dans laquelle la seule variable sera l'épaisseur e_2 , les constantes optiques (n_2, κ_2) étant maintenues constantes et égales à celles déterminées pour une épaisseur de couche déposée de 470,55 nm correspondant à l'acquisition numéro 6600. Ainsi, en minimisant cette fonction de mérite à chaque acquisition entre précisément ce numéro 6600 et environ 10 s après le début notable du dépôt de la couche de SiO_2 , nous obtenons la courbe placée à la Figure 2.13, et qui représente l'évolution de l'épaisseur e_2 en fonction du numéro d'acquisition.

Nous pouvons noter une croissance linéaire et monotone de l'épaisseur e_2 de la couche de Ta_2O_5 jusqu'à approximativement 495 nm, ensuite cette dernière reste pratiquement constante pendant 200 acquisitions, avant d'évoluer à nouveau à partir du numéro d'acquisition 6975. Cependant, il est important de souligner que les valeurs d'épaisseurs associées à la couche de SiO_2 ne sont pas correctes pour la simple raison que la fonction de mérite exprimée en (2.72) ne prend en considération que les constantes optiques relatives à la première couche de Ta_2O_5 déposée. En revanche, la croissance de l'épaisseur reste linéaire

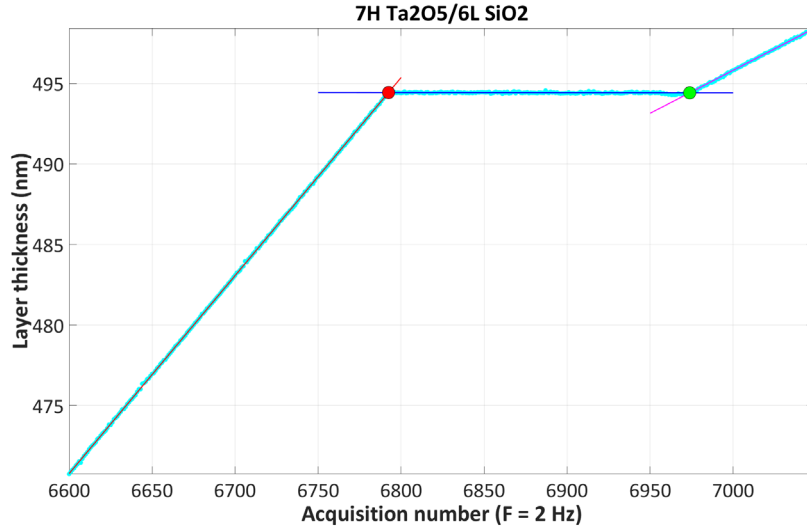


FIGURE 2.13 – Évolution de l'épaisseur e de la couche déposée en fonction du numéro d'acquisition - en point bleu clair, les valeurs données par la minimisation de la fonction de mérite FdM ; en traits bleu et magenta, les approximations linéaires correspondantes; le point rouge désigne la fin du dépôt de la couche de Ta_2O_5 ; le point vert désigne le début du dépôt de la couche de SiO_2

pendant quelques secondes, ce qui est largement suffisant pour déterminer de manière précise le point d'intersection (en vert sur la figure 2.13) entre les droites d'approximation linéaire correspondant d'une part à l'étape de stabilité entre les deux dépôts et d'autre part au changement apparent d'épaisseur induit par le dépôt de la couche de dioxyde de silicium.

Ce point d'intersection correspond donc exactement, en le projetant sur l'axe des ordonnées de la courbe 2.13, à l'épaisseur optique de la couche de Ta_2O_5 déposée. Ainsi, nous sommes capables de déterminer les longueurs d'onde λ_p pour lesquelles la couche de Ta_2O_5 déposée s'achève en quart-d'onde.

2.4.4.4 Détermination de la dispersion d'indice de réfraction du SiO_2

Nous allons à présent déterminer les constantes optiques de la couche de SiO_2 . Comme cela a été illustré sur les courbes de la figure 2.11, le contraste des oscillations temporelles des courbes de transmission dépend de la longueur d'onde. Il nous faut donc choisir judicieusement la longueur d'onde de référence λ_0 avant de réaliser la première étape de notre méthode de détermination, à savoir le calcul de la dispersion d'indice $D_1(\lambda, \lambda_0)$.

Dans le paragraphe qui précède, nous avons démontré comment nous pouvons déterminer avec précision l'épaisseur optique de la couche de Ta_2O_5 déposée en premier. Ainsi, en utilisant la même démarche, nous pouvons déterminer l'ensemble des longueurs d'onde pour lesquelles la couche de Ta_2O_5 s'achève en quart-d'onde. En effet, rappelons que ceci assure une valeur optimale au coefficient de modulation \mathcal{M} , et donc un bon contraste aux oscillations de l'inverse de la transmission $4n_0n_s/T_f$.

Nous avons ainsi identifié 5 longueurs d'onde pour lesquelles la couche de Ta_2O_5 s'achève

en quart-d'onde, à savoir : 830,0 nm ($p = 2$), 602,0 nm ($p = 3$), 478,2 nm ($p = 4$), 402,4 nm ($p = 5$) et 352,1 nm ($p = 6$). Dans la suite, nous choisirons $\lambda_0=830,0$ nm comme longueur d'onde de référence. Nous pouvons ainsi déterminer la dispersion d'indice $D_1(\lambda, \lambda_0)$ associée à la couche de SiO_2 à partir du calcul du rapport entre les pentes $p(\lambda)/p(\lambda_0)$. Le résultat obtenu est représenté à la Figure 2.14.

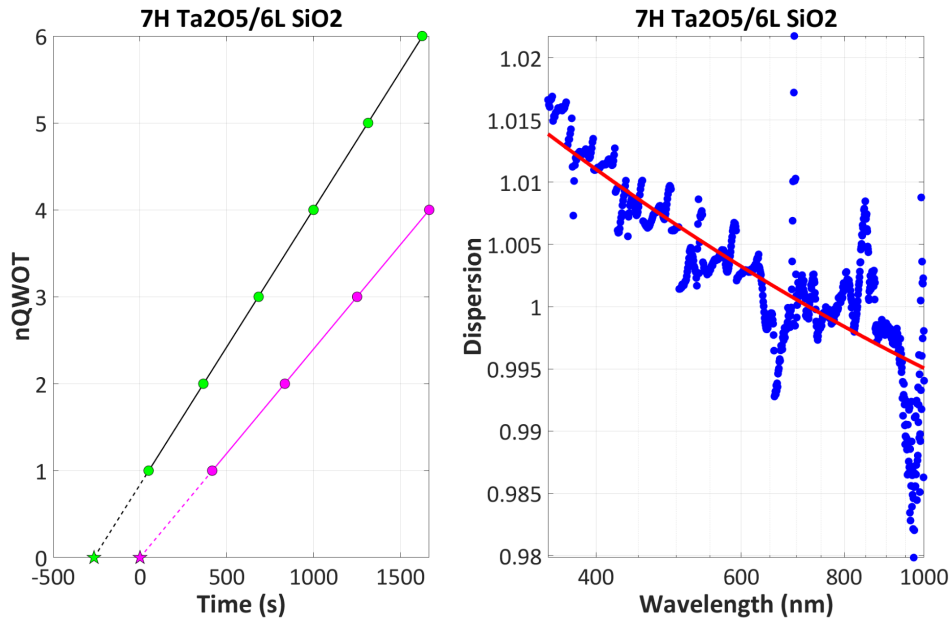


FIGURE 2.14 – A gauche, évolution de l'ordre quart d'onde de la couche de SiO_2 en fonction du temps de dépôt - en magenta : $\lambda = \lambda_0 = 830$ nm, en vert : $\lambda = 630,6$ nm. A droite, dépendance spectrale de la dispersion d'indice $D(\lambda, \lambda_0)$ - points bleus, données brutes ; trait rouge, approximation quadratique

Sur le graphe de gauche, nous avons placé deux exemples de la dépendance linéaire entre l'ordre quart d'onde de la couche et le temps : l'une à la longueur d'onde de référence $\lambda_0 = 830$ nm et l'autre à la longueur d'onde $\lambda = 630,6$ nm. A la longueur d'onde de référence, l'offset temporel \bar{t} est nul, comme prévu par la théorie (la couche haut indice s'achève en quart d'onde), tandis qu'à la longueur d'onde $\lambda = 630,6$ nm, ce même offset temporel est bien visible et négatif ($\bar{t} = -265$ s).

Sur le graphe de droite de cette même Figure, nous avons tracé la dépendance spectrale de la dispersion d'indice, qui, comme nous pouvons le remarquer, est relativement bruitée. Ce bruit trouve son origine d'une part dans la dépendance spectrale du coefficient de modulation \mathcal{M} , mais aussi dans la faible valeur de la dispersion du dioxyde de silicium sur le domaine spectral considéré. La détermination du rapport des pentes est ainsi très précise pour les longueurs d'onde qui présentent une bonne valeur de coefficient de modulation, et plus médiocre pour celles qui correspondent à un achèvement du dépôt de Ta_2O_5 en couche absente. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de décrire ces données à l'aide d'une fonction d'approximation quadratique, de manière à filtrer le bruit tout en conservant le comportement global de la dispersion d'indice $D(\lambda, \lambda_0)$ mesurée.

2.4.4.5 Détermination de l'indice de réfraction du SiO₂ à la longueur d'onde de référence

À présent, nous allons déterminer la valeur de l'indice de réfraction n_1 à la longueur d'onde de référence $\lambda_0=830$ nm. Comme nous l'avons décrit au paragraphe 2.3.5, cette valeur particulière d'indice peut être obtenue grâce au calcul de la quantité $\Delta(\lambda_0)$ qui, rappelons-le, correspond à la différence des ordonnées au temps origine des approximations linéaires reliant respectivement les maxima et les minima de $4n_0n_s/T_f$ à la longueur d'onde de référence. Les différentes étapes de cette détermination sont illustrées à la Figure 2.15.

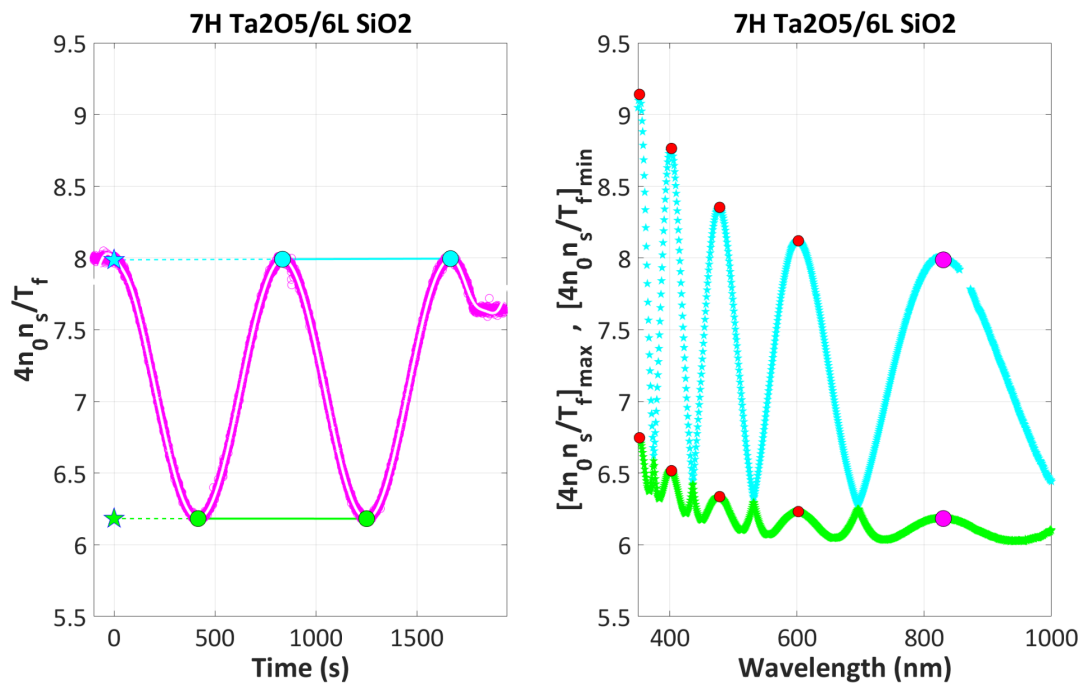


FIGURE 2.15 – Description de la méthode permettant de déterminer l'indice de réfraction de la couche de SiO₂ à la longueur d'onde de référence $\lambda_0=830$ nm

Sur le graphe de gauche de cette Figure, nous avons placé l'évolution temporelle de la quantité $4n_0n_s/T_f$ à la longueur d'onde de référence $\lambda_0=830$ nm. Les données brutes correspondent aux points de couleur magenta, tandis que les données filtrées correspondent au trait continu de couleur blanche. Les minima de transmission sont repérés par des points de couleur cyan, la droite qui les relie étant prolongée en pointillés jusqu'à l'origine des temps, où son intercept est représenté par une étoile de couleur cyan. De la même manière, les maxima de transmission sont repérés par des points de couleur verte, la droite les reliant étant prolongée en pointillés jusqu'au début du dépôt de la couche bas indice (étoile de couleur verte).

Sur le graphe de droite de cette même Figure, nous avons représenté la dépendance spectrale des ordonnées à l'origine associées aux maxima (en cyan) et aux minima (en vert) de la quantité $4n_0n_s/T_f$, les points de couleur rouge correspondant aux longueurs d'onde pour lesquelles la couche de haut indice s'achève en quart d'onde et le point de couleur magenta et de taille légèrement plus grande à la longueur d'onde de référence $\lambda_0=830$ nm.

Leur différence $\Delta(\lambda)$ est directement proportionnelle au coefficient de modulation \mathcal{M} et se trouve en parfait accord avec les courbes théoriques tracées à la Figure 2.6.

Par ailleurs, nous pouvons remarquer la présence d'une discontinuité dans l'acquisition des données autour de la longueur d'onde $\lambda = 850$ nm sur la courbe présentant la dépendance spectrale des ordonnées à l'origine des maxima de la quantité $4n_0n_s/T_f$. En effet, à cette longueur d'onde précise, la courbe de transmission présente un seul maximum, ce qui rend impossible la détermination d'une régression linéaire, et donc d'une ordonnée à l'origine, puisqu'il nous faut au moins deux points pour cela.

En utilisant la relation (2.69), il vient :

$$\left. \begin{array}{l} n_2(\lambda_0) = 2,0976 ; \kappa_2(\lambda_0) = 1,1 \times 10^{-4} \\ n_s(\lambda_0) = 1,4528 \\ \Delta(\lambda_0) = 7,9868 - 6,1833 = 1,8035 \end{array} \right\} \Rightarrow n_1(\lambda_0) = 1,4669.$$

2.4.4.6 Détermination de la dépendance spectrale du coefficient d'extinction du SiO₂

Comme nous l'avons établi dans la partie 2.3.5, la détermination des ordonnées à l'origine que nous venons d'effectuer permet de calculer la dépendance spectrale de la pente $s(\lambda)$ et donne ainsi accès à la valeur du coefficient d'extinction à toutes les longueurs d'onde $\kappa_1(\lambda)$. La Figure 2.16 présente le résultat d'une telle détermination.

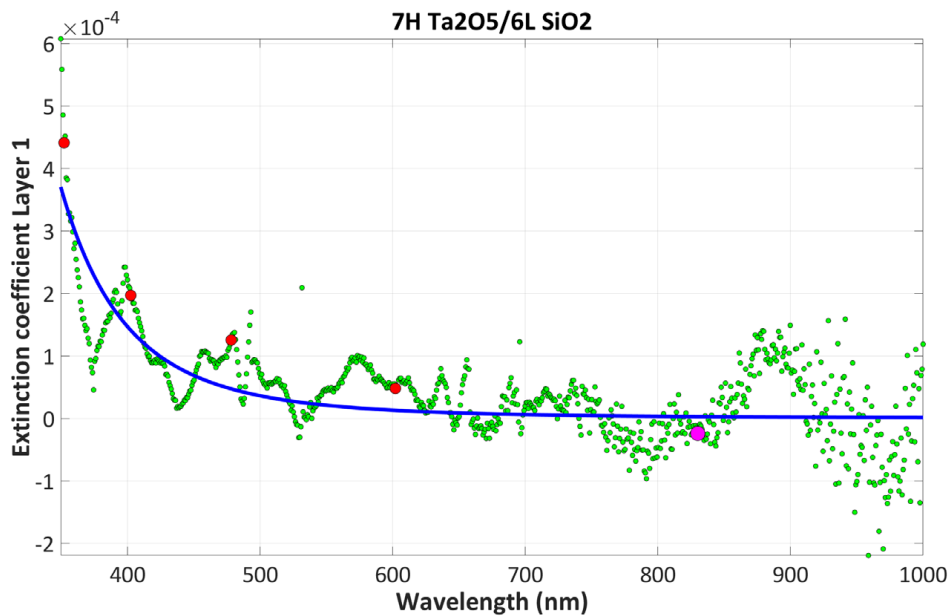


FIGURE 2.16 – Dépendance spectrale du coefficient d'extinction de la couche de SiO₂

Les points de couleur verte correspondent aux valeurs expérimentales brutes. Elles peuvent sembler relativement bruitées, mais ceci doit être mis en regard de la très faible absorption qui leur correspond (le coefficient d'extinction mesuré est inférieur à 10^{-4} sur la majorité du domaine spectral). Du fait de ce bruit résiduel, les valeurs obtenues dans la partie infrarouge du spectre (au-delà de 900 nm) sont mêmes légèrement négatives, ce qui à l'évidence est sans signification physique. Les longueurs d'onde particulières pour

lesquelles la couche haut indice s'achève en quart d'onde sont, comme précédemment, représentées par des points de couleur rouge et la longueur d'onde de référence par un point de couleur magenta. La courbe en trait continu bleu correspond à un fit quadratique du logarithme de ces valeurs expérimentales (les valeurs négatives ne sont évidemment pas prises en compte).

2.4.4.7 Fonction de mérite globale

Nous avons ainsi pu déterminer la valeur de l'indice de réfraction n_1 à la longueur d'onde de référence λ_0 . En multipliant cette valeur $n_1(\lambda_0)$ par la dépendance spectrale de la dispersion d'indice $D(\lambda, \lambda_0)$, nous obtenons les valeurs de l'indice de réfraction $n_1(\lambda)$ du dioxyde de silicium à toutes les longueurs d'onde. De la même manière, l'exploitation des valeurs à l'origine des droites passant par les extrema de la quantité $4n_0n_s/T_f$ nous a permis de déterminer la dépendance spectrale du coefficient d'extinction $\kappa_1(\lambda)$ à toutes les longueurs d'onde.

Cependant, il nous reste à mettre en œuvre une dernière étape de traitement qui consiste à ajuster finement l'ensemble des valeurs de $n_1(\lambda)$ grâce à une procédure de *refining* effectuée à la longueur d'onde de référence λ_0 . En effet, en l'état, la précision de notre détermination d'indice est majoritairement définie par celle qui caractérise celle que nous avons effectuée à cette seule longueur d'onde. Il paraît donc souhaitable de redistribuer ce contributeur sur l'ensemble du domaine spectral. Cette opération est basée sur la minimisation d'une fonction de mérite (FdM) dédiée, définie par :

$$\text{FdM}[n_1(\lambda_0)] = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \{T_{\text{th}}[d_1, n_1(\lambda_n), \kappa_1(\lambda_n)] - T_{\text{exp}}(\lambda_n, t_2)\}^2} \quad (2.73)$$

$$\text{avec } d_1 = v_1 t_2 = \frac{\lambda_0 p(\lambda_0)}{4n_1(\lambda_0)} t_2 \text{ and } n_1(\lambda) = D(\lambda, \lambda_0) n_1(\lambda_0)$$

où t_2 désigne la fin du dépôt de la couche de SiO_2 .

Enfin, une fois mise en œuvre cette dernière opération de traitement, nous pouvons visualiser la qualité de notre détermination des constantes optiques en observant l'accord entre les courbes de dépendance spectrale de transmission mesurée et calculée. La figure 2.17 présente une comparaison de ces deux résultats.

La valeur de notre Fonction de Mérite globale est de 0,28% pour l'empilement bicouche, à comparer à 0,29% pour la monocouche haut indice seule, ce qui est tout-à-fait satisfaisant. Sur la majorité du domaine spectral considéré, l'écart entre mesure de transmission et calcul issu de notre détermination d'indice n'excède pas 0,005.

La méthode nous donne également accès à la vitesse de dépôt du SiO_2 , soit : $v_1 = 0,3364$ nm/s, à comparer à celle obtenue dans le cas du Ta_2O_5 , soit : $v_2 = 0,2446$ nm/s.

2.4.4.8 Discussion

Nous avons souligné que les résultats bruts de détermination des constantes optiques du dioxyde de silicium sont relativement bruités. C'est la raison pour laquelle nous avons été conduits à ajouter une étape de filtrage aussi bien pour le coefficient d'extinction

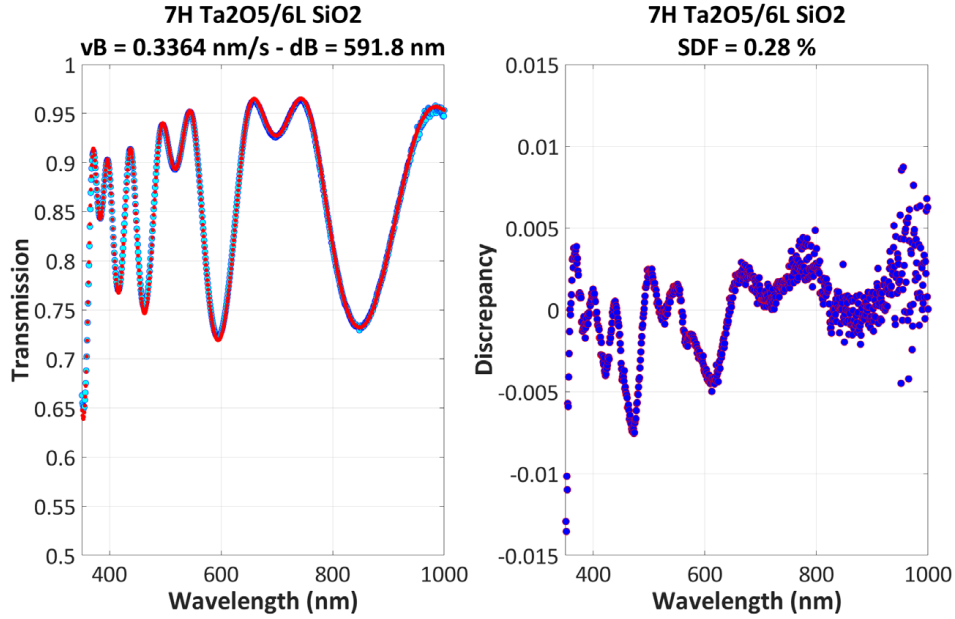


FIGURE 2.17 – Comparaison des spectres mesuré et calculé à la fin du dépôt de la couche de SiO₂ - Graphe de gauche : mesures expérimentales, cercles bleu ; résultats de la détermination d'indice, points rouges - Graphe de droite : Écarts résiduels entre mesure et détermination

$\kappa_1(\lambda)$ que pour l'indice de réfraction $n_1(\lambda)$. Cependant, nous noterons que cette étape supplémentaire de filtrage ne dégrade absolument pas la fonction de mérite FdM et que le caractère totalement déterministe de notre méthode est conservé.

Cependant, trois questions subsistent, à savoir :

- Quel est l'impact du choix de la longueur d'onde de référence ?
Nous avons donc effectué de nouvelles déterminations des constantes optiques de la silice en choisissant comme longueur d'onde de référence l'une des quatre autres longueurs d'onde particulières pour laquelle la première couche déposée s'achève en quart d'onde. Les résultats qui en découlent sont regroupés dans le tableau 2.1 et ils montrent clairement que le choix de la longueur d'onde de référence n'a aucun impact significatif sur le résultat final de la détermination.

λ_0 (nm)	n_1 @ 600 nm	κ_1 @ 400 nm	v_1 (nm/s)	FdM
830,0	1,4837	$1,47 \times 10^{-4}$	0,3364	0,28%
602,0	1,4851	$1,42 \times 10^{-4}$	0,3366	0,36%
478,2	1,4835	$1,44 \times 10^{-4}$	0,3362	0,27%
402,4	1,4846	$1,46 \times 10^{-4}$	0,3365	0,32%
352,1	1,4844	$1,60 \times 10^{-4}$	0,3367	0,34%

TABLE 2.1 – Influence du choix de la longueur d'onde de référence sur le résultat de la détermination d'indice

- La méthode proposée conduit-elle à des résultats répétables ?
Pour répondre à cette question, nous avons appliqué notre méthode sur un empilement réalisé deux mois plus tard avec des épaisseurs différentes pour chacune

des deux couches, à savoir 6H Ta₂O₅/8B SiO₂ au lieu de 7H Ta₂O₅/6B SiO₂. Les résultats obtenus sont présentés à la Table 2.2.

Run	n_1 @ 600 nm	κ_1 @ 400 nm	v_1 (nm/s)	FdM
7H/6L	1,4837	$1,47 \times 10^{-4}$	0,3364	0,28%
6H/8L	1,4862	$2,43 \times 10^{-4}$	0,3274	0,31%

TABLE 2.2 – Influence du run de dépôt sur les résultats de la détermination

Ces même résultats sont présentés sous forme graphique à la Figure 2.18, et mis en regard des valeurs habituellement utilisées lors des phases de design dans le cas de dépôts réalisés sur notre machine DIBS.

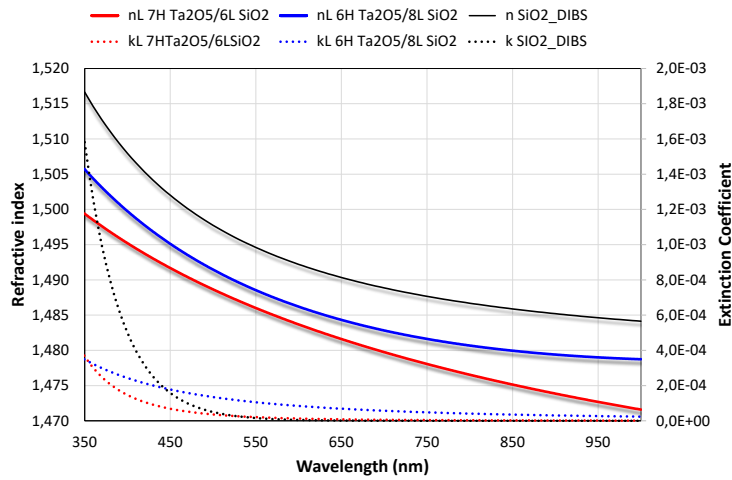


FIGURE 2.18 – Dépendance spectrale des constantes optiques du dioxyde de silicium (en trait continu : l'indice de réfraction, en trait interrompu : le coefficient d'extinction - en rouge, dépôt 7H Ta₂O₅/6B SiO₂, en bleu, dépôt 6H Ta₂O₅/8B SiO₂, en noir, les dépendances standards utilisées lors de phases de design [30])

Nous avons souhaité comparer ces valeurs d'indice à celles déterminées par d'autres auteurs [21] dans le cas de procédés énergétiques comme l'IBS ou le PARMS. Le résultat de cette comparaison est placé à la Figure 2.19.

- Qu'en est-il de la comparaison entre la méthode proposée et celle de TAUC-LORENTZ utilisant des lois physiques de dispersion des matériaux ?

La réponse à cette question se trouve au tableau 2.3 montrant pour deux runs différents, les résultats obtenus avec la méthode proposée et celle de TAUC-LORENTZ.

Run	e_H TL	e_H BBM	e_B TL	e_B BBM	FdM TL	FdM BBM
7H/6L	496.7	494.4	594.4	591.8	0.23%	0.28%
6H/8L	422.3	422.3	751.8	748.8	0.23%	0.31%

TABLE 2.3 – Tableau comparatif des résultats de détermination obtenus entre la méthode proposée (BBM) et celle de TAUC-LORENTZ (TL), pour deux runs différents

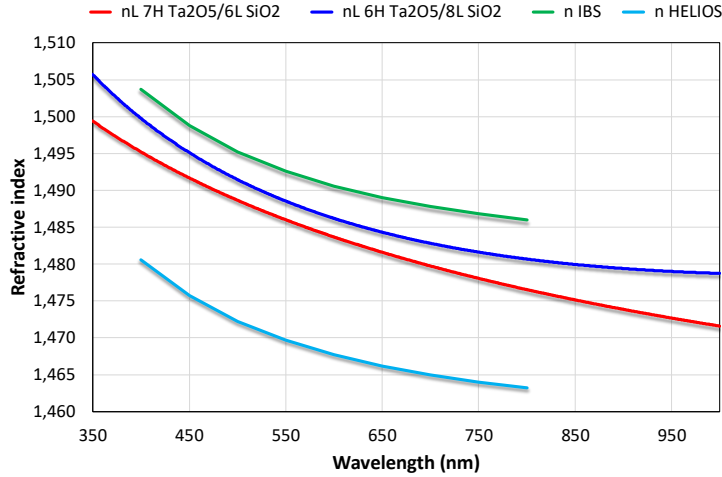


FIGURE 2.19 – Dépendance spectrale des constantes optiques du dioxyde de silicium (Ligne continue rouge : dépôt 7H Ta₂O₅/6B SiO₂ ; ligne continue bleue, dépôt 6H Ta₂O₅/8B SiO₂ ; ligne continue verte, procédé IBS [21] ; ligne continue cyan, procédé PARMS [21])

Compte tenu des valeurs des fonctions de mérite (FdM), nous pouvons souligner la qualité de l'accord entre les résultats de détermination obtenus par ces deux approches différentes, à savoir la nôtre qui n'utilise pas de modèle mathématique de dispersion et celle de TAUC-LORENTZ qui en revanche y fait appel.

2.4.5 Synthèse récapitulative

Pour déterminer les constantes optiques des deux couches constitutives d'un bicouche HB de type Ta₂O₅/SiO₂ déposé sur un substrat de silice, il nous faudra donc adopter la méthodologie suivante :

1. On enregistre tout au long du dépôt des couches H et B l'évolution de la transmission $T(\lambda_n, t)$ de l'échantillon à l'aide du contrôle optique large bande de la machine DIBS, en ménageant des temporisations au début et à la fin du dépôt de chaque couche
2. On calcule ensuite la quantité $4n_0n_s/T$ pour chacun des sous-enregistrements correspondant au dépôt des couches H et B
3. On applique un filtrage de Fourier à chacun de ces sous-enregistrements en choisissant une fréquence de coupure égale à 2 fois la fréquence de modulation ($f_c = 2f_0$)
4. On détermine les pentes $p_H(\lambda)$ des courbes $k_H(t)$ en vérifiant que la dispersion des temps origines associés au dépôt de la couche H est faible. On en déduit la valeur moyenne et la dispersion de ce temps origine t_H , ainsi que la dispersion d'indice de la couche $D_H(\lambda, \lambda_H)$, où λ_H désigne la longueur d'onde de référence choisie pour cette couche H et située dans son domaine de transparence
5. On détermine les équations des droites de régression passant d'une part par les minima et d'autre part par les maxima de la courbe de transmission, et on vérifie que les pentes $p_{H,max}(\lambda)$ et $p_{H,min}(\lambda)$ sont identiques au bruit de mesure près

6. Pour la longueur d'onde de référence λ_H , on calcule la valeur de l'ordonnée à l'origine de la droite associée aux minimas de transmission et on en déduit la valeur de l'indice de la couche H à cette longueur d'onde, ainsi que celle de la vitesse de dépôt v_H
7. On calcule alors la valeur moyenne des pentes $s_{H,max}(\lambda)$ et $s_{H,min}(\lambda)$, et on en déduit la dépendance spectrale du coefficient d'extinction κ_H
8. On applique à la dépendance spectrale de ce coefficient d'extinction un filtrage de Fourier, afin d'éliminer les variations haute fréquence qui n'ont pas de signification physique
9. On calcule la fonction d'erreur spectrale SDF (*Spectral Discrepancy Function*) correspondant à l'achèvement du dépôt de la couche H
10. On applique à l'enregistrement associé au dépôt de la couche H une opération de *refining* de l'indice de réfraction $n_H(\lambda)$ basée sur l'optimisation d'une fonction d'erreur temporelle TDF (*Time Discrepancy Function*) à chaque longueur d'onde
11. On en déduit la dépendance spectrale des constantes optiques $n_H(\lambda)$ et $\kappa_H(\lambda)$ de la couche H, ainsi que la valeur de la fonction SDF à l'issue cette dernière optimisation
12. Par minimisation d'une fonction de mérite dédiée, on détermine l'évolution temporelle de l'épaisseur e de l'empilement entre un instant t_1 situé un peu avant l'achèvement du dépôt de la couche H et un temps t_2 situé un peu après le début du dépôt de la couche B; on en déduit l'instant correspondant au dépôt de la couche B et l'épaisseur e_H de la couche H à ce même instant
13. On détermine les longueurs d'onde pour lesquelles la couche H est quart d'onde et on choisit parmi elles une longueur d'onde de référence λ_B
14. On détermine les pentes $p_B(\lambda)$ des courbes $k_B(t)$, et on en déduit la dépendance spectrale de la dispersion d'indice $D(\lambda, \lambda_B)$ de la couche B
15. On calcule une approximation quadratique de cette dépendance spectrale $D(\lambda, \lambda_B)$
16. On détermine les équations des droites de régression passant d'une part par les minima et d'autre part par les maxima de la courbe de transmission, et on vérifie que les pentes $s_{B,max}(\lambda)$ et $s_{B,min}(\lambda)$ sont identiques au bruit de mesure près
17. On calcule les valeurs au temps origine de ces droites de régression, puis la différence $\Delta(\lambda_B)$ entre ces valeurs extrapolées; on en déduit la valeur $n(\lambda_B)$ de l'indice de réfraction de la couche B à la longueur d'onde de référence
18. Connaissant la dispersion d'indice $D(\lambda, \lambda_B)$ et la valeur de l'indice de réfraction $n(\lambda_B)$, on en déduit la valeur de l'indice de réfraction $n_B(\lambda)$ de la couche B à toutes les longueurs d'onde
19. On calcule la dépendance spectrale du coefficient d'extinction $\kappa_B(\lambda)$ à partir de la valeur moyenne des pentes $s_{B,max}(\lambda)$ et $s_{B,min}(\lambda)$ des droites de régression passant par les maxima et les minima de la fonction de transmission
20. On applique un filtrage de type log quadratique aux données brutes ainsi obtenues
21. On réalise une dernière opération de *refining* en optimisant de manière globale la valeur de l'indice de réfraction de la couche B à la longueur d'onde de référence
22. On calcule enfin la fonction de mérite globale qui en résulte, ainsi que la valeur mise à jour de la vitesse de dépôt de la couche B

2.5 Conclusion partielle

Dans cette partie, nous avons montré comment, grâce à la mesure des évolutions temporelles de la transmission spectrale, nous pouvions déterminer la dépendance en longueur d'onde des constantes optiques de matériaux diélectriques haut et bas indice. Cette nouvelle méthode basée sur la modélisation théorique du comportement optique de l'inverse de la transmission d'un empilement de deux couches faiblement absorbantes, est purement déterministe et ne nécessite en aucun cas l'utilisation de modèles mathématiques de dispersion. Le gros avantage de cette méthode réside dans la possibilité d'effectuer une mise à jour régulière, voire avant chaque processus de dépôt, de la base de données des constantes optiques des matériaux que nous souhaitons déposer. En effet, comme nous l'avons vu dans la partie introductive, la connaissance de ces constantes optiques est primordiale aussi bien dans la phase de design que dans celle de réalisation. Par ailleurs, nous avons pu obtenir une précision et une répétabilité comparables à celles accessibles avec les méthodes classiques qui ont recours à des modèles mathématiques de dispersion, et qui en outre sont toutes basées sur la mesure simultanée de la dépendance spectrale des coefficients de transmission et de réflexion. On notera également que les valeurs obtenues sont totalement indépendantes de la largeur du domaine spectral sur lequel cette détermination est faite, ce qui est rarement observé dans le cas de la mise en œuvre de méthodes de type *reverse engineering*.

Nous allons maintenant passer à la présentation de la dernière partie de mes travaux de thèse, qui sera consacrée à la mesure du coefficient de réflexion, en amplitude et en phase, d'un empilement de couches minces en cours de dépôt grâce à une méthode interférométrique.

Mesure interférométrique du coefficient de réflexion

Sommaire

3.1	Introduction	66
3.1.1	Contexte et objectif	66
3.1.2	Problématique	68
3.2	Méthodes de mesure de phase	71
3.2.1	Interféromètre à dédoublement latéral multiple	72
3.2.2	Interféromètre de Michelson 4D <i>PhaseCam</i>	72
3.2.3	Interférométrie holographique digitale	75
3.2.4	Choix de la méthode de mesure	75
3.3	Analyse théorique du fonctionnement du système de mesure	76
3.3.1	Modélisation théorique de l'évolution de la phase avec l'épaisseur de la couche déposée	77
3.3.2	Modélisation théorique du montage interférométrique	87
3.3.3	Traitement numérique des interférogrammes	98
3.3.4	Application au suivi du dépôt d'une monocouche H	110
3.3.5	Remarques	112
3.4	Mise en œuvre expérimentale	115
3.4.1	Description et caractérisation de la version laboratoire	115
3.4.2	Intégration du banc sur la machine de dépôt	125
3.4.3	Caractérisation <i>in situ</i> du banc de mesure de phase	132
3.5	Application au suivi d'un dépôt	133
3.5.1	Cas d'une monocouche de Ta ₂ O ₅	134
3.5.2	Cas d'une monocouche de SiO ₂	142
3.5.3	Cas d'empilements multicouche complexes	144
3.6	Conclusion partielle	145

3.1 Introduction

3.1.1 Contexte et objectif

Comme nous l'avons vu dans les Chapitres 1 et 2, nous avons aujourd'hui à notre disposition des procédés de dépôt et des méthodes de contrôle *in situ* dont la fiabilité permet d'envisager la réalisation quasi parfaite de fonctions optiques complexes mettant en œuvre plus d'une centaine de couches, et ce, en mode de réalisation tout automatique. Toutefois, les écarts minimes qui subsistent entre les caractéristiques spectrales d'un empilement réalisé et la performance théorique attendue peuvent être responsables d'une perte de performances jugée inacceptable dans certains cas d'application particulièrement exigeants.

Ainsi, il existe diverses techniques de contrôle de l'épaisseur des couches déposées s'appuyant sur des méthodes physiques ou optiques, le principe consistant dans ce dernier cas à suivre en temps réel l'évolution des performances spectrales de l'empilement au cours de sa formation. Cependant, ces contrôles optiques, étant basés sur une mesure d'intensité, perdent toute information concernant les variations de phase. De ce fait, disposer d'une méthode de contrôle en phase serait synonyme d'un apport significatif d'informations supplémentaires pendant un processus de dépôt. Il s'agirait donc d'un **système de contrôle optique multi-critère** exploitant simultanément les informations en intensité (contrôle optique large bande (BBM)) et en phase (contrôle optique en phase).

Le travail présenté dans cette partie vise à démontrer la faisabilité d'une méthode de suivi en temps réel du **coefficient de réflexion, en amplitude et en phase**, d'une onde optique sur un empilement de couches minces optiques [31]. Ce coefficient de réflexion est noté r et se trouve défini de manière tout à fait générale par la relation :

$$r(t) = \sqrt{R(t)} e^{i\rho(t)} = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0(t)}{\tilde{n}_0 + Y_0(t)} \quad (3.1)$$

où $R(t)$ désigne le coefficient de réflexion en énergie de l'empilement à l'instant t , $\rho(t)$ le déphasage à la réflexion à ce même instant t , \tilde{n}_0 l'indice effectif du milieu incident et $Y_0(t)$ l'admittance complexe de l'interface extérieure du traitement en cours de dépôt, à nouveau à l'instant t . La connaissance de $\sqrt{R(t)}$ et de $\rho(t)$ nous donne donc immédiatement accès à l'admittance complexe de l'empilement, puisque :

$$Y_0(t) = \tilde{n}_0 \frac{1 - r(t)}{1 + r(t)} = \tilde{n}_0 \frac{1 - \sqrt{R(t)}e^{i\rho(t)}}{1 + \sqrt{R(t)}e^{i\rho(t)}} \quad (3.2)$$

ce qui va nous permettre d'effectuer un suivi temps réel de cette admittance complexe au cours du temps.

Pour percevoir l'intérêt d'un tel suivi, il nous faut tout d'abord établir une propriété importante du lieu géométrique parcouru par cette admittance dans le plan complexe [8].

Considérons donc un empilement constitué de p couches alternées haut et bas indices, toutes transparentes ($n_j \in \mathbb{R}$) et déposées sur un substrat semi-infini. On désignera ici par $Y_{j-1}(d)$ la valeur instantanée de l'admittance complexe de cet empilement au moment du dépôt de la couche j , à l'instant où l'épaisseur de cette couche est égale à d .

La relation de récurrence entre admittances complexes nous permet d'écrire :

$$Y_{j-1}(d) = \frac{Y_j \cos \delta - i\tilde{n}_j \sin \delta}{\cos \delta - i(Y_j/\tilde{n}_j) \sin \delta} \quad \text{avec} \quad \delta = \alpha_j d \quad (3.3)$$

Nous nous placerons désormais sous incidence nulle. L'expression (3.3) peut être alors mise sous la forme :

$$Y_{j-1}(\delta) = \frac{Y_j \cos \delta - in_j \sin \delta}{\cos \delta - i(Y_j/n_j) \sin \delta} \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_j(\lambda) d \quad (3.4)$$

où nous avons remplacé l'épaisseur d par la variable effective δ .

Cette fonction $Y_{j-1}(\delta)$ est une fonction périodique, de période π , qui satisfait en outre la condition initiale : $Y_{j-1}(0) = Y_j$. En désignant par (x, y) les coordonnées du point représentatif de l'admittance $Y_{j-1}(\delta)$ dans le plan complexe et par (x_j, y_j) celles de l'admittance de départ Y_j , la relation (3.4) s'écrit :

$$x + iy = n_j \frac{(x_j + iy_j) \cos \delta - in_j \sin \delta}{n_j \cos \delta - i(x_j + iy_j) \sin \delta} = n_j \frac{x_j \cos \delta + i(y_j \cos \delta - n_j \sin \delta)}{(n_j \cos \delta + y_j \sin \delta) - ix_j \sin \delta} \quad (3.5)$$

soit encore, en identifiant parties réelles et parties imaginaires :

$$\begin{cases} x(n_j \cos \delta + y_j \sin \delta) + yx_j \sin \delta = n_j x_j \cos \delta \\ y(n_j \cos \delta + y_j \sin \delta) - xx_j \sin \delta = n_j(y_j \cos \delta - n_j \sin \delta) \end{cases} \quad (3.6)$$

Il suffit alors d'éliminer $\cos \delta$ et $\sin \delta$ pour faire apparaître l'équation du lieu des points décrit par l'admittance complexe (*Admittance locus*) de l'empilement au cours du dépôt de la couche j , soit :

$$x^2 + y^2 - \frac{x}{x_j}(x_j^2 + y_j^2 + n_j^2) + n_j^2 = 0 \quad (3.7)$$

En réarrangeant légèrement cette dernière équation sous la forme suivante :

$$\left(x - \frac{x_j^2 + y_j^2 + n_j^2}{2x_j}\right)^2 + y^2 = \frac{(x_j^2 + y_j^2 + n_j^2)^2}{4x_j^2} - n_j^2 \quad (3.8)$$

on voit que cette courbe est un **cercle** de centre C_j et de rayon R_j définis par :

$$C_j \left(\frac{x_j^2 + y_j^2 + n_j^2}{2x_j}, 0 \right) \quad ; \quad R_j = \sqrt{\frac{(x_j^2 + y_j^2 + n_j^2)^2}{4x_j^2} - n_j^2} \quad (3.9)$$

Nous avons représenté à la Figure 3.1 cet *Admittance locus* dans le cas particulier d'un empilement réduit à 2 couches, la première étant de type 0,5H (points bleus) et la seconde de type 2B (points verts). Compte tenu des conventions de signe adoptées pour la définition des indices, ces courbes sont ici parcourues dans le sens rétrograde (sens inverse des aiguilles d'une montre).

On voit donc qu'un arrêt de couche sera réalisé lorsque le point courant représentatif de l'admittance complexe aura parcouru le secteur angulaire défini par le design théorique. On notera toutefois que la densité des points le long de ces courbes n'est pas uniforme (les points sont, par exemple, beaucoup plus resserrés sur la partie gauche du cercle vert

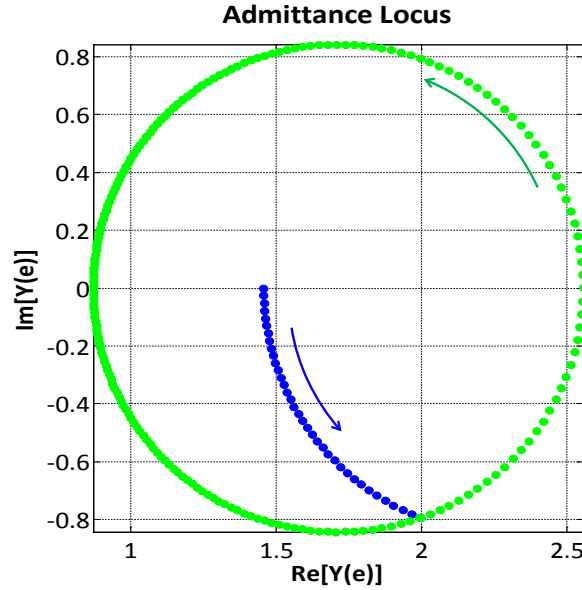


FIGURE 3.1 – Lieu des points parcouru par l’admittance complexe d’un empilement 0,5H 2B au cours de son dépôt sur un substrat de silice

que sur sa partie droite), alors que deux points consécutifs sont toujours séparés par le dépôt d’un nanomètre de matériau, haut ou bas indice. Ceci montre que les cercles ne sont pas parcourus à vitesse angulaire constante ou que l’angle azimutal θ décrivant cette trajectoire dans le plan complexe, soit :

$$Y_{j-1}(\delta) = C_j + R_j e^{i\theta(\delta)} \quad (3.10)$$

n’est pas une fonction linéaire de δ . Ce phénomène sera donc susceptible de faire varier la précision de nos arrêts de couche en fonction de la structure effective de l’empilement.

Il nous faut maintenant analyser comment une telle mesure de phase pourrait être en pratique réalisée dans l’environnement qui est celui d’un bâti de dépôt.

3.1.2 Problématique

Le schéma 3.2 illustre de manière simplifiée notre machine de dépôt DIBS dont une description détaillée a été faite dans la partie 2.4.1 du chapitre 2.

Le substrat est placé dans un porte-substrat animé d’un mouvement de rotation (vitesse de rotation 120 tours par minute) et l’ensemble de l’enceinte est mise sous vide avant le début du dépôt proprement dit.

Les contraintes applicables à cette mesure de phase sont donc les suivantes :

- la mesure doit être synchronisée sur la position angulaire du porte-substrat, et ce, avec une très grande précision, pour éviter d’appliquer la mesure de phase à des zones différentes du substrat à chaque tour,
- le principe de la mesure doit rendre celle-ci compatible avec l’existence de mouvements relatifs entre le faisceau de mesure et le substrat lui-même (vibrations du

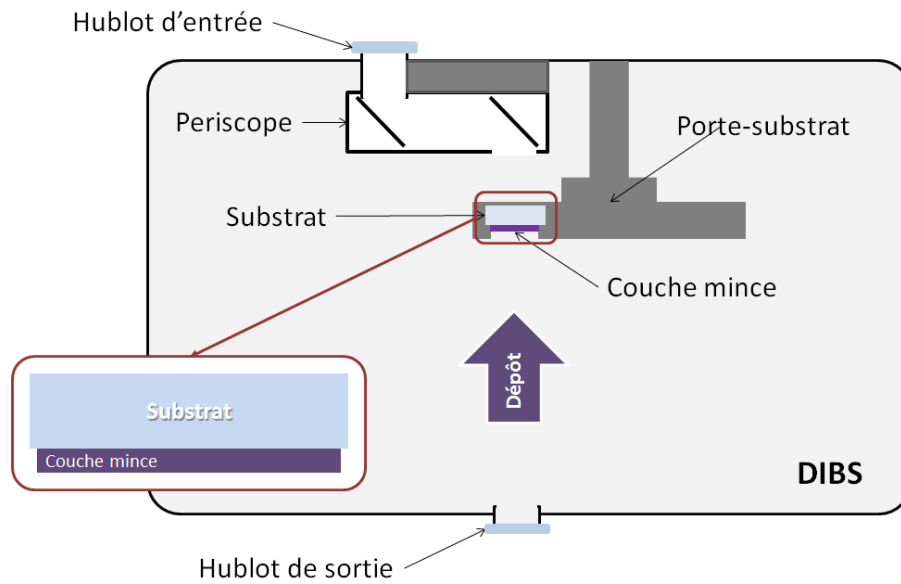


FIGURE 3.2 – Schéma simplifié de la machine de dépôt *DIBS*

bâti et/ou du porte-substrat, déformations mécaniques du bâti lors de sa mise sous vide, dilatations thermiques induites par la montée en température du substrat et du porte-substrat au cours du dépôt),

- le principe de la mesure doit rendre celle-ci compatible avec les modifications du chemin optique induites par les variations de température du hublot ou la mise sous vide de l'enceinte.

Il est donc nécessaire de disposer d'une référence de position, solidaire du substrat et qui ne soit pas modifiée par le dépôt. La solution que nous avons retenue consiste à placer un masque annulaire de faible épaisseur devant le substrat comme schématisé à la Figure 3.3.

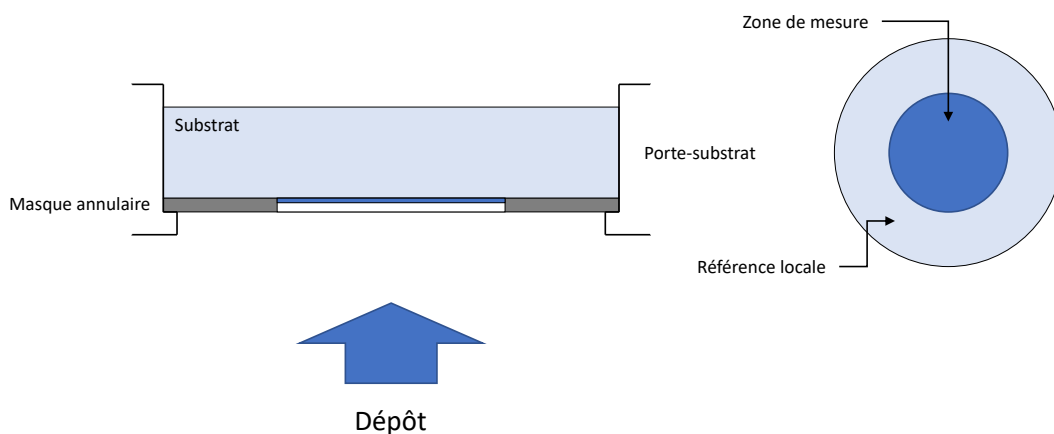


FIGURE 3.3 – Schéma simplifié du principe de la mesure

A tout instant, nous disposerons donc, dans le champ de vue du moyen de mesure, d'une zone centrale circulaire correspondant au dépôt et d'une zone annulaire correspondant au substrat nu et faisant office de référence locale.

Ceci signifie que le moyen de mesure devra présenter une résolution spatiale suffisante pour rendre possible la distinction entre ces deux zones et que le résultat de notre mesure sera à tout instant constitué par la différence entre la valeur de la phase obtenue sur la zone centrale et celle obtenue sur la zone périphérique annulaire. Ceci signifie également que la mesure de réflexion devra être effectuée côté substrat (et non côté traitement), pour avoir optiquement accès à la zone annulaire de référence, comme schématisé à la Figure 3.4.

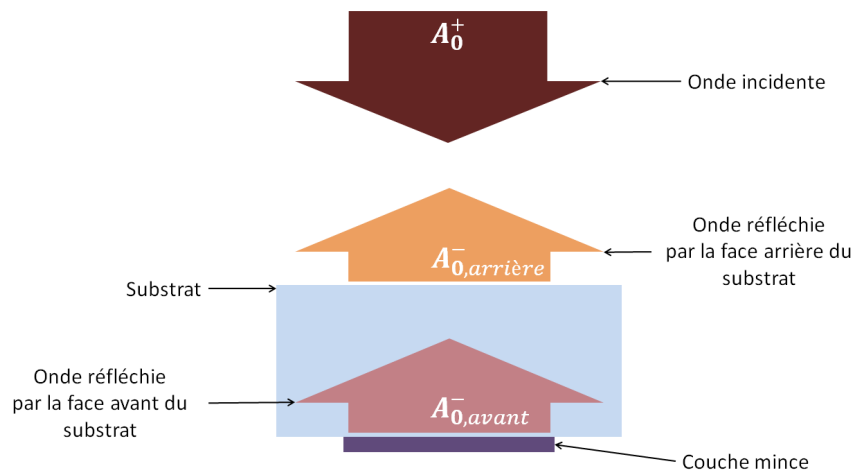


FIGURE 3.4 – Schéma simplifié de la configuration de mesure

Ce schéma montre que nous avons en fait deux ondes réfléchies, la première par la face arrière du substrat et la seconde par la face avant où se trouve le dépôt (les termes *arrière* et *avant* sont ici définis par rapport à la localisation des sources de matière mises en œuvre au cours du dépôt). On pourrait donc envisager de faire interférer ces deux ondes, mais cela soulève deux problèmes, le premier lié à leur possible différence d'amplitude (mais de toute manière l'amplitude du coefficient de réflexion de l'empilement va varier au fur et à mesure de sa construction, et il nous sera donc nécessaire de nous en accommoder) et le second, beaucoup plus contraignant, à la condition de parallélisme que cela impose entre les deux faces du substrat.

Nous sommes donc en mesure de synthétiser maintenant les grandes lignes du cahier des charges applicable à notre moyen de mesure :

1. Il doit permettre de s'affranchir de la réflexion sur la face arrière du substrat,
2. Il doit présenter une certaine résolution spatiale de manière à rendre possible le calcul de la différence de phase entre zone de mesure et zone annulaire de référence,
3. Il doit être insensible aux vibrations ou aux déformations d'ensemble du bâti,
4. Il doit être synchronisé sur le mouvement de rotation du porte-substrat.

Nous avons identifié 4 montages susceptibles de satisfaire *a priori* les conditions définies dans ce cahier des charges, à savoir :

- les capteurs de front d'onde de type Shack-Hartmann ou Phasics,
- les interféromètres de Michelson de type PhaseCam ou holographie digitale.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons analyser les principes de fonctionnement de ces différents montages et voir s'ils sont susceptibles d'être mis en œuvre dans le cas particulier correspondant à notre application.

3.2 Méthodes de mesure de phase

Le Shack-Hartmann est un capteur de front d'onde, notamment utilisé dans le domaine de l'optique adaptative, et qui permet une mesure simple, précise et rapide de la dépendance spatiale de l'écart aberrant associé à un système optique [32, 33].

Ce capteur utilise comme principe de mesure un échantillonnage du front d'onde à l'aide d'un réseau dense de micro-lentilles et la localisation des réponses percussionnelles élémentaires de ces différentes lentilles à la surface d'une matrice de photodiodes, comme schématisé sur la Figure 3.5.

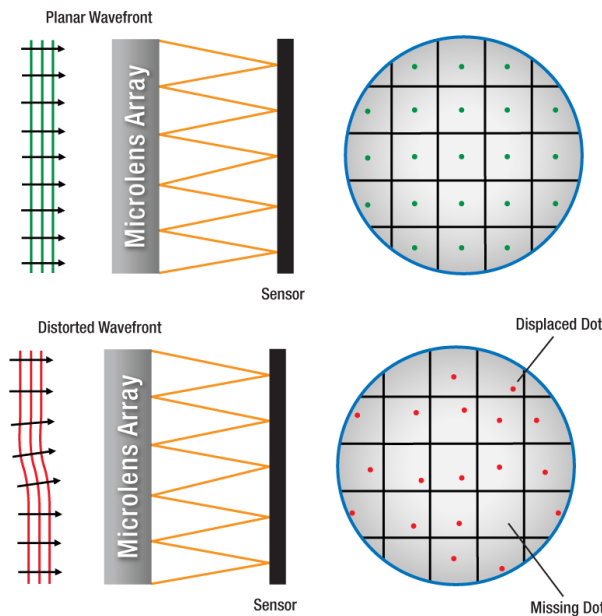


FIGURE 3.5 – Schéma simplifié du fonctionnement du capteur de front d'onde Shack-Hartmann [34]

La position en x et y des barycentres des points lumineux dans le plan focal de chaque micro-lentille est définie par :

$$x_f = x_0 + f \frac{\partial W}{\partial x} \quad \text{et} \quad y_f = y_0 + f \frac{\partial W}{\partial y} \quad (3.11)$$

où (x_0, y_0) correspond à la position de ce même point lumineux lorsque le front d'onde est parfaitement plan et perpendiculaire à l'axe optique de la matrice de micro-lentilles, et $W(x, y)$ la dépendance spatiale de l'écart aberrant.

On constate que ce type de capteur est donc sensible à la dérivée spatiale de l'écart aberrant, ce qui va le rendre inopérant dans notre cas, car ceci ne nous permettra pas de remonter à l'écart de phase entre zone centrale et zone annulaire de référence, mais simplement à une évaluation du parallélisme entre ces deux zones.

En conséquence, malgré les avantages inhérents au principe de fonctionnement d'un tel capteur (absence d'onde de référence, grande insensibilité aux vibrations, compacité), nous ne pourrons le retenir.

3.2.1 Interféromètre à dédoublement latéral multiple

La société française Phasics a développé un capteur basé sur une mesure interférométrique du gradient de phase associé à un front d'onde [35].

Ce capteur met en œuvre un dédoublement multiple de ce front d'onde à l'aide d'un réseau de diffraction répliquant celui-ci en 4 ondes identiques qui interfèrent après quelques millimètres de propagation et créent ainsi un interférogramme dont la structure encode les **gradients** de son écart aberrant (cf. Figure 3.6). C'est la raison pour laquelle son principe de fonctionnement est souvent désigné sous l'appellation anglaise de *Quadriwave lateral shearing interferometry* [36, 37]. Il permet d'améliorer de manière notable la résolution spatiale des mesures de phases réalisées avec un Shack-Hartmann.

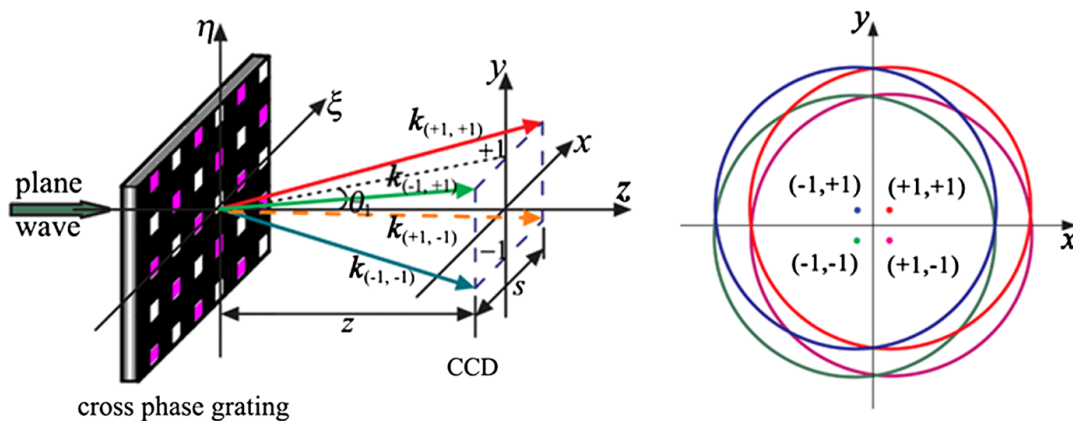


FIGURE 3.6 – Principe de l'interféromètre à dédoublement latéral multiple [38]

Dans notre cas, il présente toutefois le même inconvénient majeur que le Shack-Hartmann, à savoir qu'il est sensible aux gradients de phase, et non à la phase elle-même. Nous ne pourrions donc le retenir.

3.2.2 Interféromètre de Michelson 4D *PhaseCam*

L'interféromètre de Michelson de type *PhaseCam*, dont le principe a été développé par J. C. WYANT [39] au sein de l'*Optical Sciences Center* de l'Université d'Arizona à Tucson est représenté à la Figure 3.7. Il est commercialisé par la société américaine 4D Technology pour réaliser le contrôle de la qualité des surfaces optiques, notamment dans des ambiances vibratoires [40].

Ce système est constitué d'une source laser hélium-néon couplé dans une fibre multimode au travers d'un diffuseur tournant. Ce dernier permet de réduire la cohérence spatiale du laser de manière à ne pas être gêné par le *speckle* résultant des interférences parasites entre les modes de propagation présents dans la fibre.

Le flux issu de la fibre est ensuite collimaté, puis polarisé linéairement et adressé vers un cube séparateur de polarisation (CSP) au travers d'une lame demi-onde (LDO) qui permet de faire pivoter sa direction de polarisation par rapport aux directions passantes du cube CSP (équilibre de voies). Ce cube transmet et réfléchit respectivement les composantes TM et TE de l'onde.

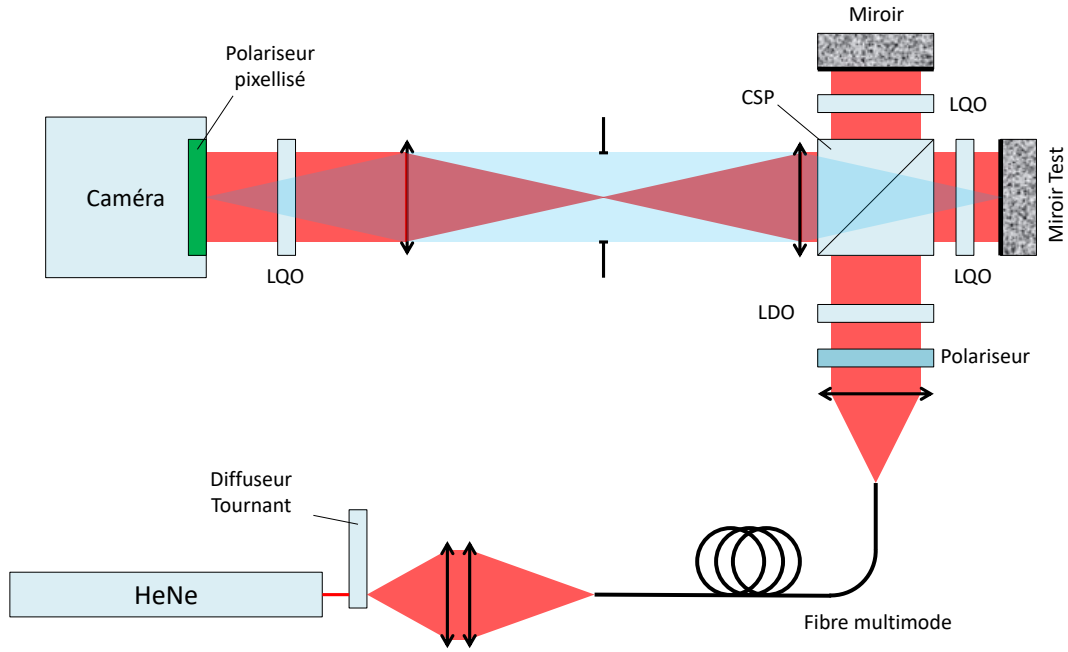


FIGURE 3.7 – Schéma de principe du système de mesure interférométrique *PhaseCam*

- Pour l'onde transmise TM :
sur le trajet entre la sortie du cube (CSP) et le miroir de référence est placée une lame quart-d'onde (LQO) dont les axes sont orientés à 45° de la direction de polarisation de l'onde transmise TM. Cette dernière voit donc sa polarisation transformée en polarisation circulaire, par exemple droite, puis gauche après réflexion sur le miroir. Sur le trajet retour, l'onde devient polarisée linéairement en TE après avoir à nouveau traversé la lame quart-d'onde, et ainsi, elle est réfléchi en direction de la caméra par le cube séparateur.
- Pour l'onde réfléchi TE :
Cette onde initialement réfléchi par le cube séparateur voit sa polarisation changée en polarisation TM après traversée de la lame quart d'onde, réflexion sur le miroir de test et nouvelle traversée de la lame quart d'onde. Elle est donc transmise vers la caméra par le cube séparateur.

Un dispositif à deux objectifs symétriques montés tête-bêche est utilisé pour imager, sur une caméra CCD matricielle, la surface du miroir plan dont on veut contrôler la qualité optique. Une lame quart-d'onde est placée entre le dernier objectif et cette caméra afin de transformer les ondes de polarisations rectilignes TE et TM en onde de polarisations circulaires droite et gauche. Ces deux ondes présentent entre elles un déphasage ϕ qui est représentatif des écarts de planéité du miroir en cours de contrôle (dans l'hypothèse où le miroir situé dans l'autre bras est supposé parfait).

Les états de polarisation de ces deux ondes sont donc décrits par les vecteurs de Jones suivants [9] :

$$\vec{V}_1 = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad \vec{V}_2 = \frac{A_0}{\sqrt{2}} e^{i\phi} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

En plaçant devant la caméra un polariseur orienté suivant un angle α par rapport aux axes principaux du montage, le vecteur de Jones associé à la transmission par ce polariseur

s'écrit :

$$\vec{V} = \mathbf{P}_\alpha \vec{V}_1 + \mathbf{P}_\alpha \vec{V}_2 \quad (3.13)$$

avec \mathbf{P}_α la matrice de Jones associée au polariseur :

$$\mathbf{P}_\alpha = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

On en déduit l'expression suivante pour \vec{V} :

$$\vec{V} = \frac{A_0}{\sqrt{2}} [\cos \alpha(1 + e^{i\phi}) + i \sin \alpha(1 - e^{i\phi})] \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

et donc l'éclairement E enregistré par le détecteur :

$$E = |\vec{V}|^2 = \frac{|A_0|^2}{2} |\cos \alpha(1 + e^{i\phi}) + i \sin \alpha(1 - e^{i\phi})|^2 \quad (3.16)$$

soit encore, après développement et simplification :

$$E = E_0[1 + \cos(\phi - 2\alpha)] \quad (3.17)$$

où $E_0 = \frac{|A_0|^2}{2}$ correspond à l'éclairement moyen reçu par la caméra CCD.

Nous pouvons envisager deux configurations de fonctionnement :

- soit enregistrer **consécutivement** quatre images grâce à la caméra CCD, en utilisant quatre orientations différentes pour le polariseur terminal : 0° , 45° , 90° et 135° . Ainsi, pour **chaque pixel** de la caméra, on se trouve alors dans une configuration homodyne classique, et on dispose des 4 signaux ($\pm \cos \phi$, $\pm \sin \phi$) permettant de remonter sans ambiguïté à l'information de phase modulo 2π .
- soit enregistrer **simultanément** ces quatre informations de phase, mais en utilisant **4 pixels différents**, mais jointifs et devant lesquels seraient placés quatre micro-polariseurs dont les orientations correspondent à celles définies au point précédent, comme schématisé sur la Figure 3.8.

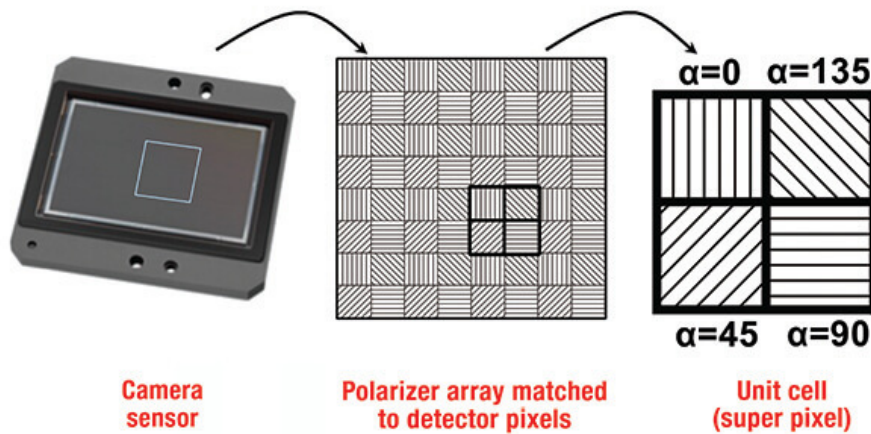


FIGURE 3.8 – Principe de fonctionnement de la caméra à matrice de polariseurs [41]

Le système 4D *PhaseCam* utilise la seconde configuration qui permet de s'affranchir des vibrations pendant la mesure de phase dont l'extraction se fait en considérant le motif 2×2 , la phase étant alors donnée par :

$$\phi = \arctan \left[\frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}} \right] [2\pi] \quad (3.18)$$

où les valeurs d'angles correspondent aux orientations du polariseur considéré. Ceci suppose que les quatre pixels constitutifs du macro-pixel de mesure 2×2 voient la même information de phase, ce qui n'est évidemment jamais complètement le cas, mais peut constituer une très bonne approximation lorsque les gradients de phase sont faibles.

3.2.3 Interférométrie holographique digitale

Considérons à nouveau un interféromètre de Michelson, analogue à celui représenté à la Figure 3.7, mais sans qu'il soit doté des composants polarimétriques caractéristiques de la configuration 4D *PhaseCam*.

La caméra CCD enregistre dans ce cas le résultat des interférences entre l'onde réfléchie par le miroir de référence et celle réfléchie par le miroir de test. Si ces deux miroirs présentent un écart d'orientation angulaire α , alors l'interférogramme enregistré par la caméra CCD sera essentiellement un réseau de franges de pas inversement proportionnel à α et dont la structure géométrique sera révélatrice de l'écart de phase entre les deux ondes qui interfèrent, et donc de l'écart de forme entre les deux miroirs. Si par exemple, les deux miroirs sont parfaitement plans, alors les franges seront parfaitement rectilignes et de pas régulier. En d'autres termes, cela signifie que la dépendance spatiale de la différence de marche est encodée dans le réseau de franges [42, 43].

Si l'on réalise une transformation de Fourier numérique du signal échantillonné par la caméra CCD, on va récupérer dans le plan de Fourier un ordre central d'interférence et deux ordres latéraux dont la distance à l'ordre central sera proportionnelle au pas des franges [44]. On peut montrer qu'en isolant le signal associé à l'un de ces ordres latéraux et en lui appliquant une transformation de Fourier inverse, la matrice de nombres complexes obtenue est représentative de l'amplitude et de la phase relative des ondes qui ont initialement donné naissance à l'interférogramme enregistré par la caméra CCD.

3.2.4 Choix de la méthode de mesure

À l'évidence les capteurs de front d'onde de type Shack-Hartmann ou Phasics ne peuvent répondre à notre problème, puisqu'ils sont sensibles, non pas à la phase, mais aux gradients de phase.

Les deux autres montages, qui mettent en œuvre un interféromètre de Michelson, sont à l'inverse susceptibles de convenir, puisqu'ils utilisent l'un et l'autre une acquisition par caméra CCD et présentent donc la résolution spatiale recherchée. Ils sont bien évidemment synchronisables sur la rotation du porte-substrat et la durée de la mesure proprement dite peut être réduite à quelques microsecondes si l'on emploie comme source de lumière une diode laser modulée par une impulsion de courant.

En ce qui concerne l'insensibilité aux vibrations, le système *PhaseCam* est très certainement le plus performant, mais il ne paraît pas impossible de doter le dispositif d'holographie digitale de propriétés similaires. Enfin, dans l'un et l'autre des cas, l'emploi d'une source à faible cohérence temporelle doit permettre de sélectionner dans l'ensemble des réflexions celles dont la différence de marche effective correspond à la seule réflexion sur la face avant du substrat.

Ce système a en outre déjà été utilisé pour assurer non seulement la caractérisation de filtres optiques interférentiels [45], mais également le suivi du dépôt de couches minces optiques [46, 47].

Le principal inconvénient du système *PhaseCam* est qu'il est relativement *fermé*, même s'il est possible de faire l'acquisition du capteur CCD à matrice de polariseurs de manière séparée auprès de 4D Technology, et que son coût d'acquisition est en outre élevé.

Pour toutes ces raisons, nous avons donc choisi de développer un dispositif de mesure de type interféromètre de Michelson dont le traitement des données fera appel aux techniques de l'holographie digitale, tel que représenté à la Figure 3.9. Les caractéristiques et les performances de ce montage seront détaillées dans les parties 3.4.1 et 3.4.2.

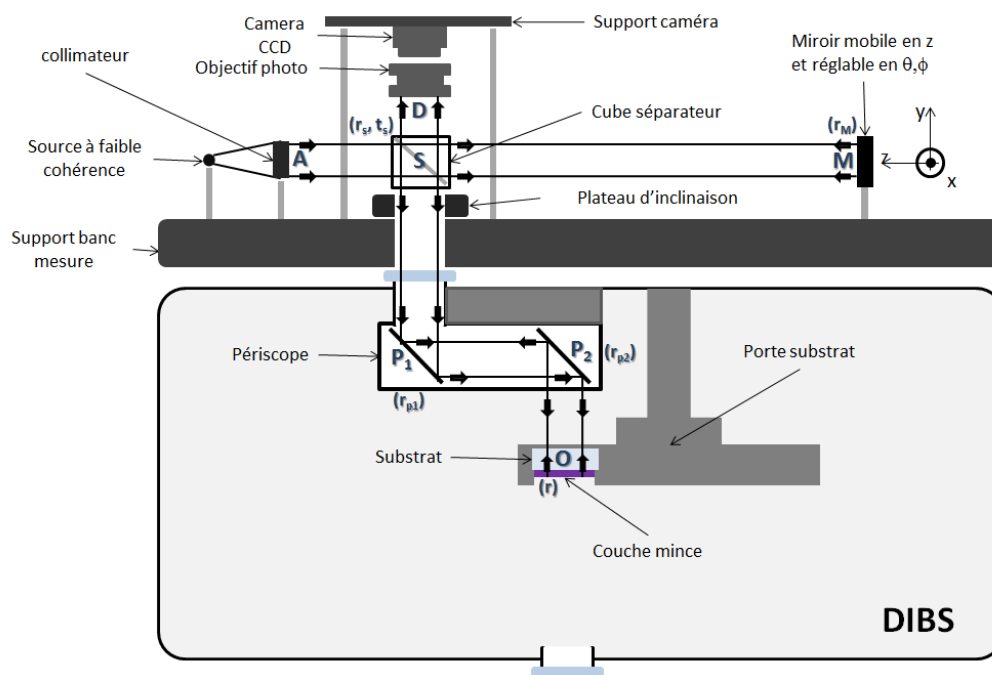


FIGURE 3.9 – Schéma du dispositif de mesure interférométrique implanté sur la machine de dépôt *DIBS*

3.3 Analyse théorique du fonctionnement du système de mesure

Une fois le principe de mesure choisi (interférométrie holographique digitale), il convient d'analyser théoriquement les grandes lignes de son fonctionnement, de manière à s'assurer

que celui-ci répond effectivement à notre problème. Cette analyse théorique va essentiellement porter sur les trois points suivants :

- relation entre l'information de phase mesurée et l'épaisseur optique des couches déposées,
- modélisation du montage interférométrique utilisé et notamment de l'interférogramme enregistré par la caméra CCD,
- analyse détaillée du traitement numérique de cet interférogramme.

3.3.1 Modélisation théorique de l'évolution de la phase avec l'épaisseur de la couche déposée

3.3.1.1 Approche générale

Comme défini au paragraphe 3.1.2, et schématisé à la Figure 3.10, le résultat de notre mesure sera au final constitué par la différence des déphasages à la réflexion enregistrés entre la zone centrale du substrat recevant le dépôt, notée C (rayon de couleur verte sur la Figure 3.10), et la zone annulaire qui n'en reçoit pas, notée A (rayon de couleur carmin sur la même figure). La valeur de la phase mesurée sur chacune de ces zones s'écrit :

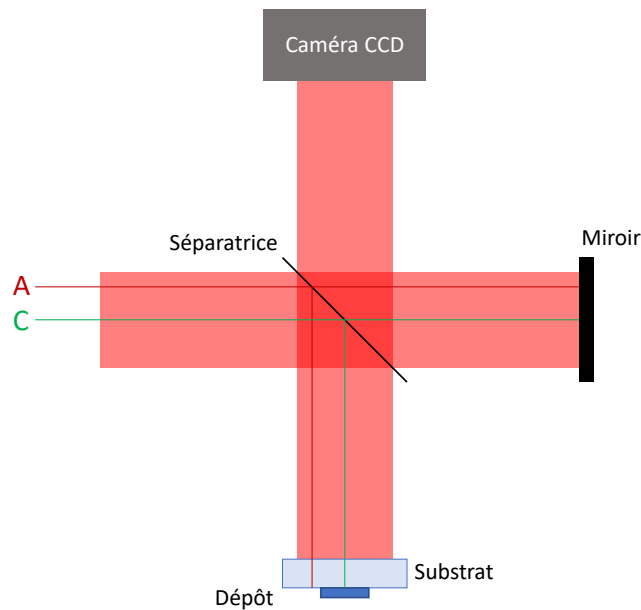


FIGURE 3.10 – Schéma de principe du dispositif de mesure interférométrique

$$\phi_j = k[S_j F_j - S_j M_j] + \rho_j = \frac{2\pi}{\lambda} [S_j F_j - S_j M_j] + \rho_j \quad j = C, A \quad (3.19)$$

où S_j désigne le point d'impact du rayon j sur la séparatrice, M_j celui sur le miroir et F_j celui sur la face avant du substrat et où les quantités entre crochets représentent les chemins optiques entre les points considérés.

Le résultat de la mesure sera donc défini par l'écart de phase $\Delta\phi$ enregistré entre le centre et la périphérie du substrat, soit :

$$\Delta\phi = \phi_C - \phi_A = \rho_C - \rho_A \quad (3.20)$$

dont on voit qu'il s'identifie en première approximation avec la différence des déphasages à la réflexion enregistrés sur ces deux zones.

Nous avons représenté à la Figure 3.11 la situation qui correspond à notre mesure dans le cas le plus général en mettant en évidence les différentes couches constituant l'empilement ainsi que leurs propriétés optiques. Comme nous l'avons énoncé dans la partie 3.2.4, l'utilisation d'une source à faible cohérence spatiale devrait nous permettre de nous affranchir en pratique de la contribution de la réflexion de l'onde lumineuse sur la face arrière du substrat. De ce fait, nous pouvons considérer dans un premier temps que le dépôt est effectué sur un substrat semi-infini.

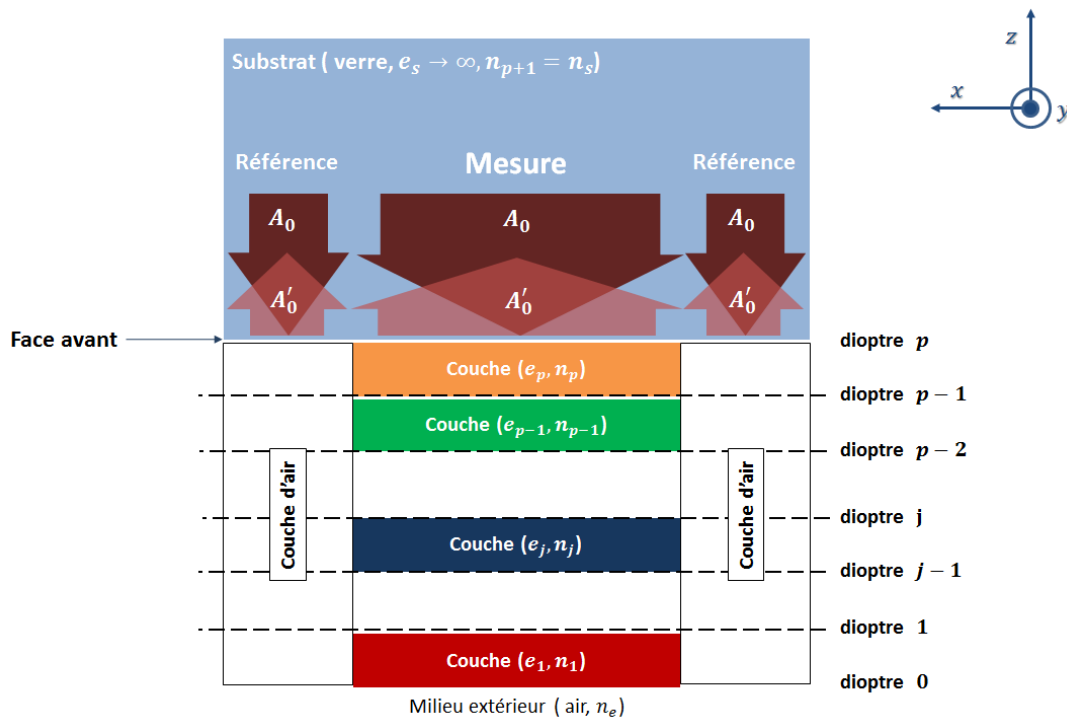


FIGURE 3.11 – Configuration nominale de mesure du déphasage à la réflexion sur un empilement

Notre modélisation doit nous permettre de calculer la valeur des déphasages à la réflexion dans la zone centrale de mesure C et dans la zone annulaire de référence A à tout instant au cours du dépôt de l'empilement.

Pour y parvenir, une fois définie la structure finale de celui-ci (nombre de couches p , indice de réfraction n_j et épaisseur e_j de chacune des couches, indices de réfraction n_s et n_e du substrat et du milieu extérieur), nous remplacerons les épaisseurs de chacune des couches par une valeur nulle et calculerons ensuite l'évolution des déphasages ρ_C et ρ_A lorsque l'épaisseur de la première couche déposée augmente par pas de 1 nanomètre jusqu'à atteindre la valeur spécifiée e_p . Nous ferons ensuite croître l'épaisseur effective de la deuxième couche de la même manière jusqu'à atteindre la valeur spécifiée e_{p-1} , et ainsi de suite jusqu'à la dernière couche e_1 . les calculs d'admittance s'appliqueront donc

toujours à la même structure, la seule différence étant le jeu instantané d'épaisseurs pris en compte.

Toutefois, dans la zone annulaire de référence, ces modifications d'épaisseur n'auront aucun impact sur la valeur, en amplitude et phase, du coefficient de réflexion r_A . En effet, celui-ci sera donné à tout instant par la relation suivante :

$$r_A = \frac{\tilde{n}_s - \tilde{n}_e}{\tilde{n}_s + \tilde{n}_e} = \sqrt{R_A} e^{i\rho_A} \quad (3.21)$$

soit encore, en incidence quasi normale :

$$R_A = \left(\frac{n_s - n_e}{n_s + n_e} \right)^2 \quad \text{et} \quad \rho_A = 0 \quad (3.22)$$

Pour calculer la valeur du coefficient de réflexion dans la zone centrale, nous allons utiliser le formalisme des admittances développé au paragraphe 1.2.2. Ce coefficient de réflexion r_C sera donné par la relation générale suivante :

$$r_C = \frac{\tilde{n}_s - Y_0}{\tilde{n}_s + Y_0} = \sqrt{R_C} e^{i\rho_C} \quad (3.23)$$

où Y_0 désigne l'admittance complexe de la face avant du substrat. Pour calculer la valeur de cette admittance, nous allons utiliser la relation de récurrence entre admittances complexes, soit :

— Initialisation sur le milieu extérieur :

$$Y_p = \tilde{n}_e$$

— Admittance de l'interface $p - 1$:

$$Y_{p-1} = \frac{Y_p \cos \delta_p - i\tilde{n}_p \sin \delta_p}{\cos \delta_p - i(Y_p/\tilde{n}_p) \sin \delta_p} = \frac{\tilde{n}_e \cos \delta_p - i\tilde{n}_p \sin \delta_p}{\cos \delta_p - i(\tilde{n}_e/\tilde{n}_p) \sin \delta_p} \quad \text{avec} \quad \delta_p = \alpha_p e_p$$

— Admittance de l'interface j :

$$Y_j = \frac{Y_{j+1} \cos \delta_{j+1} - i\tilde{n}_{j+1} \sin \delta_{j+1}}{\cos \delta_{j+1} - i(Y_{j+1}/\tilde{n}_{j+1}) \sin \delta_{j+1}} \quad \text{avec} \quad \delta_{j+1} = \alpha_{j+1} e_{j+1}$$

— Admittance de l'interface 0 :

$$Y_0 = \frac{Y_1 \cos \delta_1 - i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 - i(Y_1/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad \text{avec} \quad \delta_1 = \alpha_1 e_1$$

3.3.1.2 Application au cas particulier de la monocouche

Dans le cas d'une monocouche ($p = 1$), le calcul littéral peut être mené à son terme. Il vient :

$$Y_0 = \frac{Y_1 \cos \delta_1 - i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 - i(Y_1/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad \text{avec} \quad Y_1 = n_e \quad (3.24)$$

d'où :

$$Y_0 = \frac{\tilde{n}_e \cos \delta_1 - i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 - i(\tilde{n}_e/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad \text{avec} \quad \delta_1 = \alpha_1 e_1 \quad (3.25)$$

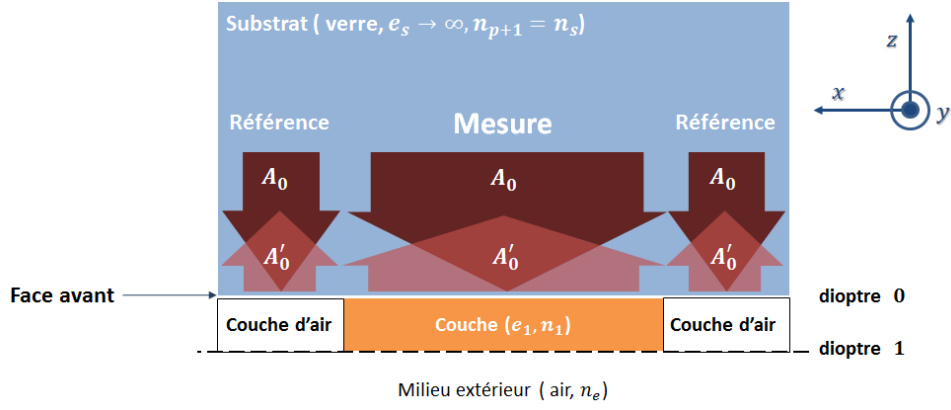


FIGURE 3.12 – Configuration nominale de mesure du déphasage à la réflexion sur une monocouche

et donc :

$$r_C = \frac{\tilde{n}_s - Y_0}{\tilde{n}_s + Y_0} = \frac{(\tilde{n}_s - \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s \tilde{n}_e / \tilde{n}_1 - \tilde{n}_1) \sin \delta_1}{(\tilde{n}_s + \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s \tilde{n}_e / \tilde{n}_1 + \tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad (3.26)$$

- si $n_1 = n_e$ (ce cas de figure correspondant à la configuration annulaire), l'équation 3.26 devient :

$$r_C = \frac{(\tilde{n}_s - \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s - \tilde{n}_e) \sin \delta_1}{(\tilde{n}_s + \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s + \tilde{n}_e) \sin \delta_1} = \frac{\tilde{n}_s - \tilde{n}_e}{\tilde{n}_s + \tilde{n}_e} \quad (3.27)$$

le déphasage ρ_C étant donc identiquement nul

- si $n_1 = n_s$ (ce cas de figure correspondant à la configuration central, on montre facilement que :

$$r_C = \frac{(\tilde{n}_s - \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s - \tilde{n}_e) \sin \delta_1}{(\tilde{n}_s + \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s + \tilde{n}_e) \sin \delta_1} = \frac{\tilde{n}_s - \tilde{n}_e}{\tilde{n}_s + \tilde{n}_e} e^{i2\delta_1} \quad (3.28)$$

où le déphasage ρ_C est défini par $\rho_C = 2\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_s e_1$, ce qui montre que la mesure de phase sera capable de suivre sans difficulté le dépôt d'une couche de silice sur un substrat de silice.

Toujours dans ce cas particulier où $n_1 = n_s$, nous pouvons calculer l'admittance complexe Y_0 de l'empilement. En effet, rappelons que :

$$r_C = \frac{\tilde{n}_s - Y_0}{\tilde{n}_s + Y_0} \implies Y_0 = n_s \left(\frac{1 - r_C}{1 + r_C} \right) = \Re\{Y_0\}(e_1) + i\Im\{Y_0\}(e_1) \quad (3.29)$$

Cette équation 3.29 montre que, lors du dépôt d'une couche de silice sur un substrat de silice, la courbe représentant l'évolution de la partie imaginaire de l'admittance en fonction de sa partie réelle n'est pas réduite à un point pendant la formation de la couche. En effet, cette courbe décrit une trajectoire circulaire présentant un rayon r différent de zéro.

Remarque importante :

Pour mettre en évidence un des gros avantages de notre configuration de mesure de phase, considérons un empilement dont la mesure s'effectue du côté du dépôt, tel que représenté à la figure 3.13. Dans ce cas précis, nous avons :

$$Y_0 = \frac{Y_1 \cos \delta_1 - i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 - i(Y_1/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad \text{avec} \quad Y_1 = \tilde{n}_s \quad (3.30)$$

d'où :

$$Y_0 = \tilde{n}_s \frac{\cos \delta_1 - i \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + i \sin \delta_1} = \tilde{n}_s \quad (3.31)$$

Ainsi, nous pouvons écrire :

$$Y_0 = n_s = \Re\{Y_0\} + i\Im\{Y_0\} \quad (3.32)$$

L'équation 3.32 montre qu'il y a aucune variation d'admittance induite par celle

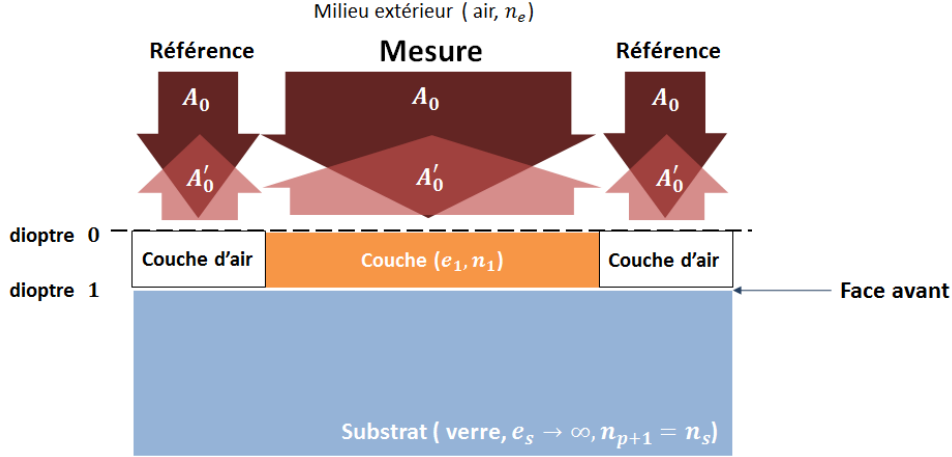


FIGURE 3.13 – Mesure du déphasage à la réflexion du côté de l'empilement d'une monocouche

de l'épaisseur de déposée e_1 . Nous avons une partie réelle $\Re\{Y_0\}$ qui est constante et égale à l'indice de réfraction du substrat \tilde{n}_s et une partie imaginaire $\Im\{Y_0\}$ qui est identiquement nulle, ce qui se traduit par un lieu d'admittance réduit en un point sur l'axe des réels et invariant pendant le dépôt. Ceci montre tout l'intérêt d'effectuer nos mesures dans la configuration décrite à la figure 3.12.

On se placera désormais dans la configuration 3.12 en incidence quasi nulle, ce qui permet de confondre indice de réfraction et indice effectif. Nous pouvons montrer à partir de l'équation 3.26 que la phase ρ_C est donnée par la relation analytique suivante :

$$\tan \rho_C = \frac{2n_s n_1 (n_1^2 - n_e^2) \sin 2\delta_1}{(n_1^2 + n_e^2)(n_s^2 - n_1^2) + (n_1^2 - n_e^2)(n_s^2 + n_1^2) \cos 2\delta_1} \quad (3.33)$$

Nous avons représenté à la Figure 3.14 (respectivement 3.15) l'évolution de la phase ρ_C dans le cas du dépôt d'une couche de Ta_2O_5 (respectivement SiO_2) sur un substrat de silice (épaisseur finale 500 nm). La courbe continue de couleur bleue correspond au résultat obtenu à l'aide d'un programme de modélisation écrit sous MATLAB[®], tandis que les points de couleur rouge correspondent à l'utilisation de la formule analytique (3.33).

On constate, comme attendu, que l'accord entre les deux approches est parfait et que la loi de variation est quasi linéaire dans le cas d'un dépôt SiO_2 sur silice.

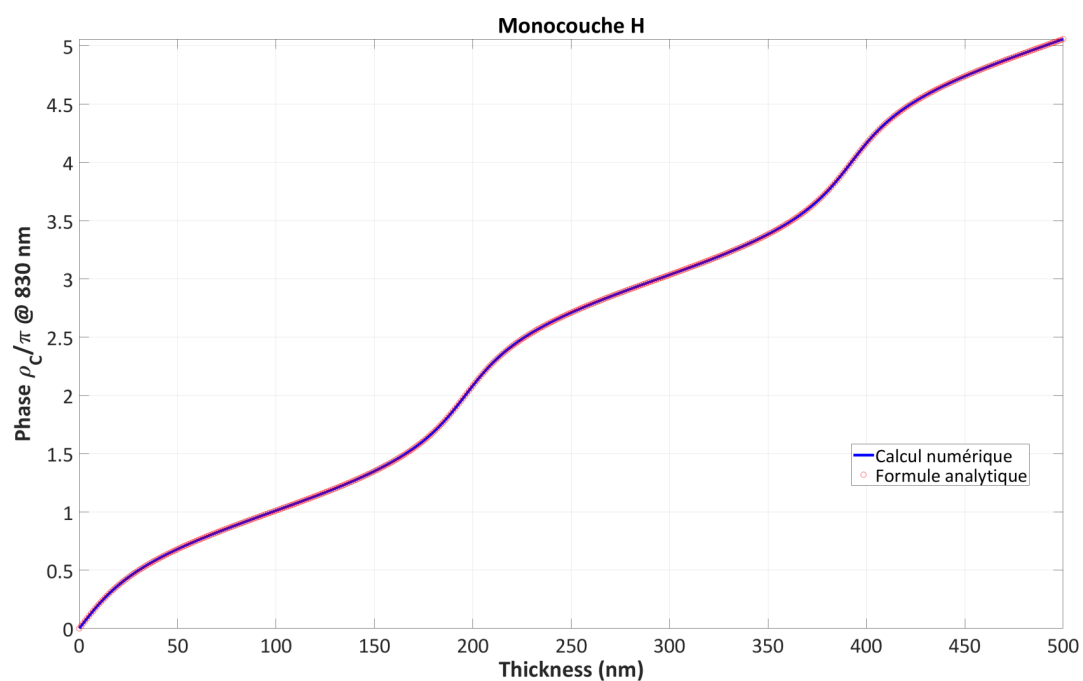


FIGURE 3.14 – Comparaison entre les résultats fournis par le programme de modélisation et ceux obtenus avec la formule analytique dans le cas du dépôt d'une couche de Ta_2O_5 sur un substrat de silice

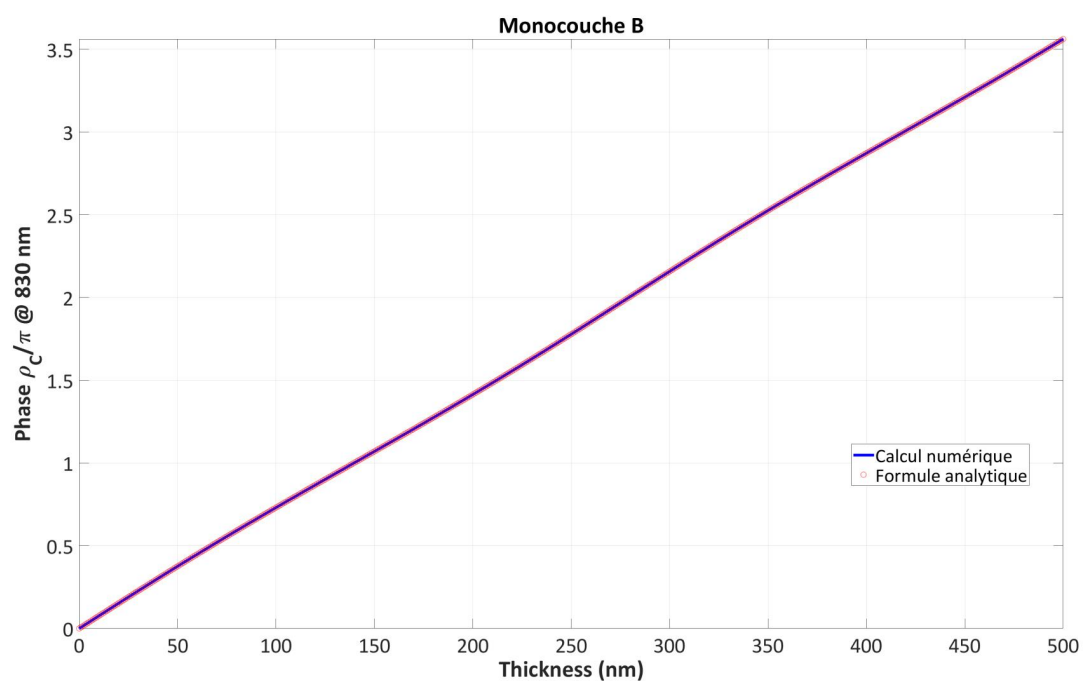


FIGURE 3.15 – Comparaison entre les résultats fournis par le programme de modélisation et ceux obtenus avec la formule analytique dans le cas du dépôt d'une couche de SiO_2 sur un substrat de silice

3.3.1.3 Application à quelques empilements représentatifs

Nous avons regroupé aux Figures 3.16, 3.17 et 3.18 les résultats obtenus à l'aide de notre programme numérique de simulation et qui montrent l'évolution de l'amplitude et de la phase du coefficient de réflexion r en fonction de l'épaisseur totale déposée. Les exemples représentatifs choisis correspondent aux empilements suivants :

1. un bicouche HB ($\lambda_0 = 830$ nm),
2. un miroir quart d'onde M5 de formule HBHBH centré à 830 nm
3. un Fabry-Perot simple cavité M5 2B M5, de formule $H(BH)^2 2B (HB)^2H$, également centré à 830 nm,

et sont tous déposés sur un substrat de silice. Le matériau haut indice (H) correspond ici à du pentoxyde de tantale (Ta_2O_5), tandis que le matériau bas indice correspond à du dioxyde de silicium (SiO_2). Les indices utilisés sont ceux qui correspondent à ces deux matériaux lorsqu'ils sont déposés à l'aide de notre machine DIBS. Ces courbes sont complétées par la représentation du lieu des points parcourus par l'admittance complexe Y_0 au fur et à mesure du dépôt des empilements considérés.

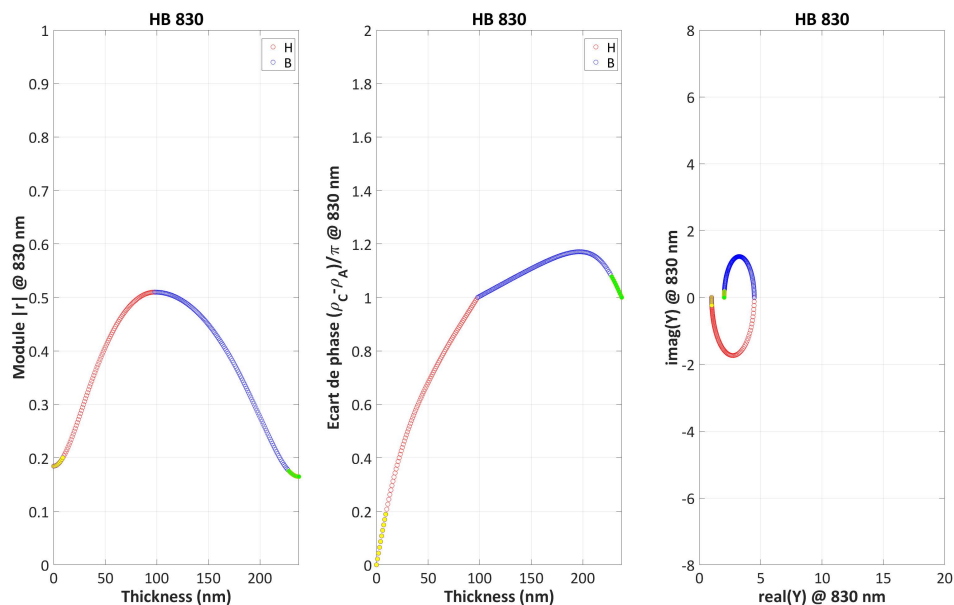


FIGURE 3.16 – Résultats de mesure fournis par le programme de modélisation dans le cas d'un bicouche HB @ 830 nm

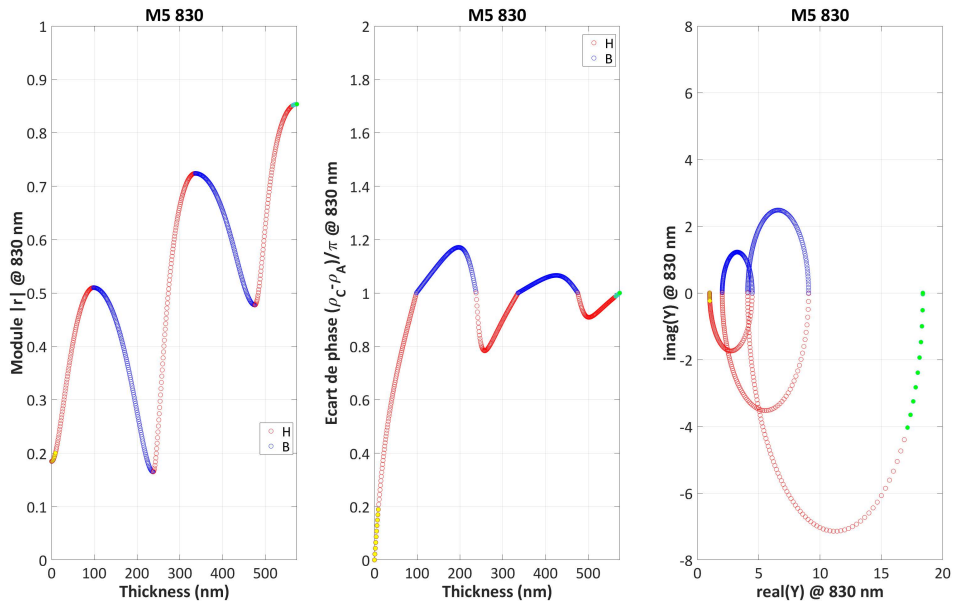


FIGURE 3.17 – Résultats de mesure fournis par le programme de modélisation dans le cas d'un miroir M5 @ 830 nm

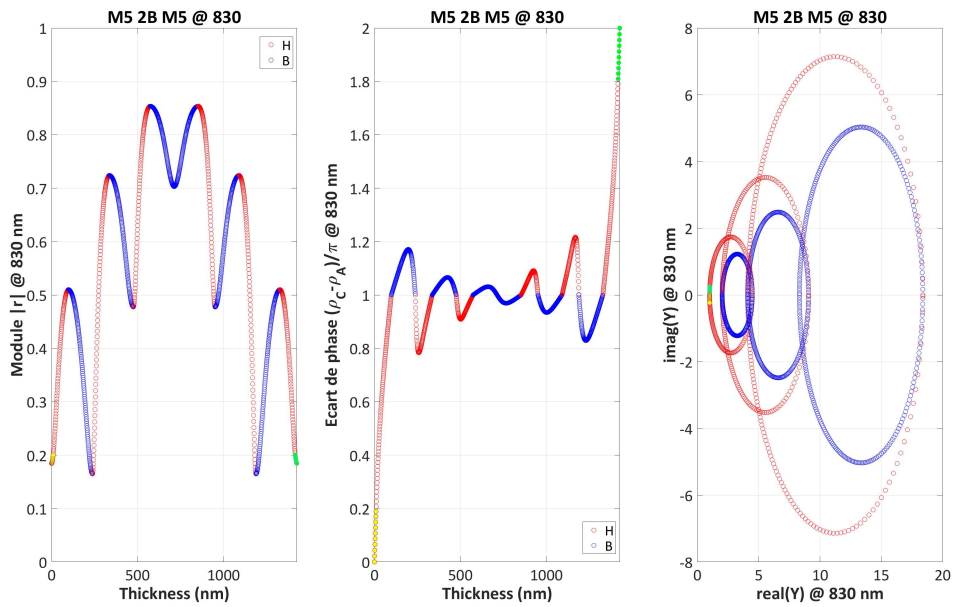


FIGURE 3.18 – Résultats de mesure fournis par le programme de modélisation dans le cas d'un Fabry-Perot M5 2B M5 @ 830 nm

Nous avons modifié la couleur des points correspondant au début et à la fin du dépôt (respectivement en jaune et en vert) sur l'ensemble des courbes présentées de manière à faciliter le repérage des trajectoires dans le plan complexe.

3.3.1.4 Remarque importante

Supposons que nous soyons capable de réaliser la mesure de phase du côté du traitement et non du côté du substrat, comme nous l'impose en pratique la mise en place de notre référence locale annulaire. La situation serait alors celle décrite par la Figure 3.19.

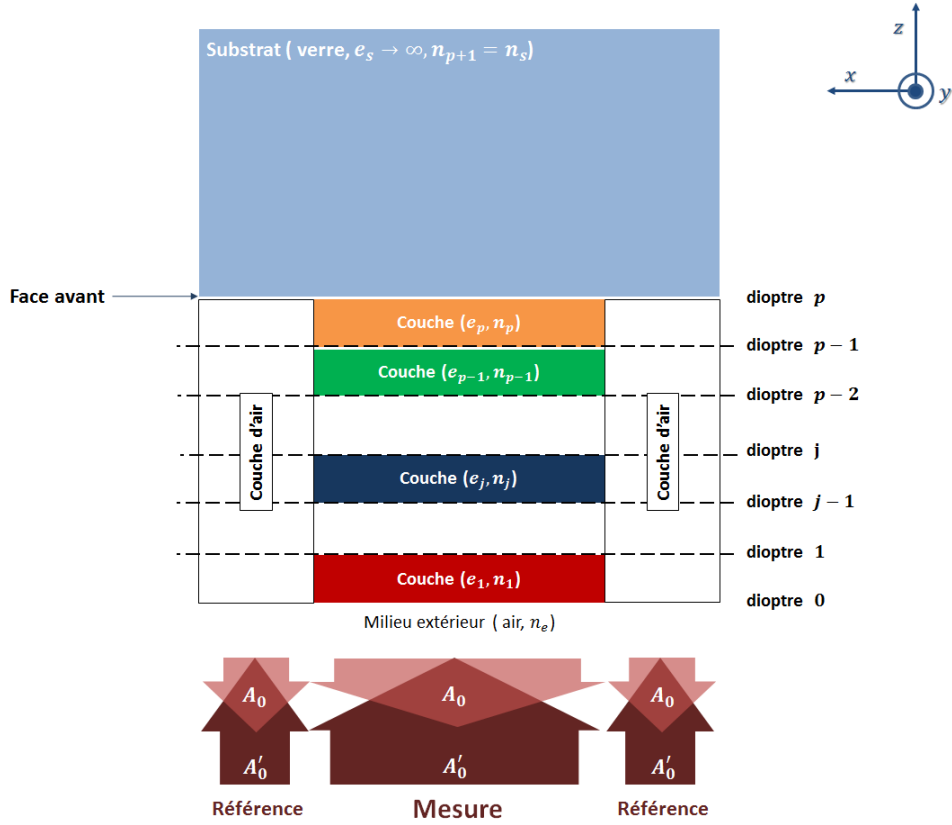


FIGURE 3.19 – Configuration alternative de mesure du déphasage à la réflexion sur un empilement

La question que nous sommes alors en droit de nous poser est la suivante : les résultats de nos mesures de phase seraient-ils les mêmes ? Pour répondre à cette question de manière analytique, nous allons à nouveau considérer le cas particulier de la monocouche.

Le coefficient de réflexion accessible à la mesure correspond à une configuration de fonctionnement rétrograde et est donc défini par la formule générale suivante :

$$r' = \frac{-\tilde{n}_e - Y'_1}{-\tilde{n}_e + Y'_1} \quad (3.34)$$

L'initialisation se fait ici dans le substrat, ce qui conduit à :

$$Y'_0 = -\tilde{n}_s \quad (3.35)$$

et donc aussitôt à :

$$Y'_1 = \frac{Y'_0 \cos \delta_1 + i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + i(Y'_0/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} = \frac{-\tilde{n}_s \cos \delta_1 + i\tilde{n}_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s/\tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad (3.36)$$

On en déduit l'expression du coefficient de réflexion r' :

$$r' = -\frac{(\tilde{n}_s - \tilde{n}_e) \cos \delta_1 + i(\tilde{n}_s \tilde{n}_e / \tilde{n}_1 - \tilde{n}_1) \sin \delta_1}{(\tilde{n}_s + \tilde{n}_e) \cos \delta_1 - i(\tilde{n}_s \tilde{n}_e / \tilde{n}_1 + \tilde{n}_1) \sin \delta_1} \quad (3.37)$$

Comme précédemment, plaçons-nous maintenant en incidence quasi normale. Dans le cas de la zone de référence annulaire, nous avons $n_1 = n_e$, de sorte que :

$$r'_A = -\frac{n_s - n_e}{n_s + n_e} e^{2i\delta_A} \Rightarrow \rho'_A = \pi + 2\delta_A \quad \text{avec} \quad \delta_A = k_0 e_1 \quad (3.38)$$

Dans le cas de la zone centrale, le calcul est similaire à celui mené au paragraphe 3.3.1.2. Il vient :

$$\tan \rho'_C = -\frac{2n_e n_1 (n_s^2 - n_1^2) \sin 2\delta_1}{(n_1^2 - n_e^2)(n_s^2 + n_1^2) + (n_1^2 + n_e^2)(n_s^2 - n_1^2) \cos 2\delta_1} \quad (3.39)$$

formule qui est sensiblement différente de celle établie dans le cas progressif.

Nous avons représenté à la Figure 3.20 la variation des déphasages ρ_C et ρ'_C en fonction de l'épaisseur de la couche déposée sur la partie centrale (graphe de gauche), puis celle des déphasages ρ_A et ρ'_A (graphe du centre), et enfin celle des résultats de mesure qui leur sont associés (graphe de droite), à savoir $\Delta\phi = \rho_C - \rho_A$ et $\Delta\phi' = \rho'_C - \rho'_A$.

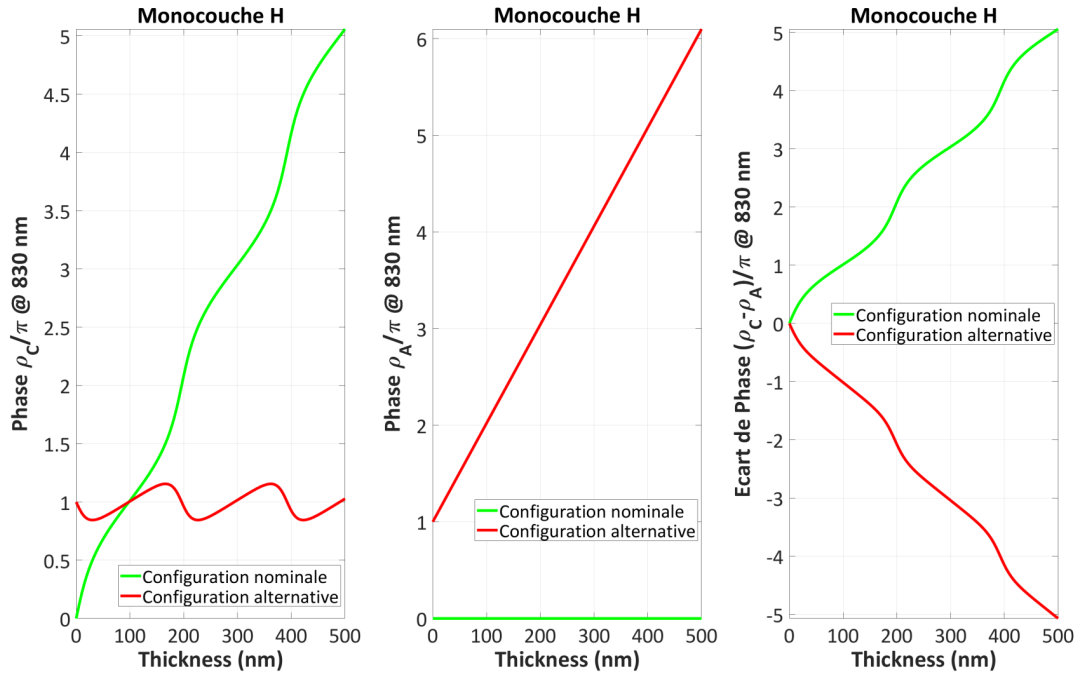


FIGURE 3.20 – Comparaison de la variation des différents déphasages en fonction de l'épaisseur de la monocouche déposée

On constate que si les déphasages élémentaires présentent des valeurs et des variations très différentes suivant que l'on se trouve en configuration nominale de mesure ou dans la configuration alternative analysée dans ce paragraphe, les **écarts de phase** sont, au signe près, **parfaitement identiques** [$\Delta\phi(e_1) = -\Delta\phi'(e_1)$]. Ceci montre, *a posteriori*, que la configuration de mesure que nous avons retenue ne présente rien de réellement *spécifique* et donne bien accès à une information de phase *optimale*.

3.3.2 Modélisation théorique du montage interférométrique

3.3.2.1 Description du montage

La Figure 3.21 présente à nouveau le schéma du montage qui va nous permettre de mesurer l'évolution du coefficient de réflexion complexe de la face arrière de l'échantillon au cours du dépôt. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson, dont l'un des bras est équipé d'un miroir de référence tandis que l'autre se termine par l'échantillon à mesurer.

Une source lumineuse de type diode laser est couplée dans une fibre optique monomode dont l'extrémité est placée au foyer objet d'un collimateur dioptrique. L'onde plane ainsi créée rencontre un cube séparateur non polarisant, qui génère deux ondes identiques, une onde transmise, notée 1, et une onde réfléchie, notée 2. L'onde 1 parcourt dans l'air la distance SM avant de rencontrer un miroir plan de fort coefficient de réflexion, dont la position le long de l'axe z peut être ajustée finement à l'aide d'une table de translation motorisée. L'orientation angulaire de ce miroir est également ajustable, mais de manière manuelle, autour des axes x et y . Cette onde 1 se réfléchit donc sur le miroir M avant d'être partiellement réfléchie par le cube séparateur en direction de la caméra CCD utilisée pour la détection. L'onde 2 est dirigée vers la machine de dépôt, traverse un hublot H, puis un périscope P_1P_2 avant de se réfléchir sur le substrat et de retraverser l'ensemble des éléments précédemment listés avant d'être partiellement transmise par le cube séparateur. Un objectif photographique est placé devant la caméra CCD et sa mise au point est réglée de manière à ce que l'image de la face avant du substrat soit confondue avec la matrice de photodiodes équipant la caméra CCD.

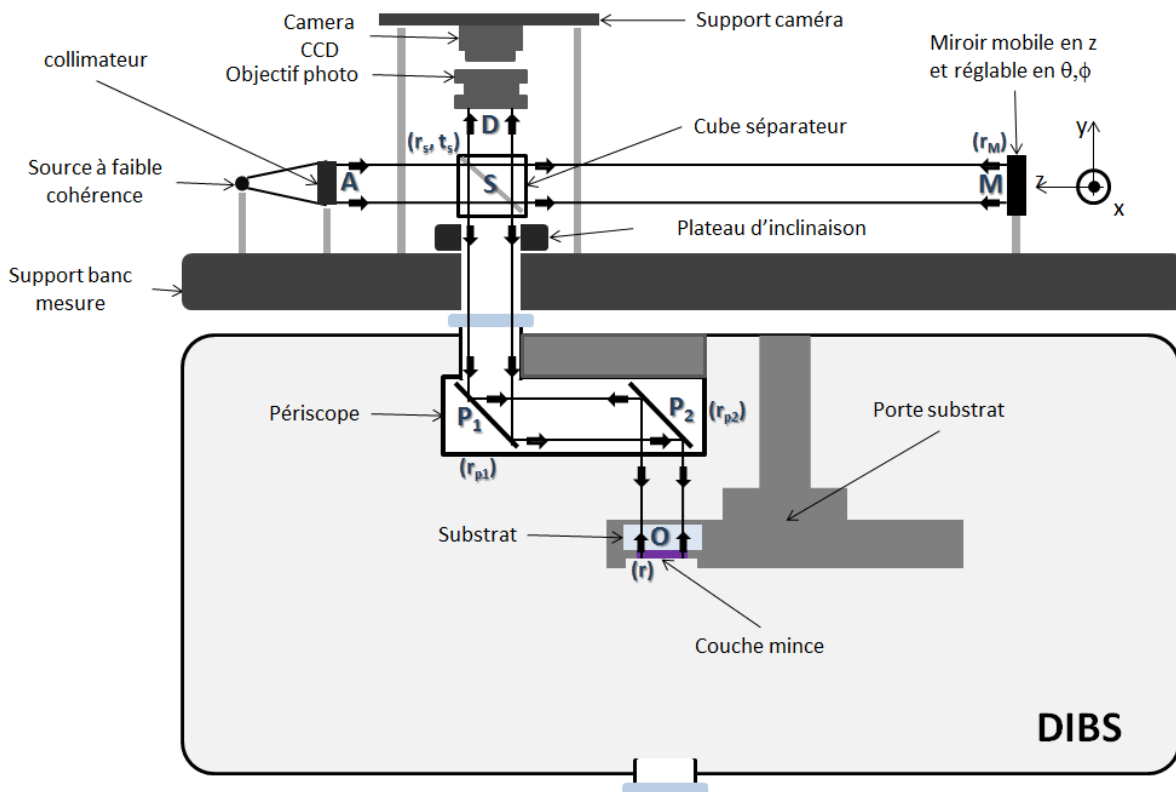


FIGURE 3.21 – Schéma du dispositif de mesure *in situ*

Nous allons établir l'expression de l'intensité arrivant au point D . Pour ce faire, nous

allons considérer dans un premier temps que notre interféromètre est éclairé par une onde plane monochromatique d'amplitude A_0 supposée uniforme, ce qui nous permettra d'établir l'expression de sa réponse en régime harmonique. Dans un second temps, nous tiendrons compte de la largeur spectrale de la source utilisée (environ 3 nm) en intégrant cette réponse sur l'ensemble du domaine spectral qui lui correspond.

3.3.2.2 Fonctionnement monochromatique

Considérons d'abord le trajet optique suivi par l'onde 1 entre le point **A**, situé en sortie du collimateur et le point **D** situé en entrée du système de détection. Son amplitude A_1 au point **D** est définie par :

$$\begin{aligned} A_1 &= A_0 e^{ik[AS]} t_S e^{ik[SM]} r_M e^{ik[SM]} r'_S e^{ik[SD]} \\ &= A_0 t_S r_M r'_S e^{ik[AS]} e^{ik[SD]} e^{2ik[SM]} \end{aligned} \quad (3.40)$$

avec :

$t_S = \sqrt{T_S} e^{i\tau_S}$, le coefficient de transmission du cube séparateur en progressif,
 $r_M = \sqrt{R_M} e^{i\rho_M}$, le coefficient de réflexion du miroir de référence M,
 $r'_S = \sqrt{R'_S} e^{i\rho'_S}$, le coefficient de réflexion du cube séparateur en rétrograde.

Pour l'onde 2, de la même manière, il vient :

$$\begin{aligned} A_2 &= A_0 e^{ik[AS]} r_S e^{ik[SH]} t_H e^{ik[HP_1]} r_{P_1} e^{ik[P_1P_2]} r_{P_2} e^{ik[P_2O]} \\ &\quad \times r_E e^{ik[P_2O]} r_{P_2} e^{ik[P_1P_2]} r_{P_1} e^{ik[HP_1]} t_H e^{ik[SH]} t_S e^{ik[SD]} \\ &= A_0 r_S t_H^2 r_{P_1}^2 r_{P_2}^2 r_E t_S e^{ik[AS]} e^{ik[SD]} e^{2ik[SO]} \end{aligned} \quad (3.41)$$

avec :

$SO = SH + HP_1 + P_1P_2 + P_2O$
 $r_S = \sqrt{R_S} e^{i\rho_S}$, le coefficient de réflexion du cube séparateur en progressif,
 $t_H = \sqrt{T_H} e^{i\tau_H} e^{ikn_H e_H} \sqrt{T_H} e^{i\tau_H}$, le coefficient de transmission du hublot,
 $r_{P_i} = \sqrt{R_i} e^{i\rho_i}$, le coefficient de réflexion du miroir i du périscope ($i = 1, 2$),
 $r_E = \sqrt{R_E} e^{i\rho_E}$, le coefficient de réflexion de l'échantillon considéré comme un tout (face avant et face arrière).

La superposition en **D** de ces deux champs conduits à l'amplitude résultante suivante :

$$\begin{aligned} A_{12} &= A_1 + A_2 \\ &= A_0 t_S e^{ik[AS]} e^{ik[SD]} \left(r_M r'_S e^{2ik[SM]} + r_S t_H^2 r_{P_1}^2 r_{P_2}^2 r_E e^{2ik[SO]} \right) \\ &= A_0 t_S e^{ik[AS]} e^{ik[SD]} e^{2ik[SM]} \left(r_M r'_S + r_S t_H^2 r_{P_1}^2 r_{P_2}^2 r_E e^{2ik(L_2 - L_1)} \right) \end{aligned} \quad (3.42)$$

où $L_2 - L_1$ désigne l'écart de longueur entre les deux bras de l'interféromètre.

Supposons dans un premier temps que ces deux ondes soient les seules présentes à l'intérieur de l'interféromètre. Le signal S délivré par le détecteur sera alors proportionnel au module au carré de l'amplitude résultante A_{12} , soit :

$$S = K |A_{12}|^2 \quad (3.43)$$

où K désigne un coefficient de proportionnalité. En utilisant l'expression analytique de l'amplitude résultante, il vient :

$$S = K \left\{ R_M + T_H^4 R_1^2 R_2^2 R_E + 2T_H^2 R_1 R_2 \sqrt{R_M R_E} \cos[2k(L_2 - L_1) + \Phi] \right\} R_S T_S |A_0|^2 \quad (3.44)$$

où nous avons supposé que le cube séparateur présentait un comportement identique en progressif et en rétrograde, et où nous avons posé :

$$\Phi = \rho_E + (2kn_H e_H + 2\rho_1 + 2\rho_2 - \rho_M) \quad (3.45)$$

L'hypothèse relative au nombre d'ondes présentes dans l'interféromètre est évidemment très réductrice, et il faudrait tenir compte, en particulier, des amplitudes réfléchies par les deux faces du hublot, ainsi que, de manière séparée, de celles réfléchies par les faces avant et arrière de l'échantillon.

Toutefois, nous avons choisi notre source de manière à ce que la visibilité des phénomènes d'interférence ne soit significative qu'au voisinage immédiat de la différence de marche nulle (la longueur de cohérence de notre source est de l'ordre de $\lambda^2/\Delta\lambda$, soit 0,25 mm pour $\lambda = 830$ nm et $\Delta\lambda = 3$ nm). En conséquence, nous pouvons nous limiter à tenir compte de la présence de ces ondes additionnelles comme contribuant uniquement à un fond continu calculé en énergie (et non en amplitude et phase).

En première approximation, il nous suffit donc modifier la relation (3.44) :

- en rajoutant au fond continu un premier terme décrivant la réflexion parasite sur les deux faces du hublot, soit :

$$2KR_S R_H T_S |A_0|^2 = K \{2R_H\} R_S T_S |A_0|^2 \quad (3.46)$$

- en rajoutant au fond continu un second terme décrivant la réflexion parasite sur la face arrière du substrat, notée a , soit :

$$KR_S T_H R_1 R_2 R_a R_2 R_1 T_H T_S |A_0|^2 = K \{T_H^2 R_1^2 R_2^2 R_a\} R_S T_S |A_0|^2 \quad (3.47)$$

- en remplaçant le coefficient de réflexion R_E par $T_a^2 R$, où R désigne le coefficient de réflexion de la face avant traitée ($R = R_A$ ou $R = R_C$ suivant la zone considérée),
- en complétant la différence de marche par le terme $2kn_s e_s$, où n_s désigne l'indice de réfraction du substrat et e_s son épaisseur,
- en remplaçant le déphasage ρ_E associé à la globalité du substrat par le déphasage ρ caractéristique de la seule face avant de ce même substrat ($\rho = \rho_A$ ou $\rho = \rho_C$ suivant la zone considérée).

La relation (3.44) prend alors la forme modifiée suivante :

$$S = K \left\{ 2R_H + R_M + T_H^4 R_1^2 R_2^2 (R_a + T_a^2 R) + 2T_H^2 T_a R_1 R_2 \sqrt{R_M R} \cos[2k(L_2 - L_1) + 2kn_s e_s + \Phi] \right\} R_S T_S |A_0|^2 \quad (3.48)$$

avec :

$$\Phi = \rho + (2kn_H e_H + 2\rho_1 + 2\rho_2 - \rho_M) \quad (3.49)$$

Compte tenu de la faible largeur spectrale de notre source, nous pouvons considérer que l'ensemble des quantités figurant dans la relation (3.44) sont des constantes indépendantes de λ , à l'exception naturellement de ρ , R , k , n_s , n_H et $|A_0|$.

Nous utiliserons donc comme fonction de transfert monochromatique de notre interféromètre la relation suivante :

$$S(\lambda) = K_P \{ (2R_H + T_H^4 R_1^2 R_2^2 R_a) + R_M + T_H^4 T_a^2 R_1^2 R_2^2 R(\lambda) + 2T_H^2 T_a R_1 R_2 \sqrt{R_M R(\lambda)} \cos \Psi(\lambda) \} P_e(\lambda) \quad (3.50)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Psi(\lambda) &= \rho(\lambda) + \frac{4\pi}{\lambda} [(L_2 - L_1) + n_s(\lambda)e_s + n_H(\lambda)e_H] + (2\rho_1 + 2\rho_2 - \rho_M) \\ &= \rho(\lambda) + \frac{4\pi}{\lambda} [\Delta L + n_s(\lambda)e_s + n_H(\lambda)e_H] + \psi_0 \end{aligned} \quad (3.51)$$

Dans l'expression de $S(\lambda)$, nous avons modifié la constante de proportionnalité ($K \rightarrow K_P$) pour tenir compte du remplacement du produit $R_S T_S |A_0|^2$ par la valeur effective P_e de la puissance de la source.

3.3.2.3 Fonctionnement en spectre large

On supposera que le profil spectral de la source utilisée est correctement décrit par une gaussienne centrée en $\lambda_0 = 830$ nm, et de largeur totale à mi-hauteur $\Delta\lambda = 3$ nm, soit :

$$K_P P_e(\lambda) = K_P R_S T_S \frac{P_0}{\delta\lambda\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\delta\lambda}\right)^2} \quad (3.52)$$

où P_0 désigne la puissance totale émise par la source et $\delta\lambda$ sa demi-largeur spectrale à $1/e$, reliée à la largeur totale à mi-hauteur $\Delta\lambda$ par : $\delta\lambda = \frac{\Delta\lambda}{2\sqrt{\ln(2)}} = 2,2$ nm.

Le signal total enregistré par le détecteur sera donc défini par l'intégrale suivante :

$$S_T = \int_{\lambda} S(\lambda) d\lambda \quad (3.53)$$

et il nous est donc nécessaire de préciser en ordre de grandeur les valeurs numériques prises par les différents paramètres qui figurent dans la relation (3.50) :

- Hublot en silice ($n_H = 1.453$ @ 830 nm) : $R_H = 3,4\%$ et $T_H = 96,6\%$
- Substrat en silice ($n_s = 1.453$ @ 830 nm) : $R_a = 3,4\%$ et $T_a = 96,6\%$
- Miroirs du périscope (float glass avec aluminure protégée) : $R_i = 84,2\%$ @ 45°
- Miroir de référence (Miroir tout diélectrique large bande) : $R_M = 99\%$
- Cube séparateur : $R_S = T_S = 45\%$

Nous pouvons donc écrire $S(\lambda)$ sous la forme particulière suivante :

$$S(\lambda) = \{ A + B R(\lambda) + 2C \sqrt{R(\lambda)} \cos \Psi(\lambda) \} \frac{S_m}{\delta\lambda\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\delta\lambda}\right)^2} \quad (3.54)$$

avec : $A = 1,073$, $B = 0,408$, $C = 0,636$ et $S_m = 0,202 K_P P_0$.

En outre, l'épaisseur du hublot e_H est de 7 mm tandis que les épaisseurs de substrat sont de 1 ou 2 mm suivant les cas. Par souci de simplicité et sans perte aucune de généralité, on supposera que la constante de phase ψ_0 est nulle et on se placera dans le cas médian défini par $e_s = 1,5$ mm. Dans ces conditions, la phase $\Psi(\lambda)$ pourra être décrite par l'expression particulière suivante :

$$\Psi(\lambda) = \rho(\lambda) + \frac{4\pi}{\lambda}[\Delta L + e_T n_s(\lambda)] \quad (3.55)$$

avec $e_T = e_H + e_s$, $e_H = 7$ mm et $e_s = 1,5$ mm.

3.3.2.3.1 Cas de la zone annulaire de référence

Supposons dans un premier temps que le substrat soit sans dépôt, ce qui correspond au cas de la zone annulaire de référence, notée A .

Alors nous avons : $\rho(\lambda) = 0$ et $R(\lambda) = R_a = 3,4\%$, et l'expression de $S(\lambda)$ devient :

$$S_A(\lambda) = \left\{ A + BR_a + 2C\sqrt{R_a} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \Delta(\lambda) \right] \right\} \frac{S_m}{\delta\lambda\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\delta\lambda}\right)^2} \quad (3.56)$$

avec :

$$\Delta(\lambda) = 2[\Delta L + e_T n_s(\lambda)] \quad (3.57)$$

Pour calculer l'intégrale figurant dans la relation (3.53), il est préférable de réaliser un changement de variable en passant en nombre d'onde ($\sigma = 1/\lambda$), ce qui conduit, en première approximation, à l'expression suivante :

$$S_{T,A} = \int_{\sigma} \left\{ A + BR_a + 2C\sqrt{R_a} \cos [2\pi\sigma\Delta(\sigma)] \right\} \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\sigma-\sigma_0}{\delta\sigma}\right)^2} d\sigma \quad (3.58)$$

On réalise alors un développement limité de la quantité $\sigma\Delta(\sigma)$ autour du nombre d'onde central σ_0 , soit :

$$\sigma\Delta(\sigma) \approx \sigma_0\Delta(\sigma_0) + (\sigma - \sigma_0) \left[\Delta(\sigma_0) + \sigma_0 \left. \frac{\partial\Delta}{\partial\sigma} \right|_{\sigma_0} \right] = \sigma_0\Delta(\sigma_0) + \alpha_0(\sigma - \sigma_0) \quad (3.59)$$

En utilisant alors le changement de variable $u = \sigma - \sigma_0$, il vient :

$$S_{T,A} = \int_u \left\{ A + BR_a + 2C\sqrt{R_a} \cos [2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0) + 2\pi\alpha_0 u] \right\} \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{u}{\delta\sigma}\right)^2} du \quad (3.60)$$

En développant le cosinus figurant dans cette intégrale et en réarrangeant les différents termes, nous obtenons :

$$\begin{aligned} S_{T,A} = & (A + BR_a) \int_u \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{u}{\delta\sigma}\right)^2} du \\ & + 2C\sqrt{R_a} \cos[2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0)] \int_u \cos(2\pi\alpha_0 u) \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{u}{\delta\sigma}\right)^2} du \\ & - 2C\sqrt{R_a} \sin[2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0)] \int_u \sin(2\pi\alpha_0 u) \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{u}{\delta\sigma}\right)^2} du \quad (3.61) \end{aligned}$$

que nous pouvons réécrire, en tirant profit des parités paires ou impaires des différentes fonctions :

$$S_{T,A} = (A + BR_a) \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} \int_u e^{-\left(\frac{u}{\delta\sigma}\right)^2} du + 2C\sqrt{R_a} \cos[2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0)] \frac{S_m}{\delta\sigma\sqrt{\pi}} \int_u e^{-\left(\frac{u}{\delta\sigma}\right)^2} e^{-2i\pi\alpha_0 u} du \quad (3.62)$$

Or la transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne, de sorte qu'il vient enfin :

$$S_{T,A}/S_m = A + BR_a + 2C\sqrt{R_a} e^{-\pi^2\delta\sigma^2\alpha_0^2} \cos[2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0)] \quad (3.63)$$

avec :

$$\alpha_0 = \Delta(\sigma_0) + \sigma_0 \left. \frac{\partial\Delta}{\partial\sigma} \right|_{\sigma_0} \quad (3.64)$$

Ceci signifie que l'amplitude maximale de modulation sera atteinte lorsque la quantité α_0 s'annule, c'est-à-dire lorsque la différence de marche $\Delta_0 = \Delta(\sigma_0)$ a pour valeur :

$$\Delta_0 = -\sigma_0 \left. \frac{\partial\Delta}{\partial\sigma} \right|_{\sigma_0} = \lambda_0 \left. \frac{\partial\Delta}{\partial\lambda} \right|_{\lambda_0} \quad (3.65)$$

En remplaçant Δ par l'expression (3.57), il vient aussitôt :

$$\Delta L = -e_T n_s(\lambda_0) \left\{ 1 - \frac{\lambda_0}{n_s(\lambda_0)} \left. \frac{\partial n_s}{\partial\lambda} \right|_{\lambda_0} \right\} \quad (3.66)$$

Dans le cas de la silice à la longueur d'onde de 830 nm, $n_s = 1,4528$ et $\frac{\partial n_s}{\partial\lambda} = -1,62 \times 10^{-5} \text{ nm}^{-1}$, de sorte que le maximum de visibilité sera obtenu pour un écart de longueur entre bras de -12,463 mm.

Nous avons développé sous MATLAB® un programme informatique qui calcule de manière numérique la valeur de l'intégrale (3.53) et ses variations en fonction de l'écart de longueur ΔL entre les deux bras.

Sur le graphe de gauche de la Figure 3.22, nous avons placé le résultat fourni par ce programme lorsque cet écart de longueur ΔL varie sur une plage de $\pm 0,2$ mm centrée sur la valeur fournie par le calcul théorique, soit -12,463 mm. Le graphe de droite présente le même résultat mais en restreignant la plage de variation à $\pm 1 \mu\text{m}$, de manière à résoudre les franges d'interférence qui résultent de ces variations de différence de marche.

On constate que le signal est effectivement centré sur la valeur de l'écart de longueur entre les bras que nous avait fourni le calcul théorique (-12,463 mm), et que son extension n'excède pas $\pm 0,1$ mm exprimé en écart de longueur. Le niveau moyen normé est conforme à la valeur attendue (1,087), tandis que le niveau maximal de signal, à nouveau normé, est de 1,321 (soit une visibilité maximale du phénomène de 43%), à nouveau comme attendu.

Ces résultats sont importants, car ils montrent que l'arrêt à l'ordre 1 du développement limité de la quantité $\sigma\Delta(\sigma)$ autour de σ_0 rend parfaitement compte de la réalité, ce qui garantit une très bonne linéarité à notre mesure de phase (ceci n'aurait plus été le cas si l'utilisation de l'ordre 2 s'était avérée nécessaire).

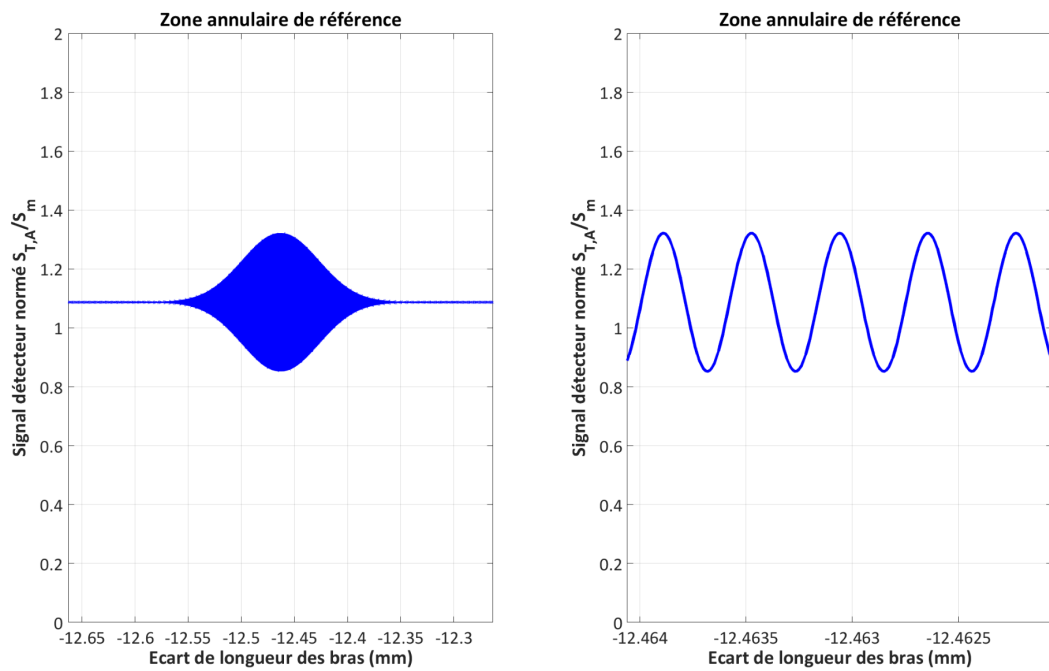


FIGURE 3.22 – Modélisation des variations du signal fourni par le détecteur en fonction de la différence ΔL de longueur entre les bras de l'interféromètre (zone annulaire de référence - pas de dépôt)

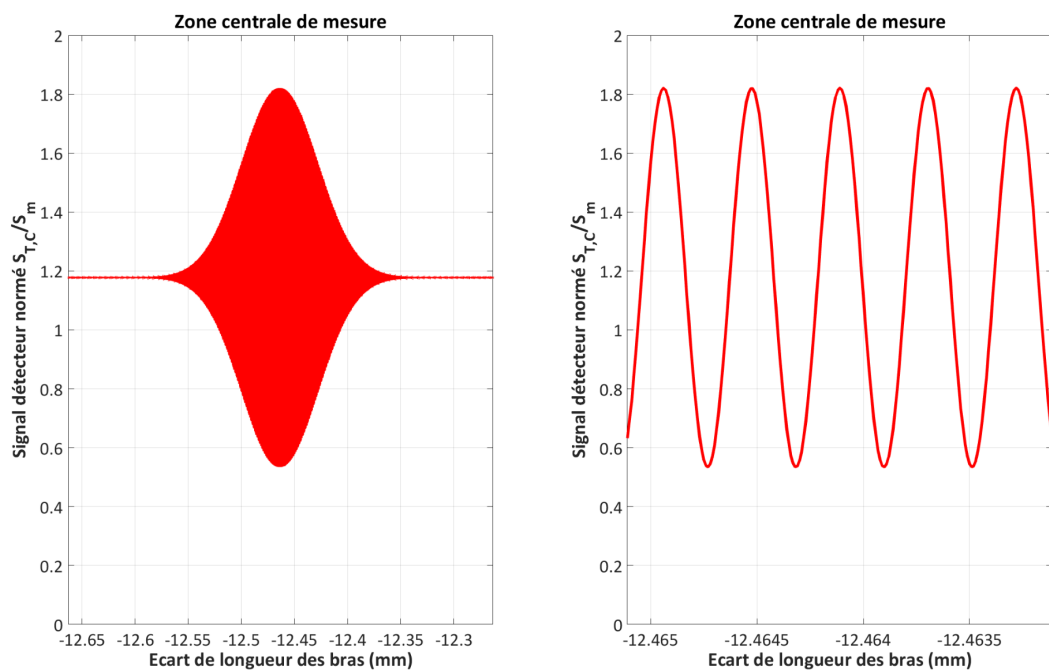


FIGURE 3.23 – Modélisation des variations du signal fourni par le détecteur en fonction de la différence ΔL de longueur entre les bras de l'interféromètre (zone centrale de mesure - dépôt d'une couche de Ta_2O_5 d'épaisseur 500 nm)

3.3.2.3.2 Cas de la zone centrale de mesure

Nous avons utilisé le même programme de simulation pour déterminer les variations du signal détecté en fonction de l'écart de longueur entre les bras, mais cette fois dans la zone centrale du substrat qui reçoit le dépôt. La configuration de test retenue correspond à la fin du dépôt d'une monocouche de Ta_2O_5 de 500 nm d'épaisseur. Les résultats fournis par notre programme sont présentés à la Figure 3.23 en adoptant le même format que celui utilisé pour la zone annulaire de référence.

L'augmentation de la visibilité du signal interférométrique est directement liée à l'augmentation de la valeur du coefficient de réflexion $R(\lambda)$ (25,6% au lieu de 3,4%), tandis que l'on peut observer en comparant les échelles des graphes de droite un léger décalage du maximum de visibilité d'environ $1 \mu\text{m}$, ce qui est suffisamment faible pour n'avoir aucun impact négatif sur la qualité de notre mesure de phase.

3.3.2.4 Signaux enregistrés par le détecteur

Nous sommes donc maintenant en mesure de simuler la dépendance spatiale de l'éclairement enregistré par le détecteur CCD matriciel. Pour ce faire, il nous est toutefois nécessaire de préciser certaines des caractéristiques effectives de notre montage expérimental et notamment le grandissement transverse de l'objectif placé devant la caméra CCD ($g_y = -1/9$), le diamètre des substrats utilisés (25 mm) et les dimensions caractéristiques des pixels de la caméra CCD ($7,4 \times 7,4 \mu\text{m}^2$).

Nous considérerons donc un champ de 400 pixels par 400 pixels, dans lequel se trouvera placée l'image réduite de l'échantillon, qui occupera un disque de 376 pixels de diamètre. On supposera que la zone annulaire de référence et la zone centrale sont de même surface, ce qui conduit à un diamètre de zone centrale de 264 pixels.

Les programmes de simulation développés aux paragraphes précédents nous ont permis de déterminer, pour un empilement donné, la fonction $r(\lambda, e_d)$ où e_d désigne l'épaisseur totale déposée à un instant t , puis la fonction $S_T(\Delta L, e_d)$ qui correspond donc au signal instantané enregistré par un pixel du détecteur lorsque la différence de longueur entre les bras de l'interféromètre est égal à ΔL .

La mise en œuvre du principe d'holographie digitale nous impose de disposer d'un réseau de franges à la surface du détecteur, ce qui est obtenu grâce à un basculement angulaire relatif entre l'échantillon et le miroir de référence. Ceci revient à dire que la quantité ΔL est en fait une fonction de point, définie par :

$$\Delta L(x, y) = \Delta_0 + \alpha(x - x_0) + \beta(y - y_0) \quad (3.67)$$

où Δ_0 désigne la valeur de la différence de longueur entre les bras pour laquelle la visibilité du phénomène d'interférences est maximale, (α, β) les composantes angulaires du basculement relatif entre échantillon et miroir de référence et (x_0, y_0) les coordonnées du centre de l'échantillon.

Le pas des franges sera donc défini par les quantités λ/α et λ/β . Si ces angles α ou β sont importants, le pas des franges peut devenir commensurable à la dimension transverse a des pixels de la caméra, et provoquer des phénomènes de perte de visibilité ou de repliement de fréquence. En effet, il ne faut pas oublier que chaque photodiode de la matrice CCD réalise une intégration parfaite de l'éclairement qu'elle reçoit, quelle que

soit la structuration spatiale de celui-ci. Il est donc nécessaire de tenir compte de cet effet dans notre modélisation.

Le signal S_D délivré par le pixel (h, v) sera donc défini par la relation mathématique suivante :

$$S_D(h, v) = \int_{x(h)-a/2}^{x(h)+a/2} \int_{y(v)-a/2}^{y(v)+a/2} S_T[\Delta L(x, y), e_d] dx dy \quad (3.68)$$

Or, les programmes de simulation dont nous disposons nous permettent de calculer les variations de la fonction $S_T[\Delta L, e_d]$ lorsque ΔL varie par exemple de $\pm 30 \mu\text{m}$ autour de $\Delta_0 = -12,463 \text{ mm}$ par pas de 10 nm et que l'épaisseur déposée e_d varie entre 0 et l'épaisseur totale de l'empilement considéré.

Les Figures 3.24 et 3.25 présentent deux exemples montrant, dans le cas où l'épaisseur déposée est de 490 nm , les variations du signal détecté $S_D(h, 0)$ lorsque les angles (α, β) sont respectivement égaux à $(2 \times 10^{-3}, 0)$ radians et $(2 \times 10^{-2}, 0)$ radians.

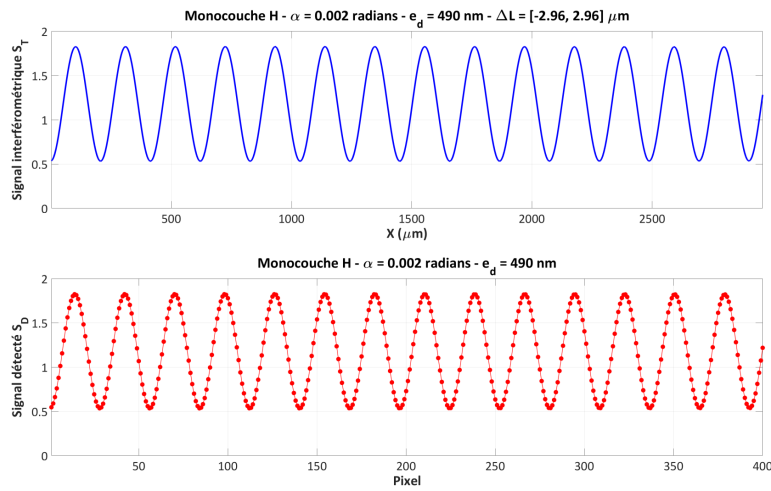


FIGURE 3.24 – Modélisation des signaux enregistrés par la caméra CCD (Monocouche H - Épaisseur déposée 490 nm - $\alpha = 0,002$ radians)

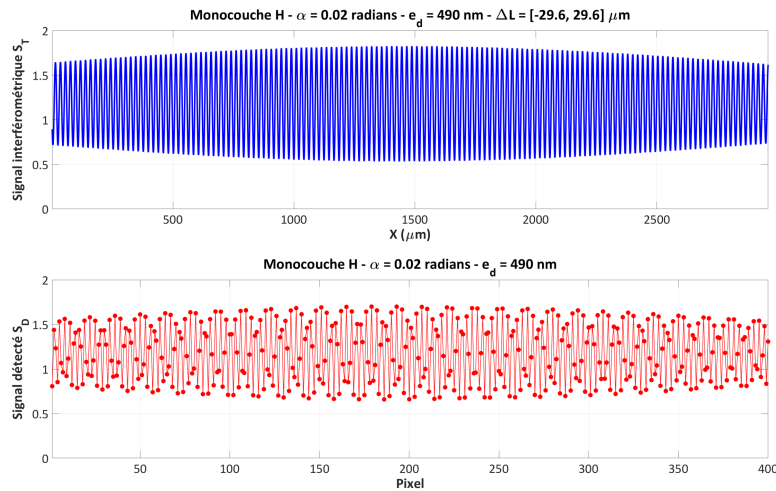


FIGURE 3.25 – Modélisation des signaux enregistrés par la caméra CCD (Monocouche H - Épaisseur déposée 490 nm - $\alpha = 0,02$ radians)

On voit clairement apparaître sur la seconde de ces deux figures le phénomène d'*aliasing* provoqué par le sous-échantillonnage du signal interférométrique que réalise la matrice CCD. Il conviendra donc en pratique de limiter l'angle total de basculement $\theta = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ à moins de 0,01 radians.

3.3.2.5 Interférogrammes simulés

Il nous a paru nécessaire que cette simulation tienne compte de phénomènes susceptibles d'affecter le bon déroulement du traitement ultérieur des données enregistrées, comme par exemple :

- la qualité imparfaite de la surface du substrat,
- les fluctuations de l'écart de longueur entre bras induites par les vibrations,
- les fluctuations des angles α et β autour des valeurs nominales définies par le réglage initial.

3.3.2.5.1 Qualité optique imparfaite du substrat

Pour simuler ce caractère imparfait, nous allons rajouter à l'écart de longueur entre bras une quantité $W(x, y)$ qui sera calculée en combinant linéairement les 3 polynômes de Zernike correspondant respectivement à de l'astigmatisme à 0°, de la sphéricité et de la coma en y , soit :

$$W(x, y) = A(x^2 - y^2) + B(6r^4 - 6r^2 + 1) + C(3r^2 - 2)y \quad \text{avec} \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad (3.69)$$

La dépendance spatiale de cet écart est représentée à la Figure 3.26.

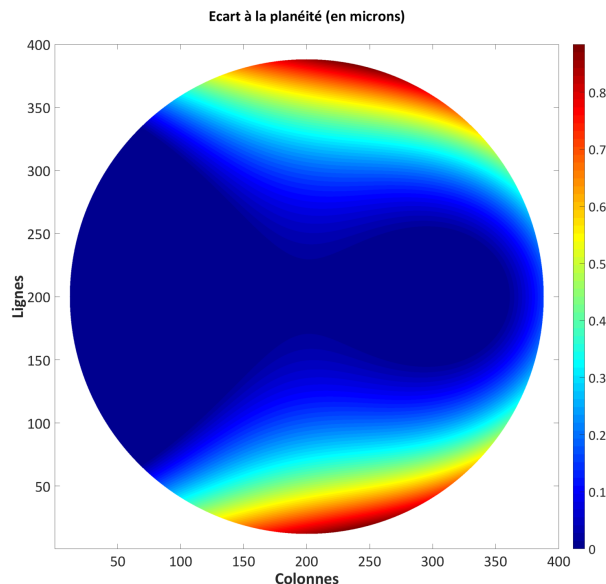


FIGURE 3.26 – Écart à la planéité de la surface du substrat (en μm)

3.3.2.5.2 Fluctuations de position axiale du substrat

Pour simuler ces fluctuations, il suffit de rajouter à l'écart de longueur entre bras un terme aléatoire δ , sans dépendance en x, y et dont l'amplitude maximale sera prise égale à $\pm 5 \mu\text{m}$ ($\sigma \sim 1,5 \mu\text{m}$).

3.3.2.5.3 Fluctuations de position angulaire du substrat

Nous les simulerons en rajoutant des termes aléatoires $(\delta\alpha, \delta\beta)$ aux valeurs d'angle (α, β) , les amplitudes maximales de ces fluctuations étant prise égales à $\pm 5 \times 10^{-4}$ radians ($\sigma \sim 1,5 \times 10^{-4}$ radians).

Les Figures 3.27 et 3.28 montrent deux exemples d'interférogrammes simulés enregistrés durant le dépôt d'une monocouche de Ta_2O_5 , et correspondant respectivement à des épaisseurs déposées de 0 nm et de 490 nm.

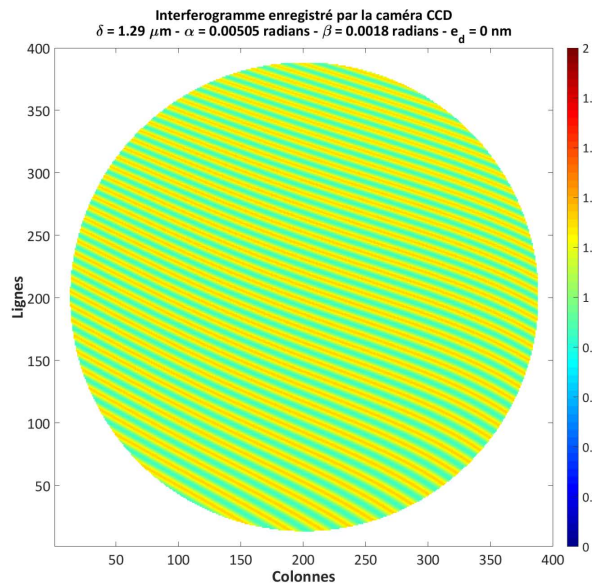


FIGURE 3.27 – Interférogramme enregistré par la caméra CCD (Monocouche Ta_2O_5 , $e = 0 \text{ nm}$)

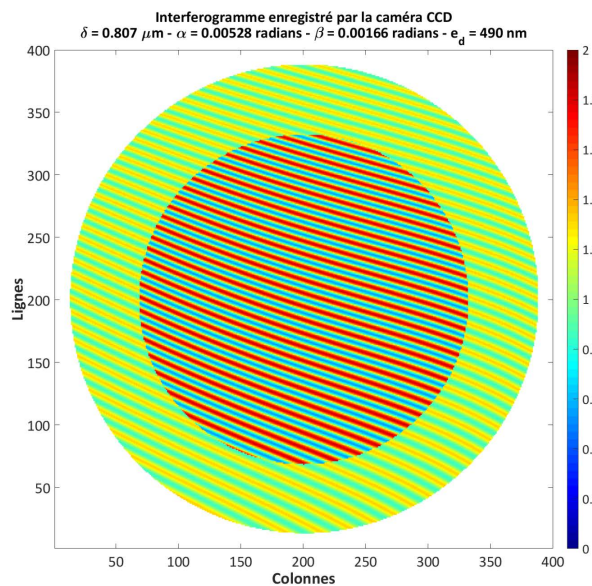


FIGURE 3.28 – Interférogramme enregistré par la caméra CCD (Monocouche Ta_2O_5 , $e = 490 \text{ nm}$)

3.3.3 Traitement numérique des interférogrammes

3.3.3.1 Principe de la méthode

Comme défini au paragraphe précédent, le signal enregistré par la matrice de photodiodes peut être mis sous la forme générique suivante :

$$S(x, y) = S_0(x, y) + S_1(x, y) \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (\alpha x + \beta y) + \Phi(x, y) \right] \quad (3.70)$$

Exprimons le cosinus comme la somme de deux exponentielles imaginaires, complexes conjuguées l'une de l'autre, soit :

$$\cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} (\alpha x + \beta y) + \Phi(x, y) \right] = \frac{1}{2} e^{i\frac{4\pi}{\lambda} (\alpha x + \beta y)} e^{i\Phi(x, y)} + \frac{1}{2} e^{-i\frac{4\pi}{\lambda} (\alpha x + \beta y)} e^{-i\Phi(x, y)} \quad (3.71)$$

La relation (3.70) peut alors être mise sous la forme équivalente suivante :

$$S(x, y) = S_0(x, y) + S_+(x, y) e^{i\frac{4\pi}{\lambda} (\alpha x + \beta y)} + S_-(x, y) e^{-i\frac{4\pi}{\lambda} (\alpha x + \beta y)} \quad (3.72)$$

avec :

$$S_{\pm}(x, y) = \frac{1}{2} S_1(x, y) e^{\pm i\Phi(x, y)} \quad (3.73)$$

Supposons que nous appliquions une transformation de Fourier bidimensionnelle à l'expression (3.72). Il vient aussitôt :

$$\tilde{S}(f_x, f_y) = \tilde{S}_0(f_x, f_y) + \tilde{S}_+ \star \delta\left(f_x - \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y - \frac{2\beta}{\lambda}\right) + \tilde{S}_- \star \delta\left(f_x + \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y + \frac{2\beta}{\lambda}\right) \quad (3.74)$$

où \star désigne le produit de convolution et $\delta(f_x, f_y)$ la distribution de Dirac centrée en $(0, 0)$. On peut donc également écrire :

$$\tilde{S}(f_x, f_y) = \tilde{S}_0(f_x, f_y) + \tilde{S}_+(f_x - \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y - \frac{2\beta}{\lambda}) + \tilde{S}_-(f_x + \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y + \frac{2\beta}{\lambda}) \quad (3.75)$$

La Figure 3.29 présente la forme des répartitions d'éclairement qui correspondent à l'interférogramme choisi ici comme exemple et à sa transformée de Fourier. Cette transformée

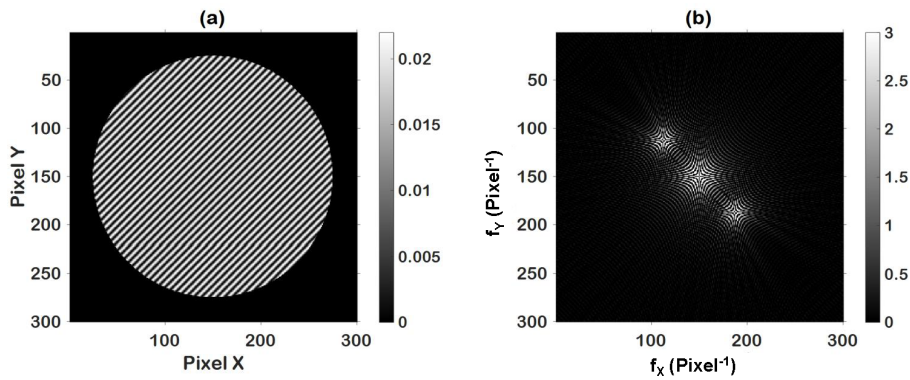


FIGURE 3.29 – Exemple d'interférogramme (a) et de sa transformée de Fourier (b)

de Fourier est donc composée de 3 signaux distincts, à savoir l'ordre zéro, centré en $(0, 0)$, l'ordre +1, centré en $(2\alpha/\lambda, 2\beta/\lambda)$, et l'ordre -1, centré en $(-2\alpha/\lambda, -2\beta/\lambda)$.

Faisons dans un premier temps l'hypothèse que les supports de ces trois fonctions soient disjoints. Alors, il nous est possible d'isoler l'ordre +1 par un simple filtrage spatial réalisé dans le plan de Fourier, puis de le ramener à l'origine de ce plan par un changement de coordonnées approprié, et d'obtenir ainsi la fonction $\tilde{S}_+(f_x, f_y)$.

Il ne reste plus qu'à appliquer une transformation de Fourier inverse à ce résultat pour remonter à la fonction $S_+(x, y)$, dont on rappelle qu'elle a pour expression :

$$S_+(x, y) = \frac{1}{2} S_1(x, y) e^{i\Phi(x, y)}$$

Une détermination modulo 2π de la phase $\Phi(x, y)$ sera donc obtenue à l'aide de la relation suivante :

$$\phi(x, y) = \arctan \left\{ \frac{\Im[S_+(x, y)]}{\Re[S_+(x, y)]} \right\} = \Phi(x, y) \pmod{2\pi} \quad (3.76)$$

tandis que la fonction $S_1(x, y)$ pourra être retrouvée en calculant :

$$S_1(x, y) = 2 |S_+(x, y)| \quad (3.77)$$

La démarche mathématique que nous venons de décrire constitue la base de l'**interférométrie holographique digitale** [44]. On voit que sa mise en œuvre pratique soulève dès à présent deux questions importantes, à savoir :

- Comment déterminer les coordonnées du centre du filtre spatial utilisé pour isoler l'ordre +1 ? Et quelles sont les conséquences d'une erreur éventuelle affectant cette détermination ?
- Comment obtenir la valeur **absolue** de la phase à partir de sa détermination modulo 2π ?

Dans les paragraphes qui vont suivre, nous allons montrer comment, en pratique, mettre en œuvre cette méthode, tout en essayant de répondre aux questions que nous venons de formuler.

3.3.3.2 Mise en œuvre pratique

Le principe de la méthode est représenté de manière synthétique à la Figure 3.30. Nous avons choisi de l'appliquer à 7 interférogrammes simulés, jugés comme particulièrement représentatifs et correspondant aux configurations listées à la Table 3.1 :

Configuration	Dépôt	e (nm)	W	α (mrads)	β (mrads)	δ (μm)
C1	H	0	Y	5,05	0	-0,65
C2	H	490	Y	0	2,46	4,15
C3	H	0	Y	5,05	1,80	1,29
C4	H	490	Y	4,99	2,11	1,09
C5	H	0	N	4,98	2,22	-0,31
C6	H	490	N	4,99	2,11	1,09
C7	H	60	Y	0,05	9,80	1,29

TABLE 3.1 – Présentation synthétique des 7 configurations utilisées pour tester le programme de traitement - W=Y : substrat déformé, W=N : substrat non déformé

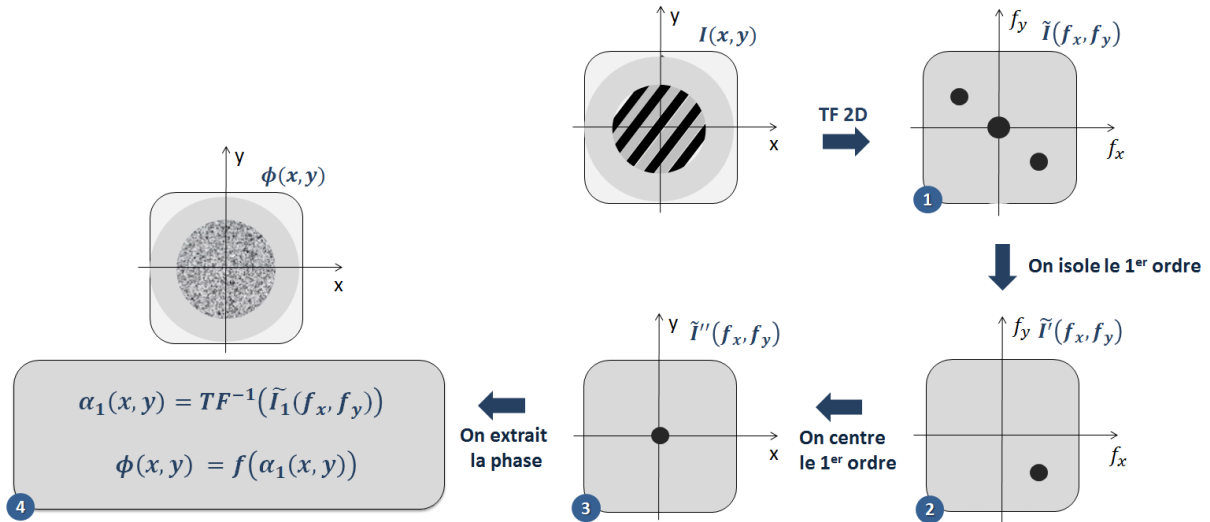


FIGURE 3.30 – Schéma de la méthode d'extraction de phase à partir d'un interférogramme

Les interférogrammes que nous avons présentés au paragraphe 3.3.2.5 sont similaires aux configurations C3 et C4. Les configurations C1, C2 et C7 ont été introduites de manière à pouvoir tester le comportement du programme lorsque l'un des angles de basculement est nul, voire quasi-nul dans le dernier cas. Les configurations C5 et C6 correspondent à une absence de déformation initiale du substrat, ce qui facilite le calcul des erreurs de forme des surfaces reconstruites.

3.3.3.2.1 Transformation de Fourier

La première opération de traitement consiste à calculer la transformée de Fourier de la matrice de données 400×400 à l'aide d'un algorithme de type FFT (*Fast Fourier Transform*). Pour ce faire, il est nécessaire d'augmenter la dimension en lignes et colonnes de cette matrice pour que celle-ci devienne une puissance de 2 (soit ici, $2^9 = 512$). Les résultats obtenus sont présentés dans la partie haute des Figures 3.31 à 3.34 avec en regard les interférogrammes associés (configurations C1 à C4).

3.3.3.2.2 Repérage des différents ordres

Il nous faut ensuite identifier la position des ordres +1 et -1. Ceci est réalisé de la manière suivante : soit \tilde{S}_{max} la valeur maximale du module de la transformée de Fourier $\tilde{S}(f_x, f_y)$ et $\langle \tilde{S} \rangle$ la valeur moyenne de ce même module sur l'ensemble du domaine de fréquences. On calcule alors un jeu de niveaux de référence, noté L_k et défini par :

$$\log L_k = \log \tilde{S}_{max} - \frac{k}{10} [\log \tilde{S}_{max} - \log \langle \tilde{S} \rangle] \quad k = 1, 2, \dots, 10 \quad (3.78)$$

et on détermine alors le contour de l'intersection entre la surface 2D constituée par $z = \log |\tilde{S}(f_x, f_y)|$ et le plan $z = \log L_k$ (méthode du *level set*). Pour chacun des points de ce contour, on calcule en pixels la distance à l'ordre zéro $d_{0,k}$ et on élimine tous ceux pour lesquels $d_{0,k} < 35$. Si k_0 désigne la valeur de l'indice k le plus faible pour lequel l'ensemble des points restants est non vide, on sélectionne le tableau de coordonnées correspondant à l'indice $k_0 + 1$, tableau que nous désignerons par $[f_x(n), f_y(n)]$ et qui regroupe l'ensemble des points du *level set* sélectionné qui sont associés aux ordres ± 1 .

Pour trier les points en fonction de leur appartenance respective aux ordres +1 et -1, on commence par calculer les quantités $\langle |f_x(n)| \rangle$ et $\langle |f_y(n)| \rangle$, qui constituent une bonne approximation des coordonnées de l'ordre +1. Il ne reste plus alors qu'à calculer la distance de chaque point par rapport à ces coordonnées approchées pour réaliser le tri souhaité.

Enfin, par convention, on définira les coordonnées de l'ordre +1 comme la valeur moyenne de celles du contour correspondant (les coordonnées de l'ordre -1 sont évidemment symétriques de celles-ci par rapport à l'ordre 0).

3.3.3.2.3 Filtrage de l'ordre +1 Une fois obtenues ces coordonnées, il ne nous reste plus qu'à isoler la totalité de l'ordre +1 du spectre de Fourier, en évitant de récupérer des données relatives à l'ordre zéro. Le choix que nous avons fait consiste à adopter un filtre spatial de forme carrée, dont la frontière la plus proche de l'ordre 0 est située à mi-distance des ordres 0 et +1, et dont les caractéristiques sont donc définies comme suit :

- centre de coordonnées $(f_{1x}; f_{1y})$,
- côté $2F$, tel que $2F = \max[|f_{1x} - f_{0x}|, |f_{1y} - f_{0y}|]$.

3.3.3.2.4 Transformation de Fourier inverse

Il nous faut ensuite recentrer l'ensemble des données spectrales situées à l'intérieur de cette frontière, compléter la matrice avec des zéros pour lui redonner ses dimensions initiales, soit 512 par 512, et en calculer la transformée de Fourier inverse, à nouveau à l'aide d'un algorithme de type FFT. Il nous reste alors à en déduire la dépendance spatiale de la phase $\phi(x, y)$ et celle de la fonction $S_1(x, y)$ en utilisant les formules (3.76) et (3.77).

L'ensemble des étapes de traitement que nous venons de détailler dans les trois derniers paragraphes est illustré par les 4 graphes inférieurs des Figures 3.31 à 3.34.

On constate que le côté $2F$ de la fenêtre de filtrage est compris entre 25 pixels (Configuration C2) et 46 pixels (Configurations C1, C3 et C4), ce qui est directement proportionnel à la composante la plus grande de l'angle de basculement du miroir de référence. Pour la valeur la plus faible (Configuration C2), on constate également que les cartographies de phase et de module présentent des oscillations relativement importantes, causées à la fois par la faible largeur de la fenêtre de filtrage et par la proximité entre ordre 0 et ordre +1 (les deux choses étant évidemment liées). C'est la raison pour laquelle cette configuration de test sera à partir de maintenant remplacée par la configuration C7 (cf. Figure 3.35), pour laquelle l'angle global de basculement est beaucoup plus important (proche de 10 mrad).

3.3.3.2.5 Dépliage de la phase dans la zone annulaire de référence

Il nous faut maintenant procéder au dépliage de l'information de phase dans la zone annulaire, de manière à en déduire une référence de phase que nous pourrions prolonger dans la zone centrale.

Une solution possible pour réaliser un tel dépliage consisterait à mettre en œuvre l'algorithme défini par M. A. Herraes et al. dans l'article *Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path* [48],

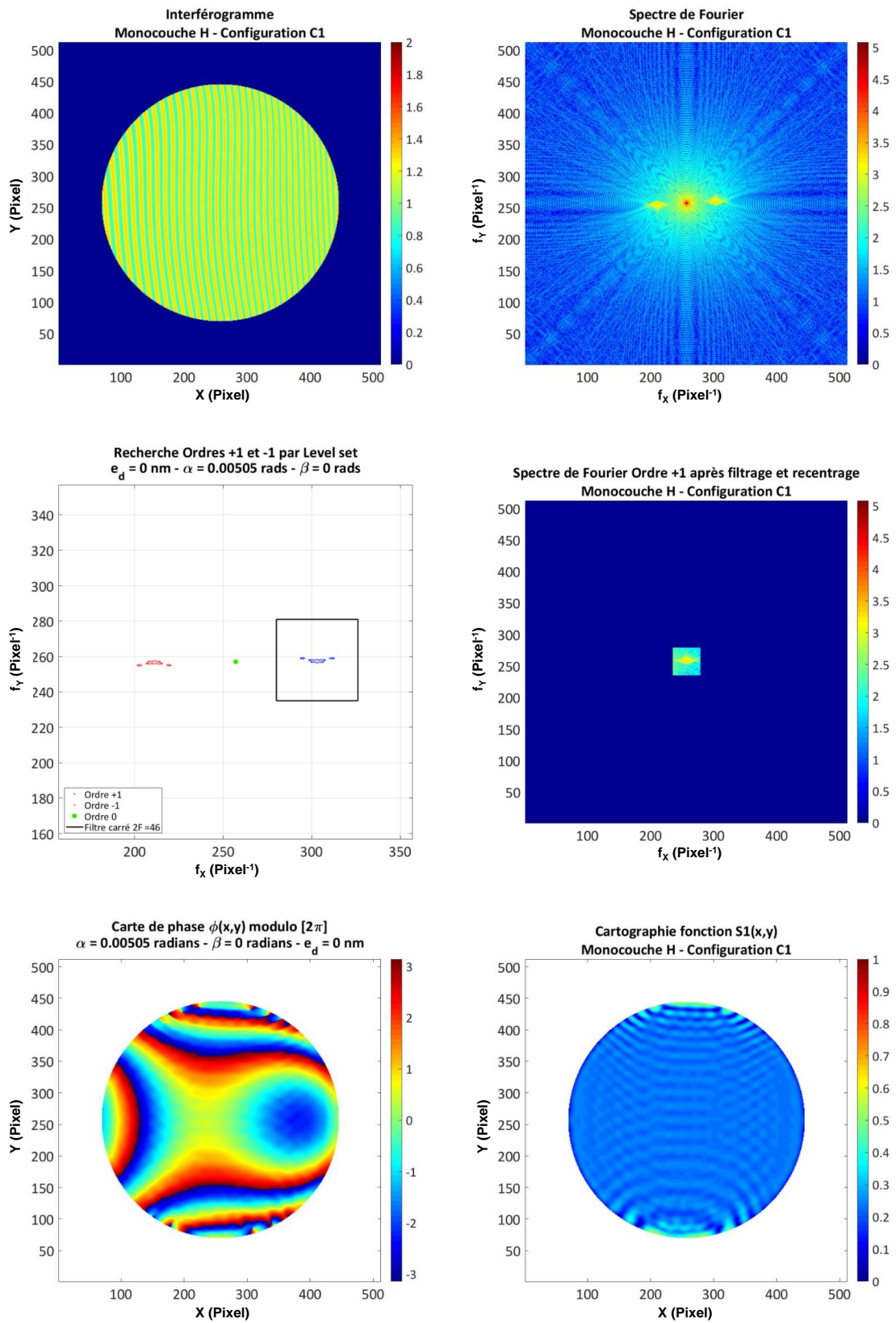


FIGURE 3.31 – Traitement des données - Configuration C1 [Monocouche H, $e_d = 0 \text{ nm}$, $\delta = -0,65 \mu\text{m}$, $\alpha = 5,05 \text{ mrad}$, $\beta = 0 \text{ mrad}$]

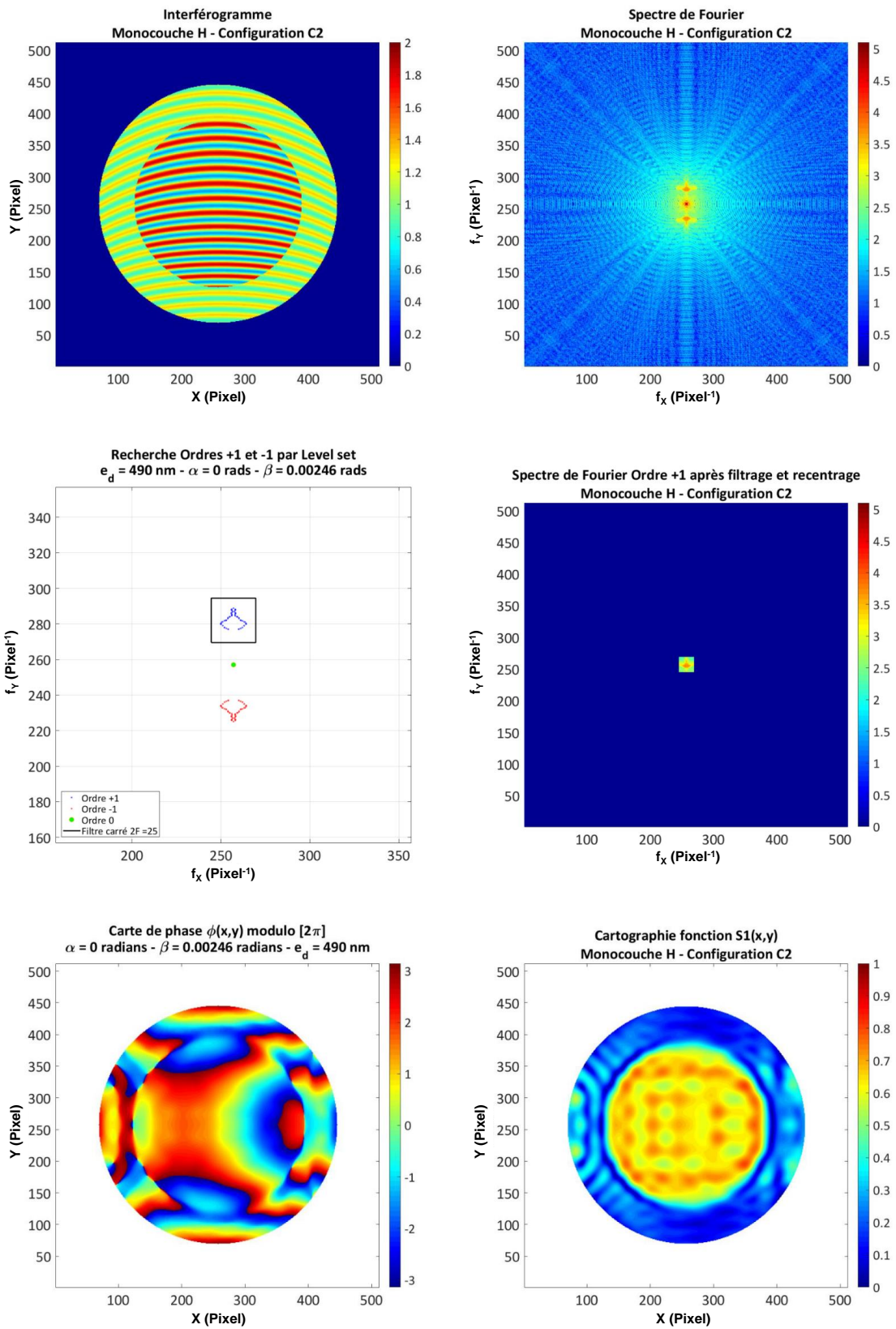


FIGURE 3.32 – Traitement des données - Configuration C2 [Monocouche H, $e_d = 490 \text{ nm}$, $\delta = 4,15 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 0 \text{ mrad}$, $\beta = 2,46 \text{ mrad}$]

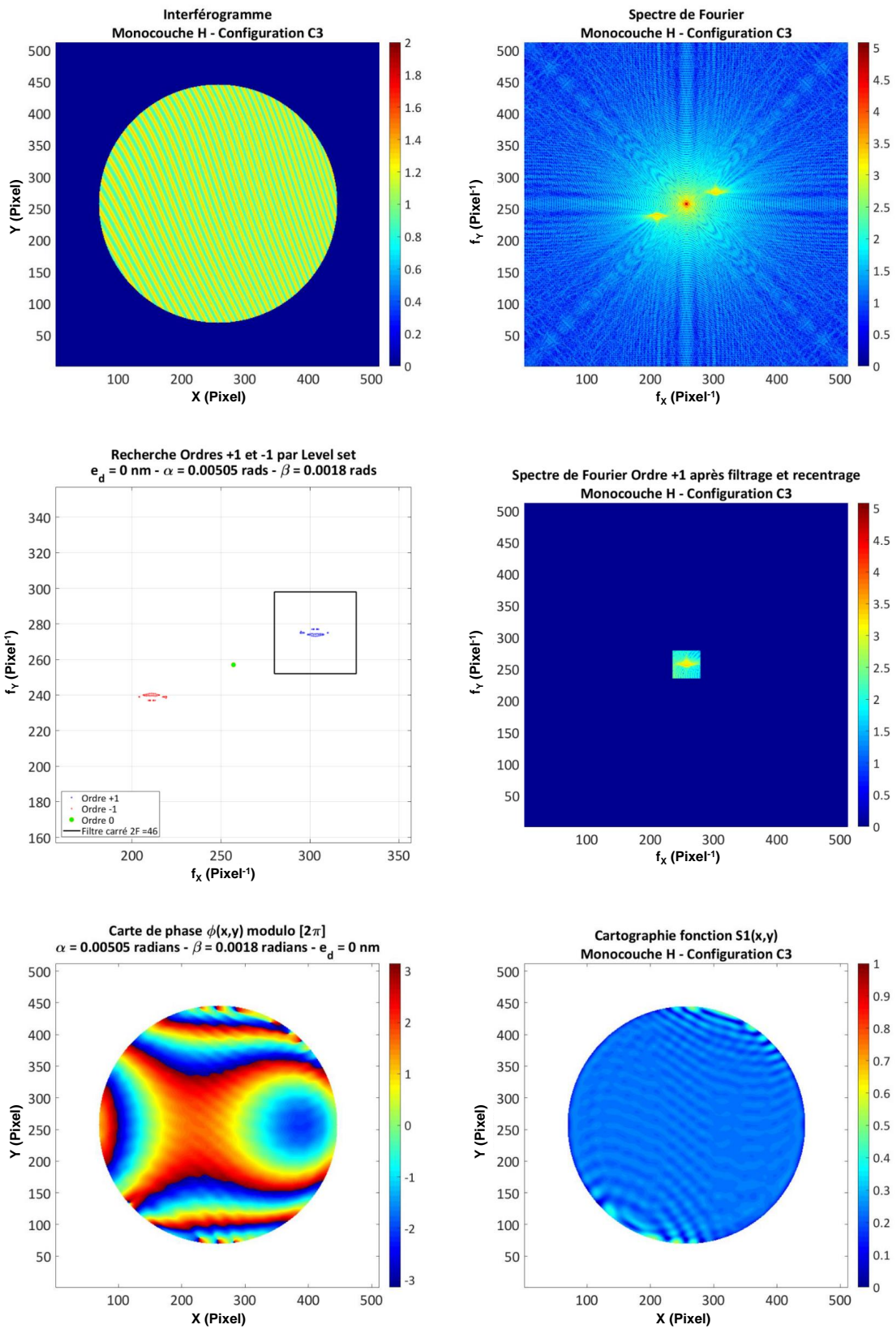


FIGURE 3.33 – Traitement des données - Configuration C3 [Monocouche H, $e_d = 0$ nm, $\delta = 1,29$ μ m, $\alpha = 5,05$ mrad, $\beta = 1,80$ mrad]

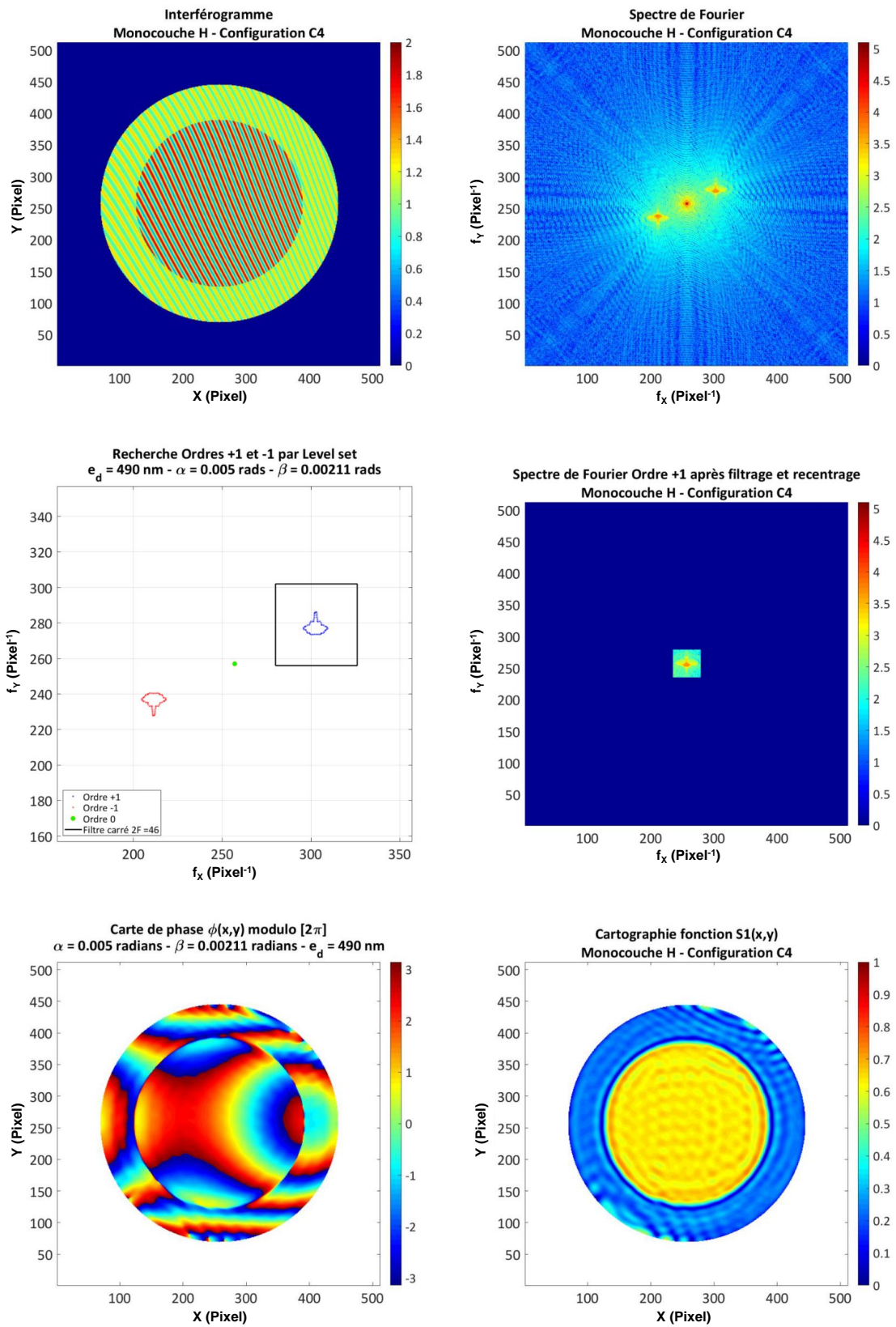


FIGURE 3.34 – Traitement des données - Configuration C4 [Monocouche H, $e_d = 490 \text{ nm}$, $\delta = 1,09 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 4,99 \text{ mrad}$, $\beta = 2,11 \text{ mrad}$]

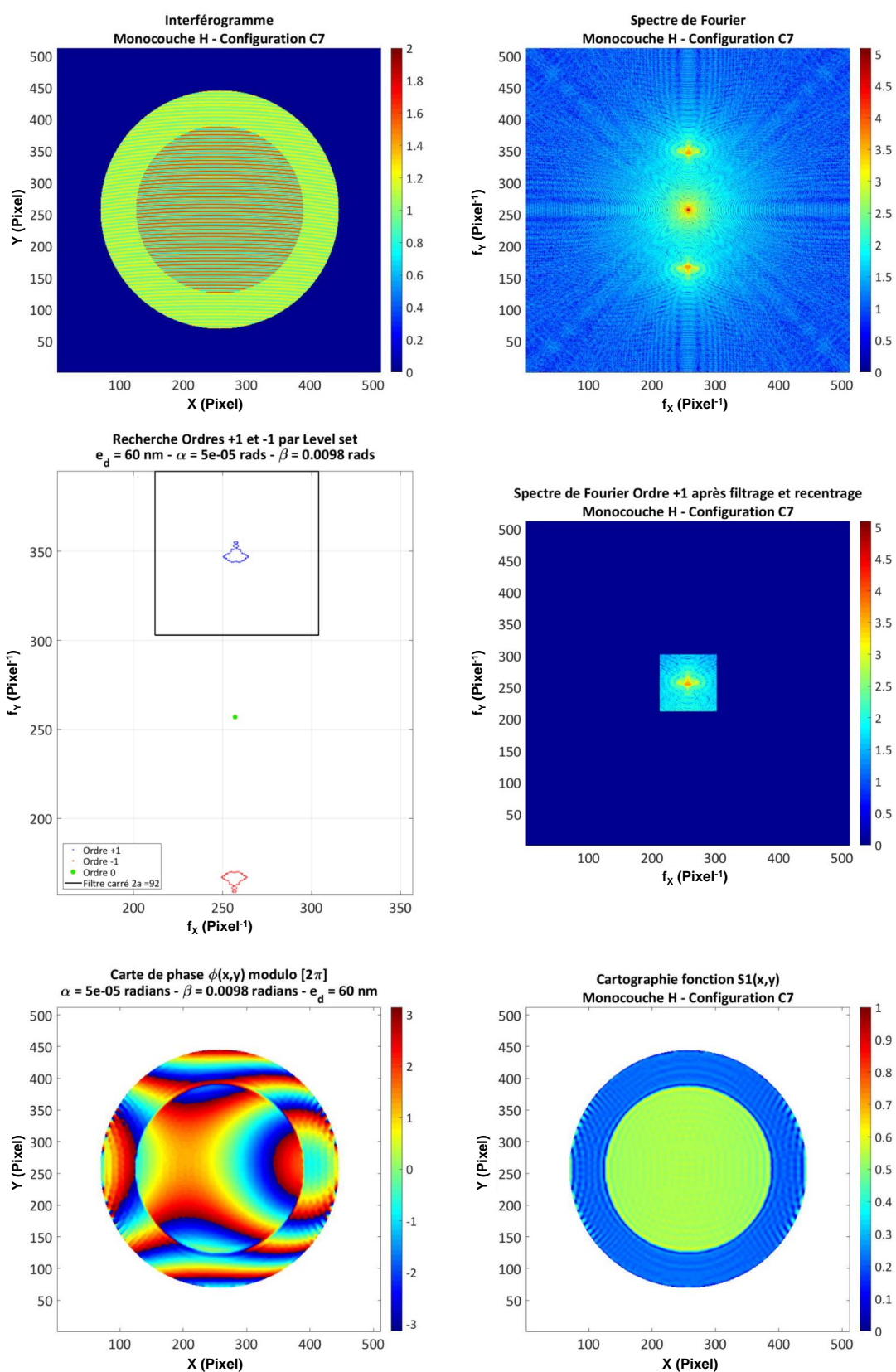


FIGURE 3.35 – Traitement des données - Configuration C7 [Monocouche H, $e_d = 60 \text{ nm}$, $\delta = 1,29 \text{ }\mu\text{m}$, $\alpha = 0,05 \text{ mrad}$, $\beta = 9,80 \text{ mrad}$]

car il est particulièrement robuste et adapté à une topologie comme la nôtre. Mais la symétrie de notre problème rend aussi très attractive l'utilisation de trajectoires circulaires, car elles permettent de réaliser un test très simple de clôture de phase. Les trajectoires en question sont définies de la manière suivante :

$$\begin{cases} n(R, \theta_k) = \text{round}[257 + R \cos \theta_k] \\ m(R, \theta_k) = \text{round}[257 + R \sin \theta_k] \end{cases} \quad \text{avec} \quad \theta_k = \frac{k}{R}, k = 0, \dots, 2\pi R \quad (3.79)$$

où la fonction *round* correspond au calcul de l'entier le plus proche, tandis que R désigne le rayon de la trajectoire exprimé en pixels et θ_k un angle polaire qui varie entre 0 et 360° par pas équivalent à un déplacement d'un pixel sur la trajectoire.

La trajectoire complète utilisée pour le dépliement est schématisée à la Figure 3.36. Elle part du cercle intérieur ($\theta_0 = 0^\circ$) pour rejoindre le cercle de dépliement le long de l'axe n , puis parcourt la totalité de la trajectoire circulaire jusqu'à $\theta_N = 360^\circ$, le test de clôture correspondant à la différence entre $\Phi[n(R, \theta_0), m(R, \theta_0)]$ et $\Phi[n(R, \theta_N), m(R, \theta_N)]$.

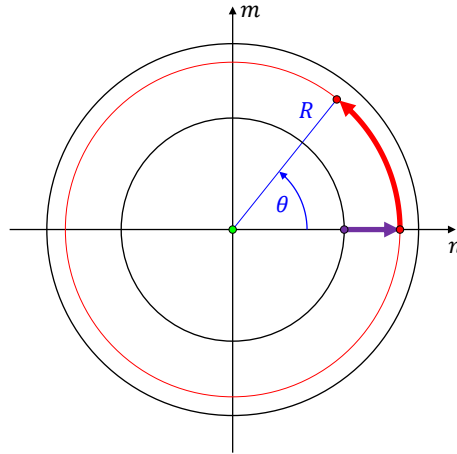


FIGURE 3.36 – Présentation schématique de la trajectoire de dépliement de la phase dans la zone annulaire

Les Figures 3.37 et 3.38 présentent, dans un référentiel polaire (R, θ) , puis dans un référentiel cartésien (x, y) , le résultat d'un tel dépliement dans le cas des configurations C3 et C4.

3.3.3.2.6 Dépliement de la phase dans la zone centrale de mesure

De manière, comme précédemment, à éviter les effets de bord, le dépliement de cette information de phase sera effectué uniquement sur un disque de rayon 120 pixels (au lieu de 132 pixels au maximum). Compte tenu de la topologie connexe du domaine, on réalisera tout d'abord ce dépliement le long d'un diamètre horizontal, puis on propagera les valeurs obtenues en vertical de part et d'autre de cette droite initiale. Les résultats ainsi obtenus sont présentés à la Figure 3.39 dans le cas de la configuration C3 (pas de dépôt). Comme attendu, on constate que les informations de phase dépliées de manière indépendante dans la zone centrale et dans la zone annulaire se raccordent de manière satisfaisante au niveau de la zone de données que nous avons neutralisée (anneau blanc sur le graphe en bas à droite de la Figure 3.39). Cela n'est évidemment plus le cas dans

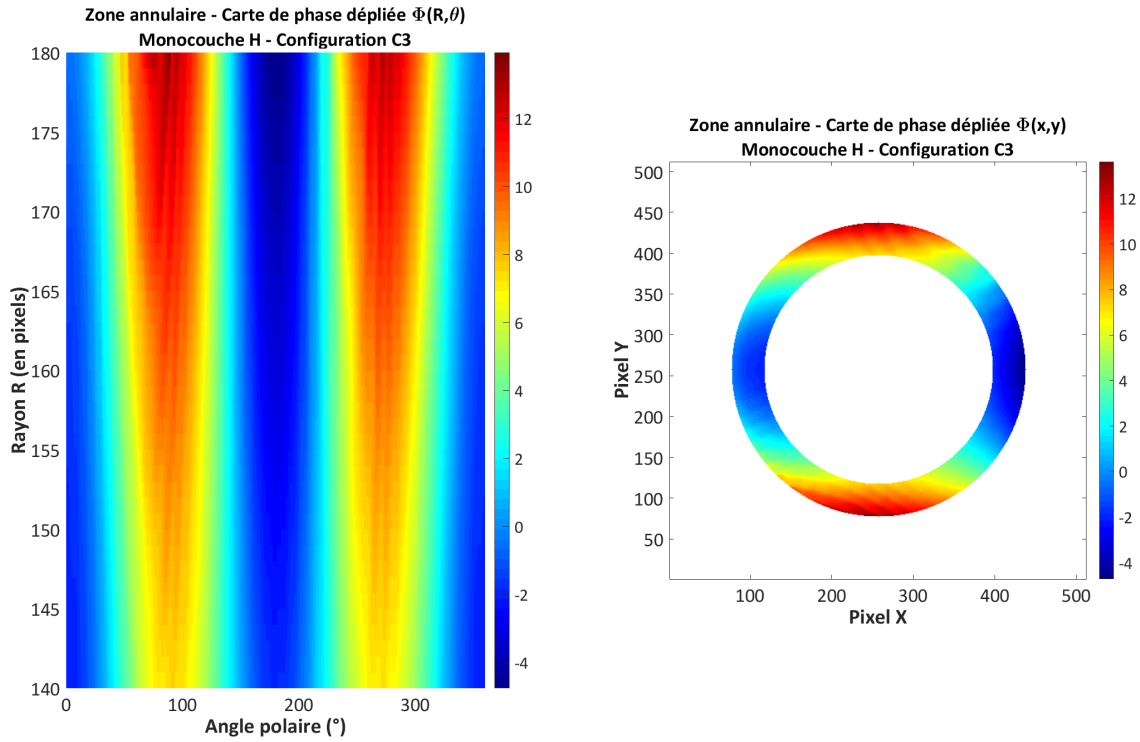


FIGURE 3.37 – Dépliection de phase dans la zone annulaire - Configuration C3 [Monocouche H, $e_d = 0$ nm, $\delta = 1,29$ μm , $\alpha = 5,05$ mrad, $\beta = 1,80$ mrad]

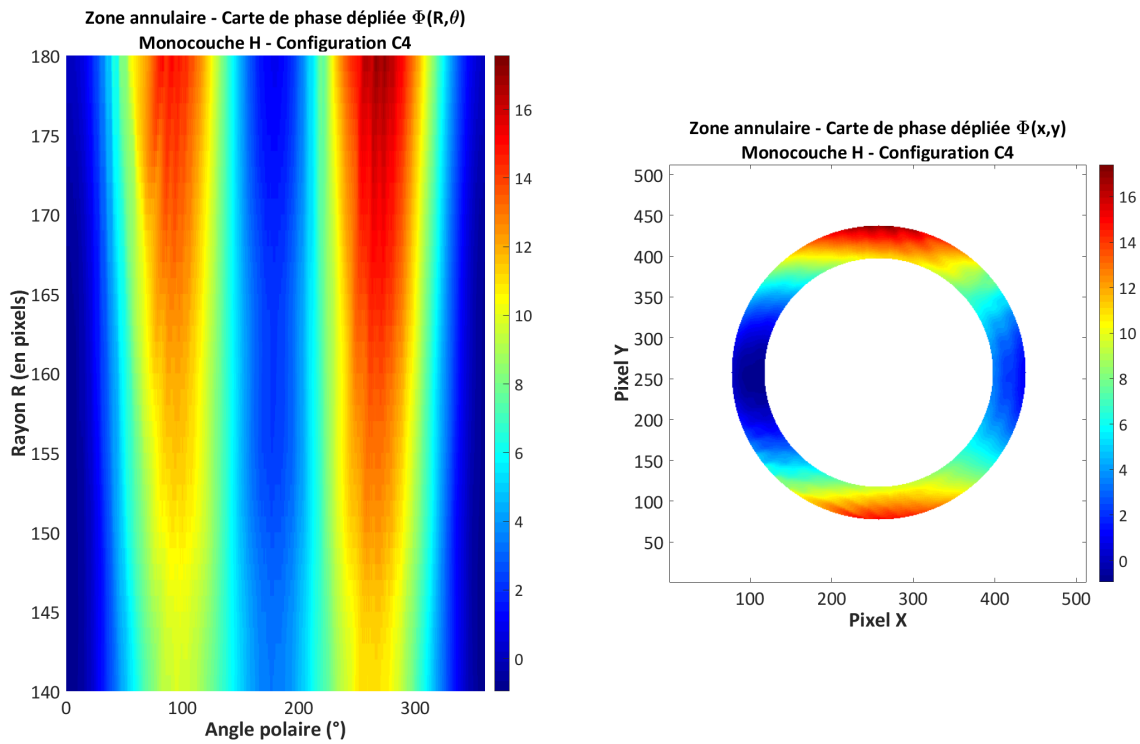


FIGURE 3.38 – Dépliection de phase dans la zone annulaire - Configuration C4 [Monocouche H, $e_d = 490$ nm, $\delta = 1,09$ μm , $\alpha = 4,99$ mrad, $\beta = 2,11$ mrad]

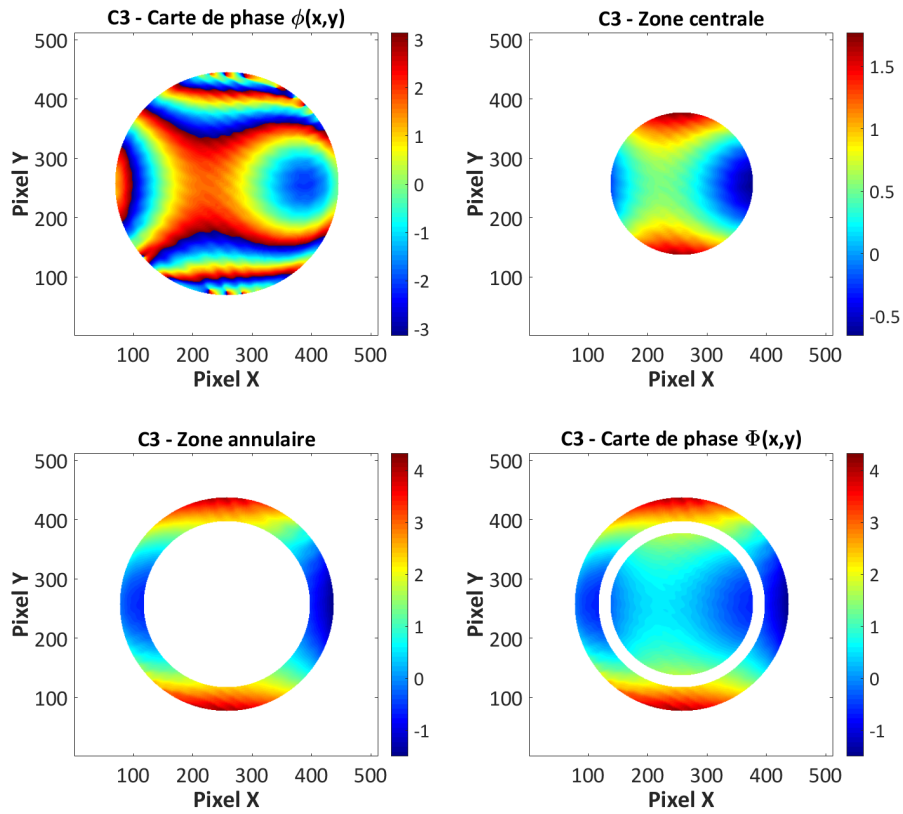


FIGURE 3.39 – Cartographies de phase avant et après dépliement [Configuration C3]

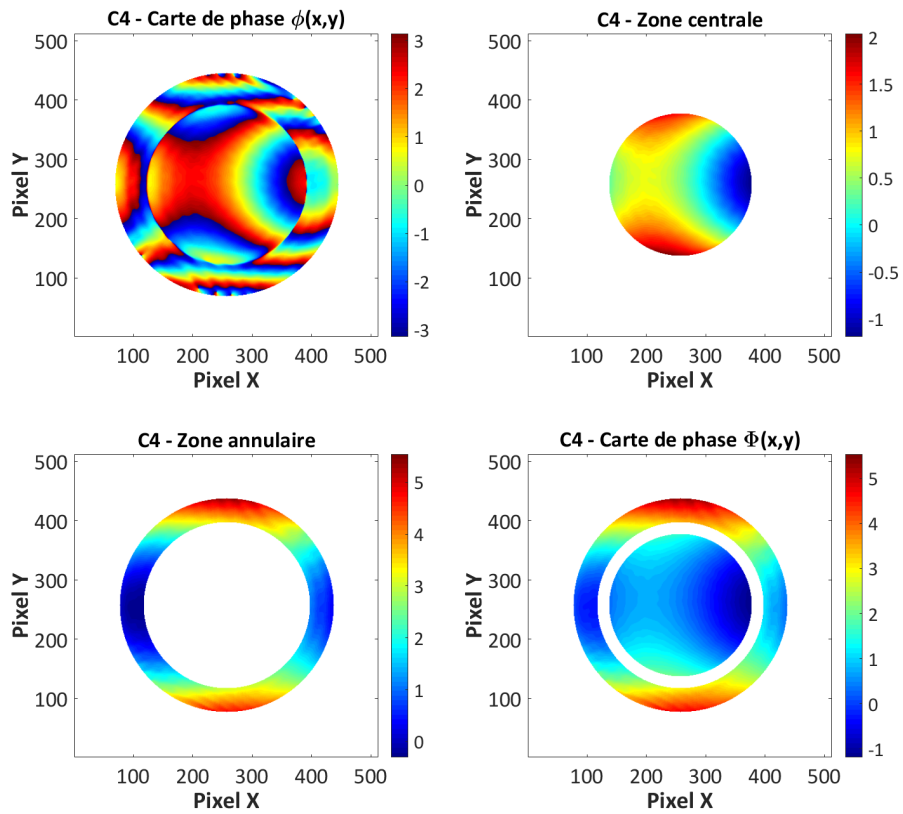


FIGURE 3.40 – Cartographies de phase avant et après dépliement [Configuration C4]

le cas d'une configuration qui correspond à une mesure effectuée en présence d'un dépôt (cf. Figure 3.40).

3.3.3.2.7 Calcul de la surface de référence

Il nous reste maintenant à déterminer les coordonnées du meilleur plan passant par la zone annulaire extérieure, puis à corriger en conséquence les valeurs de phase obtenues dans la zone centrale.

L'équation du meilleur plan correspondant à la zone annulaire est du type :

$$P_{\mathcal{A}}(x, y) = ax + by + c \quad (3.80)$$

où x, y correspondent à des coordonnées de pixels situés dans cette zone de référence. Pour calculer les valeurs des 3 coefficients a, b et c , il suffit d'utiliser la projection de la carte de phase dépliée sur les 3 premiers polynômes de Zernike restreints à la zone annulaire, soit :

$$a = \frac{\iint_{\mathcal{A}} x\Phi(x, y) dx dy}{\iint_{\mathcal{A}} x^2 dx dy} \quad ; \quad b = \frac{\iint_{\mathcal{A}} y\Phi(x, y) dx dy}{\iint_{\mathcal{A}} y^2 dx dy} \quad ; \quad c = \frac{\iint_{\mathcal{A}} \Phi(x, y) dx dy}{\iint_{\mathcal{A}} dx dy} \quad (3.81)$$

Une fois ces coefficients déterminés, nous pouvons calculer la valeur corrigée de la phase, soit :

$$\Psi(x, y) = \Phi(x, y) - P_{\mathcal{A}}(x, y) \quad (3.82)$$

cette valeur corrigée étant à moyenne nulle sur la zone annulaire de référence \mathcal{A} .

3.3.3.2.8 Calcul du coefficient de réflexion

Le déphasage à la réflexion ρ sera à tout instant défini par :

$$\rho(\lambda_0, e) = \langle \Psi \rangle_{\mathcal{C}}(e) - \langle \Psi \rangle_{\mathcal{C}}(0) + 2q(e)\pi \quad (3.83)$$

où λ_0 désigne la longueur d'onde centrale de la source, e l'épaisseur déposée et $q(e)$ un compteur d'ordre initialisé à 0. Les moyennes de Ψ sont calculées uniquement sur la zone centrale \mathcal{C} , la différence concernant un seul et même substrat, avec (e) ou sans (0) dépôt.

Le module du coefficient de réflexion sera quant à lui défini par la relation suivante :

$$|r(\lambda_0, e)| = \frac{\langle S_1 \rangle_{\mathcal{C}}}{\langle S_1 \rangle_{\mathcal{A}}} \cdot |r(\lambda_0, 0)| = \frac{\langle S_1 \rangle_{\mathcal{C}}}{\langle S_1 \rangle_{\mathcal{A}}} \cdot \frac{n_s(\lambda_0) - 1}{n_s(\lambda_0) + 1} \quad (3.84)$$

puisque, dans la zone annulaire, le substrat reste constamment non traité.

3.3.4 Application au suivi du dépôt d'une monocouche H

Nous avons choisi de qualifier la méthode de traitement détaillée au paragraphe 3.3.3 en comparant les valeurs théoriques des quantités $|r(e)|$ et $\rho(e)$ avec celles auxquelles donne accès cette méthode, lorsque l'on dépose, sur un substrat de silice, une monocouche de Ta_2O_5 dont l'épaisseur varie entre 0 et 200 nm par pas de 10 nm (cf. Table 3.2).

e (nm)	$ r _{\text{theor}}$	$ r _{\text{mes}}$	$\sigma_{ r }$	ρ_{theor}	ρ_{mes}	σ_{ρ}
0	0,185			0		
10	0,204	0,204	0,021	0,654	0,655	0,024
20	0,250	0,251	0,028	1,171	1,178	0,028
30	0,305	0,306	0,034	1,562	1,569	0,028
40	0,359	0,359	0,043	1,875	1,886	0,030
50	0,407	0,406	0,051	2,140	2,150	0,030
60	0,446	0,443	0,058	2,375	2,387	0,032
70	0,475	0,469	0,067	2,590	2,600	0,032
80	0,496	0,488	0,074	2,793	2,801	0,033
90	0,507	0,500	0,072	2,987	2,993	0,033
100	0,510	0,502	0,072	3,178	3,183	0,033
110	0,504	0,494	0,072	3,370	3,371	0,032
120	0,489	0,480	0,072	3,568	3,562	0,038
130	0,465	0,458	0,063	3,774	3,769	0,036
140	0,432	0,426	0,057	3,996	3,990	0,035
150	0,389	0,385	0,050	4,241	4,230	0,036
160	0,339	0,337	0,040	4,522	4,513	0,034
170	0,284	0,283	0,031	4,861	4,853	0,029
180	0,230	0,230	0,023	5,294	5,290	0,029
190	0,192	0,193	0,019	5,869	5,864	0,021
200	0,188	0,188	0,018	6,546	6,549	0,022

TABLE 3.2 – Qualification de la méthode de mesure par interférométrie holographique digitale - Dépôt d'une monocouche de Ta_2O_5

Les quantités $\sigma_{|r|}$ et σ_{ρ} sont calculées à partir des distributions des valeurs moyennées sur les domaines \mathcal{A} et \mathcal{C} . Il ne s'agit donc pas au sens strict d'incertitudes, mais plutôt d'une indication sur la structure des données ayant été utilisées pour le calcul des valeurs de $|r|$ et ρ . L'exactitude sur la mesure du module du coefficient de réflexion r est meilleure que 1%, tandis que celle sur la mesure du déphasage à la réflexion est meilleure que 0,04 radians, soit $\lambda/150$. L'ensemble de ces résultats est représenté de manière synthétique par les Figures 3.41 et 3.42.

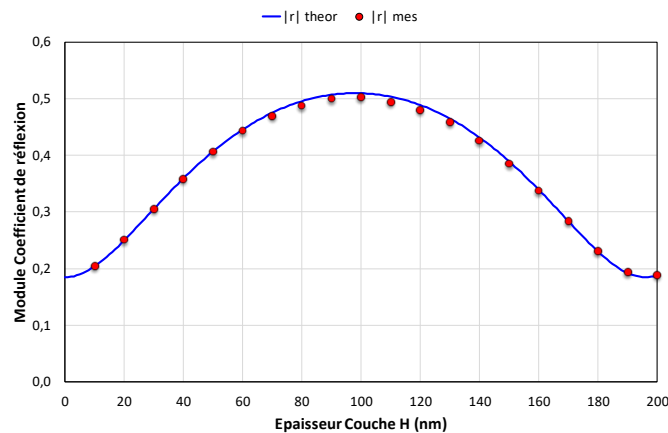


FIGURE 3.41 – Module du coefficient de réflexion r - Comparaison entre valeurs théoriques et valeurs *mesurées*

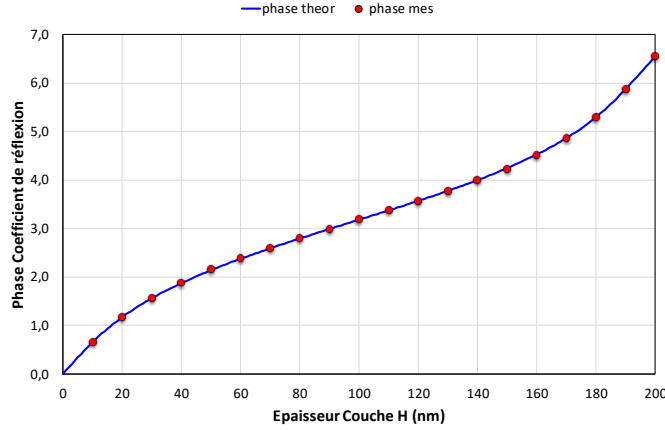


FIGURE 3.42 – Phase du coefficient de réflexion r - Comparaison entre valeurs théoriques et valeurs *mesurées*

La méthode est donc qualifiée d'un point de vue théorique. Il nous reste bien évidemment à confirmer tout ceci de manière expérimentale.

3.3.5 Remarques

3.3.5.1 Erreur sur la détermination de la position de l'ordre +1

Lors de la description détaillée de la méthode de traitement effectuée au paragraphe 3.3.3, nous n'avons pas été conduits à examiner les conséquences éventuelles d'une erreur de détermination de la position de l'ordre +1 dans le plan de Fourier. C'est en fait que cette erreur n'a, dans notre cas, aucune conséquence négative.

Revenons en effet à l'équation générale (3.75) établie au paragraphe 3.3.3.1 et décrivant la forme du signal enregistré dans le plan de Fourier :

$$\tilde{S}(f_x, f_y) = \tilde{S}_0(f_x, f_y) + \tilde{S}_+(f_x - \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y - \frac{2\beta}{\lambda}) + \tilde{S}_-(f_x + \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y + \frac{2\beta}{\lambda})$$

L'opération de filtrage de l'ordre +1 s'écrit en toute généralité :

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{+1}(f_x, f_y) &= \text{Rect} \left[\frac{f_x - f_{1x}}{2F}, \frac{f_y - f_{1y}}{2F} \right] \tilde{S}(f_x, f_y) \\ &\approx \text{Rect} \left[\frac{f_x - f_{1x}}{2F}, \frac{f_y - f_{1y}}{2F} \right] \tilde{S}_+(f_x - \frac{2\alpha}{\lambda}, f_y - \frac{2\beta}{\lambda}) \end{aligned} \quad (3.85)$$

où (f_{1x}, f_{1y}) désignent les coordonnées du centre du filtre de forme carrée et de côté $2F$ appliqué aux données.

Le recentrage des données ainsi filtrées est équivalent à effectuer le changement de variables : $f'_x = f_x - f_{1x}$ et $f'_y = f_y - f_{1y}$. Après recentrage, le signal filtré a donc pour expression :

$$\tilde{S}_{+1}(f'_x, f'_y) = \text{Rect} \left[\frac{f'_x}{2F}, \frac{f'_y}{2F} \right] \tilde{S}_+(f'_x + f_{1x} - \frac{2\alpha}{\lambda}, f'_y + f_{1y} - \frac{2\beta}{\lambda}) \quad (3.86)$$

La transformation de Fourier inverse appliquée à ce signal filtré et recentré a pour expression :

$$S_{+1}(x, y) = [M \star S_{1T}](x, y) \quad (3.87)$$

avec :

$$M(x, y) = F^2 \text{Sinc}(2\pi Fx) \text{Sinc}(2\pi Fy) \quad (3.88)$$

et :

$$S_{1T}(x, y) = S_+(x) e^{-2i\pi\{x[f_{1x} - \frac{2\alpha}{\lambda}] + y[f_{1y} - \frac{2\beta}{\lambda}]\}} \quad (3.89)$$

La convolution avec la fonction Sinus cardinal de largeur à mi-hauteur $1/2F$ n'a pas d'impact significatif sur l'exactitude des résultats comme l'a prouvé l'analyse détaillée effectuée au paragraphe 3.3.4. Nous pouvons donc nous concentrer sur le deuxième terme du produit de convolution. En utilisant la relation (3.73), il vient :

$$S_{1T}(x, y) = \frac{1}{2} S_1(x, y) e^{i\Phi(x, y)} e^{-2i\pi\{x[f_{1x} - \frac{2\alpha}{\lambda}] + y[f_{1y} - \frac{2\beta}{\lambda}]\}} \quad (3.90)$$

La phase apparente du signal résultant de la transformation de Fourier inverse a donc pour expression générale :

$$\Phi'(x, y) = \Phi(x, y) - 2\pi\{x[f_{1x} - \frac{2\alpha}{\lambda}] + y[f_{1y} - \frac{2\beta}{\lambda}]\} \quad (3.91)$$

Si la détermination des coordonnées de l'ordre +1 n'est affectée d'aucune erreur, $f_{1x} = \frac{2\alpha}{\lambda}$ et $f_{1y} = \frac{2\beta}{\lambda}$ et la phase apparente Φ' s'identifie à la phase vraie Φ . Mais si cette détermination est entachée d'une erreur, alors $2\pi[f_{1x} - \frac{2\alpha}{\lambda}] = a \neq 0$ et/ou $2\pi[f_{1y} - \frac{2\beta}{\lambda}] = b \neq 0$, de sorte que l'expression (3.92) devient :

$$\Phi'(x, y) = \Phi(x, y) - (ax + by) \quad (3.92)$$

ce qui signifie que la surface de phase n'est en fait définie qu'à une équation de plan près. Mais comme, dans notre cas, on détermine le meilleur plan passant par la zone annulaire de référence et que l'on soustrait cette contribution aux valeurs de phase correspondant à la zone centrale de mesure, cette indétermination est sans effet sur le résultat final, ce que notre test sur le suivi d'une monocouche H a parfaitement confirmé.

3.3.5.2 Dépliage des informations de phase

La modélisation du traitement des interférogrammes que nous avons décrite au paragraphe 3.3.3 est suffisamment détaillée pour permettre une validation convaincante du principe de mesure du coefficient de réflexion en amplitude et phase. Toutefois, elle n'est pas complètement représentative des conditions effectives qui seront les nôtres dans un cas réel, notamment au niveau des contributions de bruit (bruit thermique associé aux fluctuations du courant d'obscurité de la caméra, bruit quantique associé à la détection des photons par chaque pixel de cette même caméra) et de celles de la lumière parasite.

Il est donc possible que les algorithmes de dépliage de phase que nous avons utilisés soient mis en défaut dans le cas réel. C'est la raison pour laquelle il nous a semblé utile de revenir plus en détail sur la méthode proposée par M. A. Herraes et al. et que nous avons déjà évoquée au paragraphe 3.3.3.2.5. Elle utilise en effet une stratégie basée sur le calcul préalable d'une fonction de qualité de l'information de phase associée à chaque

pixel et ne suit pas de chemin continu pour effectuer l'opération de dépliage proprement dite. Elle est particulièrement efficace dans les cas où les données de phase présentent des discontinuités (ce qui est notre cas) ou des zones fortement bruitées (ce qui pourrait l'être dans le cas réel).

La Figure 3.43 présente, en comparaison, les résultats des dépliements de phase réalisés dans le cas C4, d'une part avec la méthode décrite au paragraphe 3.3.3.2 et d'autre part avec celle développée par Herraéz et al.. Les couleurs de codage ne sont pas identiques, de sorte qu'il est assez délicat d'aboutir à une conclusion définitive, même si les allures globales semblent à l'évidence similaires. On notera cependant que la méthode Herraéz s'accommode sans difficulté de la présence de la discontinuité de phase entre zone centrale et zone annulaire de référence.

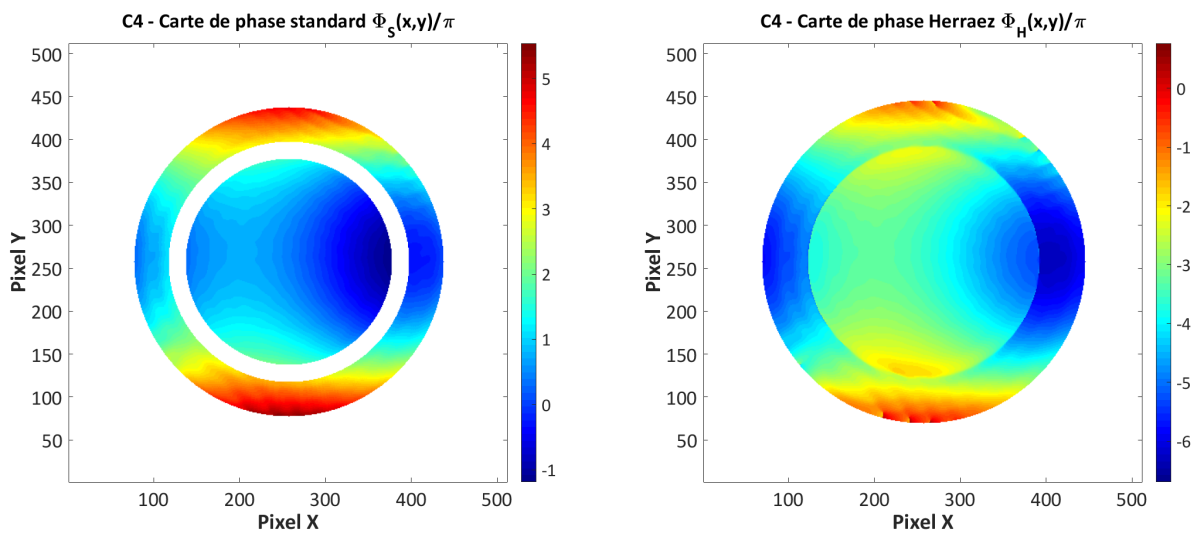


FIGURE 3.43 – Comparaison des dépliements de phase réalisés dans le cas C4 - Méthode standard et Méthode Herraéz

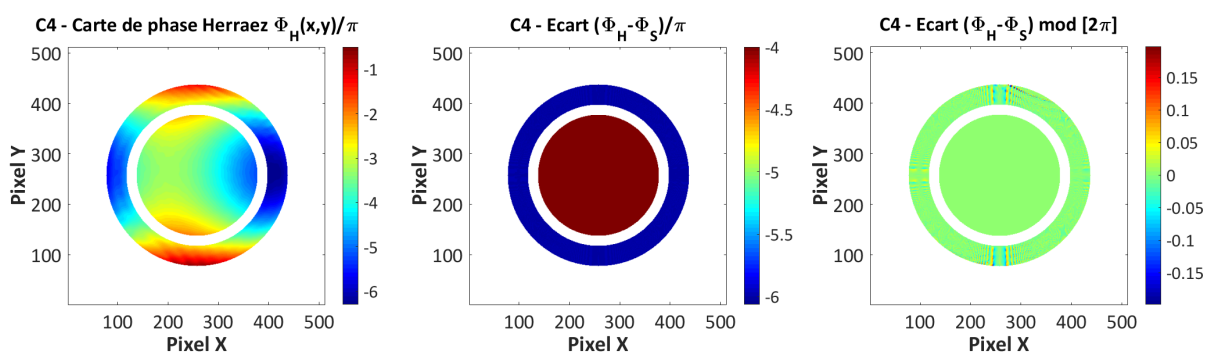


FIGURE 3.44 – Comparaison des dépliements de phase réalisés dans le cas C4 - Graphe de gauche : Résultat de la méthode Herraéz restreinte aux domaines \mathcal{A} et \mathcal{C} - Graphe du centre : Différence entre les deux déterminations restreinte aux domaines \mathcal{A} et \mathcal{C} - Graphe de droite : mêmes données qu'au centre, mais modulo 2π

Pour aller plus loin dans cette démarche, nous avons restreint la comparaison aux seuls domaines \mathcal{A} et \mathcal{C} définis au paragraphe 3.3.3.2, comme illustré par le graphe de gauche

de la Figure 3.44, puis nous avons effectué une différence globale entre les deux cartes de phase ainsi obtenues. On constate que le résultat est homogène par domaines, mais présente des écarts qui sont proches de multiples entiers de 2π . Le graphe de droite présente en conséquence cette même différence, mais modulo $[2\pi]$, ce qui met en évidence le fait que cette différence est partout égale à zéro, sauf au voisinage des axes verticaux où se trouvaient concentrées les oscillations de phase induites par le processus de fenêtrage.

Ces résultats valident notre approche et montrent que la méthode Herraiez pourra être utilement mise en œuvre si les signaux enregistrés dans le cas réel sont affectés de composantes de bruit trop importantes.

3.4 Mise en œuvre expérimentale

Nous allons maintenant aborder la présentation du système de mesure interférométrique que nous avons développé dans le cadre de cette thèse. Ceci sera fait au travers de deux parties distinctes, la première consacrée à la description et à la caractérisation de la version laboratoire de ce montage, et la deuxième à sa qualification *in situ*.

3.4.1 Description et caractérisation de la version laboratoire

Comme la mise en œuvre d'un montage interférométrique dans un bâti de dépôt constituait une première au sein de l'équipe RCMO, il a été jugé nécessaire d'en développer tout d'abord une version sur banc, qui, une fois caractérisée, puisse être ensuite intégrée sur la machine DIBS. Ce banc de laboratoire est représenté de manière schématique à la Figure 3.45.

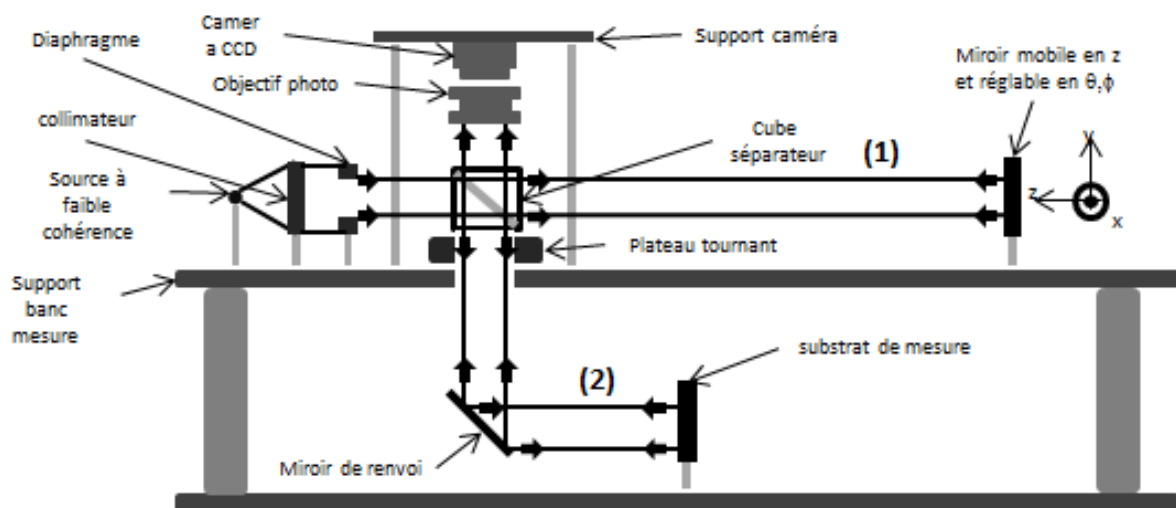


FIGURE 3.45 – Schéma de mesure en statique sur banc

Ce montage comporte deux niveaux :

- sur le premier, se trouve le bras de référence parcouru par l'onde 1 et au bout duquel nous avons placé un miroir plan de référence,

- sur le second, se trouve le bras de mesure parcouru par l'onde 2 et au bout duquel est placé le substrat de test (substrat en silice de diamètre 25 mm et d'épaisseur 1 ou 2 mm).

Ces deux niveaux représentent respectivement les parties externe et interne de la machine de dépôt DIBS. Comme nous pouvons le remarquer, la seule différence entre ce montage de laboratoire (Figure 3.45) et celui que nous souhaitons mettre en place sur notre machine de dépôt (Figure 3.9), se situe au niveau du bras de mesure. En effet, le système périscopique de la machine DIBS est ici remplacé par un unique miroir plan qui renvoie l'onde 2 vers le substrat de mesure fixé de manière verticale (et non horizontale, comme ce sera le cas *in situ*).

Nous allons maintenant décrire les principaux composants qui interviennent dans la constitution de ce montage.

3.4.1.1 Le système d'émission

Comme nous l'avons indiqué dans la partie 3.1.2, nous devons être capable de nous affranchir de la réflexion sur la face arrière du substrat de mesure. Ceci nécessite l'utilisation d'une source à faible cohérence temporelle afin de rendre possible cette séparation par voie interférométrique. De manière à éviter tout problème de recouvrement entre les deux échos générés par les réflexions sur ces deux faces, nous souhaitons disposer d'une source dont la longueur de cohérence l_c soit inférieure à 3 fois la différence de marche séparant les deux échos, soit $l_c < 3 \times (2n_s e_s)$, où e_s désigne l'épaisseur du substrat et n_s son indice ($e_s = 1$ mm et $n_s \approx 1,5$). On rappelle que cette longueur de cohérence est donnée en première approximation par la formule suivante :

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (3.93)$$

Ainsi, pour disposer d'une source centrée à par exemple 830 nm et possédant une longueur de cohérence l_c de l'ordre de 100 μm , il nous faudrait une largeur de raie $\Delta\lambda$ de l'ordre de 3 nm. Mais il ne nous a pas été possible d'approvisionner une source présentant de telles caractéristiques, la largeur de raie étant soit beaucoup plus faible, dans le cas des diodes laser, soit beaucoup plus forte, dans le cas des diodes électroluminescentes ou superradiantes. Or une trop grande largeur de raie, si elle garantit bien évidemment une très bonne séparation entre les deux échos, serait également susceptible de conduire à une certaine instabilité de niveau détecté dans le cas de notre mesure *in situ*, car on peut raisonnablement penser que la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre sera significativement affectée par les vibrations du bâti.

Nous avons donc choisi d'approvisionner une source de forte puissance crête, et de largeur de raie supérieure à notre besoin, puis de l'associer à un filtre interférentiel présentant la largeur de raie souhaitée.

3.4.1.1.1 La source

Il s'agit d'une source large bande de type diode superluminescente (SLD, *SuperLuminescent Diode*) montée en boîtier *butterfly* 14 broches, et émettant à $\lambda_0 = 830$ nm avec un

profil spectral quasi-gaussien, de largeur $\Delta\lambda = 17 \text{ nm}$ (cf. Figure 3.46). Cette source est commercialisée par la société THORLABS sous la référence SLD830S-A20. Elle est pilotée par un contrôleur CLD1015, qui assure notamment la régulation de sa température de fonctionnement grâce à une mesure locale par thermocouple, stabilisant ainsi la puissance émise et le spectre. Cette source est couplée à une fibre monomode 780HP (diamètre de cœur $4,4 \mu\text{m}$, ouverture numérique $\text{ON} = 0,13$), de $1,5$ mètre de longueur et terminée par un connecteur FC/APC.

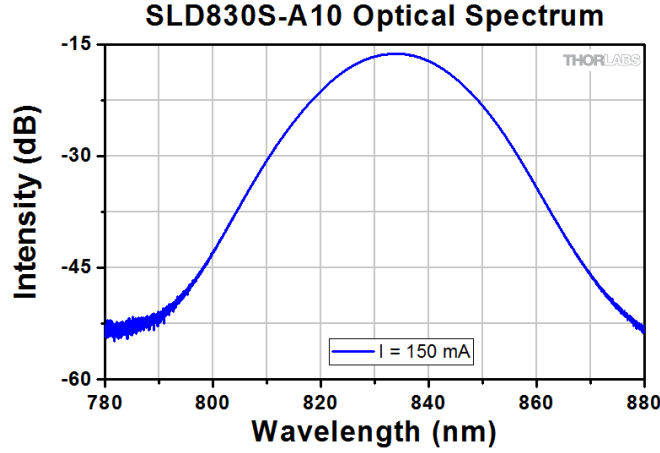


FIGURE 3.46 – Profil spectral de la source SLD

3.4.1.1.2 Le système de collimation

Comme nous venons de le mentionner, le flux lumineux délivré par la source est disponible à la sortie d'une fibre optique monomode de $0,13$ d'ouverture numérique, ce qui correspond à un faisceau assez fortement divergent. Il est donc nécessaire de collimater ce faisceau avec un système optique dédié afin de rendre possible son utilisation dans un interféromètre de Michelson dont la longueur des bras est de l'ordre du mètre.

Par ailleurs, le caractère gaussien du faisceau émis par la fibre risque de conduire à un niveau d'éclairement relativement inhomogène si le diamètre du faisceau collimaté est comparable à celui du substrat. Nous avons donc décidé d'utiliser un objectif de focale relativement importante, de manière à surcouvrir largement notre substrat, puis, grâce à un diaphragme, de sélectionner un diamètre de faisceau utile égal à celui du substrat, comme représenté de manière très schématique à la Figure 3.47. Toutefois, il ne faut pas sélectionner des focales trop importantes, car ceci a bien évidemment un impact négatif sur la puissance utile de notre source lumineuse.

Les formules de propagation des faisceaux gaussiens nous indiquent que si la fibre est placée au foyer objet de la lentille de collimation, la dimension transverse w_f du *waist* dans le plan focal image de cette même lentille sera définie par :

$$w_f = f \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.94)$$

et la répartition transverse d'éclairement dans ce même plan décrite par la relation suivante :

$$E(r) = E_0 e^{-2 \frac{r^2}{w_f^2}} \quad (3.95)$$

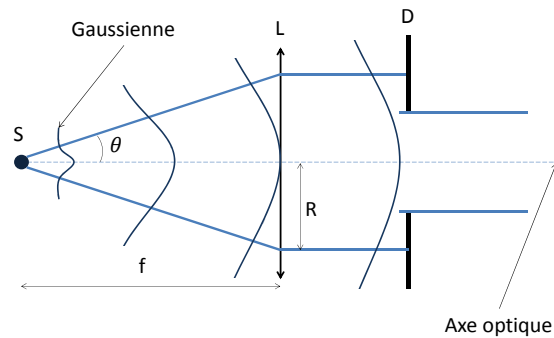


FIGURE 3.47 – Schéma de collimation de la source fibrée utilisée

Nous avons retenu une lentille de collimation de 150 mm de focale, ce qui garantit que la variation d'éclairement entre centre et bord n'excède pas un facteur 2.

Il semblerait *a priori* logique de décrire à présent les caractéristiques du filtre que nous allons utiliser pour réduire la largeur spectrale de notre source à environ 3 nm, mais il est préférable de positionner ce filtre dans la voie de détection, de manière à diminuer le niveau global de lumière parasite hors bande. Ses caractéristiques seront donc présentées au paragraphe 3.4.1.3.

3.4.1.2 Le système intermédiaire

Comme représenté sur le schéma de la Figure 3.45, après traversée du diaphragme, le faisceau collimaté arrive sur un cube séparateur qui le divise en deux sous-faisceaux de directions perpendiculaires qui vont constituer les deux bras de notre interféromètre. Le système dit intermédiaire est constitué de ce cube séparateur et de la plate-forme d'inclinaison qui permet son réglage.

3.4.1.2.1 Cube séparateur

Nous utilisons ici un cube séparateur non polarisant commercialisé par la société EDMUND OPTICS. Il est constitué de deux prismes à angle droit de précision, collés l'un à l'autre et enserrant un traitement métal/diélectrique apposé sur l'hypoténuse de l'un des prismes. La faible dépendance à la polarisation de ce traitement permet de garantir un taux de réflexion similaire pour les deux états de polarisation *s* et *p* de la lumière.

3.4.1.2.2 Plate-forme de réglage

La plate-forme de réglage utilisée est commercialisée par la société NEWPORT sous la référence M-TTN80 *Metric Tilt Platform*. Il s'agit d'un module relativement compact de 80 mm de diamètre et 21 mm de hauteur, qui permet un réglage fin du parallélisme entre une plaque de base et une plaque supérieure ou un support optique, en l'occurrence ici le cube séparateur. Le dit réglage se fait en agissant sur deux molettes intégrées au support et permettant ainsi de conserver un encombrement réduit.

Par ailleurs, nous pouvons noter que cette plate-forme de réglage de l'inclinaison du cube séparateur possède une ouverture centrale de diamètre 30 mm, ce qui permet le passage, sans diaphragmation, du faisceau de mesure. La Figure 3.48 présente de manière schématique l'ensemble de ce dispositif, à savoir le cube séparateur, la plate-forme de réglage ainsi qu'une pièce d'interface dédiée.

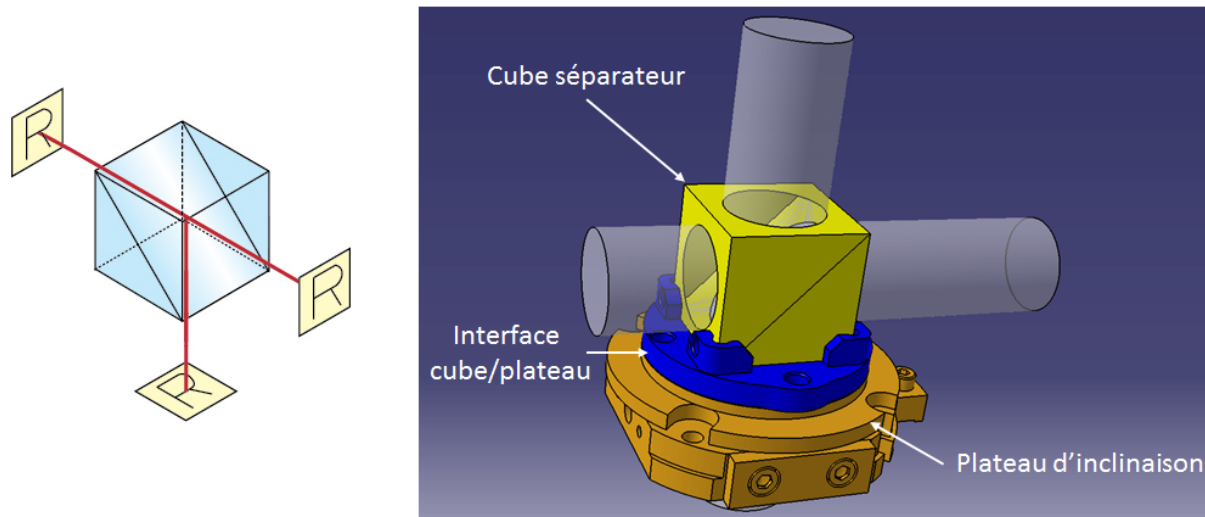


FIGURE 3.48 – Cube séparateur

3.4.1.2.3 Bras de référence

Ce bras de référence est terminé par un miroir plan de diamètre 50,8 mm, dont le facteur de réflexion R_M est supérieur à 90% sur un domaine spectral allant de 750 nm à 1100 nm. Le choix de ce domaine spectral est directement lié à celui de la source lumineuse.

Ce miroir de référence est placé sur une platine de translation motorisée, permettant un réglage fin de sa position suivant l'axe \vec{z} sur une distance de 25 mm, avec un pas de 50 nm. Par ailleurs, ce miroir est monté sur un support dont la position angulaire en (θ, ϕ) peut être ajusté de manière manuelle avec des butées différentielles permettant d'apprécier 0,5 mradians.

3.4.1.3 Le système de réception

Le système de réception constitue un sous-ensemble réellement clé de notre montage. En effet, après réflexion, respectivement sur le miroir de référence et sur le substrat de mesure, les ondes **1** et **2** se recombinaient au travers du cube séparateur et donnent naissance à un interférogramme dont les caractéristiques encodent l'information de phase que nous cherchons à mesurer. Ce système de réception, constitué d'une caméra, d'un objectif photographique et d'un filtre à bande étroite, permet l'enregistrement de ce phénomène d'interférence.

3.4.1.3.1 Caméra CCD

Nous utilisons ici une caméra commercialisée par la société PCO IMAGING sous la référence PCO1600. Il s'agit d'une caméra CCD à haute résolution (1600×1200 pixels)

avec une taille de pixel de $7,4 \times 7,4 \mu\text{m}^2$, donnant accès à des temps d'intégration allant de $5 \mu\text{s}$ à plusieurs heures. Elle présente une dynamique de numérisation de 14 bits et peut être refroidie jusqu'à -40°C , ce qui permet de garantir un très faible courant d'obscurité, évalué $0,01 \text{ e}^-/(\text{pixel.s})$ à -20°C .

3.4.1.3.2 Objectif photographique

Le substrat de mesure est imagé sur la partie sensible de la caméra CCD par un objectif à faible distorsion et à focale variable entre 9 et 90 mm. Cet objectif permet d'imager des objets situés à une distance de travail supérieure à 300 mm.

3.4.1.3.3 Filtre passe bande

Enfin, comme nous l'avons indiqué au paragraphe 3.4.1.1, nous travaillons avec une source présentant une largeur de spectrale à mi-hauteur de 17 nm que nous souhaitons ramener à environ 3 nm, compte tenu de la longueur de cohérence souhaitée ($l_c \simeq 100 \mu\text{m}$). Pour ce faire, nous utilisons un filtre MaxLine® laser *clean-up* fabriqué par la société SEMROCK. Il s'agit d'un filtre à bande étroite de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 3,2 \text{ nm}$, centré à 830 nm et transmettant plus de 90% du flux au sommet de sa bande passante. Il présente en outre une très bonne réjection hors bande, ce qui permet de réduire de manière drastique le niveau de lumière parasite ambiante. La Figure 3.49 présente la courbe de transmission spectrale du filtre en question.

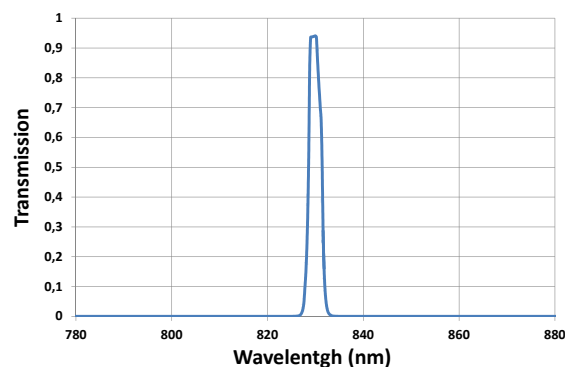


FIGURE 3.49 – Courbe de transmission du filtre à bande étroite utilisé

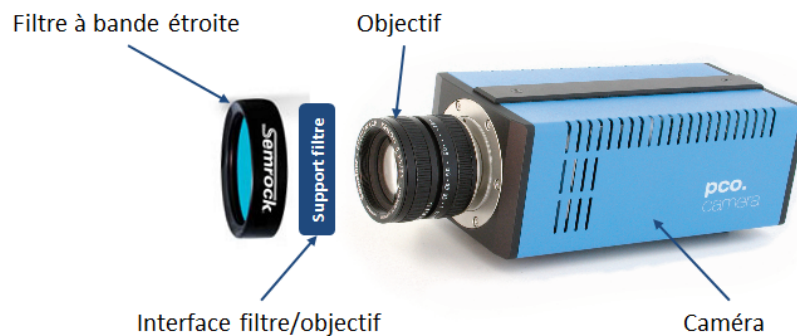


FIGURE 3.50 – Système de réception

La Figure 3.50 présente l'ensemble du système de réception ainsi constitué, le filtre étant monté à l'entrée de l'objectif grâce à une interface dédiée.

Nous venons de décrire les trois groupes d'éléments qui composent la version laboratoire de notre système de mesure de phase. Nous allons à présent décrire son mode de fonctionnement et donner quelques résultats de mesures réalisées en statique.

3.4.1.4 Gestion des vibrations et synchronisation des mesures

Les systèmes de mesure interférométrique sont connus pour être très sensibles aux vibrations générées par leur environnement de mise en œuvre. Ces vibrations brouillent les franges d'interférence, et rendent toute mesure imprécise, voire impossible à effectuer. Il est donc capital de s'en affranchir.

Pour ce faire, nous avons choisi d'utiliser notre diode superluminescente en mode pulsé. En effet, en produisant des impulsions lumineuses de très courtes durées, largement inférieures à la période pseudo-propre des vibrations, nous obtenons des états de mesure stables. En d'autres termes, les mesures seront tellement brèves qu'elles n'auront pas *le temps* d'être perturbées par les fluctuations mécaniques du milieu ambiant. L'utilisation de notre source en mode pulsé a toutefois pour conséquence directe de nécessiter une synchronisation de son déclenchement avec celui de notre caméra. En effet, il est nécessaire que le temps d'intégration de la caméra englobe le moment où la source laser est active.

Lors de la mise en œuvre de la version laboratoire, nous avons réalisé une telle synchronisation à l'aide d'une carte NATIONAL INSTRUMENT DAQ NI USB-6210. Nous avons donc piloté notre caméra et notre source laser en mode déclenché. A réception du signal TTL de synchronisation, on déclenche l'acquisition de la caméra pour une durée τ_{cam} de 3 ms, période à l'intérieur de laquelle est émise une impulsion lumineuse de durée $\tau_{src} = 10 \mu s$.

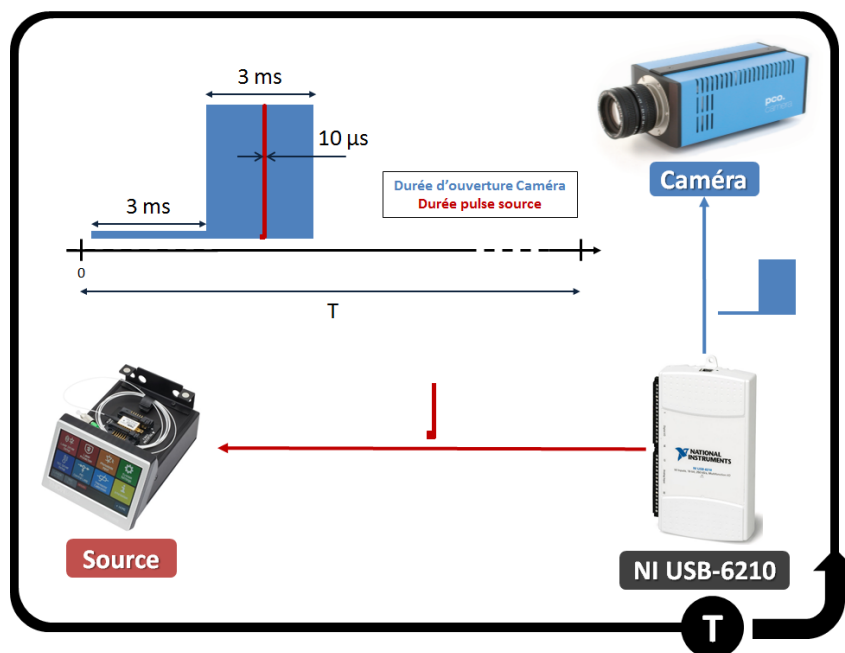


FIGURE 3.51 – Synchronisation de la caméra et de la source utilisées

Ce schéma de synchronisation a donc été mis en œuvre et nous a permis de nous affranchir des effets des vibrations mécaniques susceptibles d'altérer les résultats de nos mesures interférométriques.

A ce stade, une première tâche a consisté à vérifier la validité du schéma de synchronisation. Pour ce faire, nous avons remplacé le substrat de mesure par un miroir de même diamètre que celui-ci et présentant les mêmes caractéristiques que le miroir de référence. La Figure 3.52 présente les tous premiers interférogrammes que nous a alors permis d'enregistrer notre banc de mesure de phase.

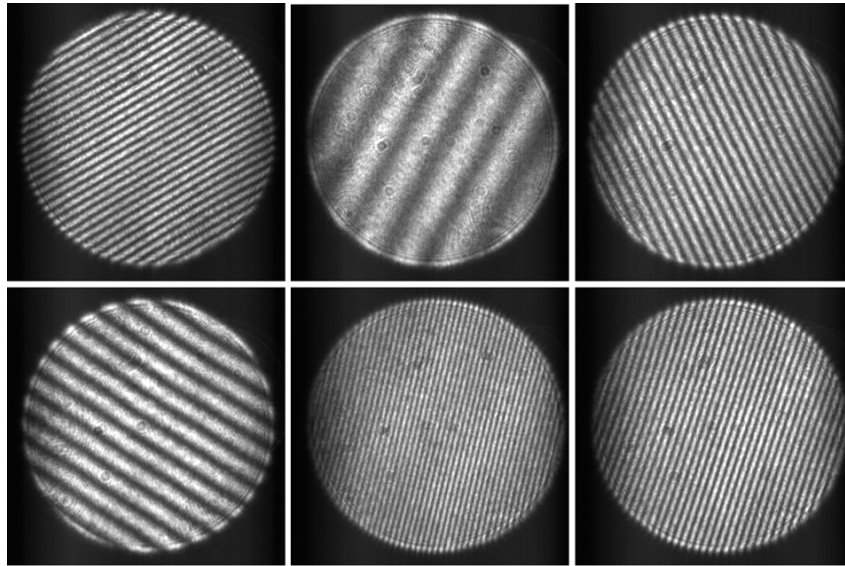


FIGURE 3.52 – Quelques exemples d'interférogrammes enregistrés par notre banc de mesure, version laboratoire

Ces enregistrements ont été effectués à une cadence de rafraîchissement de 2 Hz, représentative de celle imposée par la vitesse de rotation du porte-substrat de la machine de dépôt DIBS. Ces 6 interférogrammes correspondent à des configurations de travail variées, caractérisées par des inclinaisons relatives entre les deux miroirs de valeurs et de directions différentes.

Nous venons ainsi de valider deux points importants que sont, d'une part, le fonctionnement de la source en mode pulsé et sa synchronisation avec l'ouverture et la fermeture de la caméra, et d'autre part, l'insensibilité de notre acquisition à la présence de vibrations. Nous avons en effet testé cette aptitude en sollicitant fortement le banc de mesure au travers de chocs répétés. Cette stabilité sera toutefois quantifiée de manière plus précise un peu plus loin dans cette partie consacrée aux aspects expérimentaux.

3.4.1.5 Séparation des faces avant et arrière du substrat

Après avoir validé notre capacité à nous affranchir des vibrations susceptibles d'affecter notre montage interférométrique, nous allons maintenant vérifier si nous parvenons bien à séparer les deux réflexions générées par le substrat de mesure, à savoir celles se produisant respectivement sur sa face avant et sa face arrière.

Comme cela a été montré dans la partie théorique, les franges d'interférence ne sont visibles qu'au voisinage immédiat de la différence de marche nulle entre les deux bras de l'interféromètre. L'onde arrivant sur le substrat de mesure subit d'autre part deux réflexions, la première sur la face avant constituée par le dioptre Air/Verre, et la seconde sur la face arrière constituée par le dioptre Verre/Air. Entre ces deux positions, la différence de marche varie d'une quantité proche de $2n_s e_s$, et, par suite, il doit exister deux positions du miroir de référence pour lesquelles la visibilité du phénomène d'interférences est maximale.

Ainsi, lorsque la distance entre le cube séparateur et le miroir de référence est proche de celle entre le cube séparateur et l'une des deux faces du substrat, nous obtenons une figure d'interférence de contraste significatif, et, dans le cas contraire, nous observons juste un fond continu, dépourvu de toute modulation. Ainsi, en faisant la transformée de Fourier en deux dimensions de la répartition d'intensité $I(x, y)$ reçue par la caméra, nous verrons apparaître les ordres +1 et -1 en plus de l'ordre 0, si et seulement si le miroir de référence se trouve dans une position de différence de marche nulle par rapport à l'une des faces du substrat.

En notant $\tilde{I}(f_x, f_y)$ la transformée de Fourier de $I(x, y)$, nous pouvons schématiser cette manipulation comme représenté à la Figure 3.53.

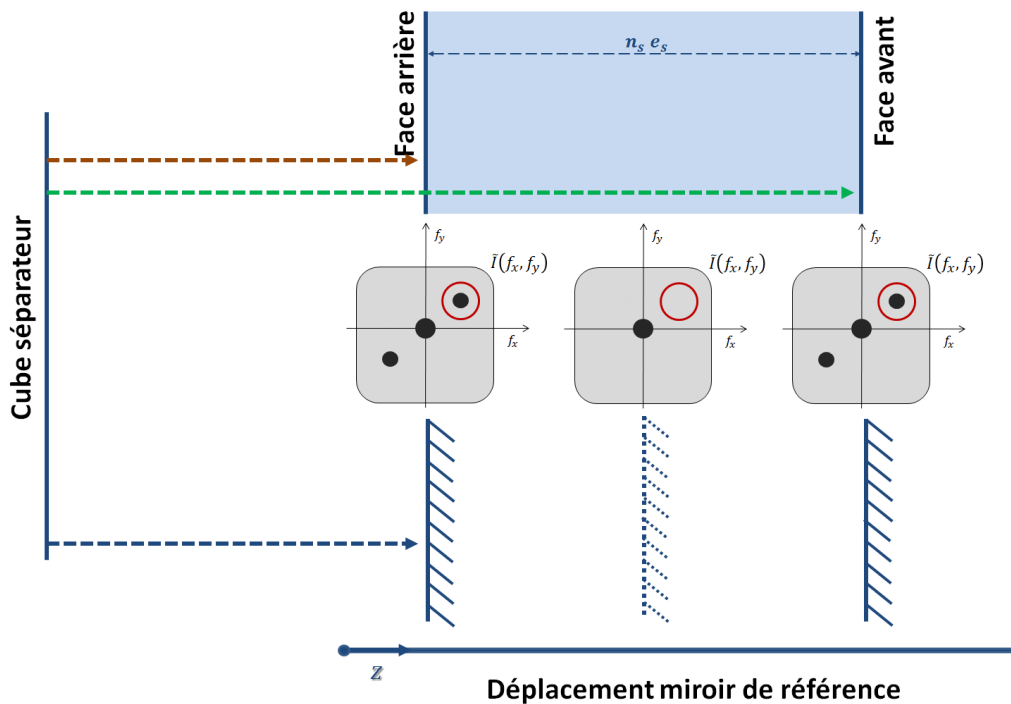


FIGURE 3.53 – Schéma de la manipulation de séparation des faces avant et arrière du substrat de mesure

Les flèches en traits discontinus de couleurs marron et verte désignent les distances entre le cube séparateur et respectivement la face notée arrière et celle notée avant du substrat de mesure. Quant à flèche de couleur bleue foncée, elle désigne la distance entre le cube séparateur et l'unique face réfléchissante du miroir de référence.

Ainsi, en faisant varier, à chaque acquisition, la position du miroir de référence suivant

l'axe \vec{z} , nous devrions pouvoir mettre en évidence les réflexions sur la face avant et arrière du substrat en visualisant, en fonction de la position z , l'intensité de l'ordre +1 divisée par celle de l'ordre 0. Nous avons réalisé cette manipulation en faisant varier la position du miroir de référence avec un pas de $1 \mu\text{m}$ autour des positions de différence de marche nulle et nous avons obtenu les courbes présentées à la Figure 3.54.

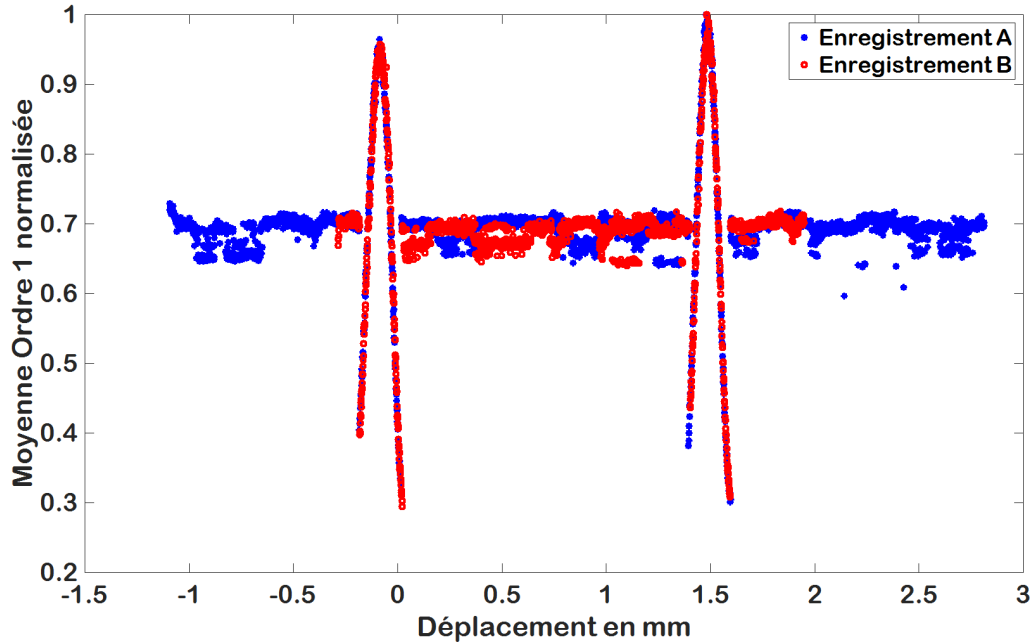


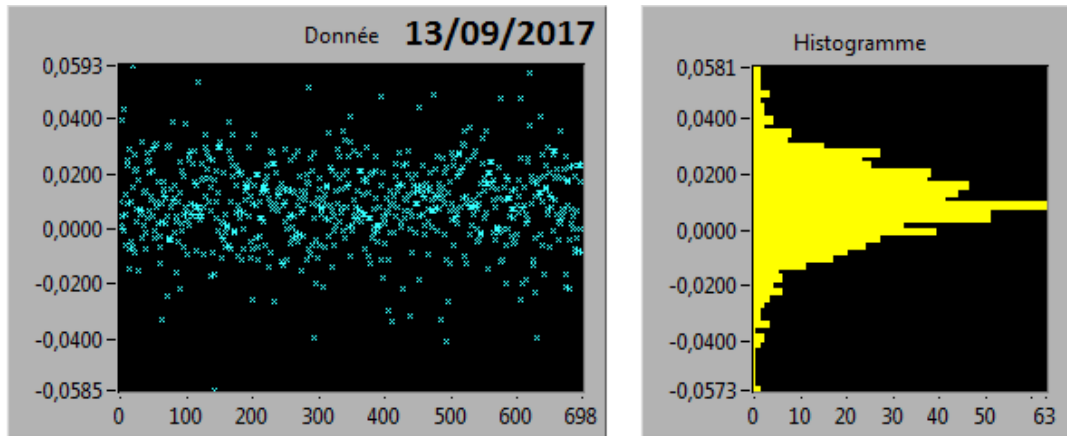
FIGURE 3.54 – Série de deux d'enregistrements de l'évolution de l'intensité de l'ordre +1 en fonction de la position du miroir de référence

Ces courbes montrent clairement les deux positions du miroir de référence pour lesquelles nous obtenons des franges d'interférence. Par ailleurs, grâce à leur différence d'intensité, nous pouvons identifier la face avant du substrat, qui correspond au pic de moindre intensité, et la face arrière, qui correspond au pic le plus intense. De plus, l'écart entre ces deux pics est constant et de l'ordre de $1,58 \text{ mm}$, ce qui correspond à la valeur attendue dans le cas d'un substrat de silice de 1 mm d'épaisseur à la longueur d'onde de 830 nm . Pour terminer, nous soulignerons l'absence de tout chevauchement entre les deux pics, ce qui valide notre choix de filtre.

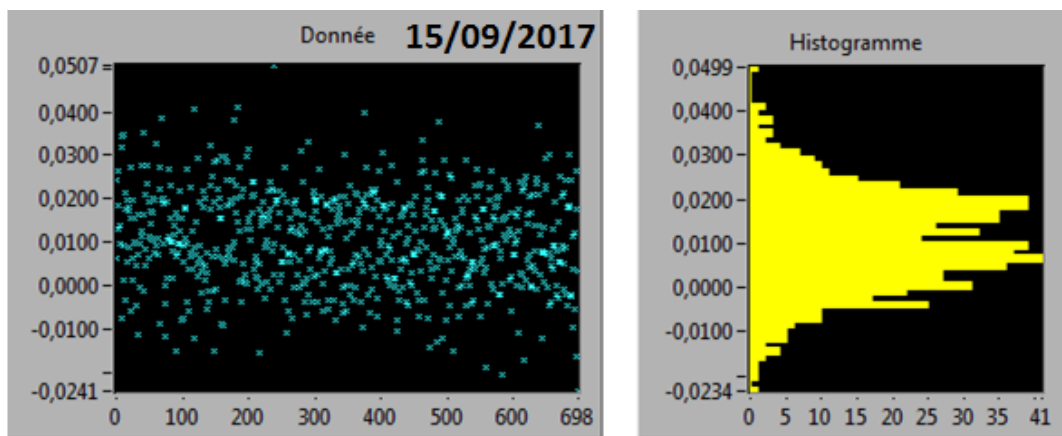
3.4.1.6 Mesure de la différence de phase en statique

Une fois validée cette séparation entre face avant et face arrière, nous avons choisi de poursuivre la caractérisation de notre montage de laboratoire en quantifiant la stabilité de nos mesures de phase en l'absence de dépôt. En effet, dans une telle configuration, la différence de phase $\Delta\rho = \rho_C - \rho_A$ entre la zone centrale de mesure (ρ_C) et la zone annulaire de référence (ρ_A) de notre substrat doit être identiquement nulle, et les fluctuations du résultat de cette soustraction constitueront donc un très bon indicateur de notre bruit résiduel de mesure de phase.

La Figure 3.55 présente les résultats obtenus pour deux mesures de stabilité réalisées à deux instants différents.



$$\langle \Delta\rho \rangle = 0,0092 \text{ radians} - \sigma_{\Delta\rho} = 0,0145 \text{ radians}$$



$$\langle \Delta\rho \rangle = 0,0001 \text{ radians} - \sigma_{\Delta\rho} = 0,0133 \text{ radians}$$

FIGURE 3.55 – Résultats de mesure de la stabilité temporelle du montage interférométrique, version laboratoire

On constate que la valeur moyenne de l'écart $\Delta\rho$ est nulle à mieux que 0,01 radians (soit environ $\lambda/600$) et que l'écart type de fluctuations de ce paramètre est du même ordre de grandeur (typiquement $\sigma_\phi \approx 0,015$ radians, soit environ $\lambda/400$). Ces résultats de mesure de stabilité sont très satisfaisants, même s'ils devront être naturellement confirmés par des mesures similaires réalisées en configuration nominale de fonctionnement, c'est-à-dire sur le bâti de dépôt et avec un substrat mobile en rotation.

La qualité des résultats que nous avons obtenus sur la version laboratoire de notre montage était donc suffisamment encourageante pour que nous décidions d'aborder son intégration sur notre bâti de dépôt DIBS, et d'en effectuer la caractérisation, puis la qualification, en conditions opérationnelles.

3.4.2 Intégration du banc sur la machine de dépôt

Nous sommes donc maintenant arrivés à la mise œuvre expérimentale, sur notre machine de dépôt DIBS, du banc de mesure de phase que nous avons préalablement caractérisé en

version laboratoire. La Figure 3.56 présente de manière schématique la démarche d'intégration que nous avons suivie.

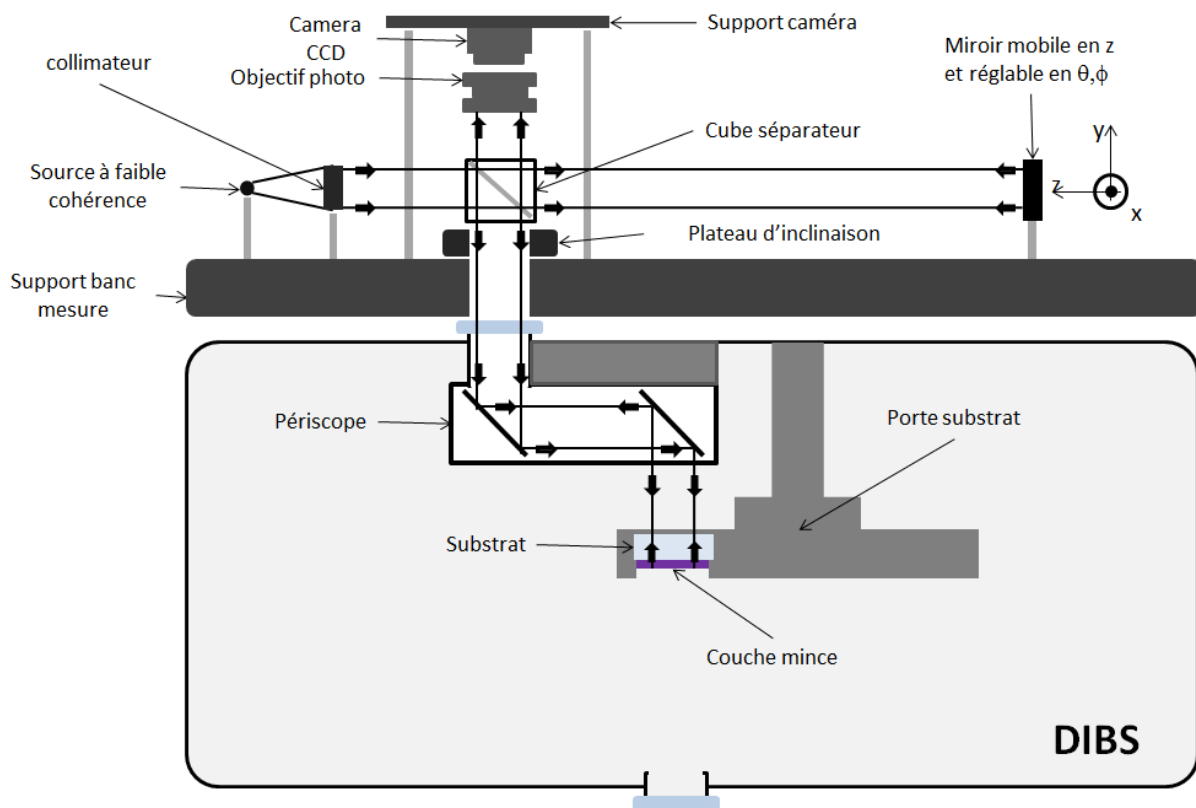


FIGURE 3.56 – Schéma du dispositif de mesure de phase *in situ*

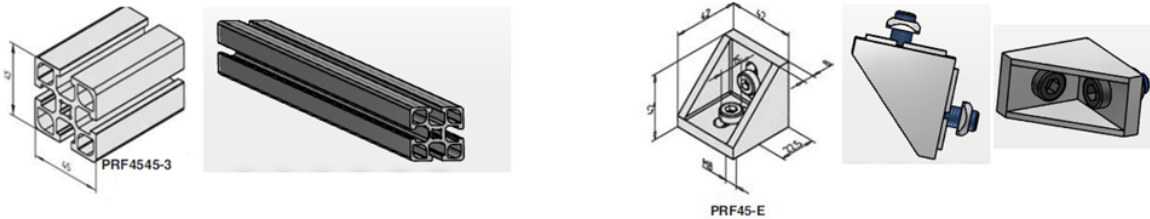
Dans cette démarche, nous avons du prendre en considération deux points importants :

- La géométrie de la partie supérieure de la machine de dépôt DIBS
En effet, cette partie supérieure ne présente pas d'interface plane sur une longueur suffisante pour permettre d'y poser, sans précautions particulières, le niveau 1 de notre montage de laboratoire (cf. Figure 3.45). Nous avons donc décidé de confier à l'atelier de mécanique de l'Institut Fresnel, la conception et la réalisation d'un châssis dédié à cette fonction d'interfaçage. Cette réalisation a constitué pour nous une étape cruciale car elle devait prendre en compte l'ensemble des contraintes d'encombrement correspondant à la partie supérieure de la machine et définir un système d'interfaçage suffisamment stable pour qu'il ne soit pas affecté par les vibrations engendrées par la machine de dépôt durant son fonctionnement.
- La gestion de la rotation du porte-substrat
Pendant le dépôt d'empilements de couches minces optiques, le porte-substrat est, comme nous l'avons déjà indiqué, mis en rotation afin d'améliorer l'uniformité spatiale des couches déposées. Ainsi, au sens strict, le bras de mesure de notre montage interférométrique n'existe qu'aux instants où le substrat de mesure arrive en regard du faisceau. Cela nous a conduit à amender notre système de synchronisation.

3.4.2.1 Le châssis d'interfaçage

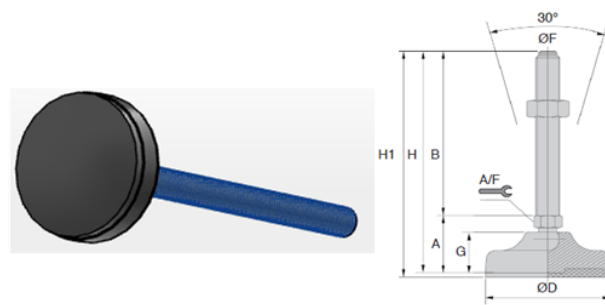
Une des premières tâches à laquelle nous nous sommes consacrés a été l'installation du banc de mesure de phase sur notre machine DIBS. Nous devons en effet installer la partie supérieure du banc de phase, c'est-à-dire celle constituée par le bras de référence, en partie haute du bâti, où se trouve le hublot d'entrée qui rendra possible le passage de l'onde de mesure.

Ce châssis d'interfaçage a été conçu à partir d'un profilé d'aluminium standard de 3 mètres de long, découpé et assemblé grâce à des équerres de fixation.



Profilé aluminium standard, section 45 x 45 mm

Equerre, pour profilé PRF45



Pied plastique à rotule

FIGURE 3.57 – Pièces mécaniques utilisées dans la conception du châssis d'interfaçage entre le banc de phase et la machine DIBS

La conception de ce châssis a été menée de manière à soutenir au mieux la table optique, et d'éviter ainsi, autant que possible, la mise en vibration de cette dernière lors du fonctionnement de la machine. Nous avons ainsi fixé, à l'aide de vis, la table optique au châssis, puis grâce à des pieds plastiques à rotule, nous avons créé un appui de force réglable sur le haut de la machine afin de rigidifier l'ensemble ainsi constitué. La Figure 3.58 regroupe quelques photographies prises au cours des étapes de réalisation et d'installation de ce châssis.

On notera que la hauteur hors tout de ce système d'interfaçage est relativement réduite. En effet, toujours pour des raisons de stabilité d'ensemble, nous avons recherché le meilleur compromis possible entre facilité d'utilisation et rigidité.

3.4.2.2 Ajustement du bras de référence

Cette intégration est d'autre part susceptible de redéfinir entièrement la longueur du bras de mesure, c'est-à-dire la distance parcourue par l'onde entre la sortie du cube séparateur



FIGURE 3.58 – Étapes de réalisation et d'intégration du châssis assurant l'interfaçage entre le banc de mesure de phase et la machine de dépôt DIBS

et le substrat de mesure placé dans le porte-substrat. Et ceci pourrait donc également avoir un impact sur la longueur du bras de référence. Toutefois, dans la version laboratoire, la longueur effective des bras de référence et de mesure avait été choisie de manière à approcher au mieux les distances effectives de fonctionnement.

Il n'en reste pas moins vrai que la position du miroir de référence a été jugée trop proche de l'extrémité du banc et qu'il nous a paru utile d'insérer un système de renvoi à deux miroirs permettant de localiser ce miroir de référence plus au centre du banc. Ce système de renvoi est représenté à la Figure 3.59.

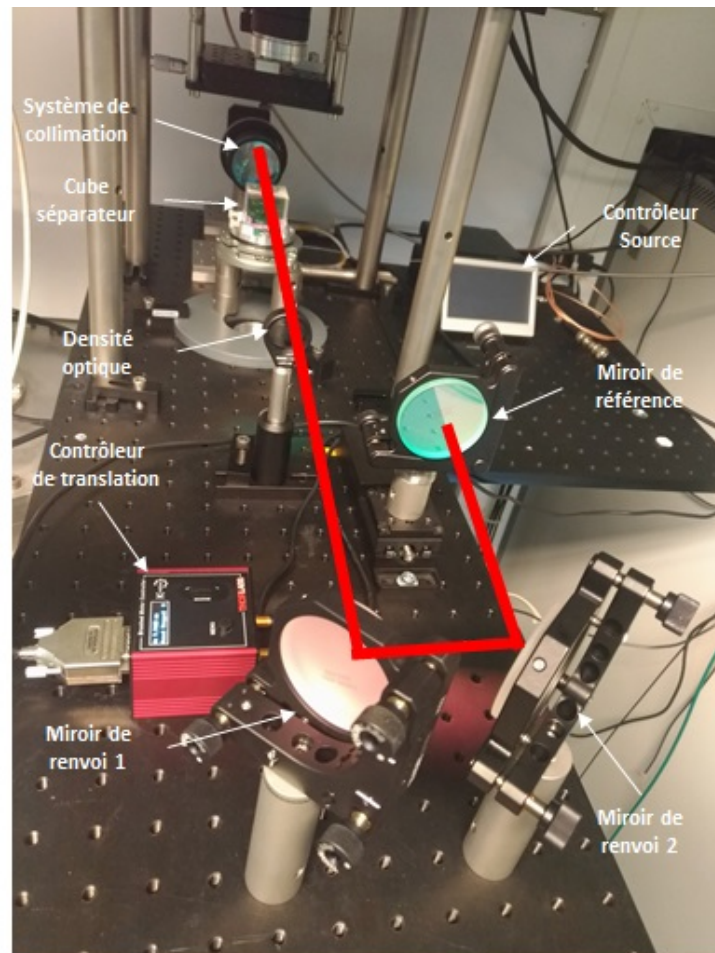


FIGURE 3.59 – Système de renvoi optique utilisé sur le bras de référence

On notera également la présence d'une densité optique entre le cube séparateur et le premier miroir du système de renvoi. L'emploi de cette densité a pour but d'ajuster le rapport de flux entre les deux bras de l'interféromètre. En effet, l'onde de mesure traverse un ensemble de composants (hublot, périscope) qui affectent de manière significative le niveau de flux qui lui correspond, ce qui n'est évidemment pas le cas pour l'onde de référence (les miroirs de renvoi que nous avons insérés dans le trajet introduisent de très faibles pertes).

Nous venons ainsi de trouver des solutions concernant l'ajustement du bras de référence par rapport à celui de mesure, en terme de longueur et de flux. Il nous reste à présent à revoir le mode d'interfaçage du substrat dans le porte-substrat.

3.4.2.3 Configuration du porte-substrat

Après intégration sur le bâti et réglage de la différence de marche nulle, nous avons constaté que notre longueur effective de bras était de l'ordre du mètre. Dans le cas du miroir de référence, cela ne pose pas réellement de problème, mais la situation n'est pas exactement la même dans le cas du substrat de mesure, car celui-ci ne possède pas de réglage fin de sa position angulaire.

Nous avons donc été conduits à rajouter au porte-substrat un dispositif de réglage de type (θ, ϕ) , comme représenté à la Figure 3.60.

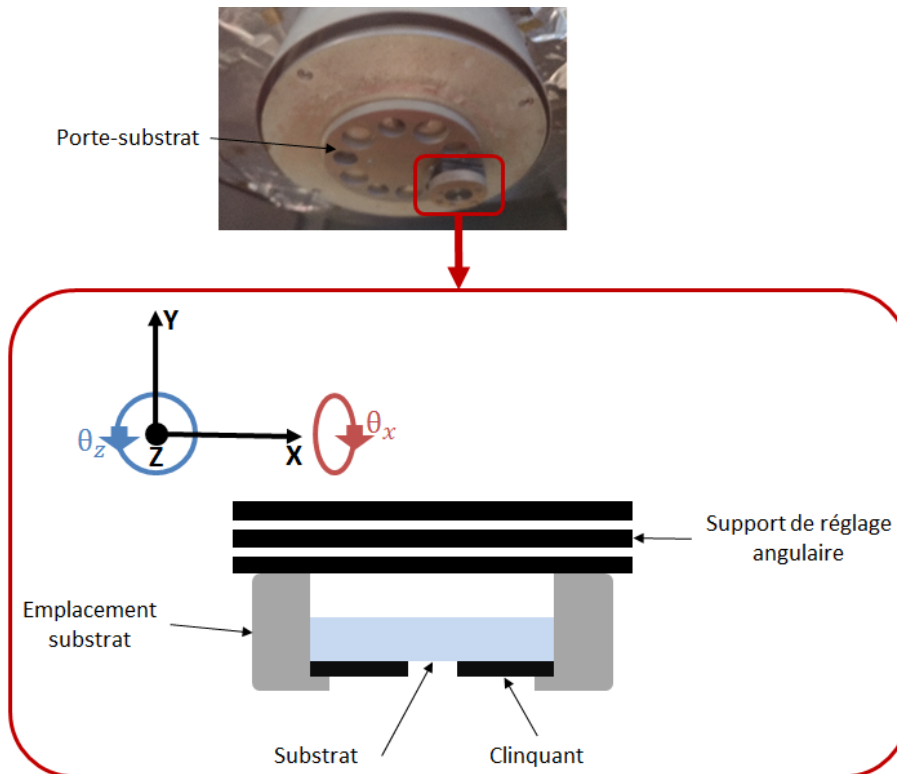


FIGURE 3.60 – Système de réglage de la position angulaire du substrat de mesure

En synthèse, nous disposons d'un montage permettant :

- d'obtenir la différence de marche nulle pour l'une ou l'autre des réflexions générées par le substrat de mesure,
- d'ajuster le rapport des flux entre bras de mesure et bras de référence, grâce à l'insertion d'une densité optique de valeur appropriée,
- d'assurer un réglage fin de la position angulaire du substrat de mesure.

Il nous reste à présent à gérer la rotation du porte substrat et les problèmes de synchronisation qui y sont liés.

3.4.2.4 Gestion de la rotation du porte-substrat

Nous avons déjà abordé cette question au paragraphe 3.4.1.4 dans le cas de la version laboratoire, et donc statique, de notre système de mesure. La principale différence à

laquelle nous sommes maintenant confrontés est la nécessité de synchroniser l'ensemble de la séquence d'acquisition vis-à-vis d'un ordre de déclenchement externe lié à la rotation du porte-substrat.

Or, dans le cadre du développement du système de contrôle optique multicritère qui équipe le bâti DIBS, nous avons été conduits à développer, comme déjà mentionné au paragraphe 2.4.2, un boîtier électronique de synchronisation, capable de générer des signaux TTL (jusqu'à 4) présentant des retards τ programmables vis-à-vis de la détection d'un signal, appelé *Top Home* et fourni par le système motorisé assurant la rotation du porte-substrat. La valeur de ce retard τ s'exprime en nombre de tops, sachant que 1024 tops correspondent à un tour complet du porte-substrat. Rappelons que la cadence de rotation de ce porte-substrat est de 2 Hz, ce qui signifie que chaque top correspond à un incrément temporel d'environ 500 μ s.

Pour que l'acquisition de l'interférogramme se produise au moment où le substrat est parfaitement centré sur la voie de mesure, il est donc nécessaire que ce top de synchronisation déclenche directement l'émission de la source lumineuse, tout en permettant un réglage de la durée de cette émission. C'est la raison pour laquelle ce top de synchronisation est en fait envoyé vers un générateur d'impulsions programmable qui, lui-même, est raccordé à la source, comme représenté de manière schématique à la Figure 3.61.

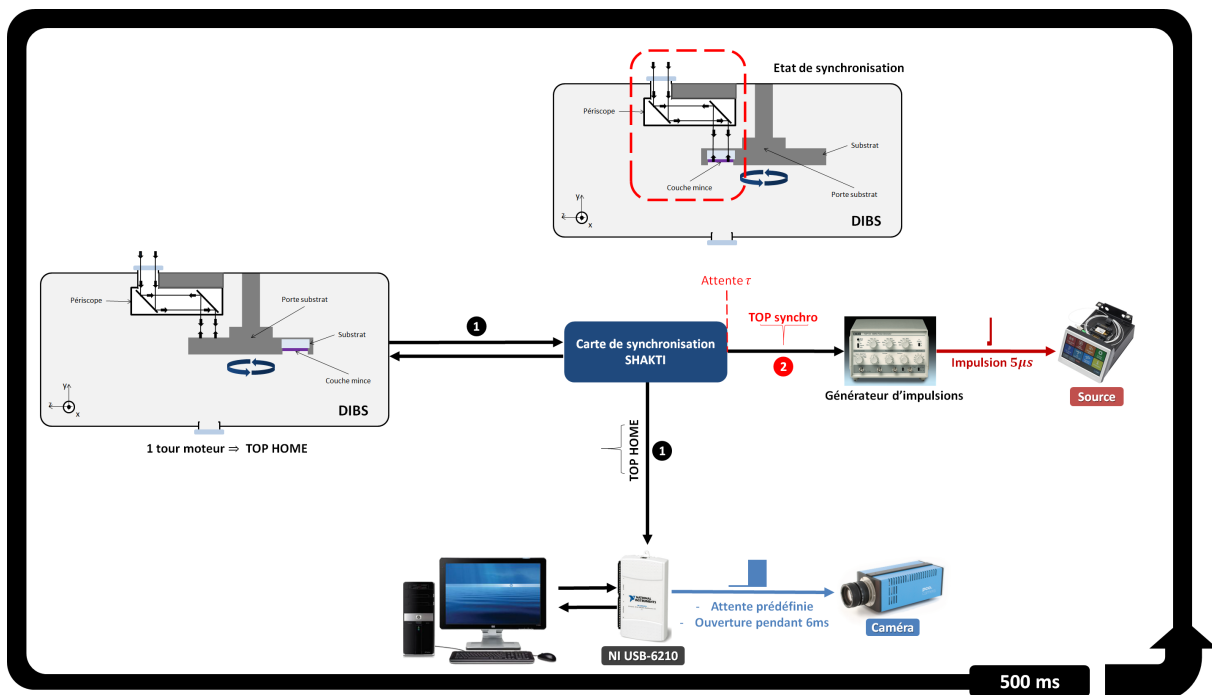


FIGURE 3.61 – Schéma de synchronisation de la source et de la caméra sur DIBS

Mais il nous reste à ouvrir la caméra au bon moment vis à vis de cette émission de lumière. Pour ce faire, le PC de pilotage de notre expérimentation détecte l'arrivée du *Top Home* à l'aide d'une carte de numérisation NATIONAL INSTRUMENTS NI USB-6210, et envoie ensuite un premier signal de déclenchement à la caméra pour son ouverture, puis un second pour sa fermeture, la durée séparant ces deux ordres étant choisie suffisamment grande pour que l'on soit certain que l'impulsion lumineuse d'éclairage se produise toujours pendant cette période d'ouverture, et ce malgré la présence possible de phénomènes de

jitter soft qui sont toujours susceptibles d'intervenir dans le cas d'un déclenchement géré par ordinateur.

3.4.3 Caractérisation *in situ* du banc de mesure de phase

3.4.3.1 Séparation des faces avant et arrière du substrat de mesure

Nous avons souhaité reprendre cette étape de caractérisation à l'identique de ce qui avait été fait pour la version laboratoire afin de nous assurer du bon fonctionnement de notre montage, mais aussi de l'impact éventuel de la mise sous vide du bâti. Les résultats obtenus sont présentés à la Figure 3.62.

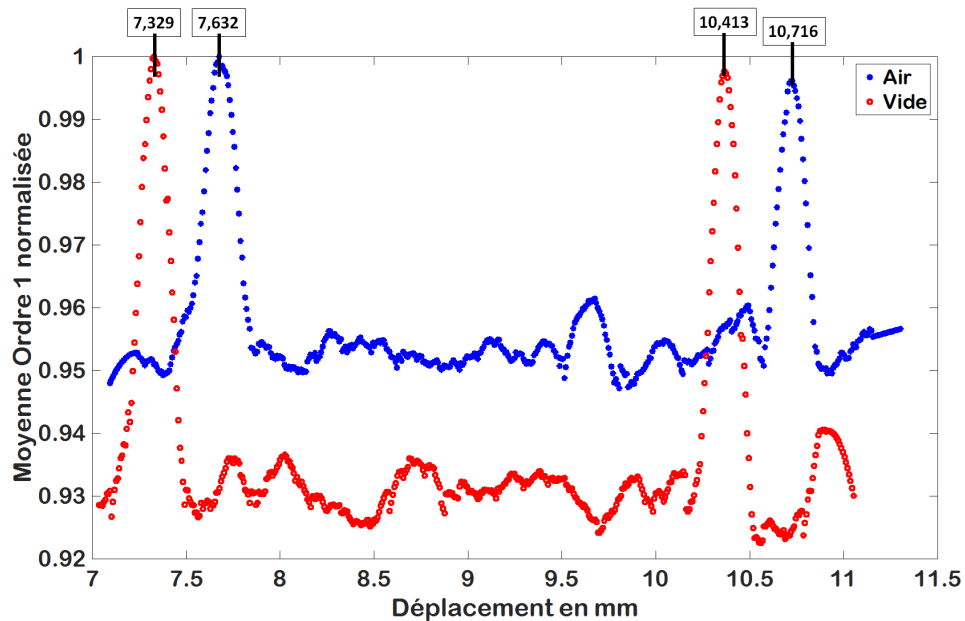


FIGURE 3.62 – Séparation des faces avant et arrière du substrat

Ces courbes montrent clairement les deux positions de différence de marche nulle du miroir de référence, positions pour lesquelles nous obtenons des franges d'interférence. L'écart entre ces deux pics est constant et de l'ordre de 3,08 mm, ce qui correspond à l'épaisseur optique du substrat de silice que nous avons utilisé dans ce cas, soit 2 mm. En bleu, nous avons la mesure effectuée lorsque l'ensemble de l'expérimentation est à pression atmosphérique, et en rouge, celle réalisée lorsque la pression résiduelle dans le bâti est de 6×10^{-6} mbar.

Le décalage entre ces deux traces est lié à la mise sous vide du bâti, qui modifie la distance optique entre le hublot d'entrée et le substrat (on rappelle que l'indice de l'air est d'environ 1,0003 à pression atmosphérique à comparer à 1 pour le vide). Le décalage enregistré, soit environ 0,3 mm, est en bon accord avec l'ordre de grandeur de la distance concernée.

À présent, nous allons vérifier la stabilité de notre système de mesure *in situ*.

3.4.3.2 Mesure de stabilité

Avant de tenter de mesurer l'évolution de la phase à la réflexion durant un dépôt, il est crucial de caractériser au préalable la stabilité de notre système de mesure dans son nouvel environnement de fonctionnement. En effet, ce dernier est bien différent de celui dans lequel nous avons réalisé et caractérisé la version laboratoire.

Les paramètres de réalisation de cette manipulation sont exactement les mêmes que ceux que nous avons utilisés dans le cas de cette version laboratoire. La seule différence notable réside dans la mise en rotation du porte-substrat et la modification de la méthode de synchronisation qui en a découlé. Le résultat de cette nouvelle mesure de stabilité est présenté à la Figure 3.63.

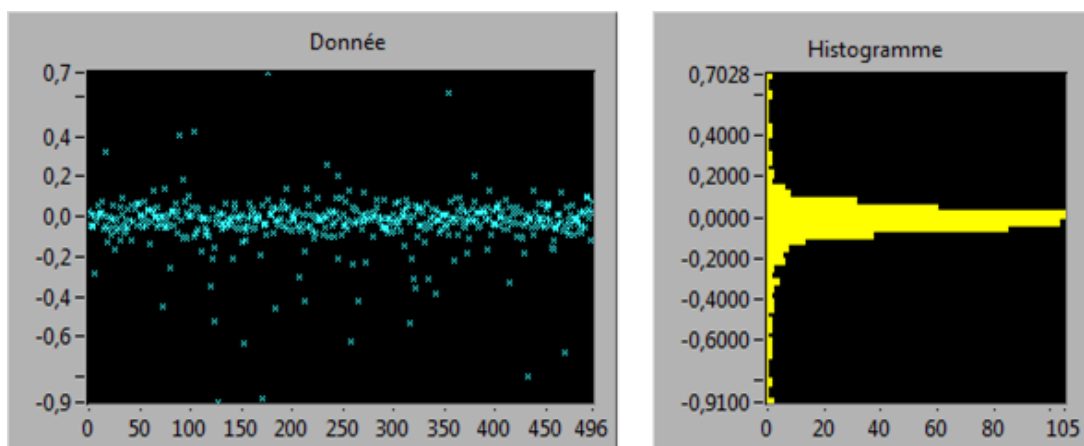


FIGURE 3.63 – Résultat de mesure de la stabilité temporelle de la mesure de phase, version *in situ*

La valeur moyenne de la quantité $\Delta\rho$ est de l'ordre de 0,014 radians (soit environ $\lambda/500$), pour un écart-type σ_ϕ de 0,065 radians (soit environ $\lambda/100$). Ce résultat est très satisfaisant car il est en effet à noter que, pendant le fonctionnement de la machine, les vibrations du banc de mesure de phase sont visibles à l'œil nu.

3.5 Application au suivi d'un dépôt

Nous souhaitons maintenant faire la démonstration que les performances de système de mesure nous permettent de suivre l'évolution de la phase à la réflexion pendant le dépôt d'une monocouche. Pour des raisons pratiques de mise en œuvre liées à l'alignement fin du montage, nous avons choisi de limiter la zone centrale de mesure à un diamètre de 5 mm. La Figure 3.64 suivante présente de manière schématique la configuration du substrat pendant un dépôt.

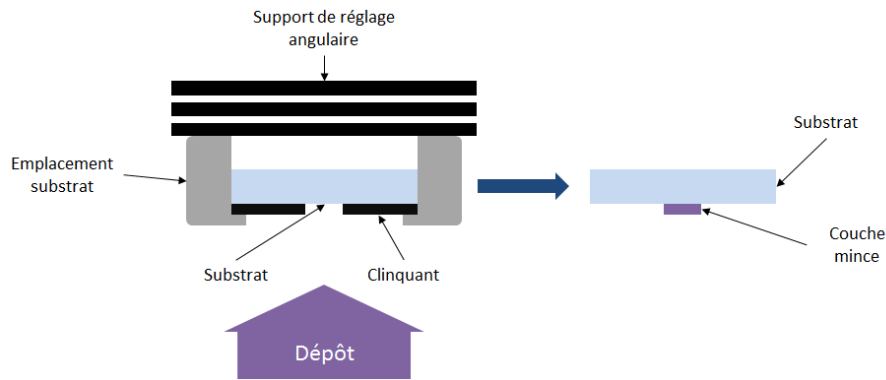


FIGURE 3.64 – Configuration du substrat pendant un dépôt

3.5.1 Cas d'une monocouche de Ta_2O_5

Pour commencer, nous nous sommes intéressés au suivi du dépôt d'une monocouche de Ta_2O_5 . Pour déterminer l'évolution de la phase à la réflexion au fur et à mesure du dépôt de cette monocouche, nous allons utiliser la même méthode de traitement que celle que nous avons détaillée au paragraphe 3.3.3. Cependant, nous pourrions être amenés à modifier certaines étapes de la procédure d'extraction de phase, ou à en rajouter de nouvelles, compte tenu de la nature effective de nos données expérimentales.

Ainsi, comme première étape de traitement, nous avons décidé d'appliquer un fenêtrage de HAMMING à l'interférogramme $I(x, y)$ enregistré :

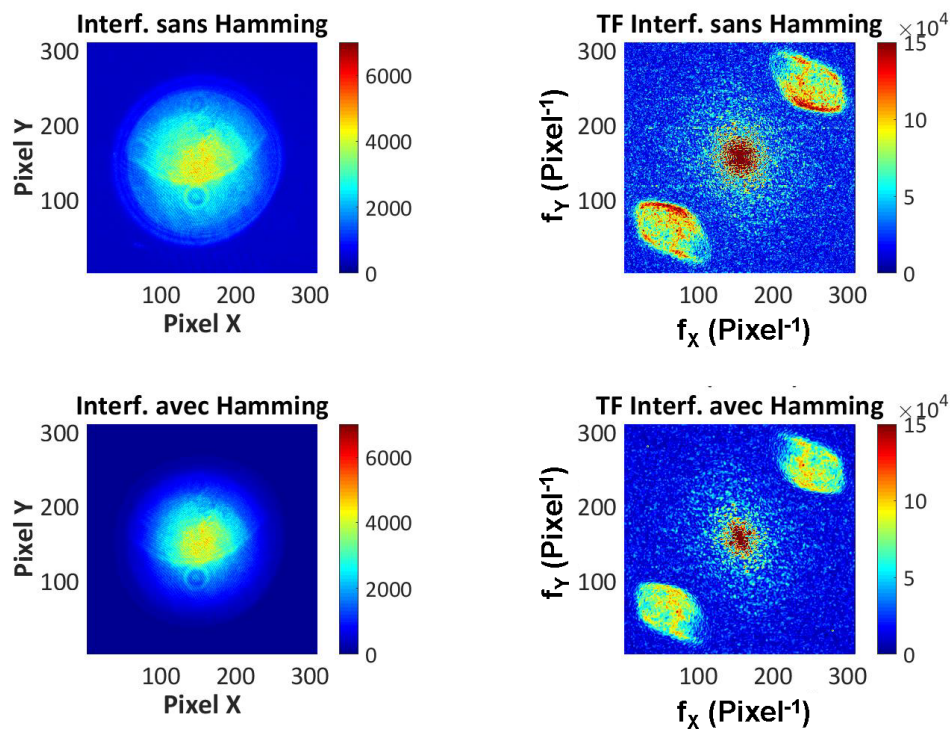


FIGURE 3.65 – Effet du fenêtrage de HAMMING sur l'interférogramme enregistré

Ce fenêtrage permet d'adoucir la discontinuité présente sur ce dernier, et qui est liée à la

transition brutale qui apparaît entre l'image de l'échantillon et le fond [49]. Ce fenêtrage permet ainsi de limiter le recouvrement entre l'ordre zéro et les ordres ± 1 . La Figure 3.65 permet de visualiser l'effet de cette opération de pré-traitement sur l'interférogramme enregistré par la caméra de détection.

Nous pouvons remarquer la présence d'une portion de disque lumineux sur le côté gauche de la figure d'interférence. Il s'agit en fait d'une réflexion partielle sur le hublot d'entrée de la machine de dépôt. Cette réflexion ne se produisant pas pour les mêmes valeurs de différence de marche que le signal utile, elle n'affecte pas de manière significative notre mesure de phase. Ceci montre encore une fois l'importance du recours à une source de faible cohérence temporelle.

Une fois mise en œuvre cette étape préliminaire de fenêtrage effectuée, nous pouvons appliquer la transformée de Fourier à l'interférogramme résultant et poursuivre notre procédure d'extraction de phase. La Figure 3.66 présente, à titre d'exemple, le résultat obtenu après application de la transformation de Fourier, avant et pendant le dépôt de la couche mince de Ta_2O_5 .

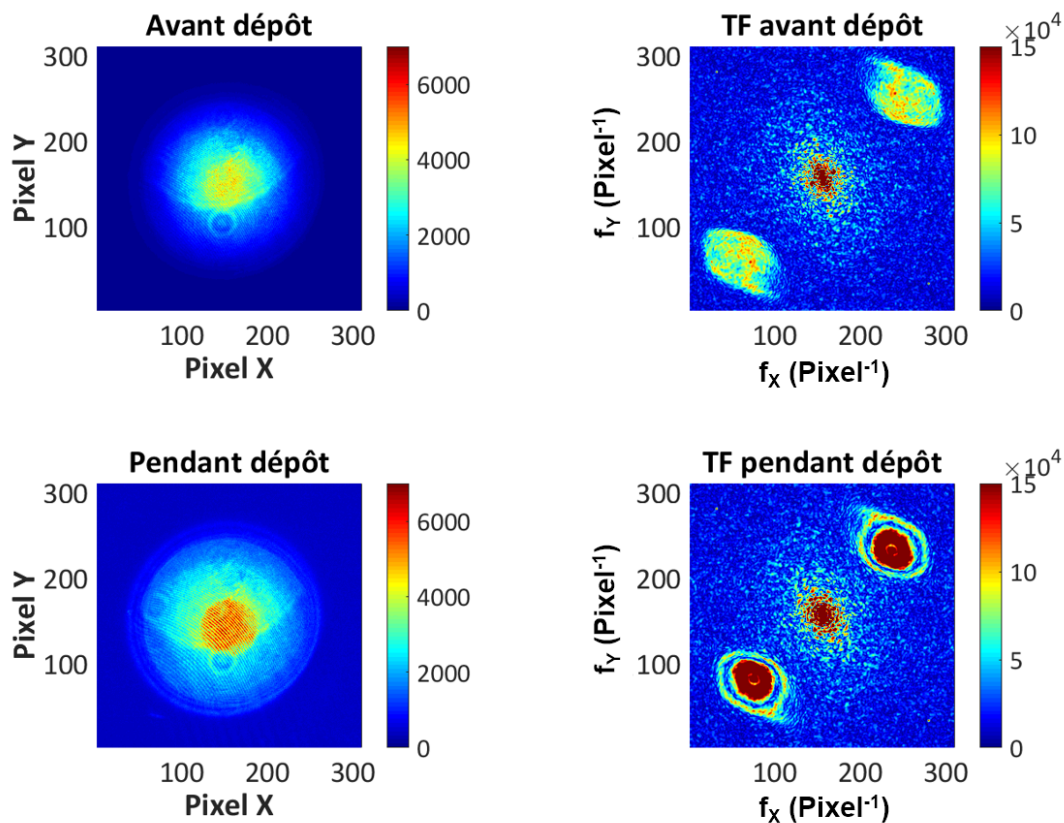


FIGURE 3.66 – Interférogramme enregistré et transformée de Fourier correspondante, avant et pendant le dépôt de Ta_2O_5 .

L'allure générale de ces signaux appelle deux commentaires :

- le premier est relatif à la forme initiale du substrat de silice
La structure des ordres ± 1 est directement corrélée au défaut de planéité de l'objet d'étude, c'est-à-dire, dans notre cas, à celui du substrat de silice. L'étude théorique que nous avons menée a confirmé la présence d'une telle interaction, même dans le

cas de signaux générés par simulation. Si la planéité de notre substrat était parfaite, on peut penser que la forme globale des ordres ± 1 serait plus circulaire. C'est la raison pour laquelle nous avons souhaité vérifier cette hypothèse en appliquant la procédure d'extraction de phase à la totalité de la surface du substrat, avant début du dépôt. Le résultat obtenu est présenté à la Figure 3.67.

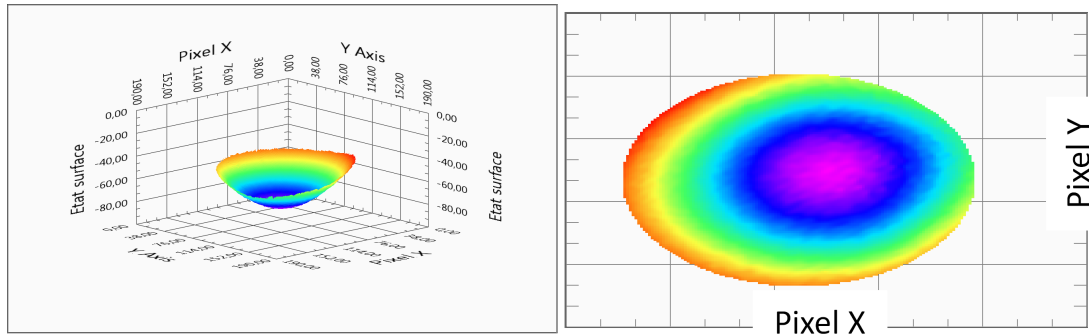


FIGURE 3.67 – Écart à la planéité du substrat

On constate que le substrat que nous utilisons dans cette expérience présente un défaut de planéité de type sphérique, avec une légère composante d'astigmatisme. Notons toutefois que l'amplitude de ces défauts reste relativement faible, de l'ordre de 50 nm.

Nous noterons aussi que cet état initial du substrat n'est pas du tout gênant pour déterminer l'évolution de la phase, ou plutôt de la **différence de phase** à la réflexion pendant le dépôt. En effet, la procédure de traitement que nous avons décrite au paragraphe 3.3.3 nous permet de nous affranchir des défauts de forme initiaux du substrat.

- le second à l'influence du dépôt uniquement présent sur la zone centrale
Sur la Figure 3.66, nous avons placé en partie basse l'interférogramme enregistré (après application du fenêtrage de HAMMING) pendant le dépôt de Ta_2O_5 et sa transformée de Fourier. Ceci met en évidence les conséquences de la présence du dépôt sur chacune de ces deux informations. Sur l'interférogramme, nous voyons apparaître l'augmentation du coefficient de réflexion qui affecte la zone centrale par rapport au reste du substrat, et sur sa transformée de Fourier, nous voyons se produire une rupture entre le centre et le pourtour des ordres ± 1 .

Dans la suite, nous travaillerons uniquement avec l'ordre +1. La prochaine étape va donc consister à isoler cet ordre +1, puis à le ramener au centre. Dans notre approche théorique de la méthode de traitement, nous avons choisi d'utiliser un masque de forme carrée qui semblait garantir un bon compromis entre la sélection du maximum d'informations contenues dans l'ordre +1 et le rejet de celles contenues dans l'ordre 0.

Mais, dans le cas particulier de nos données expérimentales, l'emploi d'un tel masque s'est avéré peu satisfaisant et nous lui avons préféré un masque de forme adaptative et globalement elliptique. La Figure 3.68 présente l'allure globale de nos signaux après utilisation d'un tel masque et recentrage.

Nous pouvons dès lors passer à l'étape suivante qui consiste à appliquer une transformation de Fourier inverse à cet ordre +1 filtré et recentré, puis à en déduire la cartographie de phase à la surface du substrat. Comme cela a été mentionné dans la partie de modélisation

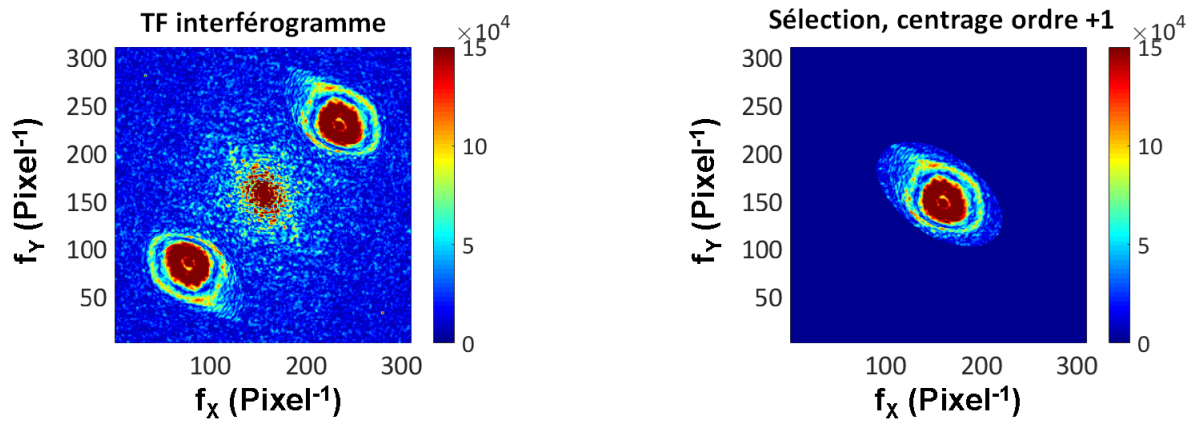


FIGURE 3.68 – Résultat de la sélection et du recentrage de l'ordre +1

théorique, nous utilisons ici la méthode de dépliement de phase proposée par M. A. Herraes et al. [48]. En effet, cette méthode est bien adaptée aux signaux dont nous disposons et qui sont simultanément affectés par du bruit et des discontinuités. Des exemples de résultats obtenus après cette opération de dépliement de phase sont présentés à la Figure 3.69.

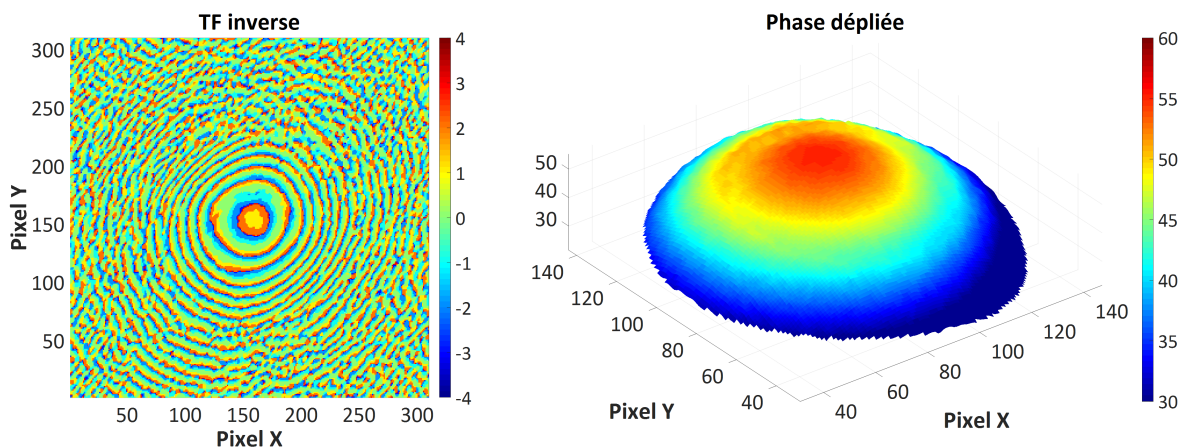


FIGURE 3.69 – A gauche, les cartographies de phase déterminées après transformée de Fourier inverse de l'ordre +1 filtré et recentré. A droite les résultats du dépliement de phase correspondant

Nous sommes donc maintenant en mesure de déterminer le déphasage à la réflexion ρ ainsi que la répartition d'intensité sur les zones annulaire ($\langle S_1 \rangle_A$) et centrale ($\langle S_1 \rangle_C$) du substrat pendant le dépôt.

La Figure 3.70 présente un exemple du résultat obtenu pendant le dépôt de la couche de Ta_2O_5 .

En appliquant cette procédure à chaque instant du dépôt, nous pouvons complètement déterminer l'évolution du coefficient de réflexion $r = |r(\lambda_0, e)|e^{i\rho(\lambda_0, e)}$, en amplitude et en phase durant le dépôt de la couche.

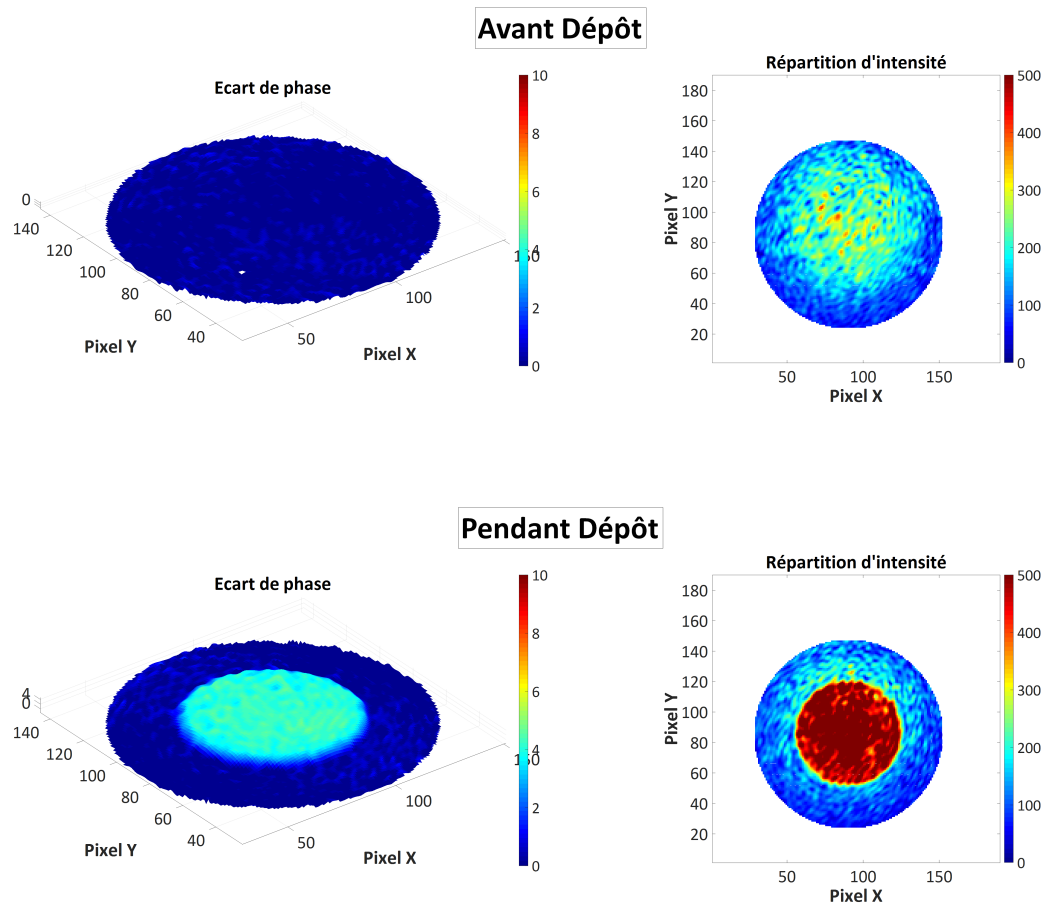


FIGURE 3.70 – Évolution de la différence de phase et de l'intensité sur le substrat entre deux étapes de dépôt

Rappelons ici que le déphasage à la réflexion ρ est à tout instant défini par :

$$\rho(\lambda_0, e) = \langle \Psi \rangle_c(e) - \langle \Psi \rangle_c(0) + 2q(e)\pi$$

où λ_0 désigne la longueur d'onde centrale de la source, e l'épaisseur déposée et $q(e)$ un compteur d'ordre initialisé à 0. Les moyennes de Ψ sont calculées uniquement sur la zone centrale \mathcal{C} , la différence concernant un seul et même substrat, avec (e) ou sans (0) dépôt. La figure 3.71 suivante donne quelques exemples de mesure montrant l'évolution du déphasage $\rho(\lambda_0)$ pendant le dépôt de la couche de Ta_2O_5 .

En ce qui concerne le module du coefficient de réflexion, la procédure utilisée pour sa détermination sera légèrement différente de celle présentée dans la partie modélisation, car elle devra prendre en considération la variation de l'éclairement fourni par le faisceau de mesure à la surface du substrat. En effet, comme indiqué au paragraphe 3.4.1.1.2, le niveau d'éclairement varie d'un facteur 2 entre centre et bord. La Figure 3.72 présente quelques résultats relatifs à l'évolution en niveau et en répartition spatiale du flux pendant le dépôt de la couche de Ta_2O_5 .

Pour s'affranchir de cette variation spatiale de la répartition d'énergie, nous calculerons le module du coefficient de réflexion en normalisant les valeurs mesurées par rapport à

celles obtenues au début de l'expérience, c'est-à-dire avant dépôt soit :

$$|r(\lambda_0, e)| = \frac{\langle S_1 \rangle_c}{\langle S_1 \rangle_A} \cdot |r(\lambda_0, 0)| = \frac{\langle S_1 \rangle_c}{\langle S_1 \rangle_A} \cdot \frac{\langle S_1 \rangle_{A,init}}{\langle S_1 \rangle_{c,init}} \cdot \frac{n_s(\lambda_0) - 1}{n_s(\lambda_0) + 1}$$

où $\langle S_1 \rangle_{A,init}$ et $\langle S_1 \rangle_{c,init}$ désignent les répartitions d'intensité respectivement enregistrées sur les parties annulaire et centrale avant le dépôt.

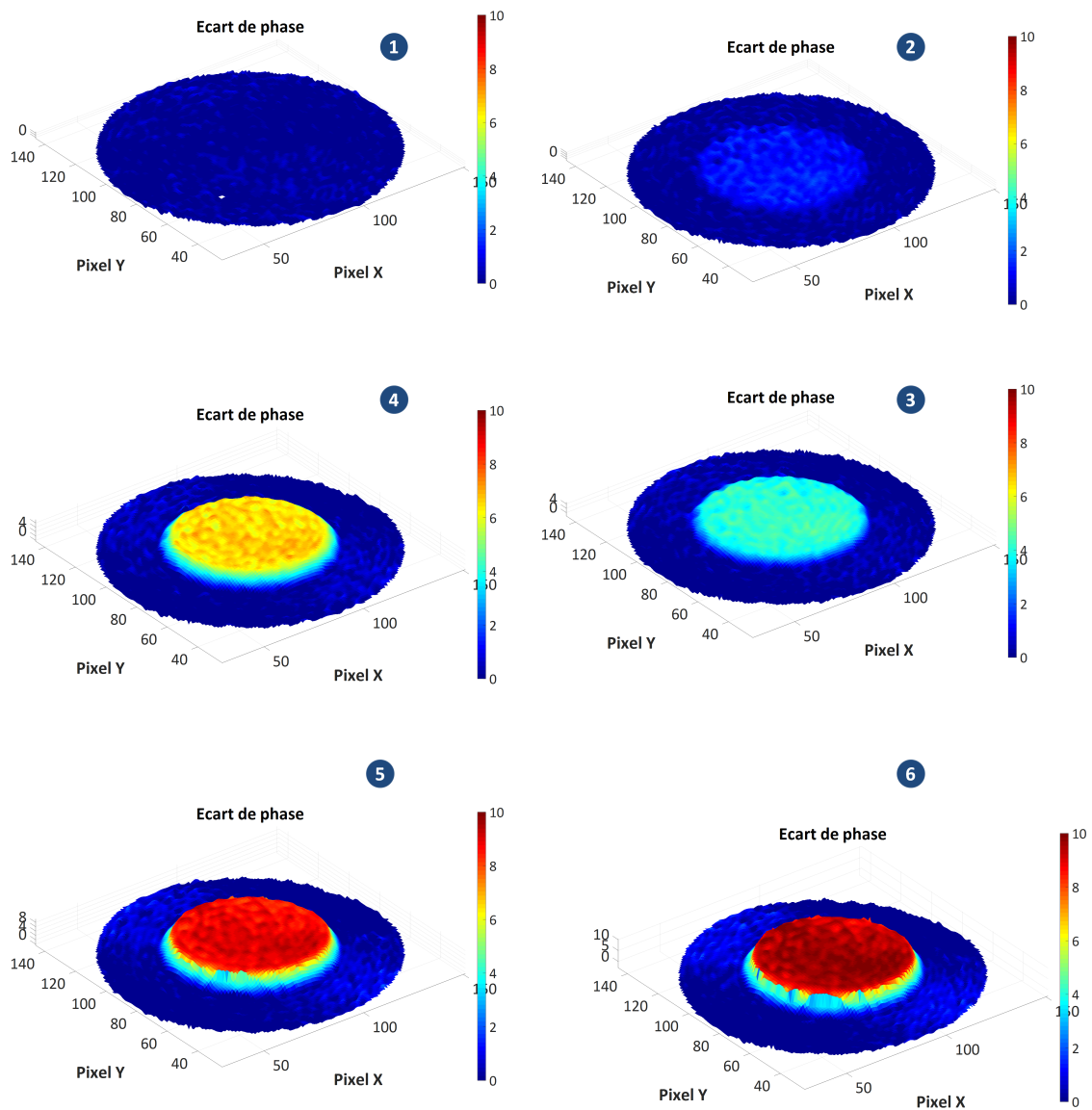


FIGURE 3.71 – Quelques exemples de mesure montrant l'évolution du déphasage $\rho(\lambda_0)$ pendant le dépôt d'une couche de Ta_2O_5

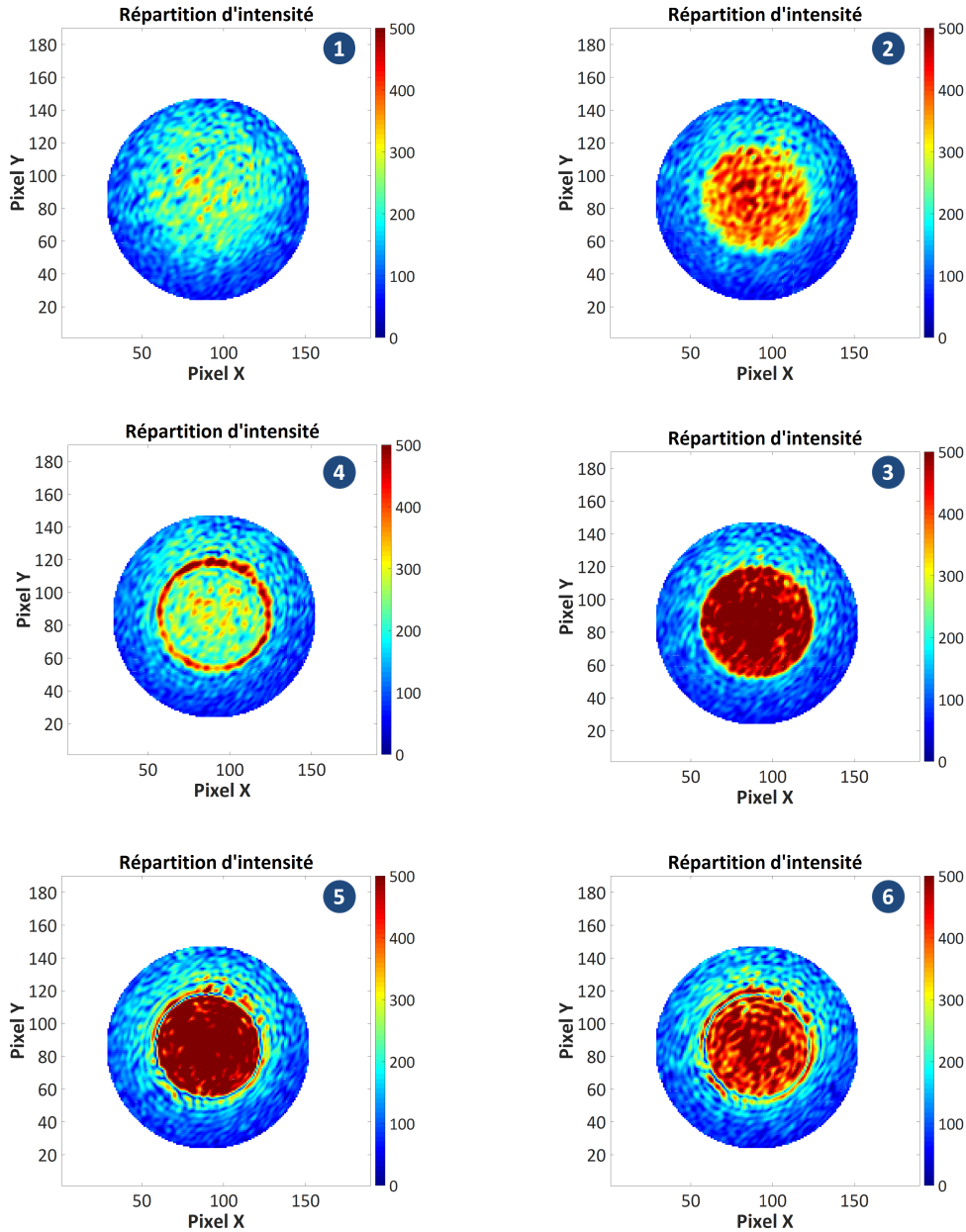


FIGURE 3.72 – Quelques étapes d'évolution de l'intensité pendant le dépôt d'une couche de Ta_2O_5

La Figure 3.73 présente enfin le résultat de la mesure *in situ* de l'évolution du module $|r|$ et de la phase ρ du coefficient de réflexion r au fur et à mesure du dépôt d'une couche de Ta_2O_5 sur un substrat de silice.

On en déduit comment l'admittance de ce dépôt évolue au cours du temps dans le plan complexe (*Admittance Locus*) sachant que dans notre configuration de mesure, nous avons :

$$Y = n_s \left(\frac{1 - r}{1 + r} \right) \quad \text{avec} \quad n_s = 1.4528 \quad @ \lambda = 830 \text{ nm}$$

Ainsi, le résultat de la détermination de l'évolution de l'admittance complexe au cours du dépôt est présenté à la figure 3.74 ci-après.

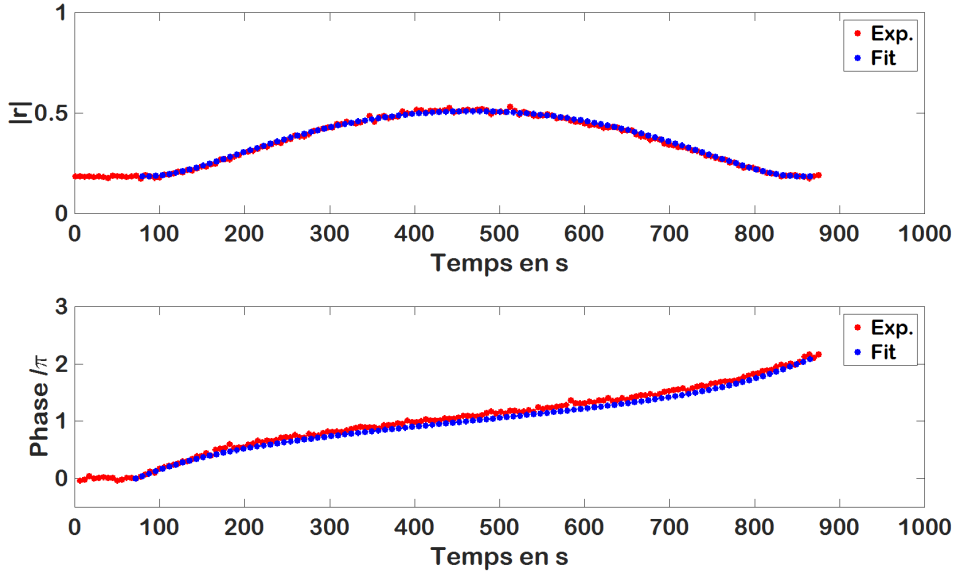


FIGURE 3.73 – Évolution du module $|r|$ et de la phase ρ du coefficient de réflexion de la monocouche de Ta_2O_5 en fonction du temps de dépôt

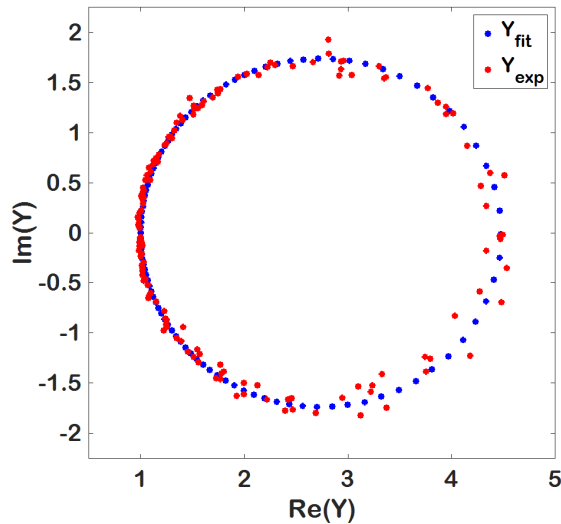


FIGURE 3.74 – *Admittance Locus* associé au dépôt d'une monocouche de Ta_2O_5 sur un substrat de silice

Nous avons associé aux résultats de nos mesures expérimentales (points rouges) un *fit théorique* (points bleus) obtenu par minimisation d'une fonction d'écart quadratique entre ces résultats de mesure et une modélisation théorique utilisant deux paramètres libres, à savoir l'indice de réfraction n_H de la couche à la longueur d'onde de 830 nm et la vitesse v_H de dépôt, qui permet de relier épaisseur e_H de la couche et temps t . On notera la qualité de l'accord obtenu, les mesures utilisées n'ayant en outre fait l'objet d'aucun post-traitement (moyenne glissante, par exemple).

Enfin, les valeurs optimales des deux paramètres libres obtenues par cette procédure d'ajustement sont les suivantes : $n_H @ 830 \text{ nm} = 2,1158$ et $v_H = 0,252 \text{ nm/s}$ (en bon accord avec celles obtenues deux ans auparavant lors des expériences de détermination

d'indice, soit respectivement 2,0976 et 0,245 nm/s).

3.5.2 Cas d'une monocouche de SiO_2

De la même manière que dans le cas du Ta_2O_5 , la méthode que nous avons développée nous permet de suivre le dépôt d'une couche de dioxyde de silicium sur un substrat de silice, malgré la très faible différence d'indice qui les sépare. C'est d'ailleurs l'un des avantages évidents de cette méthode.

Les Figures 3.75 et 3.76 présentent les résultats que nous avons obtenus dans ce cas en utilisant les mêmes formats et échelles que ceux adoptés dans le cas de la monocouche de pentoxyde de Tantale. Comme nous pouvons le noter, le déphasage à la réflexion varie ici

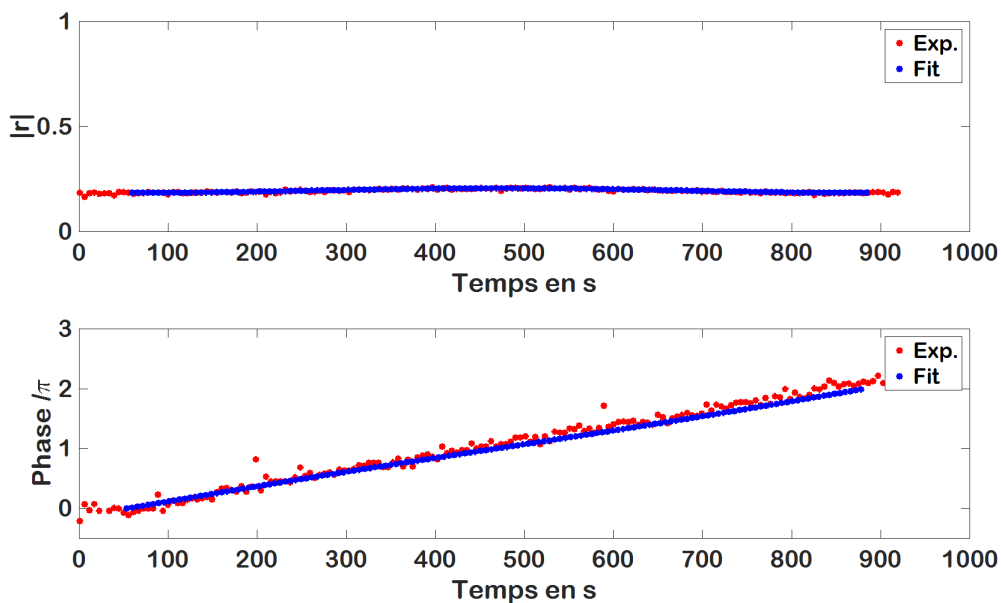


FIGURE 3.75 – Évolution du module $|r|$ et de la phase ρ du coefficient de réflexion de la monocouche de SiO_2 en fonction du temps de dépôt

de manière linéaire en fonction de l'épaisseur déposée. Ce résultat est conforme à ce qui avait été établi de manière théorique au paragraphe 3.3.1.3.

On en déduit le diagramme représentant l'évolution de l'admittance complexe de l'empilement au cours du dépôt de la couche de silice (cf. Figure 3.76).

Les valeurs optimales des paramètres libres utilisés lors de l'optimisation sont ici : $n_B @ 830 \text{ nm} = 1,4864$ et $v_B = 0,337 \text{ nm/s}$, à comparer à celles obtenues lors des dernières expériences de détermination d'indice, soit respectivement 1,4802 et 0,336 nm/s. L'accord est réellement excellent.

Ce résultat est en accord avec ce qui a été prédit par la théorie à l'équation 3.29. En effet, nous pouvons noter que la trajectoire est effectivement un cercle de rayon non nul. À nouveau, on notera la qualité très satisfaisante de l'évolution de l'admittance complexe de la couche au fur et à mesure du dépôt. Un tel montage semble donc particulièrement

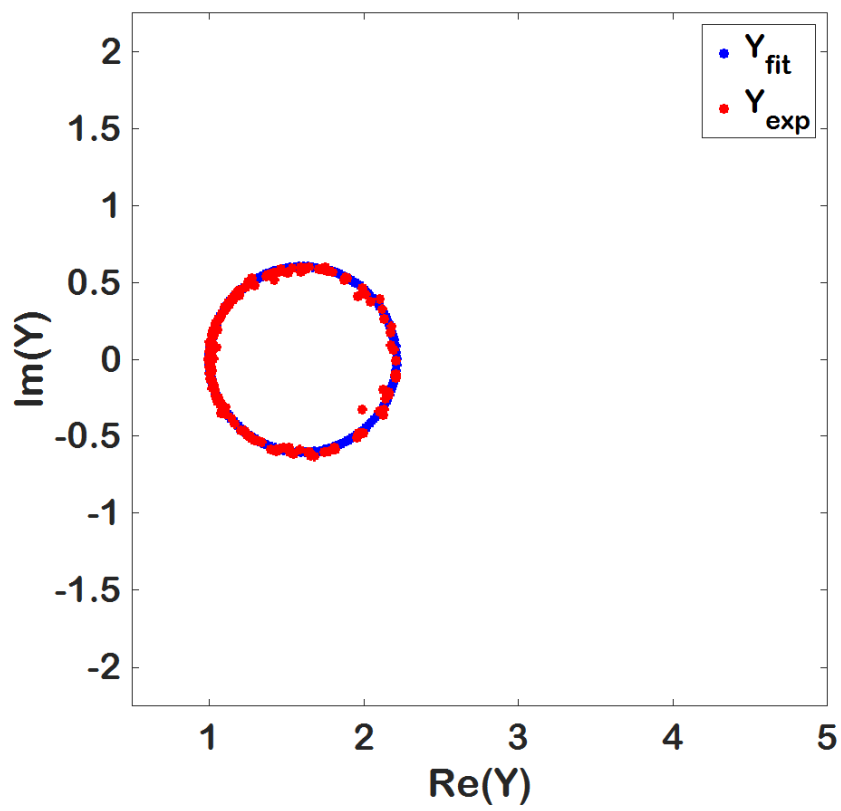


FIGURE 3.76 – *Admittance Locus* associé au dépôt d'une monocouche de SiO_2 sur un substrat de silice

bien adapté au suivi du dépôt de couches d'adaptation dont on sait qu'il est particulièrement délicat à réaliser, vu les faibles effets que ces couches produisent sur les niveaux de transmission ou de réflexion.

3.5.3 Cas d'empilements multicouche complexes

Compte tenu du résultat obtenu dans la partie 3.5.2 concernant le dépôt d'une monocouche de silice sur un substrat de silice, il est tout à fait légitime de vérifier, de manière théorique, le résultat d'une mesure du coefficient de réflexion r dans le cas d'empilements multicouches plus complexes. Nous allons nous intéresser ici à deux cas particuliers, à savoir un anti-reflet à $\lambda=610$ nm et un Fabry-Perot double cavité.

- Anti-reflet à $\lambda=610$ nm

D'usage, la longueur d'onde à laquelle est contrôlé un empilement de couches minces optiques est celle autour de laquelle est réalisée la fonction filtrage. Ainsi, supposons que nous voulions réaliser un anti-reflet autour de $\lambda = 610$ nm. Faire un contrôle en intensité à cette longueur d'onde peut s'avérer assez délicat à mettre en œuvre compte tenu du très faible niveau de réflexion. Cependant, qu'en est-il des variations de phase ?

L'examen de la figure 3.77 nous permet de répondre à cette question. En effet, comme nous pouvons le voir, la courbe de phase modélisée présente une très bonne dynamique qui, de toute évidence permettrait d'effectuer un contrôle en phase avec plus de précision qu'un contrôle en intensité.

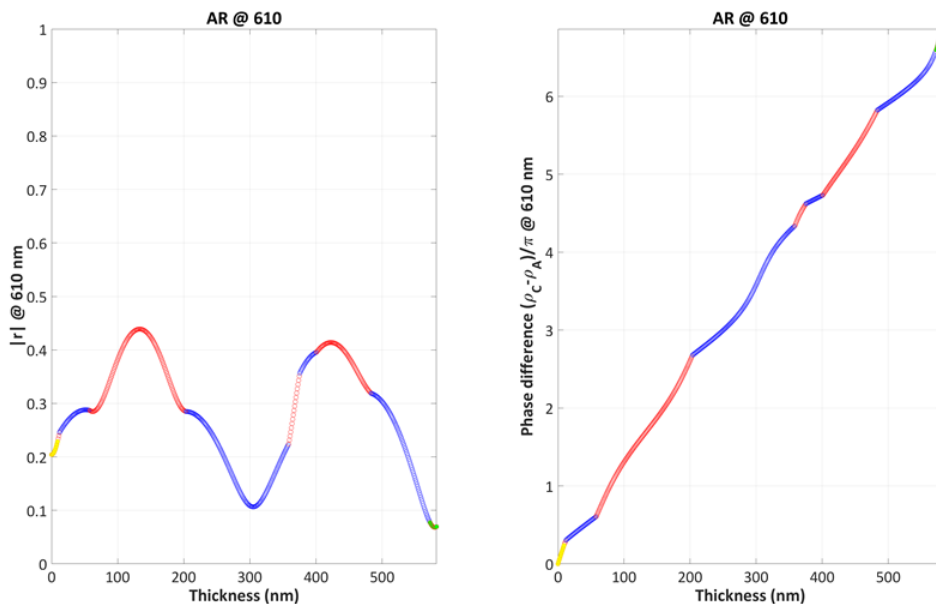


FIGURE 3.77 – Résultats de mesure de r dans le cas d'un anti-reflet à $\lambda = 610$ nm

- Fabry-Perot double cavité

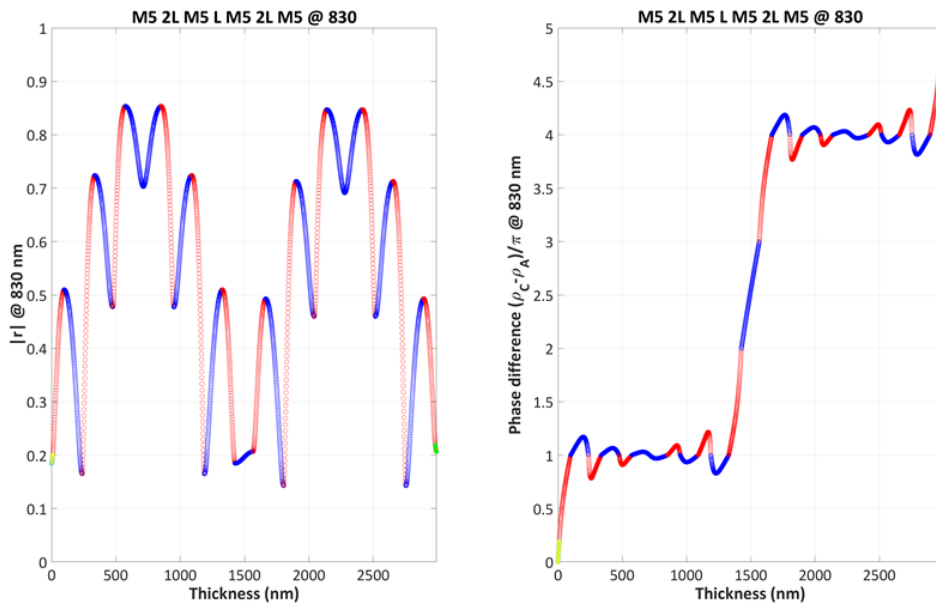


FIGURE 3.78 – Résultats de mesure de r dans le cas d'un Fabry-Perot double cavité

Dans le cas d'un Fabry-Perot double cavité, nous pouvons noter des difficultés similaires à celles énoncées dans le cas d'un anti-reflet. En effet, celles-ci subsistent dans l'étape de réalisation de la couche dite d'adaptation. Cette couche présente une très faible dynamique, ce qui la rend assez difficile à suivre en intensité. Cependant, en phase, cette couche d'adaptation présente une très bonne dynamique comme cela est indiqué à la figure 3.78. Une fois de plus, nous mettons en évidence le fait qu'un contrôle en phase est parfaitement adapté à une configuration où un contrôle en intensité reste assez délicat à mettre en œuvre.

3.6 Conclusion partielle

Dans ce chapitre, nous avons montré de manière théorique puis expérimentale l'efficacité d'une nouvelle méthode de contrôle optique permettant d'effectuer un suivi de l'évolution du coefficient de réflexion r , en amplitude et en phase. Cette nouvelle méthode présente une forte valeur ajoutée par rapport aux méthodes de contrôle optique classiques qui sont basées sur une mesure d'intensité. En effet, comme nous avons pu le voir, dans les cas d'empilements où nous disposons d'une très faible dynamique en variation d'intensité, nous avons à l'opposé une forte dynamique de variation de phase. C'est le cas d'empilement anti-reflet ou encore celui d'un Fabry-Perot double cavité. Ceci présente un avantage certain et montre tout l'intérêt de disposer d'un système de contrôle optique multi-critères. En effet, l'emploi conjoint de méthodes de contrôle en intensité et en phase, permettrait sans l'ombre d'un doute de compenser de manière réciproque les limitations que présente chacune des méthodes.

Conclusions et perspectives

Ces travaux de thèse, consacrés au développement et à la mise en œuvre de moyens de contrôle *in situ* des propriétés optiques de filtres interférentiels, nous ont permis de démontrer qu'il était aujourd'hui possible d'utiliser la mesure des évolutions temporelles de la transmission spectrale d'un empilement de deux couches minces optiques pour en extraire la dépendance spectrale de leurs constantes optiques, mais aussi d'avoir accès, pour le même type d'empilement, à la mesure de son coefficient de réflexion, en amplitude et phase, à une longueur d'onde particulière.

Grâce au développement d'un modèle théorique du comportement optique de l'inverse de la transmission d'un empilement de deux couches faiblement absorbantes, nous avons étendu à un jeu de matériaux haut et bas indice la méthode initialement proposée par Dragan STOJCEVSKI dans le cas d'une monocouche de haut indice. Le caractère déterministe de cette méthode ouvre la voie, dans le cas de bâtis équipés d'un sas de chargement sous vide (*load lock chamber*), à la mise à jour, juste avant le démarrage du dépôt proprement dit, de la base d'indices de réfraction utilisée au moment du design d'un filtre, ce qui permettrait de prendre en compte les évolutions fines des conditions de fonctionnement de ce bâti et celles des propriétés physico-géométriques des cibles de matériaux utilisées. On notera que la précision et la répétabilité des déterminations d'indice obtenues dans le cas de matériaux diélectriques transparents sont aussi bonnes que celles accessibles aux méthodes classiques, qui sont toutes basées sur la mesure simultanée de la dépendance spectrale des coefficients de transmission et de réflexion. On notera également que les valeurs obtenues sont totalement indépendantes de la largeur du domaine spectral sur lequel cette détermination est faite, ce qui est rarement observé dans le cas de la mise en œuvre de méthodes de type *reverse engineering*.

Les procédures de synchronisation des acquisitions que nous avons développées pour nous affranchir de la mise en rotation à grande vitesse (120 tours par minute) du porte-substrat rendent en outre possible la détermination **simultanée** de ces mêmes indices de réfraction lorsque le dépôt d'un matériau donné est réalisée sur des substrats de nature différente (jusqu'à 3 en parallèle). Ceci ouvre donc la voie à une étude fine de la dépendance de ces indices de réfraction vis-à-vis des propriétés thermomécaniques et physico-chimiques de ces substrats.

Les conditions de mise en œuvre de ce contrôle optique large bande (temps d'intégration nominal de 6 millisecondes, déport par fibres optiques de faible diamètre de cœur) nous impose toutefois le recours à une source blanche de haute luminance pour disposer d'un rapport signal à bruit convenable sur l'ensemble du domaine spectral utile (typiquement

350 à 1000 nm), ce qui a des conséquences négatives sur le coût d'acquisition d'un tel moyen, et donc sur la diffusion de son emploi en milieu industriel. Par ailleurs, la résolution spectrale moyenne du spectrophotomètre utilisé (3 à 4 nm) ne permet pas d'envisager l'emploi des informations associées à un canal spectral unique comme signal de base d'un contrôle optique monochromatique.

Toutefois, nous avons récemment identifié un nouveau type de spectrophotomètre à matrice de photodiodes, mettant en œuvre un hologramme de volume en lieu et place du réseau de diffraction habituel, et qui apporte des améliorations très significatives en terme de détectivité (gain typique de 100) et de résolution spectrale (1 nm) par rapport à l'existant. Ces avancées permettent d'envisager l'emploi simultané de sources bas coût à faible bruit d'intensité (lampe halogène) et de filtres égaliseurs de signaux qui garantiraient un excellent rapport signal à bruit sur la totalité de la gamme 400-1100 nm : le prix à payer pour cette évolution est un léger décalage de la gamme utile vers les grandes longueurs d'onde, d'environ 50 nm. Mais la résolution spectrale atteinte rend toutefois crédible l'emploi de ce seul moyen comme système de contrôle monochromatique ET large bande. Des études spécifiques sont d'ores et déjà en cours pour valider les tenants et aboutissants de cette piste prometteuse d'amélioration.

La possibilité d'avoir accès, outre son amplitude, à la phase du coefficient de réflexion constituait un objectif majeur de cette thèse et les résultats que nous avons obtenus ont fait la preuve du caractère réaliste de cet objectif, même dans des conditions de mises en œuvre particulièrement délicates qui associent vibrations de la machine de dépôt et mise en rotation du porte-substrat. De ce point de vue, ces résultats constituent une première, car les travaux pionniers réalisés par l'équipe de Cheng-Chung LEE à la *National Central University* de Taïwan l'avaient été sur un substrat immobile. En outre, nous avons ici mis en œuvre une mesure par interférométrie holographique digitale alors que les expériences menées par l'équipe chinoise utilisaient soit un système complet 4D *PhaseCam*, soit une caméra 4D *PolarCam* [41] et un montage dédié. L'approche que nous avons suivie est donc susceptible d'être mise en œuvre à un coût *relativement* réduit.

Malgré ce succès, il n'en reste pas moins vrai que les pistes d'amélioration de ce montage prototype sont encore nombreuses :

- Compte tenu de la longueur effective du bras de mesure (environ 1 mètre), les caractéristiques de l'objectif placé devant la caméra d'acquisition (focale comprise entre 9 et 90 mm) ne sont pas optimales. Une focale d'environ 300 mm nous permettraient d'imager notre échantillon sur une surface de 1024×1024 pixels au niveau du capteur CCD, avec des avantages substantiels en terme de résolution spatiale, mais aussi d'angle de basculement des franges de codage, et donc de séparation entre ordre 0 et ordres ± 1 .
- Le niveau de signal parasite généré par les réflexions sur le hublot d'entrée du bâti est à l'heure actuelle relativement important et pénalise en conséquence la dynamique d'acquisition du signal utile. Un traitement antireflet de ce hublot centré à la longueur d'onde de la source pulsée permettrait donc d'améliorer de manière simple la qualité photométrique des interférogrammes.
- La surface du substrat de mesure n'est pas éclairée de manière uniforme, par suite de la structure gaussienne du faisceau d'éclairage. Il pourrait donc s'avérer intéressant d'insérer dans notre montage un élément optique diffractif qui réalise une transformation de la répartition d'éclairement de la section droite de ce faisceau de

gaussienne à uniforme (*Top Hat*).

- Les perturbations introduites par l'ordre zéro pourraient être minimisées grâce à la mise en œuvre d'une procédure de sommation des plus proches voisins d'un pixel de l'interférogramme et de soustraction de la moyenne ainsi obtenue à ce même interférogramme [44].
- Même si les interférogrammes sont aujourd'hui acquis à la cadence nominale de 2 Hz, leur traitement est réalisé *off-line* sous LabView avec un temps élémentaire de l'ordre de 30 secondes par image, dont presque 20 consacré au seul dépliement de la phase. Il sera donc nécessaire de réduire très fortement ces temps de traitement (typiquement d'un facteur 100), ce qui semble pouvoir être obtenu par la mise en œuvre de cartes graphiques multiprocesseurs (GPU, *Graphics Processing Unit*).

Il est aujourd'hui difficile d'affirmer que ce contrôle interférométrique du coefficient de réflexion sera de nature, utilisé seul, à améliorer les performances actuelles des systèmes de pilotage des bâtis de dépôt. Mais il serait tout à fait envisageable de l'utiliser en combinaison avec un dispositif de contrôle optique large bande en transmission, en réduisant la cadence d'acquisition de chacun des deux moyens à 1 Hz, ce qui correspond à des incréments d'épaisseur de couche n'excédant pas 0,3 nm. On disposerait ainsi de deux estimations du même paramètre physique, l'épaisseur optique, obtenues par des procédés de mesure complètement différents, et donc non soumis aux mêmes biais ou limitations.

Leur utilisation conjointe pourrait donc être très profitable, en particulier dans des configurations réputées délicates, comme le dépôt de couches d'adaptation entre cavités ou celui de couches très fines intervenant dans la formule de certains traitements antireflets.

Enfin, même si nous ne l'avons pas décrit dans ce mémoire de thèse, nous avons pu observer que notre méthode de mesure de phase pouvait nous donner accès, par exemple dans le cas de substrats de 1 mm d'épaisseur, à une détermination en temps réel de la déformation de ces substrats qu'induisent les contraintes mécaniques apportées par les couches [50]. Cette déformation, de type sphérique, peut être quantifiée en la projetant sur le polynôme correspondant de la base de ZERNIKE associée aux pupilles présentant une obturation centrale [51]. La mesure ainsi obtenue peut être d'ailleurs confirmée de manière simple en déplaçant le miroir de référence à l'aide de la platine motorisée et en s'accordant sur la différence de marche correspondant à la réflexion sur la face arrière du substrat. Dans ce cas, en effet, la pupille n'est plus *obturée* par la présence du dépôt dans la zone centrale et la mesure de la courbure en est grandement facilitée. On notera d'ailleurs que la distance entre les deux échos face avant-face arrière est directement reliée à la température du substrat, ce qui constitue, là encore une information des plus importantes auquel notre montage pourrait donner accès.

Bibliographie

- [1] LEQUIME, MICHEL, *Matériaux en couches minces : des corps purs composés aux méta-matériaux*, Photoniques, EDP Sciences (2014).
- [2] R. C. JAEGER, *Introduction to Microelectronic Fabrication*, Modular Series on Solid State Devices, Prentice Hall (2002).
- [3] S. M. SZE and M. K. LEE, *Semiconductor Devices : Physics and Technology*, 3rd ed., John Wiley & Sons (2012).
- [4] H. PULKER and H. K. PULKER, *Coatings on Glass*, Interface Science and Technology, Elsevier Science (1999).
- [5] R. P. NETTERFIELD, Ion-assisted processes in optical thin-film deposition, in *Optical Thin Films II : New Developments*, Proc. SPIE **0678**, 067814 (1986)
- [6] M. SCHERER, H. HAGEDORN, W. LEHNERT, J. PISTNER, Innovative production of thin film laser components, in *Advances in Optical Thin Films II*, C. Amra, N. Kaiser, H. A. Macleod, eds., Proc. SPIE **5963**, 596319 (2005).
- [7] M. SCHERER, J. PISTNER, and W. LEHNERT, UV- and VIS Filter Coatings by Plasma Assisted Reactive Magnetron Sputtering (PARMS), in *Optical Interference Coatings*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2010), paper MA7.
- [8] H. A. MACLEOD, *Thin-Film Optical Filters*, 4th ed., CRC Press (2010).
- [9] M. LEQUIME et C. AMRA, *De l'Optique électromagnétique à l'Interférométrie - Concepts et Illustrations*, EDP Sciences (2013).
- [10] U. SCHULZ, P. MUNZERT, R. LEITEL, I. WENDLING, N. KAISER, and A. TÜN-NERMANN, Antireflection of transparent polymers by advanced plasma etching procedures, *Opt. Express* **15**, 13108-13113 (2007).
- [11] J. A. DOBROWOLSKI, D. POITRAS, P. MA, H. VAKIL, and M. ACREE, Toward perfect antireflection coatings : numerical investigation, *Appl. Opt.* **41**, 3075-3083 (2002).
- [12] U. B. SCHALLENBERG, Antireflection design concepts with equivalent layers, *Appl. Opt.* **45**, 1507-1514 (2006).
- [13] A. THELEN, Equivalent Layers in Multilayer Filters, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1533-1538 (1966).
- [14] <https://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=BLP01-514R-25>
- [15] <https://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=NF01-532U-25>
- [16] <https://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=NF03-405/488/532/635E-25>

- [17] M. SCHERER, U. SCHALLENBERG, H. HAGEDORN, W. LEHNERT, B. ROMANOV, A. ZOELLER, High performance notch filter coatings produced with PIAD and magnetron sputtering, in *Advances in Optical Thin Films III*, N. Kaiser, M. Lequime, H. A. Macleod, eds., Proc. SPIE **7101**, 71010I (2008).
- [18] H. A. MACLEOD, Monitoring of optical coatings, *Appl. Opt.* **20**, 82-89 (1981).
- [19] D. POELMAN and P. F. SMET, Methods for the determination of the optical constants of thin films from single transmission measurements : a critical review, *J. Phys. D* **36**, 1850–1857 (2003).
- [20] R. SWANEPOEL, Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon, *J. Phys. E* **16**, 1214 (1983).
- [21] A. V. TIKHONRAVOV, M. K. TRUBETSKOV, T. V. AMOTCHKINA, G. DEBELL, V. PERVAK, A. KRASILNIKOVA SYTCHKOVA, M. L. GRILLI, and D. RISTAU, Optical parameters of oxide films typically used in optical coating production, *Appl. Opt.* **50**, C75-C85 (2011).
- [22] A. R. FOROUI and I. BLOOMER, Optical properties of crystalline semiconductors and dielectrics, *Phys. Rev. B* **38**, 1865 (1988).
- [23] G. E. JELLISON JR and F. A. MODINE, Parametrization of the optical functions of amorphous materials in the interband region, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 371-373 (1996).
- [24] L. GAO, F. LEMARCHAND, and M. LEQUIME, Comparison of different dispersion models for single layer optical thin film index determination, *Thin Solid Films* **520**, 501-509 (2011).
- [25] L. GAO, *Determination a posteriori des indices et épaisseurs de couches minces optiques par méthode spectrométrique*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Marseille (2012).
- [26] L. GAO, F. LEMARCHAND, M. LEQUIME, Application of global optimization algorithms for optical thin film index determination from spectro-photometric analysis, in *Advances in Optical Thin Films IV*, M. Lequime, H. A. Macleod, D. Ristau, eds., Proc SPIE **8168**, 81680B (2011).
- [27] F. LEMARCHAND, Application of clustering global optimization to thin film design problems, *Opt. Express* **22**, 5166-5176 (2014).
- [28] D. STOJCEVSKI, *Développement d'un contrôle optique multicritère - Application à la détermination d'indice in situ*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Marseille (2016).
- [29] M. LEQUIME, S. NADJI, D. STOJCEVSKI, C. KOC, C. GRÈZES-BESSET, and J. LUMEAU, Determination of the optical constants of a dielectric layer by processing *in situ* spectral transmittance measurements along the time dimension, *Appl. Opt.* **56**, C181-C187 (2017).
- [30] L. GAO, F. LEMARCHAND, and M. LEQUIME, Refractive index determination of SiO₂ layer in the UV/Vis/NIR range : spectrophotometric reverse engineering on single and bi-layer designs, *JEOS-RP* **8** (2013).
- [31] C. C. LEE, K. WU, and M.-Y. HO, Reflection coefficient monitoring for optical interference coating depositions, *Opt. Lett.* **38**, 1325-1327 (2013).
- [32] R. V. SHACK and B. C. PLATT, Production and use of a lenticular Hartmann screen, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 656 (1971).
- [33] B. C. PLATT and R. SHACK, History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing, *J. Refract. Surg.* **17**, 573–577 (2001).

- [34] https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2946
- [35] P. BON, G. MAUCORT, B. WATTELLIER, and S. MONNERET, Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells, *Opt. Express* **17**, 13080-13094 (2009).
- [36] J. PRIMOT and L. SOGNO, Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer, *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 2679 (1995).
- [37] S. VELGHE, J. PRIMOT, N. GUÉRINEAU, R. HAIDAR, S. DEMOUSTIER, M. COHEN, B. WATTELLIER, Advanced wave-front sensing by quadri-wave lateral shearing interferometry, in *Interferometry XIII : Techniques and Analysis*, K. Creath, J. Schmit, eds., Proc. SPIE **6292**, 62920E (2006).
- [38] H. WANG, Y. LI, and K. LIU, Misalignment effects of cross-phase grating lateral shearing interferometer and its alignment technique, *Opt. Eng.* **53**, 054103 (2014).
- [39] J. C. WYANT, Dynamic Interferometry, *Optics & Photonics News*, April, 36-41 (2003)
- [40] M. ZECCHINO, Dynamic interferometry : Beating vibration, *Nature Photon.* **2**, 664-666 (2008).
- [41] <https://www.4dtechnology.com/products/polarimeters/polarcam/>
- [42] T. MITSUO, I. HIDEKI and K. SEIJI, Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 156-160 (1982).
- [43] M. KUJAWINSKA and J. WÓJCIAK, High accuracy Fourier transform fringe pattern analysis, *Optics and Lasers in Engineering* **14**, 325-339 (1991).
- [44] P. PICART and J.-C. LI, *Digital holography*, John Wiley & Sons (2013).
- [45] K. WU, C. C. LEE, N. J. BROCK and B. KIMBROUGH, Multilayer thin-film inspection through measurements of reflection coefficients, *Opt. Lett.* **36**, 3269-3271 (2011).
- [46] C. C. LEE, K. WU, S. H. CHEN, and S. J. MA, Optical monitoring and real time admittance loci calculation through polarization interferometer, *Opt. Express* **15**, 17536-17541 (2007).
- [47] K. WU, M. C. LI, J. C. WYANT, N. BROCK, B. KIMBROUGH, and C. C. LEE, Optical Admittance Monitor through a Dynamic Interferometer, in *Optical Interference Coatings*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2010), paper TuC5.
- [48] M. A. HERRAEZ, D. R. BURTON, M. J. LALOR, and M. A. GDEISAT, Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path, *Appl. Opt.* **41**, 7437-7444 (2002).
- [49] M. ZACARIAS and S. MANUEL, Interferogram analysis for optical testing, CRC press, **84**, 7437-7444 (2016).
- [50] G. G. STONEY, The tension of metallic films deposited by electrolysis, *Proc. R. Soc. London A* **82**, 172-175 (1909).
- [51] V. N. MAHAJAN, Zernike annular polynomials for imaging systems with annular pupils, *JOSA* **71**, 75-85 (1981).

Résumé de la thèse en français

L'équipe de Recherche en Couches Minces Optiques (RCMO) de l'Institut FRESNEL dispose d'un ensemble de machines de dépôt sous vide utilisant le dépôt physique en phase vapeur. La réalisation de fonctions de filtrage complexes nécessite une parfaite maîtrise du processus de dépôt ainsi qu'un contrôle précis et en temps réel de l'épaisseur optique des couches déposées. Il existe différentes techniques de contrôle basées sur des méthodes physiques ou optiques, le principe consistant dans ce dernier cas à suivre l'évolution des performances spectrales de l'empilement au cours de sa formation. À titre d'exemple, nous pouvons citer ici les méthodes de contrôle dites Monochromatique ou Large Bande. Au cours de ma thèse, consacrée au développement de nouvelles modalités de contrôle optique *in situ*, je me suis particulièrement intéressé à deux sujets différents, à savoir :

- D'une part, la détermination de la dépendance spectrale des constantes optiques (indice de réfraction et coefficient d'extinction) de matériaux diélectriques. En effet, la connaissance de ces constantes est capitale si l'on souhaite réaliser des filtres optiques de hautes performances, et un moyen possible pour effectuer cette détermination consiste à utiliser un système de contrôle optique large bande afin d'enregistrer les spectres de transmission de l'empilement au fur et à mesure de sa formation. En effet, l'évolution temporelle, à chaque longueur d'onde, de ces spectres de transmission contient des informations quantitatives liées aux constantes optiques que nous souhaitons déterminer. J'ai donc établi de manière théorique la nature mathématique de cette relation et appliqué cette méthode à la détermination des constantes optiques de couches de pentoxyde de tantale (Ta_2O_5) et de dioxyde de silicium (SiO_2) déposées par pulvérisation ionique assistée, et ce, sans avoir recours à l'utilisation de modèles de dispersion d'indice.
- D'autre part, la mesure en temps réel du coefficient de réflexion (r) d'un empilement, en amplitude et en phase, lors de son dépôt. En effet, les méthodes de contrôles optiques en intensité présentent des limitations que la connaissance de l'information de phase devrait permettre de contourner. Cette mesure est réalisée par interférométrie holographique digitale à faible cohérence sur un substrat éclairé par sa face arrière et dont la face avant est équipée d'un masque annulaire. Ceci donne accès aux informations de phase et d'amplitude recherchées tout en s'affranchissant des vibrations générées par le fonctionnement de la machine de dépôt ainsi que du mouvement de rotation à 120 tours par minute qu'effectue le porte-substrat. Cette méthode nous a permis de réaliser des cartographies de phase sur la zone centrale du substrat pendant la construction de couches haut et bas indice, la méthode étant évidemment extrapolable au contrôle et au suivi d'empilements plus complexes.

Mots clés : Couches minces optiques, Interférométrie holographique digitale à faible cohérence, Coefficient de réflexion (amplitude et phase), Détermination d'indice, Contrôle optique

Résumé de la thèse en anglais

The FRESNEL Institute's Research Team on Optical Thin Films (RCMO) owns a set of vacuum deposition machines using technologies based on physical vapor deposition (PVD). The realization of complex filtering functions requires a perfect mastering of the deposition process as well as an accurate real time monitoring of the optical thickness of the deposited layers. There are different monitoring techniques based on physical or optical methods, the principle consisting in the latter case to follow the evolution of the spectral performance of the stack during its formation. As an example, we can cite the monitoring methods called Monochromatic or Broadband. During my PhD thesis, devoted to the development of new methods of in situ optical monitoring, I was particularly interested in two different subjects, namely :

- On the one hand, the determination of the spectral dependence of optical constants (refractive index and extinction coefficient) of dielectric materials. Indeed, the knowledge of these constants is a key issue for the manufacturing of high performance optical filters, and a possible way to achieve this determination consist in using a broadband optical monitoring system in order to record the transmission spectra, in real time, of the stack during its formation. Indeed, the temporal evolution, at each wavelength, of these transmission spectra provide quantitative information related to the optical constants that we wish to determine. I therefore theoretically established the mathematical nature of this relation, and applied this method to determine the optical constants of tantala (Ta_2O_5) and silica (SiO_2) layers deposited through a Dual Ion Beam Sputtering (DIBS), and this without the use of index dispersion models.
- On the other hand, the real time measurement of the reflection coefficient (r) of a stack, in amplitude and phase, during its deposition. Indeed, the optical monitoring methods based on intensity properties present some limitations that the knowledge of phase information should overcome. This measurement is performed by low coherence digital holographic interferometry on a substrate illuminated by its rear face and whose front face is equipped with an annular mask. This gives access to desired phase and amplitude information while avoiding the parasitic influence of the substrate motions induced by the vibrations of the deposition machine, and the rotation of the substrate holder at 120 rounds per minute. This method allow us to perform a phase mapping of the central zone of the substrate during the deposition runs of high and low index materials. Obviously, this method can be extended to the monitoring of more complex stacks.

Keywords : Optical thin films, Low coherence digital holographic interferometry, Reflection coefficient (amplitude and phase), Refractive index determination, Optical monitoring.