



HAL
open science

Méta-optiques infrarouge à base de nano-antennes

Cécile Le Gall

► **To cite this version:**

Cécile Le Gall. Méta-optiques infrarouge à base de nano-antennes. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2025. Français. NNT : 2025UPASP003 . tel-04931769

HAL Id: tel-04931769

<https://theses.hal.science/tel-04931769v1>

Submitted on 6 Feb 2025

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.

Méta-optiques infrarouge à base de nano-antennes

Infrared meta-optics based with nano-antennas

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572 : Onde et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Optique et Techniques Associées** (Université Paris Saclay, ONERA), sous la direction de **Jérôme PRIMOT**, Directeur de Recherche, le co-encadrement de **Julien JAECK**, Maître de Recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 08 janvier 2025, par

Cécile LE GALL

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Delphine MARRIS-MORINI Professeure, C2N, Université Paris-Saclay	Présidente
Antoine MOREAU Professeur, Institut Pascal, Université Clermont-Auvergne	Rapporteur et examinateur
Marc BRUNEL Professeur, CORIA, Université Rouen Normandie	Rapporteur et examinateur
Samira KHADIR Maîtresse de conférence, CRHEA-CNRS, Université Côte d'Azur	Examinatrice
Frédéric ZAMKOTSIAN Directeur de recherche, CNRS, LAM, Aix-Marseille Université	Examinateur

Titre : Méta-optiques Infrarouge à base de nano-antennes

Mots clés : Infrarouge, métasurfaces, interférométrie, mesure de phase, nano-antennes

Résumé : Les métasurfaces et en particulier les méta-optiques sont des surfaces nano-structurées permettant de contrôler le front d'onde et donc de porter des fonctions optiques complexes. Elles représentent une opportunité de concevoir des systèmes compacts induisant des propriétés innovantes. En particulier, dans l'Infrarouge, les méta-optiques offrent un moyen d'imaginer de nouvelles fonctions exploitant la large bande des systèmes opérationnel. Elles élargissent la gamme des matériaux et indices optiques disponibles dans cette bande de longueurs d'onde.

Ma thèse porte sur l'étude de ces méta-optiques. Plus précisément, considérant que la phase était un élément-clef dans la conception de nouvelles méta-optiques, j'ai cherché à mesurer expérimentalement et directement la phase de nano-antennes.

Constatant que les structures simulées et les structures réellement fabriquées présentaient des écarts parfois significatifs, j'ai développé une méthode interférométrique robuste pour mesurer la phase de nano-antennes fabriquées, que j'ai testée sur des nano-antennes d'or, au sein d'antennes MIM (Métal-Isolant-Métal).

Dans ce manuscrit, je présente aussi le développement et la preuve de concept d'une métasurface fonctionnant dans le moyen Infrarouge et qui a pour objectif de distinguer des points de différentes températures.

Title : Infrared meta-optics based with nano-antennas

Keywords : Infrared, metasurfaces, interferometry, phase measurement, nano-antennas

Abstract : Metasurfaces, and in particular metaoptics, are nanostructured surfaces that can control the wavefront and therefore carry complex optical functions. They represent an opportunity to design compact systems with innovative properties. In the infrared in particular, meta-optics offer a way of imagining new functions that exploit the broadband capabilities of operational systems. They extend the range of materials and optical indices available in this wavelength band.

My thesis focuses on the study of these meta-optics. More specifically, considering that phase was a key element in the design of new meta-optics, I sought to measure the phase of nano-antennas experimentally and directly.

Observing that there were sometimes significant discrepancies between simulated structures and structures actually fabricated, I developed a robust interferometric method for measuring the phase of fabricated nano-antennas, which I tested on gold nano-antennas, within MIM (Metal-Isolating-Metal) antennas.

In this manuscript, I also present the development and proof-of-concept of a metasurface operating in the mid-infrared and which aims to distinguish points of different temperatures.

Remerciements

Trois ans de thèse, ça semble parfois très long et parfois trop court mais j'espère que ce manuscrit donnera une bonne idée de mon travail scientifique pendant ce laps de temps donné. Cependant, il ne reflète pas l'ensemble des gens formidables qui m'ont aidé à les réaliser de près ou de loin et qui m'ont aussi aidé à grandir et à vivre pendant cette période.

Tout d'abord, j'aimerais commencer par remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux, pour avoir accepté de l'évaluer et pour leurs retours intéressants et enrichissants. Merci !

Merci également à toi, Jérôme, d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, un peu au dernier moment. Tu auras été le grand *Yaka* de cette thèse, toujours plein d'idées, d'énergies et d'optimisme. Grâce à toi cette thèse a oscillé entre Terre et Mer, entre Pistil et Poulpe. Merci !

Merci, Julien, de m'avoir accueilli dans ton équipe, d'abord en stage puis en thèse. Tu auras encadré cette thèse avec bienveillance et optimisme. Merci d'avoir parfois traduit pour moi les grandes idées de Jérôme en tâches plus claires (Faut qu'on), d'avoir résolu mes très nombreux problèmes de codes, de m'avoir laissé faire aussi. Grâce à toi, cette thèse est arrivée à bon port. Merci !

Merci également à l'ensemble des permanents de l'équipe CIO pour m'avoir accueilli dans votre équipe. En particulier, merci beaucoup, Patrick, pour tous tes encouragements, conseils, échantillons, explications et blagues au second degré, qui m'ont permis d'arriver au bout de ces trois ans. Merci beaucoup, Baptiste, pour tous les moments où tu m'as aidé et expliqué comment manipuler, pour ton calme rassurant quand j'ai cru avoir cassé mon laser, pour tous les jeux de société que tu nous as fait découvrir, pour tous tes conseils en général. Merci beaucoup, Cindy, l'autre tête du trio infernal. Même si j'avais parfois envie de me cacher quand avec Julien et Jérôme, vous veniez avec une nouvelle théorie ou la volonté de casser toute ma manip, ce travail doit énormément à tes remarques, tes conseils et ta bonne humeur. Merci Grégory pour toutes tes remarques, conseils et questions notamment pendant les Graals. Merci Isabelle pour le stage à l'OHP dont je garde un souvenir émerveillé.

Merci à tous les doctorants et post-doctorants du J3 (et du D1) que j'ai pu croiser ces trois dernières années. Grâce à vous tous, l'ambiance était joyeuse et super encourageante. Je vais essayer de remercier tout le monde par ordre d'apparition et m'excusant auprès de ceux que je vais peut-être oublier. Merci, Micke et Bastien, pour les sujets que vous m'avez laissés. Merci, Alice et Maxence, les premiers qui par l'exemple m'ont montré qu'une thèse il fallait la rédiger jusqu'au bout. Merci, Claire, capable d'écrire un roman d'une main et de simuler des nanostructures de l'autre. Merci, Clément V., pour avoir tenté inlassablement de me désensibiliser à la surprise. Merci, Denis, pour ta gentillesse et tes questions pleines d'à propos. Merci, Cyprien, toi qui a envahi le labo de tes échantillons. Merci, Clément-Raoul, pour notre super voyage à San Francisco, pour m'avoir fait découvrir un monde de brico-

leur fou dans leur garage (je suis sûre que tu auras bientôt un MEB made in Clem dans le tien), pour les débats sans fin (ton esprit est-il parfois au repos?) et beaucoup d'autres choses. Merci, Laura, ma grande sœur de thèse et souvent l'autre fille du labo, pour ton soutien, pour m'avoir (souvent) rassuré, pour tous nos échanges sur plein de sujets, pour San Francisco et Dijon aussi. Merci, Thomas, avec toi j'ai partagé un bureau, puis un directeur de thèse et un interféromètre, ainsi que beaucoup trop de problème de simu et de de traitements. Tu auras été l'organisateur en chef des évènements et bien que tu sois devenu un traître du D1, tu as été un collègue et un ami formidable pendant ces trois ans. Merci, Jules, bien qu'à cause de toi, j'ai passé beaucoup trop de temps à jouer à des jeux de société le midi. Tu as un vrai don pour piéger les gens autour d'une table et pour poser des questions existentielles. Merci, Benoît, homme drôle et plein de dérision, qui m'aura fait sourire plein de fois ou je n'avais pas trop le morale mais qui nous aura aussi imposé de la musique horriblement répétitive le midi (avec l'active complicité de Jules, il faut bien le dire). Merci, Laure, ma deuxième grande soeur de thèse, toujours rassurante et encourageante (mais souffrant d'amnésie traumatique évidente sur sa thèse). Tes conseils m'ont beaucoup aidé ainsi que ton esprit clair et posé mais mieux vaut ne pas te défier aux jeux de plis! Merci, Hugo, homme au couteau-suisse qui nous a parfois sauvé. Je te laisse profiter pleinement de la table de manip sans plus t'embêter dessus (désolée!). Merci, Philippe, super co-bureau, capable de discuter méta-lentille, Girondins de Bordeaux, ou de tout autre sujet entre les deux. Amuse toi bien dans cette thèse que tu as bien attendu, maintenant que tu as réussi à coloniser l'ensemble de notre bureau! Bon courage, Pierre-Louis, on s'est un peu croisé mais tu as du le voir, tu es dans une super équipe!

Merci aussi à Clothilde, Claire, Ewan, Tristan, Eva, Hugo, Valentin, Modou ...

Merci également à mes amis de SupOp, prépa, maternelle : Mila, qui redessine le monde, Déa, qui a reconstruit Notre Dame, Valentin, qui calcule l'équation de Navier Stoke avec de vrais maths, Noémie, qui fait tomber des atomes pour nous envoyer dans l'espace, Léa, qui sauve le monde du méthane, Raphaël, qui fait des lasers grosses patates, Arthur qui sauve la planète en construisant des éoliennes, et Hippolythe qui fait des lasers *normaux* en enchantant le monde de sa prose.

Merci à toute l'UL d'Antony : Johanna, Thomas, Eléonore, Romane, Ahmad, Fred, Eva, Vincent, ... parce que grâce à vous, j'ai fait quelque chose de très différents et j'ai hâte de continuer à faire avec vous pleins d'inters et de formations!

Merci, mon Papa, pour m'avoir montré le chemin de la thèse, merci, ma Maman, pour avoir relu deux fois mon manuscrit avec trop de fautes et merci, soeurinette, d'avoir fait semblant de t'intéresser à mes problèmes de lumière rouge avec beaucoup de sérieux. Merci aussi pour beaucoup d'autres choses bande de famille à vous tous seuls!

Enfin merci mon Thomas mais tu sais pourquoi.

Sommaire

Remerciements	i
Sommaire	iii
Introduction	1
Objectif et enjeux de mon travail de thèse	1
Organisation du mémoire	2
1 Etat de l'art	5
1.1 Concernant les méta-optiques	6
1.1.1 Principe des méta-optiques	6
1.1.2 Les méta-optiques : quelques applications	7
1.2 Concernant les analyseurs de front d'onde	17
1.2.1 Le Shack-Hartmann	17
1.2.2 L'interférométrie à décalage quadri-latéral	17
1.2.3 L'interférométrie à décalage de phase	18
1.2.4 Les interféromètres dérivés du Michelson : l'exemple de l'UPC-Zebra	19
1.2.5 La mesure par diversité de phase	19
1.3 Concernant les mesures de phase de nano-antennes	20
Conclusion	23
2 PISTIL : un choix d'interféromètre	27
2.1 Historique	27
2.2 Fonctionnement théorique	28
2.3 Traitement théorique des interférogrammes	31
2.4 Mise en place expérimentale du banc	39
Conclusion	45
3 Validation du montage et du banc à l'aide d'un miroir segmenté et piloté	47
3.1 Le miroir Boston	47
3.2 Reconstruction de motifs	48
3.2.1 Deux pistons	48
3.2.2 La montagne	53
3.3 Retour d'expérience du miroir Boston	55
Conclusion	55
4 Les échantillons nano	57
4.1 Les antennes MIM	57
4.1.1 Principe de fonctionnement	57
4.1.2 Effet de la variation des paramètres géométriques	59
4.2 L'échantillon <i>Ilot</i>	63
4.3 L'échantillon <i>Nuancier</i>	65

4.4	L'échantillon <i>L</i>	67
	Conclusion	68
5	Le choix de la référence	71
5.1	Détermination de la phase par correspondance avec les franges d'interférences	
		72
5.1.1	Étude de la méthode avec un interférogramme simulé	72
5.1.2	Étude de la méthode avec un interférogramme expérimental	74
5.1.3	Retour d'expérience de la méthode	74
5.2	Un miroir d'or comme référence	75
5.2.1	Mise en place expérimentale	75
5.2.2	Traitement des interférogrammes	76
5.2.3	Retour d'expérience de la méthode	78
5.3	Le wafer comme référence	79
5.3.1	Où mesurer le wafer ?	79
5.3.2	Peut-on mesurer le wafer en amont ?	80
5.3.3	Retour d'expérience de la méthode	80
5.4	La polarisation comme référence	80
5.4.1	Traitement d'un interférogramme à une longueur d'onde donnée	81
5.4.2	Intégration de la phase en longueur d'onde	81
5.4.3	Retour d'expérience de la méthode	84
5.5	Un interférogramme à une autre longueur d'onde comme référence	84
5.5.1	Avec une différence de longueur d'onde de 0.01 μm	85
5.5.2	Avec une différence de longueur d'onde de 0.05 μm	85
5.5.3	Avec n'importe quel interférogramme comme référence	87
5.5.4	Retour d'expérience de la méthode	88
	Conclusion	89
6	Caractérisation en phase des échantillons nano	91
6.1	Caractérisation de l'échantillon <i>l/ot</i>	91
6.1.1	Le problème du repliement et des signes	92
6.1.2	Mesure de phase et comparaison avec une simulation	92
6.1.3	Répétabilité de la mesure	95
6.1.4	Retour d'expérience sur l'échantillon <i>l/ot</i>	95
6.2	Caractérisation de l'échantillon <i>L</i>	96
6.2.1	Fiabilité de la mesure	96
6.2.2	Mesure de phase et comparaison avec une simulation	97
6.2.3	Retour d'expérience de l'échantillon <i>L</i>	98
6.3	Traitement de l'échantillon <i>Nuancier</i>	98
6.3.1	Fiabilité de la mesure	98
6.3.2	Mesure de phase et comparaison avec une simulation	99
6.3.3	Retour d'expérience de l'échantillon <i>Nuancier</i>	102
	Conclusion	102
7	Vers le banc idéal	103
7.1	Axes d'amélioration	103
7.2	Perspectives	107
	Conclusion	108

8	Application : Méta-optique pour la détection de points chauds	109
8.1	Contexte et expression du besoin	109
8.2	Solution technique	113
8.3	L'échantillon <i>Poulpe</i>	114
8.3.1	Choix des dimensions	114
8.3.2	Caractérisation de l'échantillon	115
8.4	Mesure de la PSF	118
8.4.1	Le montage expérimental	118
8.4.2	La PSF mesurée	119
8.5	Principe de l'algorithme de déconvolution	119
8.6	Perspectives	123
	Conclusion	124
	Conclusion	125
	Bibliographie	127
A	Correction du piston, du tilt et du tip global	137
B	Le modèle des MIM dans Reticolo	139
C	Dimensions de l'échantillon <i>Ilot</i>	141
D	Dimensions de l'échantillon <i>Nuancier</i>	143
E	Dimensions de l'échantillon <i>L</i>	145
F	Mesure de phase pour l'échantillon <i>Nuancier</i>	147
G	Caractérisation en longueur d'onde de l'OPO	153

Introduction

Co-financée par l'ONERA et l'AID (Agence de l'Innovation et de la Défense), ma thèse s'est déroulée à l'ONERA, au sein du DOTA (Département d'Optique et des Techniques Associées) et plus précisément dans l'unité CIO (Composants et Instruments Optroniques). Les recherches menées au sein de l'unité portent principalement sur l'étude de composants optroniques autour de trois grands axes : l'étude de nano-composants sub-longueurs d'onde, la caractérisation électro-optique de caméras infrarouge et la conception et l'étude d'instruments optroniques. Mon travail de thèse s'inscrit dans le premier axe thématique, l'étude de nano-composants, axe thématique qui a permis à l'équipe de l'unité CIO de s'intéresser à des objets divers, de l'Infrarouge au TéraHertz, qui permettent la détection de molécules via la détection SEIRA, le filtrage spectral, le couplage électromagnétique et thermique, la génération d'effet non linéaire, le tri de photons, ...

Objectif et enjeux de mon travail de thèse

Mon travail de thèse porte sur l'étude de méta-optiques infrarouges. Le sujet part d'un constat : dans le moyen Infrarouge, entre 3 et 5 μm , le développement de nouvelles optiques est limité par plusieurs facteurs. Par exemple, par rapport au domaine du visible, un plus petit nombre de matériaux est disponible dans cette bande optique, parmi eux un certain nombre est toxique et donc difficile d'utilisation. D'autres posent des problèmes d'accès à la ressource liés à des situations géopolitiques évolutives : par exemple, le Germanium, utilisé pour la conception d'optiques infrarouge, est produit à 60% en Chine, pays, qui en 2023, a décidé de limiter son exportation vers l'Union européenne. Une autre difficulté que peut rencontrer l'opticien dans la conception d'une optique infrarouge est l'émission thermique de tout objet non refroidi dans le banc optique : il est donc important de minimiser le nombre d'interfaces présentes dans l'instrument développé.

Ma thèse s'inscrit dans cette réflexion qui vise à faire de l'ingénierie de surface dans l'Infrarouge pour développer des surfaces avec de nouvelles propriétés et capables de porter de façon compacte des fonctions optiques bien connues, comme une lentille, ou innovantes, évolutives. Cette ingénierie se fait à travers les métasurfaces optiques qui doivent venir apporter un degré de liberté supplémentaire dans la conception optique dans l'Infrarouge.

On verra par la suite que de nombreuses métasurfaces optiques ont déjà pu être réalisées dans l'Infrarouge. Cette profusion de fonctions s'est accompagnée du développement des méthodes de modélisation de systèmes plus ou moins complexes qui peuvent proposer des formes de structures elles aussi plus ou moins complexes et donc plus ou moins faciles à fabriquer en salle blanche. Or un petit écart entre l'objet simulé et l'objet effectivement fabriqué peut avoir des conséquences importantes sur la réponse de l'objet en terme de front d'onde et notamment de phase. C'est sur cette observation que se fonde la première et principale problématique de mon travail de thèse : comment mesurer expérimentalement et directement la phase de nano-antennes? En effet, la plupart des études des méta-optiques mesure la phase de la fonction réalisée une fois l'entièreté des nanostructures fabriquées et

intégrées au sein de la fonction. Mais être capable de mesurer individuellement la phase de chaque type de nano-antennes doit nous permettre d'affiner les modèles avec une boucle de rétro-contrôle prenant en compte des paramètres réalistes et conformes à ce que nous sommes capables de réaliser en terme de fabrication avec les équipements à notre disposition. Pour effectuer cette mesure de phase, j'ai utilisé un dispositif interférométrique que je détaillerai dans la suite de ce mémoire.

L'autre problématique de mon travail de thèse a porté sur la réalisation d'une fonction optique, qui serait propre à un usage dans le moyen Infrarouge, large bande et ne pouvant être réalisée qu'avec une métasurface : une fonction optique dont la réponse percussionnelle dépend du domaine spectral.

Organisation du mémoire

Ce mémoire se divise en huit chapitres. Le premier porte sur l'état de l'art des métasurfaces et de la mesure de phase. Les six suivants présentent mon travail de mesures de phase de nano-antennes dans le moyen Infrarouge et le dernier décrit le développement d'une métasurface pour assurer une mission particulière, ici la détection de points chauds.

Le premier chapitre présente l'état de l'art des méta-optiques en se concentrant sur les réalisations dans l'Infrarouge et les différentes fonctions optiques développées. Il est également l'occasion de faire connaître différents analyseurs de fronts d'onde, en particulier ceux pouvant servir pour la caractérisation de surfaces segmentées, telles que celle que je vais étudier dans ce mémoire. Enfin, il fait le point sur les différentes méthodes de mesures de phase de nano-antennes qui ont pu être réalisées dans le visible et le proche Infrarouge.

Le deuxième chapitre se veut une présentation de l'interféromètre PISTIL que j'ai utilisé tout au long de ma thèse pour mes mesures de phase. Il s'agit d'un interféromètre de la famille des interféromètres à décalage latéral. J'en détaillerai le fonctionnement, le traitement des interférogrammes ainsi que la mise en place du banc expérimental.

Le troisième chapitre se concentre sur la validation expérimentale de mon banc optique et de mes méthodes de traitement des interférogrammes. Cette validation a été faite à l'aide d'un miroir segmenté et contrôlable. A chaque segment, on peut appliquer un piston ou un tilt/tip connu et induire une phase connue et mesurable, qui simule la phase induite par une métasurface.

Le quatrième chapitre est centré sur les différents échantillons nanostructurés que j'ai pu utiliser au cours de ma thèse. Je présente leurs géométries, leurs mécanismes de résonance, l'effet de la variation de paramètres géométriques sur leurs phases ainsi que les moyens mis en place pour les caractériser.

Le cinquième chapitre énumère les différentes méthodes de mise en place de la référence que j'ai pu expérimenter. Je détaille la méthode finalement retenue, permettant une mesure auto-référente en prenant la première mesure comme référence.

Le sixième chapitre présente mes mesures de phase pour différents échantillons nanostructurés et discute des limites expérimentales du montage étudié.

Le septième chapitre se focalise sur les axes d'amélioration de la méthode de mesure de phase et tend à être un guide pour réaliser sinon le banc idéal, au moins le banc interféromé-

trique ayant pris en compte tous les retours d'expérience de mon travail de thèse. C'est également l'occasion de présenter les perspectives sur les problématiques évoquées ci-dessus.

Enfin, le huitième et dernier chapitre abandonne la mesure de phase pour décrire le développement d'un échantillon portant une fonction optique changeant avec le domaine spectral, et permettant de distinguer des points chauds non résolus à des températures différentes au sein d'un paysage.

Etat de l'art

Sommaire du présent chapitre

1.1	Concernant les méta-optiques	6
1.1.1	Principe des méta-optiques	6
1.1.2	Les méta-optiques : quelques applications	7
	Les méta-lentilles	8
	Méta-optique pour l'imagerie :	10
	Les filtres de couleurs	11
	Génération de vortex	13
	Les spectromètres	14
	Les hologrammes	14
	Les métasurfaces commutables	16
	Et d'autres applications	17
1.2	Concernant les analyseurs de front d'onde	17
1.2.1	Le Shack-Hartmann	17
1.2.2	L'interférométrie à décalage quadri-latéral	17
1.2.3	L'interférométrie à décalage de phase	18
1.2.4	Les interféromètres dérivés du Michelson : l'exemple de l'UPC-Zebra	19
1.2.5	La mesure par diversité de phase	19
1.3	Concernant les mesures de phase de nano-antennes	20
	Conclusion	23

Ce premier chapitre se décompose en trois parties. Premièrement, je présenterai le principe et les dernières réalisations des méta-optiques en me concentrant sur les applications dans l'Infrarouge. Ensuite, j'évoquerai quelques analyseurs de fronts d'onde, en particulier ceux utiles pour la mesure de phase de surfaces segmentées et enfin je m'appesantirai sur les mesures de phase de nano-antennes.

Le lecteur pourra paraître surpris par le côté broussailleux de l'organisation de ce chapitre et le peu de liens directs apparents entre les sujets évoqués mais il s'agit des différents éléments que j'utiliserai dans ma thèse et j'espère ainsi donner quelques clés et repères pouvant se révéler utiles pour la suite de la lecture.

Comme indiqué dans le titre, ma thèse porte sur les méta-optiques dans l'Infrarouge, il m'a donc semblé utile d'en évoquer ici rapidement les principes de fonctionnement et plus longuement les dernières fonctions qui ont pu être conçues. En travaillant sur ces méta-optiques, j'ai cherché à mesurer leurs phases à l'aide d'un analyseur de front d'onde, je pré-

sente donc d'autres exemples d'instruments ayant un usage similaire. Enfin, je présente les autres réalisations de mesures de phase de nanostructures pour des métasurfaces optiques que l'on peut trouver dans la littérature.

1.1 Concernant les méta-optiques

Le mot *métasurface* désigne toute surface qui aurait été modifiée par l'être humain pour induire des propriétés qui n'existent pas à l'état naturel. Il se réfère à des champs très vastes allant de l'acoustique, à la communication 5G en passant par les radars et, bien sûr, la photonique. Dans ce dernier domaine, depuis le début du siècle, le nombre de sujets liés aux métasurfaces n'a cessé d'augmenter et de se diversifier, jusqu'à embrasser un très large champ d'applications [11, 107].

Dans ce chapitre, je me concentrerai sur les métasurfaces portant des fonctions optiques, généralement qualifiées de *méta-optiques* ou d'*optiques planes*. Il n'y sera pas question des problématiques de conception, de techniques de fabrication mais je m'attacherai à présenter certaines réalisations de méta-optiques dans le visible, et de manière plus détaillée, dans l'Infrarouge.

1.1.1 Principe des méta-optiques

Réaliser une méta-optique, c'est se placer à l'interface entre une surface et le milieu de propagation et venir modifier l'interaction lumière-matière par une structuration humaine et connue de cette interface. Cette modification permet de contrôler les propriétés du faisceau lumineux quittant l'interface, c'est-à-dire de contrôler les paramètres du front d'onde en sortie, en terme d'amplitude, de phase, de polarisation et de direction de propagation.

La structuration de l'interface se fait en plaçant des nano-antennes ou des nano-trous sur la surface utilisée, qu'on appelle *méta-atomes*. Ils constituent la brique de base des métasurfaces.

A cette interface, le phénomène de réfraction induit par les métasurfaces peut alors être décrit par la loi de diffraction généralisée [83, 150] :

$$n_2 \sin \theta_t + n_1 \sin \theta_i = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dr} \quad (1.1)$$

avec n_1, n_2 les indices de réfraction des milieux incident et de réfraction, θ_i, θ_t les angles d'incidence et de réfraction du faisceau, k_0 le vecteur d'onde dans le vide, ϕ la phase de l'onde lumineuse.

Cette loi est illustrée sur la Figure 1.1. Il est surtout intéressant de retenir que, pour une métasurface, la phase varie selon sa position et les nano-antennes avec lesquelles la lumière interagit.

Les phénomènes physiques pouvant être mis en jeu pour induire une modification des propriétés du front d'onde sont multiples : résonances plasmoniques pour les nano-structures métalliques, résonances de Mie avec des matériaux diélectriques, rotation géométrique des structures induisant une phase géométrique (aussi appelée phase de Pancharatnam-Berry), propagation dans des guides d'ondes coupés. Ils sont paramétrables en ajustant **la forme, la taille et les matériaux** des nano-structures.

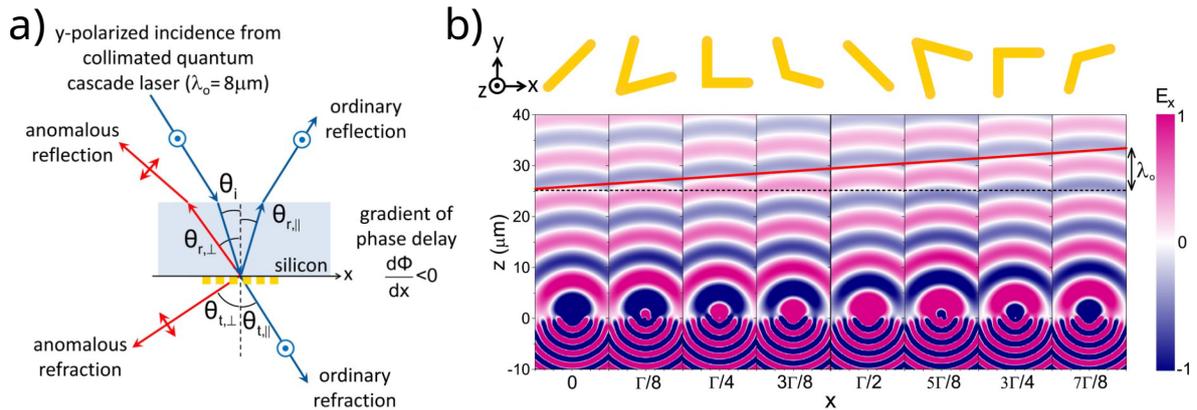


Figure 1.1 – Illustration de la loi de réfraction généralisée : **(a)** Schéma de principe de la loi, **(b)** Champ de diffraction des antennes métalliques selon leur motif et leur rotation. [Yu, 2011]

Historiquement, à la fin des années 1990, Lalanne *et al.* [66, 106] développent les premiers réseaux sub-longueurs d'onde diélectriques pour contrôler l'indice de leurs matériaux. Mais, c'est dans les années 2010 qu'apparaît le terme de métasurface optique. Les premières ont été réalisées avec des antennes métalliques, et des structures en V (Figure 1.2), pour réaliser des gradients de phase. Rapidement, la majorité de la communauté des métasurfaces a privilégié des structures diélectriques, présentant moins de pertes ohmiques, bien qu'induisant plus de couplages entre antennes dans une même période. De nombreuses fonctions optiques ont pu être imaginées, développées, fabriquées et testées dans des gammes de longueurs d'onde allant du visible au térahertz. [31, 36, 53, 122, 146, 149, 153]

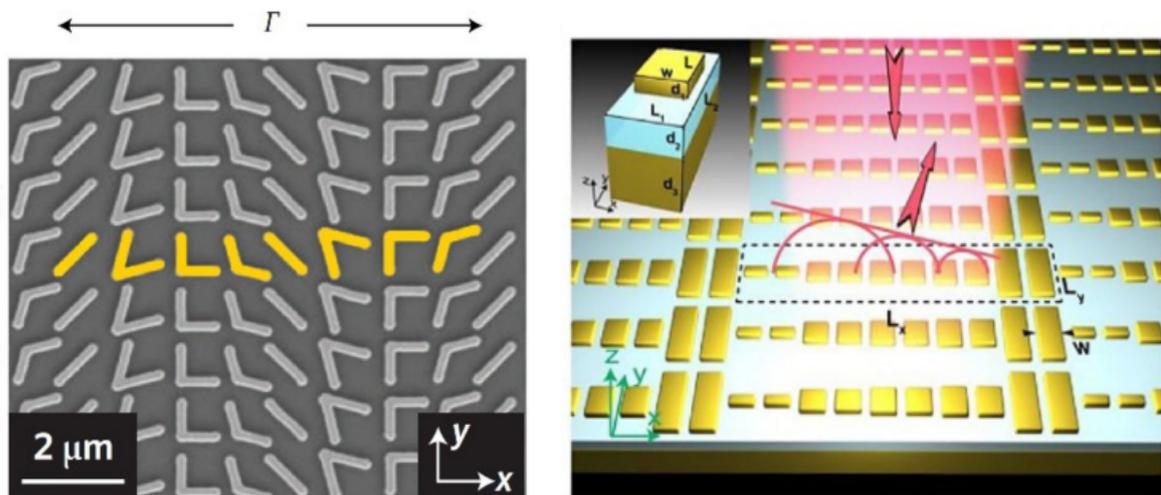


Figure 1.2 – Exemples de métasurfaces optiques métalliques [Ullah, 2022]

1.1.2 Les méta-optiques : quelques applications

J'aimerais présenter ici des exemples de fonctions optiques qui ont pu être dessinées et/ou fabriquées et testées, en les classant par grandes catégories parfois arbitraires.

Une grande majorité des méta-optiques, que l'on peut trouver dans la littérature, ont été réalisées dans le visible. Ma thèse portant sur les métasurfaces infrarouges, je ne vais pas m'étendre avec trop de précisions sur cette gamme de longueurs d'onde mais j'envisagerai quelques exemples, et j'essaierai de donner un aperçu plus précis d'applications dans les différentes bandes de l'infrarouge.

Les méta-lentilles

La fonction reine, car brique de base de tout système optique, est la lentille. On trouve dans la littérature un grand nombre d'exemples de réalisations aux différentes longueurs d'onde. [42, 82, 131]

Dans le visible : Des lentilles achromatiques et larges bandes ont été conceptualisées [25, 70, 130], qui peuvent en plus être insensibles à la polarisation. [26] Au contraire, certaines lentilles peuvent avoir une réponse découplant la phase et la polarisation, permettant d'obtenir des points focaux dépendant de la polarisation. [20] Comme avec les optiques conventionnelles, le problème de dispersion a été exploré, avec des méta-lentilles conçues pour fonctionner dans un régime super-oscillant. [71] D'autres ont pu travailler sur la forme du faisceau, au point de focalisation, pour proposer, par exemple, un faisceau en forme d'appétissant doux. [27]

Dans l'Infrarouge : Pour se familiariser avec les performances des méta-lentilles dans le proche Infrarouge, le lecteur pourra se référer aux articles de Yu *et al.*, [147], Peng *et al.*, [95] et Hsu *et al.*, [45] qui listent quelques méta-lentilles réalisées dans l'Infrarouge. Il pourra alors constater que les matériaux et les performances des méta-lentilles sont diverses, les propriétés recherchées n'étant pas toujours identiques.

Dans la littérature, on constate qu'un des enjeux est de réaliser des méta-lentilles achromatiques. Ainsi, sur une très large bande de longueurs d'onde (entre 450 et 1700 nm), Balli *et al.* [9] proposent une lentille achromatique, réalisée avec des nano-trous dans une membrane diélectrique, présentant d'importants rapports d'aspect. Il démontre une efficacité de focalisation de 60% avec une erreur de focalisation de 6%, pour une lentille possédant une ouverture numérique $ON = 0.27$. Yue *et al.* [152] proposent des modèles de méta-lentilles au fonctionnement large bande entre 3 et 5 μm et entre 8 et 14 μm , toujours avec des rapports d'aspect importants mais cette fois avec des méta-atomes en Silicium, avec des formes variées et complexes (pavé, croix, pavé creux,...) qui numériquement présentent une efficacité de focalisation relative autour de 70% pour différentes ouvertures numériques (Figure 1.3 a.). Également dans le moyen Infrarouge, Yuan *et al.* [151] proposent un modèle large bande, mais seulement entre 4 et 5 μm , pour une structure plus simple composée de piliers rectangulaires en Silice sur un substrat en CaF_2 , dont les rotations contrôlent la phase. Entre 8.5 et 11.5 μm , Xia *et al.* [136] ont montré qu'une structure composée de deux pavés rectangulaires tournés de 90° , l'un par rapport à l'autre, permettait d'obtenir une longueur focale de 285 μm avec une erreur de 8.8% sur l'ensemble de la bande. Tandis que Shan *et al.* [110] proposent un design avec également deux piliers rectangulaires mais parallèles dont ils varient les dimensions, pour obtenir une longueur focale de 280 μm entre 8.6 et 11.4 μm avec une erreur de focalisation de 1%. Zheng *et al.* [159] modifient les paramètres géométriques de piliers cylindriques en Silicium pour concevoir une méta-lentille avec une longueur focale de 480 μm entre 9 et 12 μm avec une erreur de focalisation simulée de 4.4% et une transmission de 51%.

Un autre enjeu est de réaliser des lentilles avec des ouvertures numériques importantes. Zuo *et al.* [165] utilisent des piliers cylindriques en Silicium amorphe sur un substrat de MgF_2 pour réaliser des méta-lentilles avec des ouvertures numériques comprises entre 0.95 et 0.45 pour des longueurs focales comprises entre 50 et 300 μm et un diamètre fixe de 300 μm , à $\lambda = 4 \mu\text{m}$. Avec les mêmes structures mais pour une ouverture numérique de 0.45 et une longueur focale de 2 mm, ils ont pu réaliser des images résolues à la longueur d'onde. A $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, Fan *et al.* [34] ont montré une méta-lentille avec une ouverture numérique $NA = 0.6$ et une focale $f = 8 \text{ mm}$, avec une efficacité de focalisation de 35%, réalisée avec des piliers cylindriques en Silicium qu'ils utilisent pour de l'imagerie haute résolution. Huang

et al. [48] utilisent des piliers de Silice en forme de tour de château pour fabriquer une méta-lentille large-bande fonctionnant entre 10 et 12 μm avec une ouverture numérique de 0.45, présentant une bonne qualité d'imagerie (Figure 1.3 b.). Li *et al.* [69] présentent également une méta-lentille avec une ouverture numérique de 0.45, pour une longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 10 \mu\text{m}$, avec une efficacité de focalisation de 84% et de bonne qualité d'imagerie, réalisée avec des piliers carrés en Silice amorphe. Toujours à 10 μm , Huang *et al.* [49] assemblent des piliers rectangulaires de Silice pour créer une méta-lentille d'ouverture numérique de 0.45 avec une focale de 2 cm, entre 10 et 12 μm , présentant un bon contraste à 10 μm , mais un contraste quasiment nul à 12 μm .

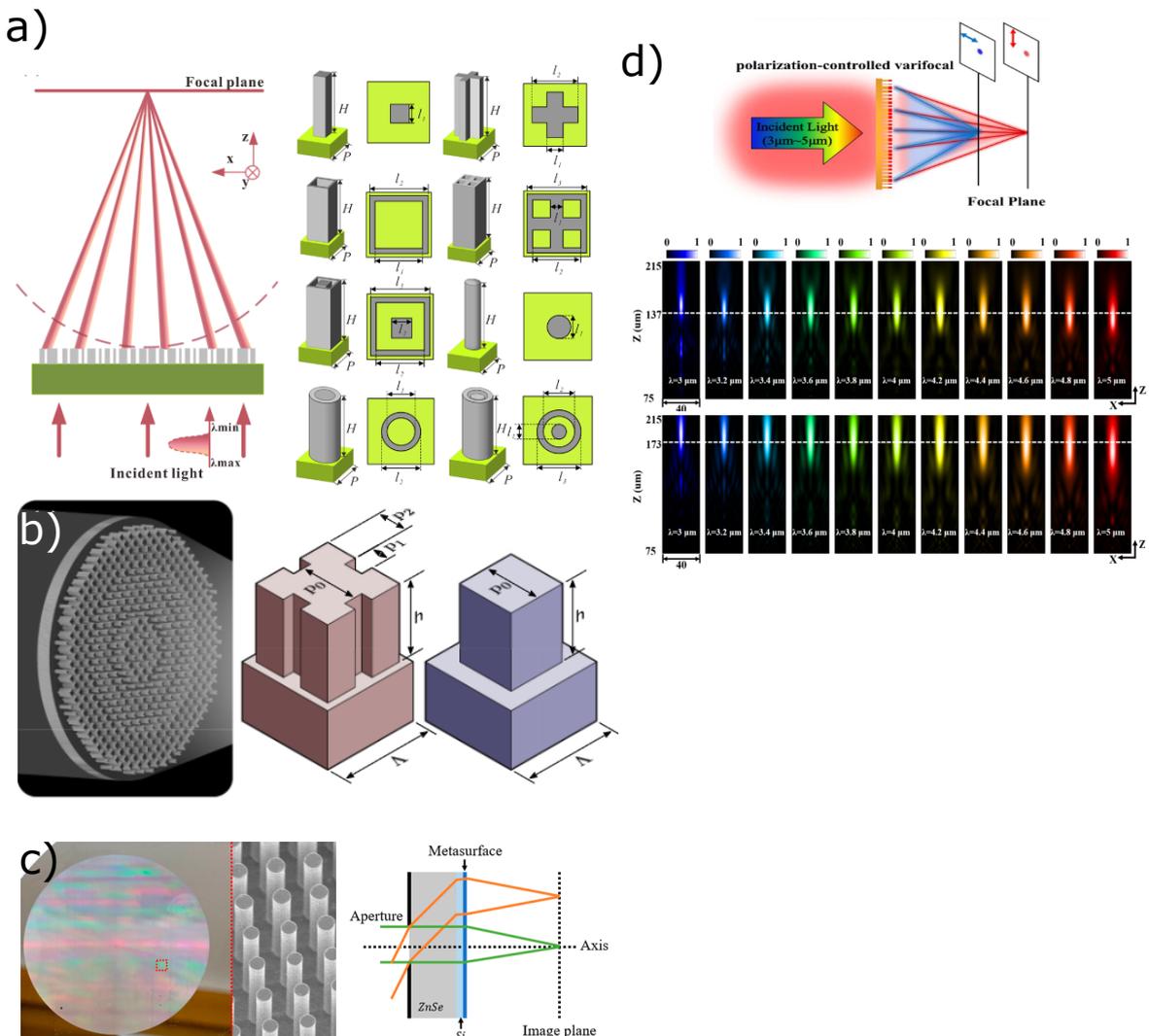


Figure 1.3 – Exemples de méta-lentilles infrarouge : **(a)** Principe et structure d'une lentille achromatique [Yue, 2023], **(b)** Illustration et méthode d'une méta-lentille avec une ouverture numérique importante [Huang, 2023], **(c)** Vue d'ensemble, image MEB et schéma de principe d'une méta-lentille large champ de vue [Lin, 2024], **(d)** Schéma de principe et mesure de la focale selon la polarisation d'une lentille vari-focale [Hu, 2024]

Il est également possible de se concentrer sur des lentilles avec un large champ de vue. He *et al.* [41] ont optimisé un doublet de méta-lentilles pour de larges champs de vue, constituées de piliers de Silicium. Ils ont expérimentalement montré que, à $\lambda = 3.77 \mu\text{m}$, leur optique présente une transmission de 55%, d'efficacité de focalisation relative de 77% et un champ de vue de $\pm 11^\circ$ sans dégradation de la FTM (Fonction de Transfert de Modulation). A $\lambda = 5.2$

μm , Shalaginov *et al.* [108] proposent une lentille fish-eye avec une ouverture numérique de 0.24, une longueur focale de 2 mm, une transmission de 80% et une efficacité de polarisation comprise entre 32 et 45% selon l'angle d'incidence, conçue pour avoir un champ de vue de 170° , corrigée de la coma et de l'astigmatisme, présentant un plan focal plan sur l'entièreté du champ de vue. A $10 \mu\text{m}$, Wirth-Singh *et al.* [134] associent un iris avec une méta-lentille, fabriquée à base de piliers rectangulaires en Silice, pour obtenir un champ de vue de 80° . Le système n'est pas limité par la diffraction mais présente une imagerie de bonne qualité. Lin *et al.* [72] associent également un iris et une méta-optique, séparés par une couche de $ZnSe$ de 44 nm, pour obtenir un champ de vue de 140° , une longueur focale de 20 mm et une efficacité de focalisation de 53% (Figure 1.3.c.).

Enfin, certaines méta-lentilles peuvent présenter des propriétés moins conventionnelles, notamment être varifocales. He *et al.* [39] éclairent leurs méta-optiques par le haut et le bas. Selon, la polarisation des éclairissements, ils font varier le point de focalisation entre $75 \mu\text{m}$ quand les polarisations sont parallèles et $148 \mu\text{m}$ si elles sont opposées. Avec des piliers ovales de diamètres différents sur un substrat en verre, à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, ils obtiennent une efficacité de focalisation de respectivement 13 et 31%. La focalisation peut aussi varier latéralement, comme le propose Arbabi *et al.* [4], qui utilisent des plots ovales de Silicium amorphe sur un substrat de Silice dont ils contrôlent la phase par rotation, pour faire varier la phase en fonction de la polarisation, avec une efficacité de focalisation de 80%, à $\lambda = 915 \text{ nm}$. Ou *et al.* [89] proposent un autre exemple de lentilles varifocales, qui est également achromatique et large-bande, fonctionnant entre 3.5 et $5 \mu\text{m}$, avec des piliers ovales en Silice sur un substrat de Silice. La longueur focale varie selon la polarisation sur l'axe optique, avec une longueur focale de $400 \mu\text{m}$ en polarisation TE et de $200 \mu\text{m}$, en polarisation TM. Hu *et al.* [46] ont simulé une méta-lentille achromatique entre 3 et $5 \mu\text{m}$, avec une longueur focale variant sur l'axe optique également selon la polarisation (Figure 1.3.d.). La structure imaginée comprend différentes formes en Silicium avec une couche de ZnS sur le dessus. Cette couche supplémentaire permet numériquement d'augmenter l'efficacité de focalisation de 15%. Dans le lointain Infrarouge, Xu *et al.* [140] ont mis au point une lentille confocale : à $9.3 \mu\text{m}$, en polarisation TE et à $10.6 \mu\text{m}$, en polarisation TM, le point focal est le même, ce qui permet d'atteindre des performances d'imagerie qualifiée de "decent" par les auteurs eux-mêmes.

Méta-optique pour l'imagerie :

L'étape suivante de la conception d'une méta-optique est son intégration au sein d'un système optique plus large, notamment dans le but de faire de l'imagerie visible ou infrarouge.

Dans le visible : Les méta-lentilles peuvent être associées entre elles pour former des optiques plus larges, possédant de nouvelles propriétés, comme c'est le cas pour les UOAS (Unconventional Optical Space Aperture) qui possèdent de grandes ouvertures. [73] Elles peuvent également être associées à une caméra pour acquérir des images en temps réel (par exemple, pour l'atterrissage d'un drone [24]), ou des images traitées par des réseaux de deep-learning, qui viennent corriger les aberrations optiques [32] ou apporter une information de profondeur en prenant en compte l'évolution de la phase. [141] Pour corriger les aberrations du front d'onde arrivant sur une micro-caméra, il est également possible d'associer une lentille de diffraction, une métasurface sur laquelle est codée un masque de phase et une correction informatique s'appuyant sur le deep-learning. [97] Les méta-optiques sont également utilisées pour la mise au point de micro-caméras pour les endoscopies [118] ou dans un autre champ, pour collimater la lumière de micro-diodes pour des casques de réalité virtuelle. [21]

Dans l'Infrarouge : Pour concevoir une caméra miniaturisée, Arbabi *et al.* [5] ont développé un doublet optique fonctionnant à $\lambda = 850$ nm, corrigé des aberrations monochromatiques et formant un objectif fish-eye avec un champ de vue de 60° et une longueur focale de $717 \mu\text{m}$. Shih *et al.* [111] proposent un design qui corrige également les aberrations en associant une lentille réfractive et deux métasurfaces en cascade. Ce système hybride est large bande, fonctionnant entre 3.5 et $4.5 \mu\text{m}$, avec un champ de vue de 30° . L'efficacité focale est numériquement de 55% , améliorée par les deux métasurfaces, qui contiennent des piliers cylindriques sur un substrat de Silicium et de Silice. Entre 8 et $12 \mu\text{m}$, Liu *et al.* [74] associent également une lentille réfractive avec une métasurface corrigeant la coma et rendant l'optique achromatique, avec un champ de vue de 20° (Figure 1.4 a.). Ils démontrent des possibilités d'imagerie en intérieur et en extérieur et une résolution importante (14 pl/mm).

Un élément important de l'imagerie est le zoom. Balli *et al.* [8] proposent d'utiliser deux métasurfaces en cascade qu'on tourne l'une par rapport à l'autre pour obtenir une longueur focale variant entre 22 et $67 \mu\text{m}$ mais avec une efficacité de focalisation comprise seulement entre 10 et 18% . Les métasurfaces sont réalisées à l'aide de nano-trous dans une membrane diélectrique avec un rapport d'aspect important. On notera toutefois que le zoom n'est pas réglable mais que sept valeurs de focalisation ont pu être démontrées avec sept structures différentes. Yang *et al.* [143] proposent un zoom qui est lui réglable entre deux modes : un mode téléphone portable avec un champ de vue de 4° et un mode avec un champ plus large de 40° . La bascule entre les deux modes est possible grâce à un mécanisme thermique, qui permet de passer la structure d'un état amorphe à un état cristallin. Cette structure est composée d'un substrat en CaF_2 avec des méta-atomes en $\text{GeSb}_2\text{Se}_4\text{Te}$ avec des formes en H, I et +. A la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 5.2 \mu\text{m}$, les distorsions sont minimales et les aberrations sont corrigées (Figure 1.4 b.).

Il est également possible de former des systèmes optiques spécifiques pour l'imagerie. Xiong *et al.* [138] utilisent des résonateurs free-forms en Silice pour séparer trois longueurs d'onde (1.15 , 1.35 et $1.55 \mu\text{m}$) dans des positions focales différentes. En les associant en réseau, ils créent un motif composé d'une multitude de points focaux formant une image qui dépend de la longueur d'onde. Valencia Molina *et al.* [123] proposent de faire de l'imagerie dans le proche infrarouge à l'aide de l'optique non linéaire, avec de l'*up-conversion*. Les métasurfaces, composées d'un substrat de LiNbO_3 avec des rubans de Silice, convertissent le faisceau infrarouge en image visible, permettant notamment de bien détecter les contours des objets pour l'imagerie nocturne (Figure 1.4 c.). Yoon *et al.* [145] se concentrent sur l'imagerie bio-médicale en couplant une méta-lentille avec une caméra CMOS. Leurs méta-atomes sont composés de plots en résine contenant des nano-particules de Silice. A $\lambda = 940$ nm, ils obtiennent une efficacité de focalisation de 47% pour une focale de 2 cm et une ouverture numérique de 0.1 . Ils obtiennent un bon contraste qui leur permet d'imager, par exemple, les veines d'une main. Liu *et al.* [75] proposent eux un réseau de micro-lentilles avec des piliers circulaires en Silicium sur du Silicium (Figure 1.4 d.). Ils démontrent une efficacité de focalisation de 34% pour une focale de $100 \mu\text{m}$ à $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$.

Les filtres de couleurs

Dans le visible : Pour l'imagerie visible, s'appuyant sur des pixels RVB (Rouge, Vert Bleu), il est essentiel d'utiliser des filtres de couleurs. L'enjeu est d'être capable de concentrer au maximum les flux de photons à une longueur d'onde donnée sur le pixel qui lui correspond. Avec des filtres classiques, une partie du flux est automatiquement perdue car absorbée, sans être redirigée selon sa longueur d'onde. Les métasurfaces peuvent remplacer les filtres [43], filtrer la lumière et focaliser le flux sur les pixels [117] à la manière des réseaux de lentilles associés aux filtres conventionnels. Mais elles peuvent aussi permettre de rediri-

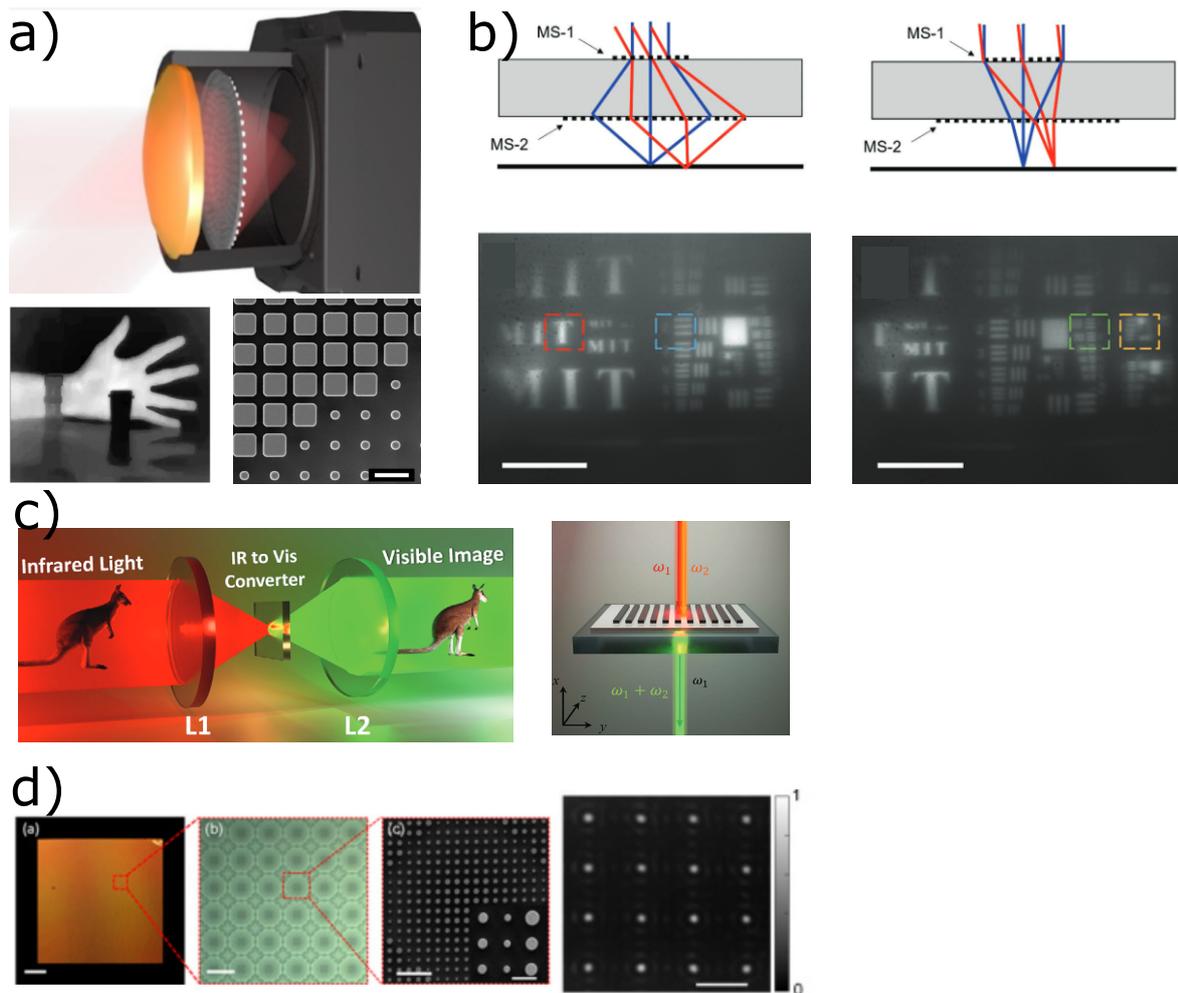


Figure 1.4 – Exemple de métasurfaces pour l'imagerie : **(a)** Méta-surface corrigeant la coma et le chromatisme d'une lentille diffractive : schéma de principe, image d'une main acquise avec le système optique et image MEB de la métasurface [Liu, 2024], **(b)** Zoom réglable entre deux modes (téléphone et large champ de vue) : schéma de principe et images dans les deux modes [Yang, 2022], **(c)** Métasurface non linéaire pour transformer un faisceau infrarouge en visible : schéma de principe de l'imagerie et schéma de principe de la conversion non linéaire [Valencia Molina, 2024], **(d)** Réseau de micro-lentilles utilisant une métasurface : image, image microscopique, image MEB de la métasurface et points focaux du système [Lui, 2019]

ger les flux en imposant une position de focalisation différente selon la longueur d'onde. [61, 81] En dehors des filtres RVB, il est également possible d'utiliser des métasurfaces, avec un gain multiplex, pour réaliser des filtres sur un nombre très important de couleurs. [119]

Dans l'Infrarouge : Pour une caméra contenant à la fois des pixels visibles et infrarouges, Zhong *et al.* [160] proposent un système capable de trier les photons entre visible et infrarouge et les focaliser sur leurs pixels respectifs, avec une efficacité de collecte de 60% dans le visible et de 52% dans l'Infrarouge. Grâce à des piliers en Si-Nitride en forme de croix, le système fonctionne entre 400 et 1100 nm (Figure 1.5.a.). Dans le moyen et le lointain Infrarouge, pour réaliser un détecteur spectral, Xu *et al.* [139] associent trois éléments : un méta-filtre en longueur d'onde, une métasurface agissant comme un réseau de micro-lentilles et une caméra. Le méta-filtre, composé de trous dans un substrat d'argent, permet de filtrer la lumière

pour ne laisser passer que quatre longueurs d'onde : 3.5, 3.9, 9.7 et 10.6 μm . Séparé du filtre par un substrat de Silicium, le réseau de méta-lentilles est composé de piliers cylindriques en Silicium. Chaque micro-lentille focalise la lumière en des points différents. Numériquement, cet assemblage est très efficace, expérimentalement, le système doit encore être optimisé notamment pour obtenir des pics plus étroits (Figure 1.5.b.). Pour séparer deux longueurs d'onde, Chen *et al.* [22] proposent un design associant un réseau de diffraction et une métasurface corrigeant la dispersion. Cette dernière est composée de disques en Silice, entourés de substrat en CaF_2 . Elle envoie les longueurs d'onde 10.8 et 11.9 μm dans des directions différentes. Numériquement, la métasurface permet de limiter la dispersion latérale de 90% (Figure 1.5.c.).

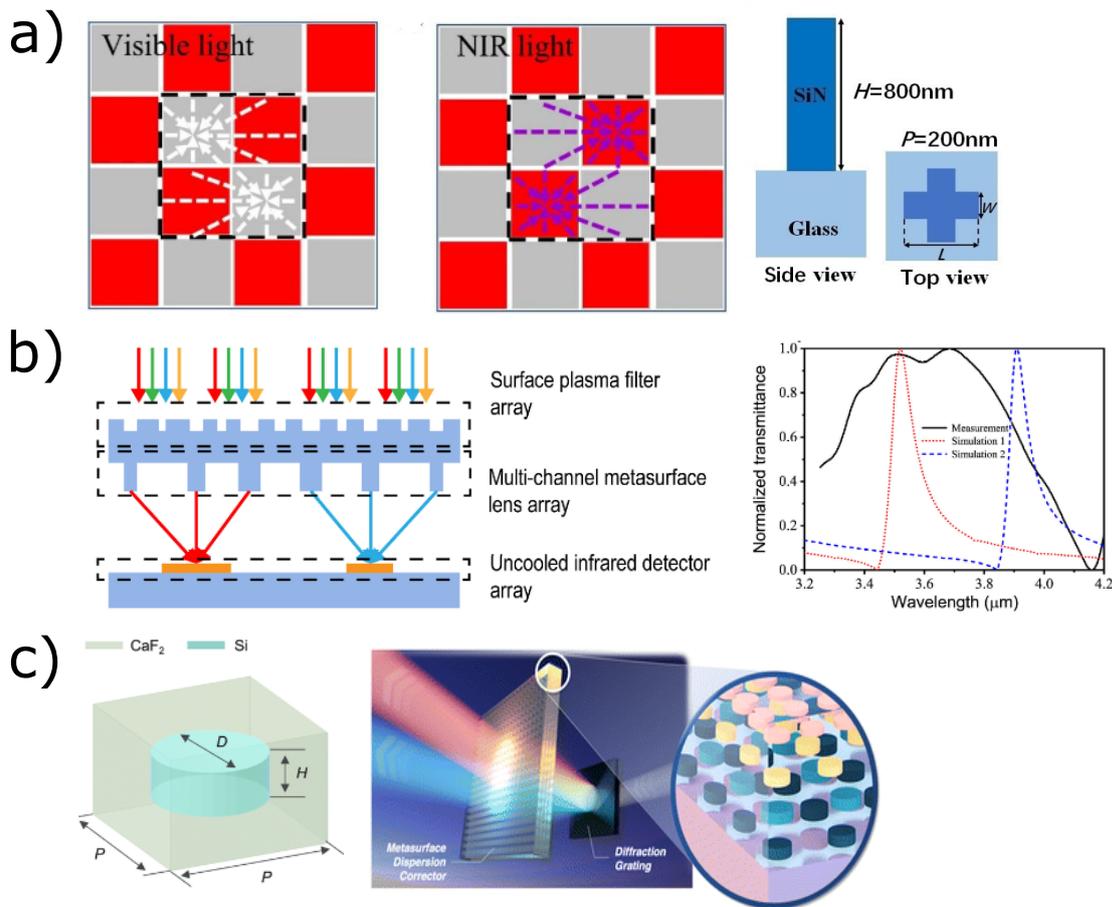


Figure 1.5 – Exemples de métasurfaces triant les couleurs : **(a)** Métasurfaces triant les photons visible et proche infrarouge et focalisant le faisceau sur le pixel correspondant : schéma de principe et méta-atome [Zhong, 2023], **(b)** Système optique composé de deux métasurfaces pour filtrer et trier les photons selon quatre longueurs d'onde dans le lointain Infrarouge : schéma de principe et spectre de transmission dans le moyen Infrarouge [Xu, 2023], **(c)** Métasurface permettant d'améliorer la dispersion latérale d'un réseau de diffraction [Chen, 2024].

Génération de vortex

Les faisceaux en vortex¹ sont utiles dans différentes branches de l'optique (communication en espace libre, laser, micro-manipulation,...). C'est pourquoi on trouve dans la littérature plusieurs métasurfaces capables de générer de tels vortex.

1. On peut définir brièvement les vortex comme un faisceau dont le centre a une intensité nulle et dont la phase s'enroule autour de ce point prenant différentes valeurs.

Dans le visible : Ces vortex peuvent varier avec la polarisation [84] ou au contraire être insensibles à la polarisation. [47] Les métasurfaces peuvent permettre de manipuler la trajectoire du faisceau pour contrôler au mieux la forme du vortex. [144]

Dans l'infrarouge : Arbabi *et al.* [4] ont montré qu'avec les mêmes structures, ils pouvaient faire non seulement une lentille dont la longueur focale dépend de la polarisation, mais aussi un vortex dont les paramètres dépendent également de la polarisation et avec une transmission de 96%, à $\lambda = 915 \mu\text{m}$ (Figure 1.6.a.). Numériquement, He *et al.* [40] proposent également une structure dont la charge topologique varie avec la polarisation. Avec des plots de Silicium rectangulaires dont ils font varier les dimensions et la rotation, ils ont conçu une méta-lentille d'ouverture numérique $NA = 0.44$ et de diamètre $9.75 \mu\text{m}$ (Figure 1.6.b.). Avec les mêmes méta-atomes, Vogliardi *et al.* [127, 128] ont imaginé un convertisseur de polarisation, capable d'induire des faisceaux en vortex à $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, et notamment des vortex avec des charges topologiques et des points focaux différents (Figure 1.6.c.). Ou *et al.* [89] ont codé, sur une même métasurface, une lentille achromatique et large bande avec une spirale de charge topologique $l = 2$, possédant une ouverture numérique de 0.24 (Figure 1.6.d.). Enfin, entre 9.6 et $11.6 \mu\text{m}$, Song *et al.* [112] ont simulé une structure achromatique, large bande, à base de période contenant deux piliers de Germanium, capable d'engendrer un vortex de charge topologique $l = 2$ (Figure 1.6.e.).

Les spectromètres

Il est possible de concevoir des métasurfaces agissant comme des réseaux de diffraction aux propriétés contrôlables. A partir de là, il est possible de les utiliser pour construire des spectromètres.

Dans le visible : Avec une métasurface, il est possible de changer la focalisation en fonction de la longueur d'onde sur une large bande de longueurs d'onde avec une résolution spectrale théorique de 9.1 nm . [129] Plusieurs méta-réseaux de diffraction peuvent être associés au sein d'une cavité réfléchissante pour séparer les longueurs d'onde. [35] Toujours pour réaliser un spectromètre, mais avec une approche différente, il est possible d'associer une centaine de petites métasurfaces avec des réponses spectrales différentes et de reconstruire le spectre de la lumière analysée en considérant l'ensemble des réponses des métasurfaces. [142]

Dans l'infrarouge : En utilisant les propriétés hors axes d'une méta-lentille, composée de piliers cylindriques en Si-Nitride sur un substrat en Silice, Ke *et al.* [57] proposent une métasurface fonctionnant entre 500 et 1000 nm , avec des points de focalisation différents selon la longueur d'onde. Ils l'utilisent comme un spectromètre ayant une résolution spectrale de 0.6 nm et une efficacité de 77% (Figure 1.7.a.). Entre 1.5 et $3.5 \mu\text{m}$, Russel *et al.* [105] ont construit un filtre passe-bande avec un réseau en Silicium amorphe sur un substrat de Silice pour faire de la reconstruction spatiale. Ils ont pu tester différents matériaux et obtenir de bons résultats, en comparant leurs spectres avec ceux obtenus avec un FTIR (Figure 1.7.b.).

Les hologrammes

Parce qu'elles permettent de contrôler la phase, les métasurfaces sont de bonnes candidates pour générer des hologrammes.

Dans le visible : Ainsi, la projection d'une image holographique peut être insensible à la polarisation [52] ou au contraire afficher des images différentes, à des endroits différents selon la polarisation [157]. Pour modifier un hologramme, il est également possible d'associer

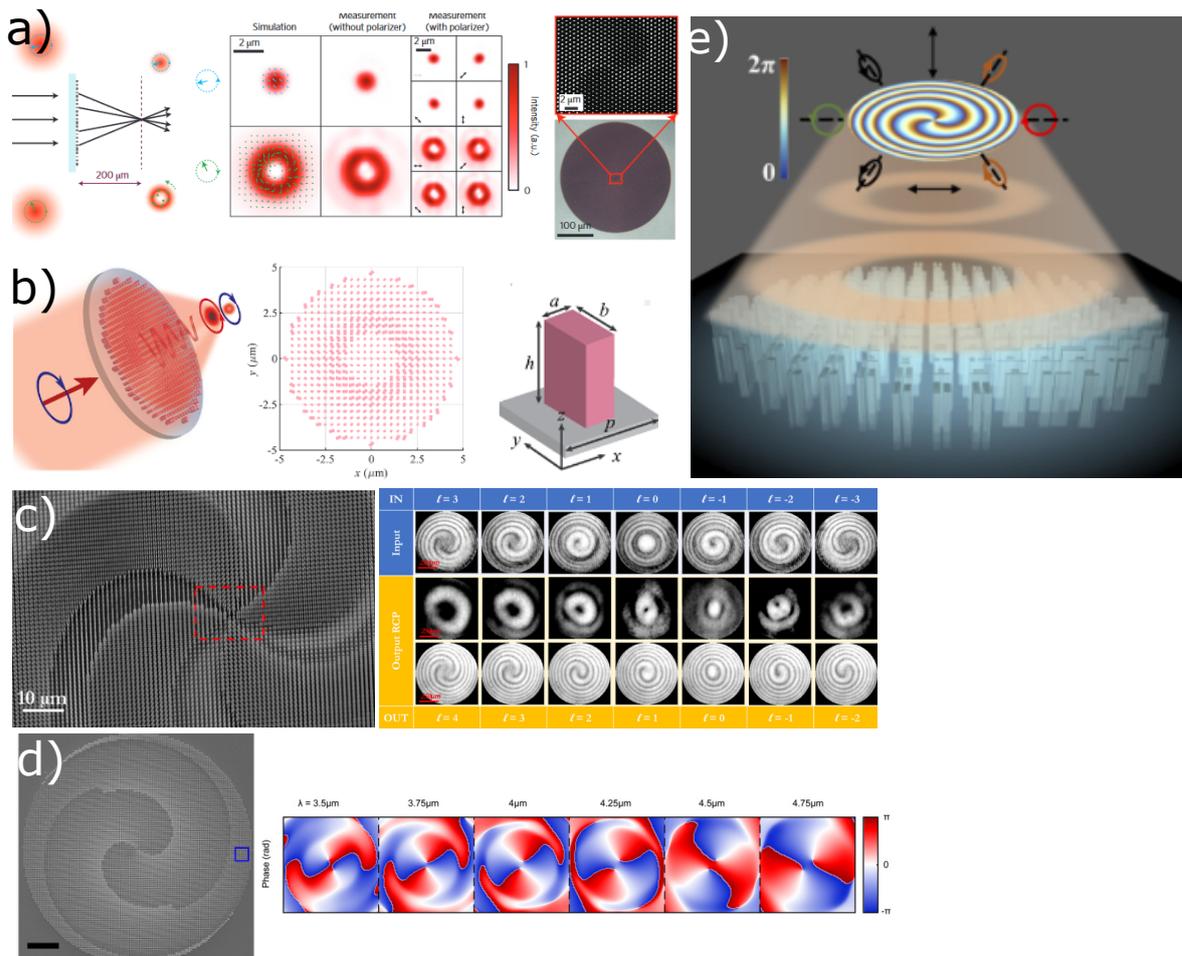


Figure 1.6 – Exemples de réalisation de vortex avec des métasurfaces : **(a)** Vortex dépendant de la polarisation : schéma de principe, simulations et mesures, image et image MEB [Arabi, 2015], **(b)** Vortex dont la charge topologique dépend de la polarisation : schéma de principe, organisation et méta-atome [He, 2022], **(c)** Convertisseur de polarisation induisant des vortex : image MEB et mesures [Vogliardi, 2024], **(d)** Métasurface portant une lentille achromatique et un vortex : image MEB et mesure de la phase en fonction de la longueur d'onde [Ou, 2021], **(e)** Métasurface générant un vortex avec une structure en Germanium : schéma de principe [Song, 2022].

deux métasurfaces en cascade, et de les tourner l'une par rapport à l'autre, l'angle de rotation déterminant l'image affichée. [132] Un autre aspect intéressant est la possibilité d'afficher des hologrammes en couleur, en associant des nano-antennes qui apportent une réponse différente selon la longueur d'onde de la source. [78] Enfin, des méta-atomes métalliques, bio-compatibles, peuvent être fabriqués sur des lentilles de contact, afin de, à terme, concevoir des hologrammes pour la VR (réalité virtuelle) portés directement dans les yeux des utilisateurs. [63]

Dans l'infrarouge : On trouve moins d'exemples d'hologrammes dans l'infrarouge, c'est-à-dire en lumière non visible et qui ne peut donc pas être utilisée pour des applications de VR notamment. On trouve néanmoins quelques exemples d'hologrammes dans l'infrarouge. L'un d'eux a été réalisé par Arabi *et al.* [4] qui ont montré qu'à $\lambda = 915 \mu\text{m}$, il était possible d'afficher un hologramme dont le motif dépend de la polarisation (Figure 1.8.a.). Dans le lointain infrarouge, à $\lambda = 10 \mu\text{m}$, Huang *et al.* [50] ont imaginé une structure à la fonction variable. Les méta-atomes sont des piliers rectangulaires de Silicium, sur un substrat d'Or

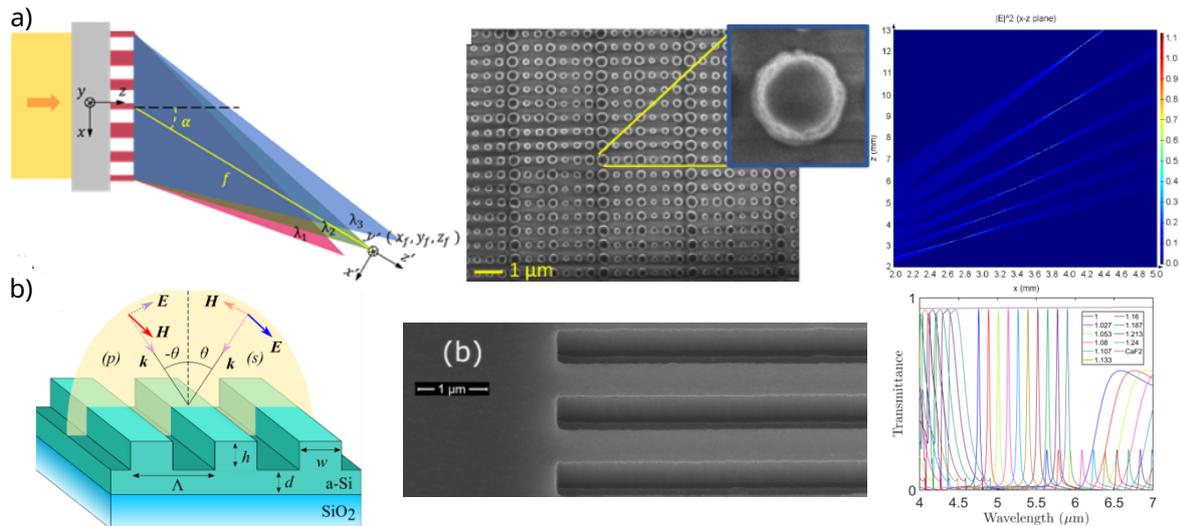


Figure 1.7 – Exemples de spectromètres avec des métasurfaces : **(a)** Spectromètre utilisant une méta-lentille avec des points focaux différents : schéma de principe, image MEB, points de focalisation simulés pour différentes longueurs d'onde [Ke, 2023], **(b)** Filtre passe-bande pour la reconstruction spatiale : schéma de principe, image MEB, transmission en fonction de la longueur d'onde pour différentes tailles de structures [Russel, 2022].

et de GST ($Ge_2Sb_2Te_5$). Lorsque le GST est amorphe, la structure affiche un hologramme qui dépend de la polarisation et lorsqu'il est cristallin, elle agit comme un parfait absorbeur (Figure 1.8.b.). Le changement d'état se fait sous l'effet de la température, cette métasurface est donc commutable, ce qui me permet de faire le lien avec la section suivante.

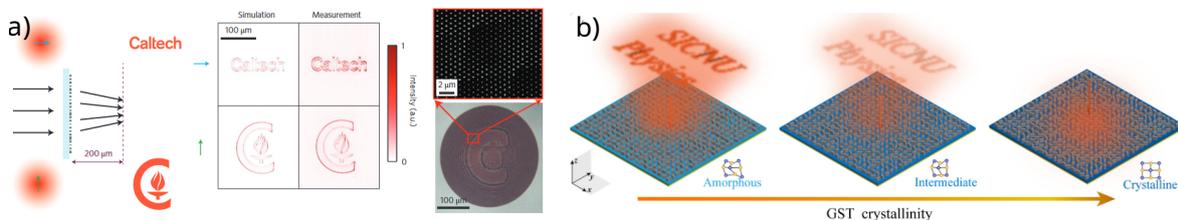


Figure 1.8 – Exemples d'hologrammes réalisés avec une métasurface dans l'Infrarouge : **(a)** Hologramme dont le dessin dépend de la polarisation : schéma de principe, simulations et mesures, image et image MEB [Arbabi, 2015], **(b)** Métasurface affichant un hologramme si la structure est amorphe et agissant en absorbeur sinon : schéma de principe [Huang, 2022].

Les métasurfaces commutables

Il s'agit de métasurfaces dont les propriétés et les réponses varient en fonction d'un mécanisme extérieur. Ce mécanisme peut être très varié (électrique, thermique, mécanique,...). Il existe de très nombreuses occurrences de métasurfaces commutables dans le visible, qui réalisent elles-mêmes un grand nombre de fonctions. Pour se donner une idée du champ que couvrent ces métasurfaces, le lecteur pourra, par exemple, parcourir les articles de Abdelraouf. *et al.* et de Khonina *et al.* qui donnent un long aperçu des méthodes de simulations, des mécanismes et des applications des métasurfaces commutables. [1] [60]

Et d'autres applications

Il existe également un certain nombre d'autres fonctions optiques intéressantes : métasurfaces en cascade induisant différents motifs de dispersion[155], masque de phase permettant d'évaluer la distance à un objet[54], réseaux de diffraction[77], zoom variable[90], des séparateurs de faisceaux,[23, 40, 59, 76, 135, 158, 164], des filtres passes-bandes[109, 163],...

1.2 Concernant les analyseurs de front d'onde

Pour l'analyse de front d'onde, il existe un grand nombre d'instruments utilisant des techniques diverses. Pour ma part, j'ai cherché, au cours de ma thèse, à mesurer l'équivalent d'un piston sur une surface segmentée (voir Chapitre 2). Cela se rapproche des besoins de l'astronomie : dans les télescopes, les miroirs sont composés d'un grand nombre de segments réfléchissants qu'il est important de co-phaser, en réglant au mieux leur piston et leur tip/tilt. Souvent une méthode interférométrique est privilégiée. Dans cette partie, je présenterai quelques interféromètres, sans aucune volonté d'être exhaustive mais avec l'intention de montrer qu'il existe beaucoup d'instruments ayant tous leurs avantages ou leurs inconvénients. On verra ci-dessous que, dans le cadre de ma thèse, j'ai eu besoin d'un analyseur de front d'onde capable de mesurer la phase d'une surface segmentée, avec des marches de phases importantes et discrètes, non continues.

1.2.1 Le Shack-Hartmann

Le Shack-Hartmann a été développé dans les années 1970, pour la mesure de front d'onde.[79] Comme on peut l'observer sur la Figure 1.9, cet instrument est composé d'une matrice de micro-lentilles. Chaque micro-lentille permet d'obtenir un point focal dont la position dépend du front d'onde. L'instrument ne mesure pas directement la phase induite par un miroir mais relie la position du point focal avec le gradient de phase selon la relation

$$\vec{\rho} = f \frac{\iint \nabla W(\vec{r}) d^2 \vec{r}}{\iint d^2 \vec{r}} \quad (1.2)$$

avec \vec{r} le déplacement du point focal par rapport au point focal de référence, W le front d'onde et f la longueur focale des micro-lentilles.[2, 126]

Il faut ensuite reconstruire le front d'onde. [67, 162] La précision de la mesure dépend des qualités expérimentales du montage mais est surtout déterminée par la taille et la période des micro-lentilles qui déterminent l'échantillonnage du front d'onde total.

Le Shack-Hartmann a été conçu pour analyser des surfaces continues avec des déphasages lents, pas de marches brutales de phase, il n'est donc pas utilisable dans mon application. Cependant, un analyseur de front d'onde inspiré du Shack-Hartmann a été développé par Chanan *et al.*[18], initialement pour le télescope Keck. Il permet lui de mesurer des marches de phase et serait plus adapté à mon besoin.

1.2.2 L'interférométrie à décalage quadri-latéral

Développé dans les années 1990[102], l'interférométrie à décalage quadri-latéral (IDQL) est une technique présentant trois avantages : elle est achromatique, auto-référente et permet une résolution spatiale importante. Comme on peut le constater sur la Figure 1.10, cet instrument est composé d'un masque, souvent appelé masque de Hartmann modifié, qui est

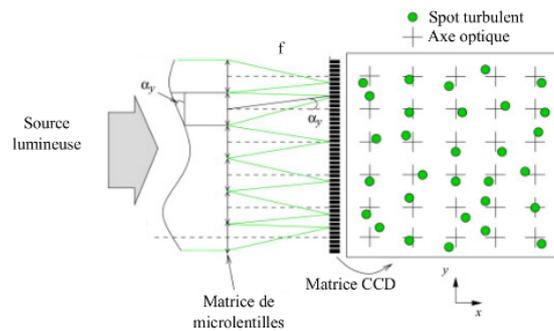


Figure 1.9 – Schéma de principe de l'interféromètre de Shack-Hartmann. [Vievard, 2017]

un réseau de diffraction sinusoïdal en deux dimensions, permettant d'envoyer les ordres ± 1 dans deux directions orthogonales. Ainsi la surface interfère avec elle-même. En passant dans l'espace de Fourier et en sélectionnant les harmoniques correspondantes, il est possible de remonter au gradient de phase de la surface étudiée. [19, 124] L'interféromètre est utilisable pour de nombreuses applications : nanophotonique [7], biologie [14], analyse de surface [120],... Cependant, il ne permet pas de mesurer directement des déphasages brusques et proches de π . Pour cela, il faut utiliser une méthode légèrement différente, une méthode dite bi-couleur, dont on trouvera une description par B. Toulon. [121] Cependant, l'information du déphasage est portée par une zone étroite de l'interférogramme.

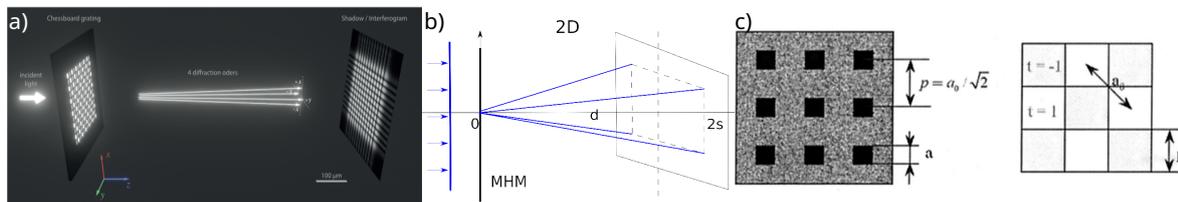


Figure 1.10 – (a) Figure illustrant le principe de l'IDQL [Baffou, 2021] (b) Schéma de principe du fonctionnement du masque de diffraction, (c) Illustration du masque de diffraction [Primot, 1995].

1.2.3 L'interférométrie à décalage de phase

L'interférométrie à décalage de phase est une technique d'interférométrie, développée dans les années 1970, qui peut être adaptée pour des surfaces macroscopiques comme pour de la microscopie. Comme illustré par la Figure 1.11 l'instrument est composé de deux bras interférométriques : sur l'un, la surface à analyser, sur l'autre, une surface de référence. La surface de référence est déplacée lentement sur l'axe optique et des images de la figure d'interférence sont prises à intervalles réguliers avec chacune une différence de marche différente entre les deux surfaces. Le traitement de l'ensemble des images permet de remonter à la phase induite par la surface étudiée. Cette technique reconnue permet de mesurer rapidement, avec précision et malgré un faible contraste la phase d'une surface. [38, 62] Cependant, elle ne fonctionne qu'en réflexion. La précision de la mesure est notamment limitée par le contrôle du déplacement de la surface de référence et par les algorithmes de traitement, qui doivent prendre en compte la problématique du dépliement de phase. [28]

C'est une méthode plan-focal, qui pourrait être adaptée à mon besoin mais qui implique une analyse loin du champ proche.

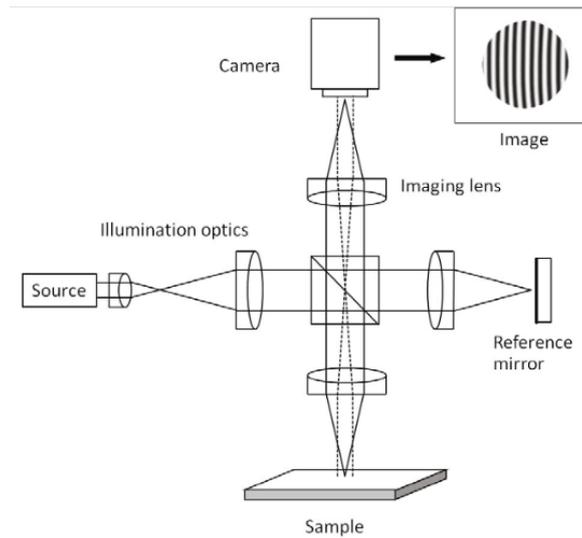


Figure 1.11 – Schéma de principe d'un interféromètre à décalage de phase. [de Groot, 2011]

1.2.4 Les interféromètres dérivés du Michelson : l'exemple de l'UPC-Zebra

Il existe différents interféromètres pour la mesure de phase s'inspirant de l'interféromètre de Michelson. Je ne présenterai ici que l'interféromètre UPC-Zebra. Il a été spécialement développé pour la mesure du piston, tilt et tip d'un miroir segmenté. Comme illustré sur la Figure 1.12, deux faisceaux interfèrent : l'un s'est réfléchi sur un des segments du miroir, l'autre à l'intersection entre deux segments. Pour mesurer l'ensemble des segments, le miroir est déplacé latéralement entre chaque mesure. Cette configuration est simple, relativement facile à mettre en place, auto-référente et s'adapte à de nombreux motifs de miroirs. L'utilisation en lumière blanche permet de lever l'indétermination en $\lambda/2$. [98, 99]

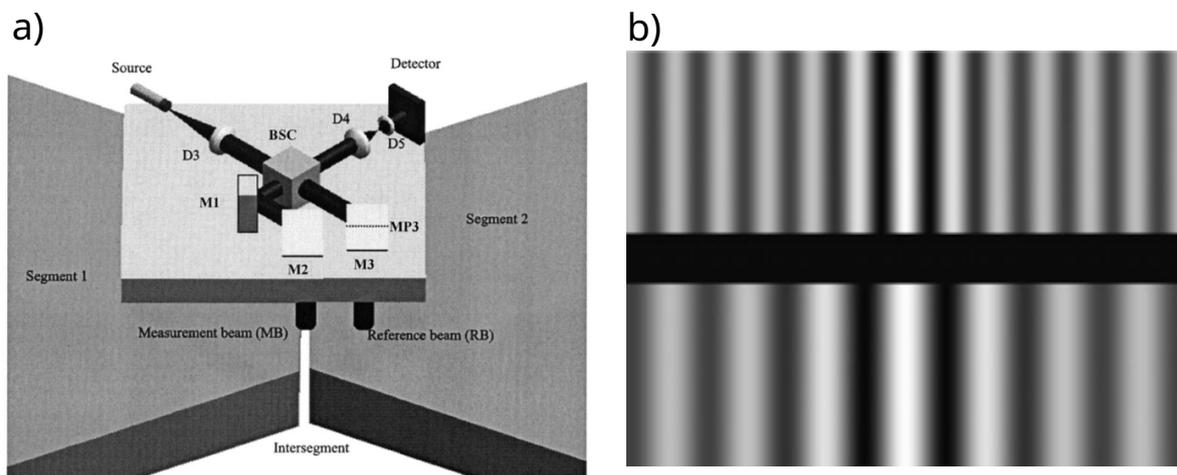


Figure 1.12 – (a) Schéma de l'interféromètre UPC-ZEBRA, (b) Interférogramme simulé pour un défaut de tilt. [Pinto, 2002]

1.2.5 La mesure par diversité de phase

La technique dite de diversité de phase repose sur l'idée paradoxale de comparer deux images focalisées : l'une de la surface étudiée, l'autre de la surface étudiée à laquelle on ajoute physiquement une aberration optique connue, par exemple un retard de phase en faisant traverser au faisceau un milieu d'indice optique différent (Figure 1.13). Développée

dans les années 1970, cette technique est expérimentalement simple à mettre en oeuvre, utilise l'ensemble du faisceau incident et peut être utilisée pour des surfaces étendues. Cependant, elle nécessite une caractérisation précise du défaut optique induit en amont de la mesure. La difficulté repose sur l'algorithme de reconstruction du front d'onde qui peut prendre différentes formes. [85, 92, 93, 126]

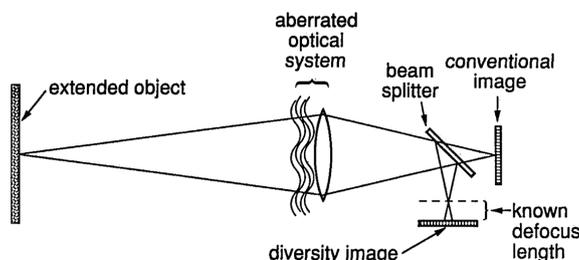


Figure 1.13 – Schéma d'un système optique à diversité de phase. [Paxman, 1992]

1.3 Concernant les mesures de phase de nano-antennes

Accompagnant la conception des premiers méta-matériaux, puis des premières méta-surfaces, la mesure de phase des nano-antennes a la plupart du temps pris la forme d'une mesure interférométrique. On trouve dans la littérature quelques exemples de ces mesures qui prennent des formes diverses pour le visible et le proche infrarouge.

En 2005, Zhang *et al.* [154] cherchent à reconstruire la phase de méta-matériaux pour reconstruire l'indice effectif de la structure. Ils choisissent d'étudier une structure composée de deux films d'Or, séparés par une épaisseur de Al_2O_3 . Dans les films d'Or sont creusés des trous de diamètres variables (Figure 1.14.a.). Cette métastructure est ensuite intégrée à deux ensembles plus larges : elle est découpée en ruban sur une plaque de verre pour l'étude en transmission tandis qu'elle est placée en une couche continue sur une plaque de verre et surmontée de nano-antennes d'Or pour l'étude en réflexion (Figure 1.14.b.). Ces deux ensembles sont étudiés dans le proche Infrarouge, entre 1.5 et 2.5 μm à l'aide d'un FTIR. Les auteurs extraient alors de leurs mesures les paramètres caractéristiques de la structure, comme la fréquence de diffusion, en faisant coïncider au mieux leurs mesures avec une simulation adaptée. Cela leur permet alors de reconstruire la phase induite par la structure. Comme on peut l'observer sur la Figure 1.14.c., ils reconstruisent la résonance en transmission bien que moins piquée que celle prévue par leurs modèles, c'est également le cas en réflexion, mais ils observent une seconde résonance non anticipée.

La même année, Drachev *et al.* [33] mesurent également la phase d'un méta-matériau pour reconstruire l'indice effectif. La structure étudiée est une structure hybride métal-diélectrique, illustrée sur la Figure 1.15.a. L'interféromètre mis en place permet d'étudier la phase en faisant interférer les faisceaux sortant de l'échantillon en polarisations TE et TM, préalablement séparés (Figure 1.15.b.). Il s'agit donc d'étudier moins la phase que la différence de phase entre les deux polarisations. La phase est étudiée dans le visible et le proche Infrarouge entre 600 et 1800 nm. La différence de phase reconstruite est en adéquation avec les simulations effectuées, malgré un décalage d'environ 50 nm de la longueur d'onde de résonance, et un écart entre la mesure et la simulation d'environ 10° (Figure 1.15.c.).

De manière plus traditionnelle, il est possible de mesurer la phase de nano-structures à l'aide d'un interféromètre faisant interférer l'échantillon étudié avec un substrat de référence.

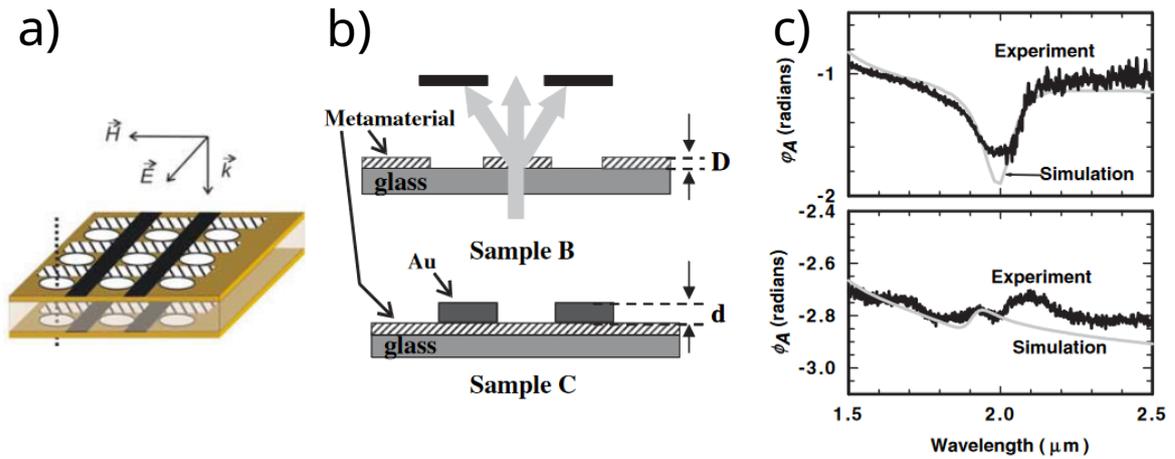


Figure 1.14 – (a) Schéma de principe de la méta-structure. (b) Schéma des ensembles incorporant la méta-structure ci-contre pour une étude en transmission et en réflectivité. (c) Mesure la phase de la méta-structure en transmission et en réflectivité. [Zhang, 2005]

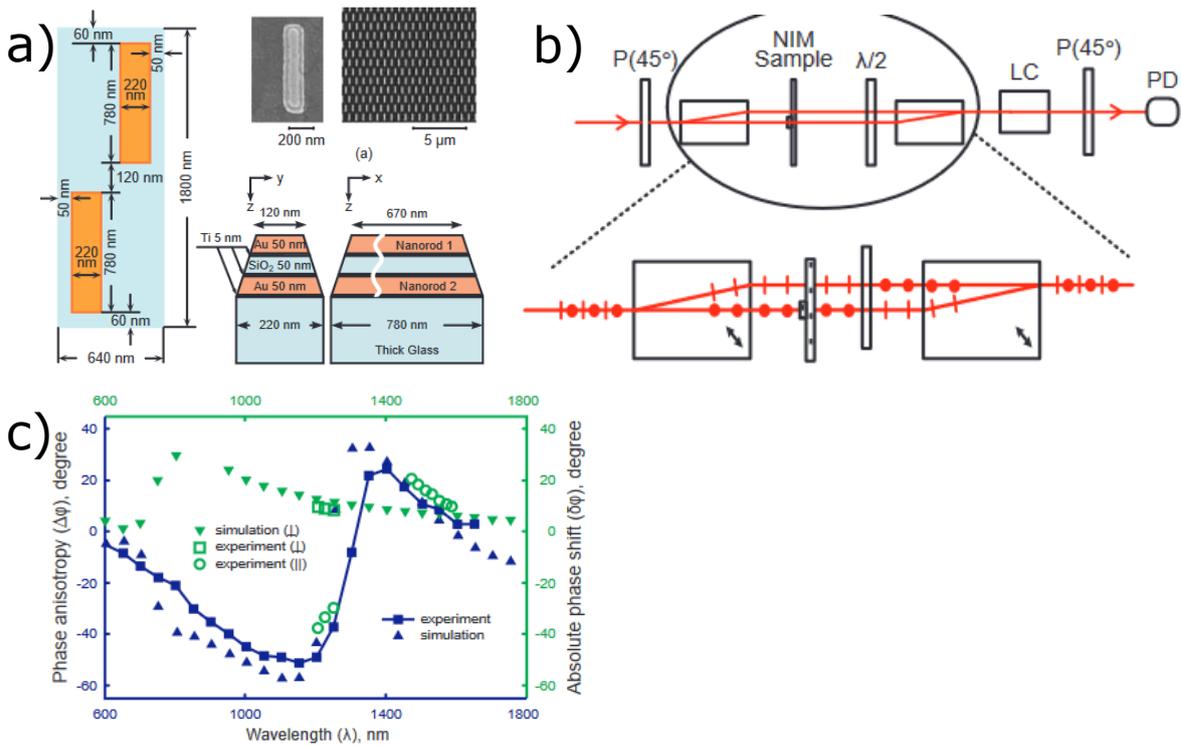


Figure 1.15 – (a) Schéma de principe de la méta-structure. (b) Schéma de principe de l'interféromètre utilisé. (c) En bleu, mesure et simulation de la différence de phase entre les polarisations TE et TM. En vert, reconstruction de la phase pour chacune des polarisations. [Drachev, 2005]

C'est le choix effectué par O'Brien *et al.* [86] pour l'étude d'un méta-matériau plasmonique, composé de deux barres d'Or horizontales et d'une barre verticale. La distance entre les barres horizontales et celle verticale varie pour induire une phase différente (Figure 1.16 a.). Dans le proche Infrarouge, entre 1 et 1.8 μm , ils utilisent un interféromètre de Mach-Zenders pour reconstruire la phase. La comparaison entre la simulation et la mesure est observable sur la Figure 1.16 a. Bien que réalisée avec une précision de $\frac{\lambda}{300}$, on observe un écart entre la mesure et la simulation : les résonances sont reconstruites mais avec un décalage en

longueur d'onde, l'allure de la courbe est conservée mais il y a un écart entre les valeurs simulées et mesurées, des valeurs négatives de phase sont observées mais non prévues par la simulation. Cette dernière observation est expliquée par le fait que la simulation ne prend pas en compte le champ diffusé qui est présent expérimentalement. Quant aux autres écarts, ils sont justifiés par une différence entre la fabrication et le modèle simulé. De plus, la mesure est limitée par le contraste et l'uniformité des franges, la résolution de la caméra, le rapport signal sur bruit et l'uniformité de l'éclairage.

Ollanik *et al.* [88] ont choisi d'associer un objectif de microscope et un interféromètre de Mach-Zehnder pour étudier la phase de nano-piliers cylindres de Silicium amorphe, entre 1.2 et 1.6 μm . Le montage est composé de trois bras : un bras de référence, un bras où le faisceau traverse l'échantillon nanostructuré et un dernier bras, où le faisceau traverse le substrat de l'échantillon sans les nano-structures. De cette manière, ils obtiennent un interférogramme composé de deux zones : une zone dans laquelle l'échantillon interfère avec la référence et une autre où le substrat interfère avec la référence. Parmi les différentes études réalisées, ils reconstruisent la phase de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde : on observe alors une résonance caractéristique de la structure mais sans comparaison avec une simulation (Figure 1.16.b.).

Zhao *et al.* [156] proposent un "système de mesure de la phase par imagerie interférométrique" qui leur permet de mesurer la phase d'une métalente avec une bonne adéquation mesure-simulation en associant un objectif de microscope et un interféromètre à deux bras faisant interférer référence et échantillon. Le système est testé pour deux types de métalentes : métalente avec une phase de Pancharatnam-Berry et métalente avec une phase de propagation, dans le visible, entre 500 et 800 nm. Avec une précision déclarée de 0.05 rad, ils peuvent également réaliser un balayage du champ autour du point focal (Figure 1.16.c.).

Une autre technique utilisée est l'interférométrie par holographie. En 2017, Babocky *et al.* [6] ont utilisé la microscopie holographique contrôlée par cohérence (CCHM, dont on trouvera une bonne description par Kolman *et al.* [64]) pour mesurer la phase de différents échantillons portant des nano-disques d'Argent, de diamètres variables, entre 400 et 700 nm. Ils ont pu reconstruire les résonances étudiées mais avec des différences par rapport à la simulation, différences qu'ils expliquent par des erreurs de dimension lors de la fabrication et par la non prise en compte du champ diffusant dans leur modèle (Figure 1.17.a.). Ils ont également pu réaliser une imagerie 3D du champ autour du point focal avec un bon accord mesure-simulation.

Toujours avec un interféromètre holographique, de son petit nom Q4GOM pour Microscopie Optique 4G, Bouchal *et al.* [16] ont mesuré la phase d'échantillons composés d'une épaisseur de Silicium, d'Or, et de Silice et de nano-antennes d'Or dont la rotation modifie la phase. Une description de l'interféromètre est donnée dans un article de la même équipe [15], mais on retiendra qu'un réseau de diffraction sépare les polarisations RCP et LCP qui interfèrent entre elles. Plusieurs mesures ont pu être réalisées dont celle d'un réseau composé de nano-structures engendrant une phase de $\pm \frac{\pi}{2}$, qui alterne avec une fréquence de 833 lignes/mm. En utilisant l'objectif de microscope adapté, à savoir un grossissement de 100 et une ouverture numérique de 0.9, ils démontrent que leur technique reconstruit la phase avec une haute résolution à la longueur d'onde $\lambda = 600$ nm (Figure 1.17.b.).

Enfin, la dernière technique utilisée est l'interféromètre à décalage quadri-latéral que j'ai présenté ci-dessus. Khadir *et al.* [58] l'ont associé avec un microscope pour mesurer la phase de différentes métasurfaces : des métasurfaces uniformes, une métasurface portant un gradient de phase et une méta-lentille. Ils testent chaque fois deux sortes de nano-antennes : des nano-antennes, avec une phase de Pancharatnam-Berry, en polymère et avec des nano-antennes ERI (*Effective Refractive Index*). Le gradient de phase et la métalente voient leurs

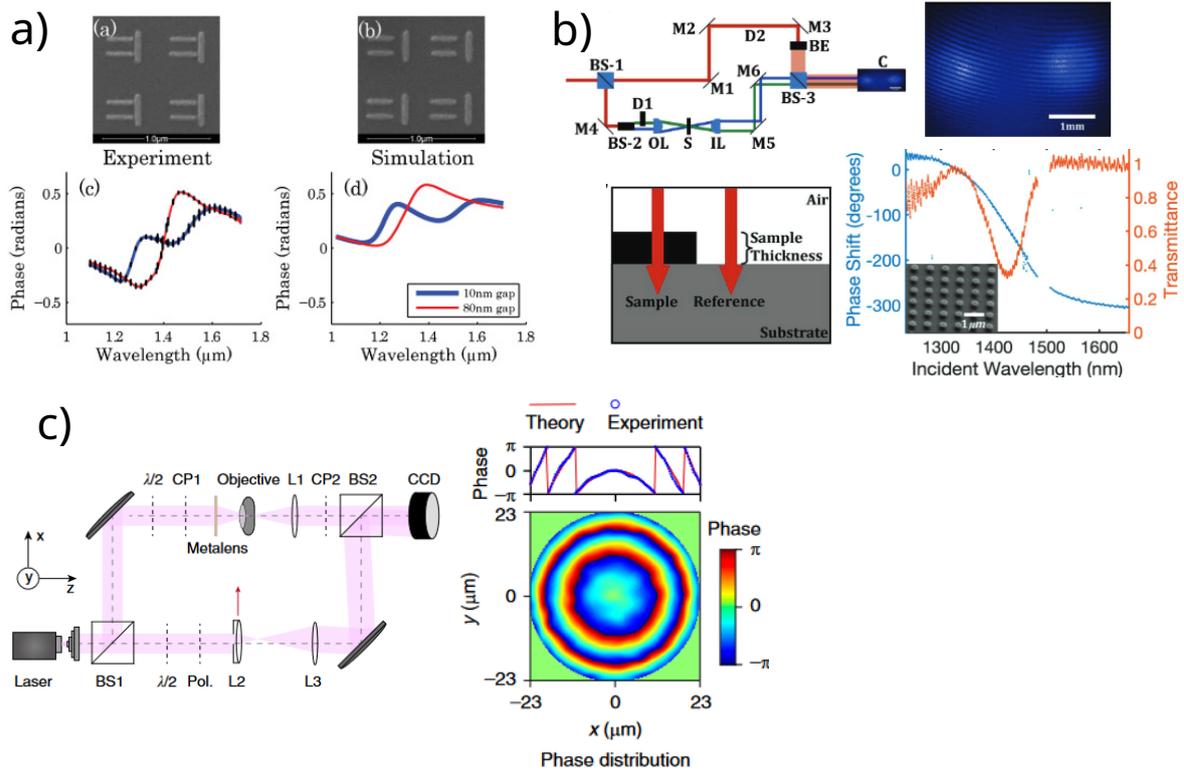
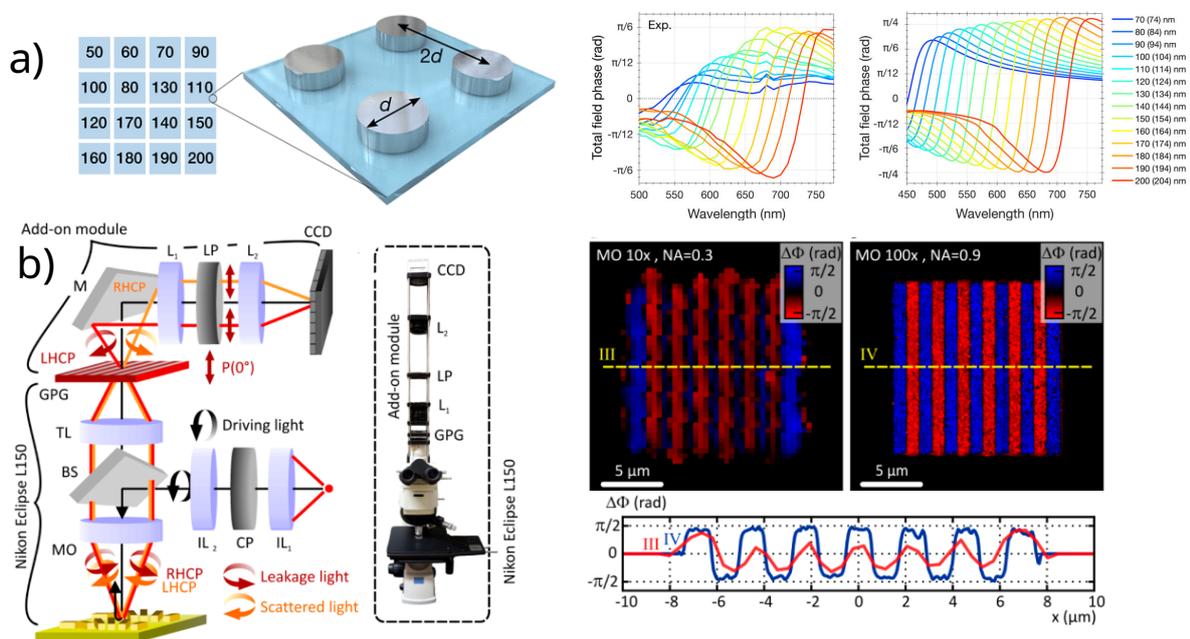


Figure 1.16 – (a) En haut, mesures MEB de l'échantillon étudié. En bas, phase de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde, mesurée et simulée, pour deux dimensions d'échantillons. [O'Brien, 2012] (b) En haut, schéma de principe de l'interféromètre utilisé et interférogramme de l'échantillon étudié. En bas, à gauche, schéma de principe de la mesure : l'un des faisceaux traverse les nanostructures et l'autre seulement le substrat. En bas, à droite, transmission et phase mesurées en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon étudié. [Ollanik, 2019] (c) A gauche, schéma de principe de l'interféromètre utilisé. A droite, mesure de la distribution de phase de la métalentille avec une phase de Pancharatnam-Berry. [Zhao, 2021]

phases reconstruites efficacement avec un bon accord simulation-mesure, démontrant l'efficacité de la méthode. Cependant, la mesure sur les échantillons de phase uniforme montre ses limites : très efficace pour les petits déphasages (avec une différence entre la simulation et la mesure comprise entre 2 et 40°), elle devient difficile quand on se rapproche de la valeur 180° (Figure 1.18). C'est également ce qu'observent Song *et al.* [113]. Ils ont conçu sept échantillons holographiques ayant la même image mais des contrastes de phase différents avec des piliers rectangulaires de GaN sur un substrat en Saphir. Toujours en associant un interféromètre à décalage quadri-latéral avec un microscope, ils ont pu reconstruire la phase avec une barre d'erreur de ±15°. Leurs mesures sont en adéquation avec leurs attentes sauf pour des valeurs proches de 180°.

Conclusion

Ce chapitre avait pour but de donner un rapide aperçu des différentes notions et applications impliquées dans mes travaux de thèse. Loin d'être exhaustif, j'espère qu'il permettra au lecteur de continuer sereinement sa lecture et de tourner la page pour découvrir enfin mon propre travail.



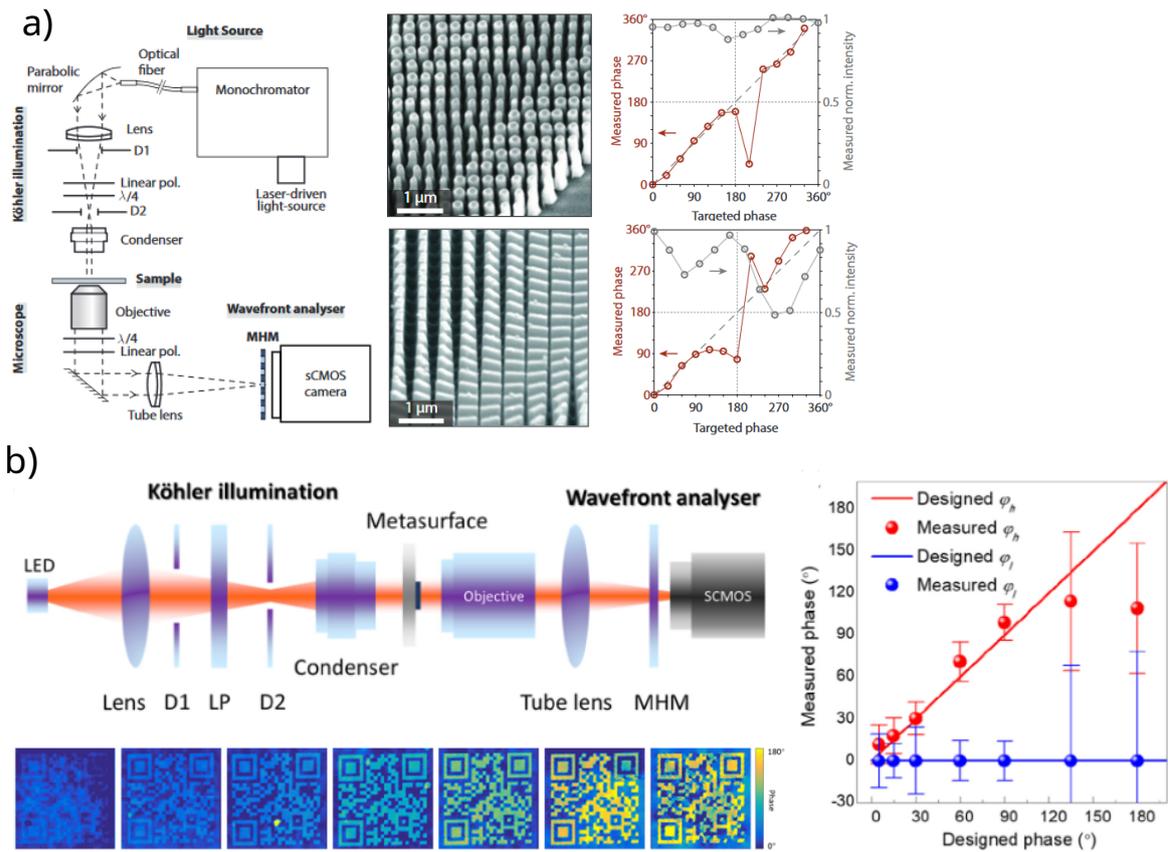


Figure 1.18 – **(a)** A gauche, schéma de principe de l'interféromètre associé au microscope. En haut à droite, image MEB d'une métasurface ERI et mesure de phase de métasurface uniforme, simulation (en pointillé) et mesure (points). En bas à droite, image MEB d'une métasurface avec une phase de Pancharatnam-Berry et mesure de phase de métasurface uniforme, simulation (en pointillé) et mesure (points). [Khadir, 2021] **(b)** En haut à gauche, schéma de principe de l'interféromètre associé au microscope. En bas à gauche, images de phase d'un QR code porté par des métasurfaces avec un contraste de phase variable. A droite, phase mesurée en polarisation TE et TM en fonction de la phase simulée. [Song, 2020]

PISTIL : un choix d'interféromètre

Sommaire du présent chapitre

2.1	Historique	27
2.2	Fonctionnement théorique	28
2.3	Traitement théorique des interférogrammes	31
2.4	Mise en place expérimentale du banc	39
	Conclusion	45

Maintenant que j'ai présenté le contexte et les enjeux de ma thèse, je me propose dans ce chapitre de présenter l'interféromètre que j'ai utilisé et mis en place au cours de ma thèse. Je détaillerai ici son choix, son fonctionnement, la méthode de traitement des interférogrammes qu'il permet d'obtenir et la mise en place expérimentale du banc lui-même.

2.1 Historique

PISTIL est l'acronyme de Piston et Tilt interféromètre. Il s'agit d'un interféromètre de la famille des interféromètres à décalage multilatéral; classiquement, ceux-ci permettent de remonter aux dérivées du front d'onde [19, 102]. Ici cette variante est optimisée pour mesurer les pistons et tip/tilt d'une surface segmentée, en faisant interférer des surfaces voisines deux à deux.

D'un point de vue *historique*, il a été développé à l'ONERA, pour la caractérisation de combinaison de lasers cohérents. L'idée a émergé durant la thèse de doctorat de Cindy BELLANGER [10]. Le lecteur curieux de cette application de PISTIL pourra se plonger dans les thèses de doctorat de Maxime DEPREZ [30], de Bastien ROUZE [104] et de Thomas ROUSSEAU [103] qui se sont successivement intéressés à ce sujet.

Cependant, le terme laser ne doit pas ici retenir notre attention pour comprendre l'esprit de notre interféromètre. On transpose la caractérisation de lasers cohérents à la caractérisation de surfaces segmentées. Parmi ces dernières, on pensera, par exemple, aux miroirs segmentés astronomiques [100], comme des surfaces nécessitant une caractérisation précise pour chaque miroir individuel mais aussi au sein de l'ensemble du miroir assemblé.

Dans le cadre de ma thèse, une nouvelle application de cet interféromètre a été développée : la métrologie d'amplitudes complexes produits par des nano-antennes. Cette fois-ci, les surfaces segmentées sont constituées par différents échantillons de nano-antennes dont on cherche à mesurer la phase et l'amplitude pour valider une géométrie. Ce travail vient

renforcer l'image de PISTIL comme un interféromètre multi-usages. L'utilisation de cet interféromètre pour cette application particulière présente différents avantages et notamment : de mesurer différents échantillons de manière simultanée et redondante et de fonctionner pour tous types de nano-antennes.

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur le fonctionnement théorique de l'interféromètre en tant qu'outil, en le prenant dans sa généralité. Le vocabulaire et les exemples se référeront donc aux échantillons de nano-antennes mais pourront être transposés aux autres usages cités ci-dessus. Sur l'échantillon, les sous-échantillons de nano-antennes ont été placés selon un motif hexagonal qui permet de maximiser le nombre de voisins de chaque sous-échantillon¹.

En choisissant cet interféromètre, nous nous sommes appuyés sur les points positifs suivants : il est possible de mesurer des pistons deux à deux, d'utiliser les zones nues de l'échantillon, de mesurer les zones uniformes de méta-atomes séparées les unes des autres par une marche importante de phase, le banc est achromatique et permet donc des mesures de phase à différentes longueurs d'onde. De plus, il apporte une estimation des erreurs.

2.2 Fonctionnement théorique

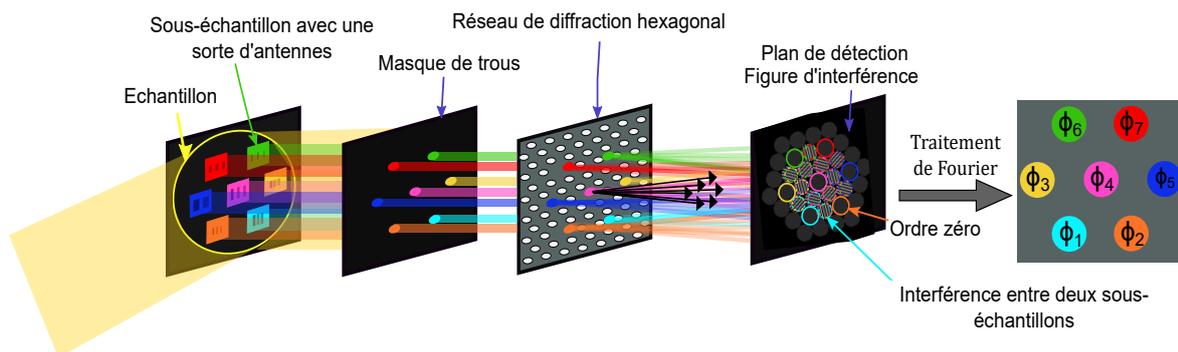


Figure 2.1 – Schéma de principe de l'interféromètre PISTIL

Comme on peut le voir sur la Figure 2.1, l'interféromètre PISTIL se compose au minimum de quatre composants :

1. une surface segmentée quelle qu'elle soit (dans mon cas et dans la suite de ce rapport, un échantillon de nano-structures);
2. un masque de trous,
3. un réseau de diffraction,
4. un plan d'interférence, dans lequel est placé une caméra.

Suivons pas à pas le trajet du faisceau.

La source est monochromatique. Selon la configuration choisie, le faisceau se réfléchit ou traverse **l'échantillon**. En traversant les échantillons de nano-antennes, il va localement voir son amplitude complexe se modifier puisque chaque géométrie/dimension/orientation

¹. On notera qu'un motif en damier est également possible mais limite le nombre de voisins. Dans ce cas, les motifs du masque et du réseau devront aussi être adaptés

de nano-antennes va induire une phase différente. On fait alors l'hypothèse qu'il va ensuite se propager jusqu'au masque en conservant cette phase segmentée au sein du faisceau.

L'objectif de l'interféromètre étant de faire interférer les sous-échantillons voisins l'un avec l'autre, il est donc nécessaire de lacunariser le faisceau. C'est pourquoi, on place devant ce dernier **un masque de trous**. Celui-ci doit avoir deux caractéristiques principales :

- être absorbant à la longueur d'onde donnée, pour ne laisser passer le faisceau qu'au niveau des trous ;
- respecter le motif et la proportion de l'échantillon afin de pouvoir se placer aux endroits où le faisceau a été déphasé.

Pour réaliser cette dernière condition, on voit qu'il est alors préférable de placer, entre l'échantillon et le masque de trous, un afocal qui permettra, à la fois, d'imager l'échantillon sur le masque de trous et donc de limiter les effets de propagation, et à la fois d'adapter le grandissement pour que les dimensions de l'échantillon et du masque coïncident avec plus de précision.

En sortie de ce masque, on a alors N faisceaux correspondant aux N sous-échantillons de nano-antennes et chacun possède sa propre phase.

Les faisceaux arrivent alors au niveau du **réseau de diffraction**. Comme on peut le voir sur la Figure 2.2, le réseau de diffraction laisse passer l'ordre 0 et envoie les ordres ± 1 dans trois directions différentes : 0° , 60° et 120° . Ainsi, chaque sous-échantillon peut interférer avec les six autres sous-échantillons qui l'entourent.

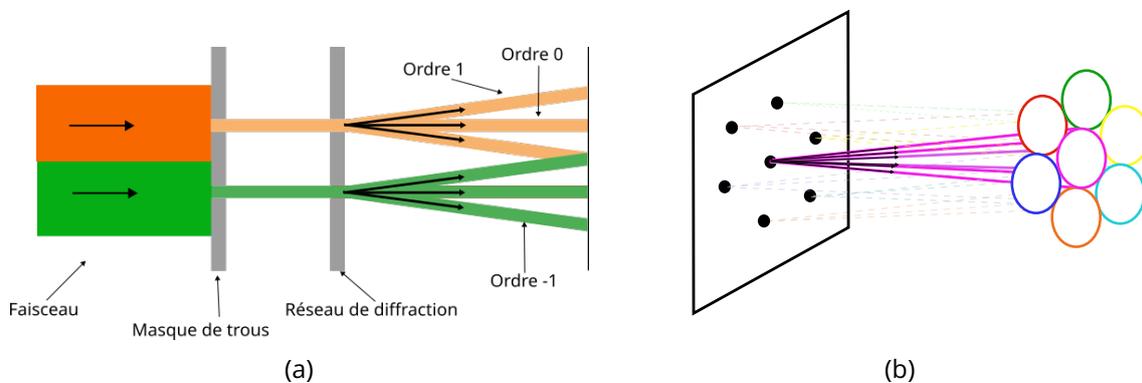


Figure 2.2 – Schéma de principe du fonctionnement du réseau de diffraction de l'interféromètre PISTIL **(a)** pour deux faisceaux voisins dans une direction arbitraire **(b)** pour six échantillons voisins placés sur une maille hexagonale

On notera ici qu'il existe une configuration idéale dans laquelle on maximise la surface d'interférence entre deux sous-échantillons voisins. Cette position est définie par la distance réseau de diffraction-caméra, que l'on notera z_{opt} par la suite. Cette distance dépend de la longueur d'onde, selon la formule :

$$z_{opt} = \frac{d_{trous} * p_g}{2\lambda} \quad (2.1)$$

avec :

- d_{trous} : la distance inter-trous,
- p_g le pas du réseau de Bravais du réseau de diffraction²,

2. Ce paramètre géométrique sera expliqué dans la Section 2.4

— λ : la longueur d'onde,

Comme on peut le voir sur la Figure 2.3, il est important de se rapprocher de la configuration idéale pour maximiser le nombre et l'étendue des franges analysables.

De même qu'on a placé un afocal entre l'échantillon et le masque, il sera judicieux de placer, entre le masque et la caméra, un afocal qui imagera le masque sur la caméra et limitera les effets de la propagation sur la phase. Attention, bien que placé après le réseau, c'est bien le masque que ce système doit imager !

On notera également que dans cette configuration, la distance z_{opt} devient alors la distance entre le masque de trous et le réseau de diffraction, comme le montre le schéma de la Figure

2.4.

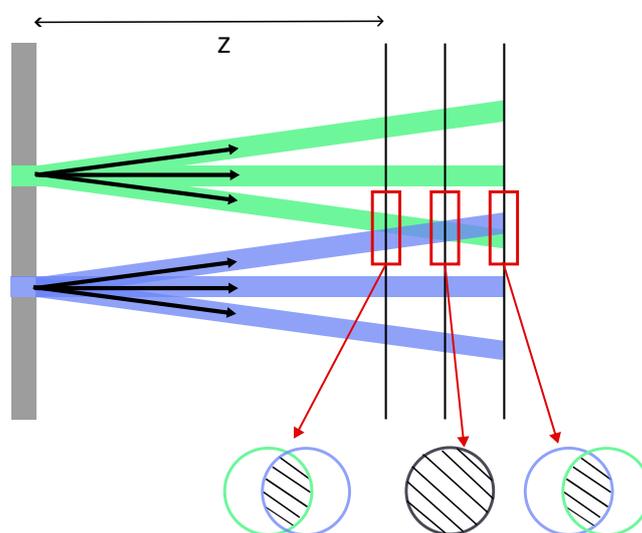


Figure 2.3 – Schéma de principe illustrant l'influence de la distance réseau de diffraction-caméra. On voit donc qu'une distance optimale existe et permet d'avoir un recouvrement maximal des deux faisceaux.

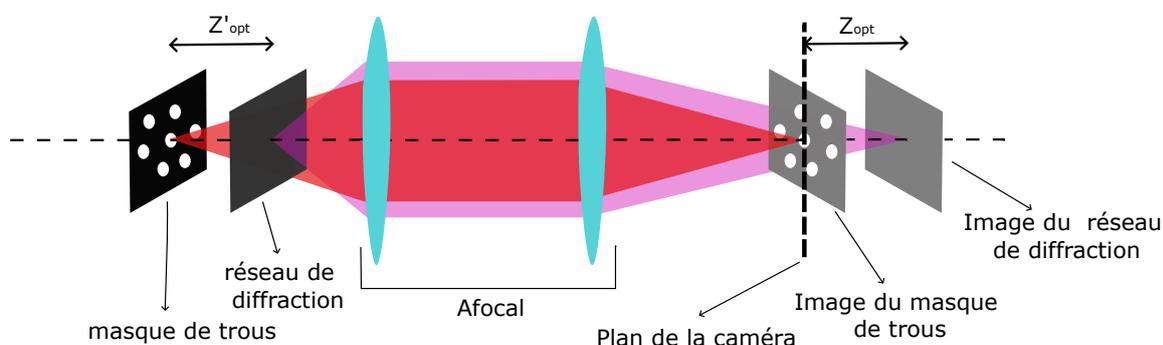


Figure 2.4 – Schéma de principe illustrant une des conséquences de l'utilisation d'un afocal imageant le masque de trous sur la caméra : la distance optimale z_{opt} devient alors la distance masque-réseau de diffraction.

Finalement, le plan du masque est imagé sur le **plan de la caméra**. Comme on le voit sur la Figure 2.5, l'image d'interférence globale est composée de centres vides, correspondant aux ordres 0, et de *pétales*³ contenant les franges obtenues par interférence entre deux sous-échantillons voisins.

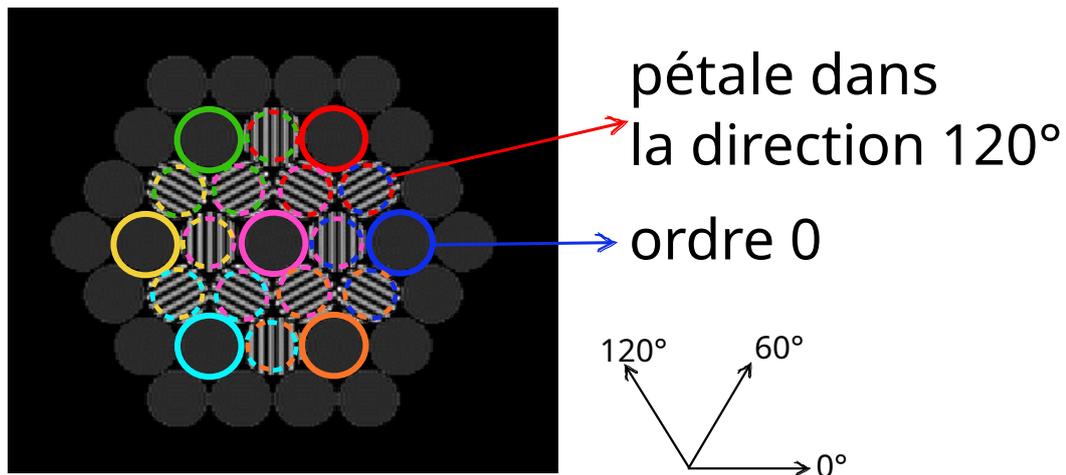


Figure 2.5 – Interférogramme théorique obtenu avec sept sous-échantillons. Le réseau de diffraction laisse se propager les sept ordres 0 sans déviation. Autour de chaque ordre 0, on peut observer les franges issues de l'interférence entre chaque échantillon et l'échantillon voisin dans les directions 0°, 60° et 120°.

C'est en analysant ces franges d'interférence que nous pourrions être capable d'étudier l'effet induit sur le front d'onde par les nanostructures. En effet, on constatera que les effets de piston, de tip et de tilt ont des effets différents sur les franges. Comme illustré par la Figure 2.6, on crée :

- un piston, qui décale les franges orthogonalement à leur axe,
- un tip, qui change la fréquence des franges,
- un tilt, qui change l'orientation des franges.

2.3 Traitement théorique des interférogrammes

Une fois les interférogrammes acquis par la caméra, il s'agit de les traiter. Ce traitement peut se faire de différentes façons, mais on considérera ici un traitement par transformée de Fourier, qui a été, jusqu'à présent, la méthode privilégiée dans le cadre des expériences PISTIL. De plus, dans le cadre de ce rapport, on ne s'intéressera qu'à la reconstruction des pistons⁴.

3. Je reprends ici le nom traditionnel utilisé par les développeurs de PISTIL

4. Le lecteur curieux de la reconstruction des tips/tilts se référera aux thèses précédentes sur le sujet et déjà citées. Il se rassurera, le traitement restera le même, mais des étapes viendront s'y ajouter

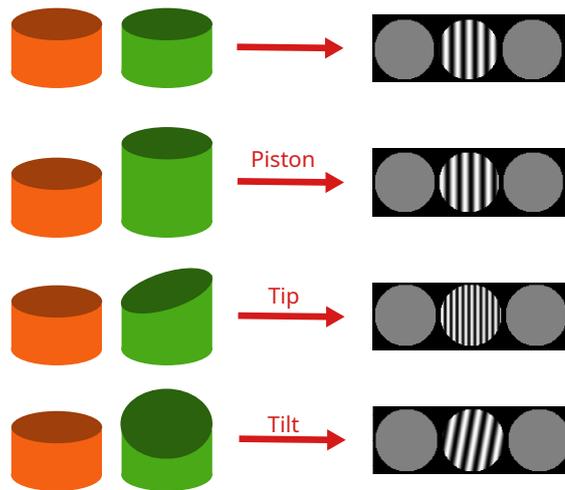


Figure 2.6 – Schéma illustrant les conséquences d'un effet de piston, de tip et de tilt sur la figure d'interférence entre deux sous-échantillons voisins. À gauche, deux sous-échantillons sont représentés sous la forme de cylindres. À droite, on observe, pour chaque situation, la figure d'interférence entourée des deux ordres 0 des sous-échantillons. Sous l'effet d'un piston, les franges sont décalées dans la direction orthogonale aux franges. Sous l'effet du tip, la fréquence des franges est modifiée. Sous l'effet du tilt, les franges sont tournées.

Pour cet exemple de traitement, prenons le cas d'un interférogramme avec sept sous-échantillons, dans une maille hexagonale, avec un faible angle de rotation (soit un échantillon central et une couronne d'échantillons autour), comme illustré dans la Figure 2.7 et regardons, étape par étape, la reconstruction des pistons.

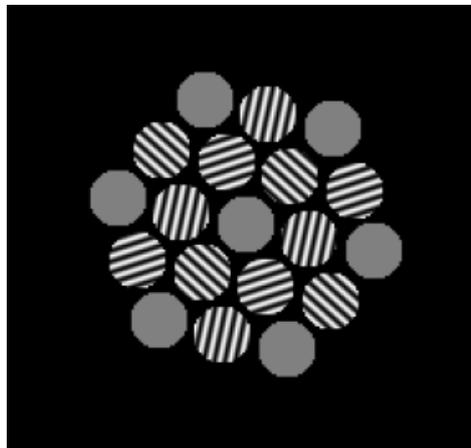


Figure 2.7 – Interférogramme simulé pour sept sous-échantillons placés sur une maille hexagonale avec un angle de rotation de 12 degrés.

Sur la caméra : Pour chaque pétale, on observe une figure d'interférence. Celle-ci correspond à la rencontre de deux faisceaux : $E_1(r) = E_{01}e^{-i\omega t + i\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + i\phi_1}$ et $E_2(r) = E_{02}e^{-i\omega t + i\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + i\phi_2}$, avec $\vec{k}_{1,2}$ le vecteur d'onde de chaque faisceau et $\phi_{1,2}$ la phase de chaque faisceau.

Sur ce pétale de coordonnées x, y et de rayon r , on observera donc une intensité égale à :

$$I(r) = (|E_{01}|^2 + |E_{02}|^2) + 2E_{01}E_{02}\cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \Delta\phi) \cdot \mathbb{1}(x, y) \quad (2.2)$$

avec $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ la différence de phase et $\mathbb{1}(x_p, y_p)$ la fonction unitaire définissant un disque

de centre (x, y) , de rayon r , de valeur 1 au centre du disque et 0 à l'extérieur.

Passage dans l'espace de Fourier : A l'aide d'une transformée de Fourier, on considère maintenant la répartition des fréquences.

En considérant seulement l'effet de cette transformation sur un pétale, on a :

$$\begin{aligned}\hat{I}(\nu, \mu) &= TF(I(x, y)) \\ &= (|E_{01}|^2 + |E_{02}|^2)\delta(\nu, \mu) \\ &+ E_{01}E_{02}(e^{-i\Delta\phi}\delta(\nu + \frac{\Delta k_x}{2\pi}, \mu + \frac{\Delta k_y}{2\pi}) \\ &+ e^{i\Delta\phi}\delta(\nu - \frac{\Delta k_x}{2\pi}, \mu - \frac{\Delta k_y}{2\pi})).\mathcal{J}(\nu, \mu)\end{aligned}\quad (2.3)$$

avec $\mathcal{J}(\nu, \mu)$ la transformée de Fourier de la fonction disque, correspondant à une fonction de Bessel cardinal.

On généralise ensuite à la transformée de Fourier de notre interférogramme général. Comme on peut le voir sur la Figure 2.8 on retrouve bien un pic central, entouré de six harmoniques orientées dans les directions 0° , 60° et 120° . L'écart entre le centre des harmoniques et l'ordre 0 central est déterminé par la période du réseau et le grandissement du second afocal.

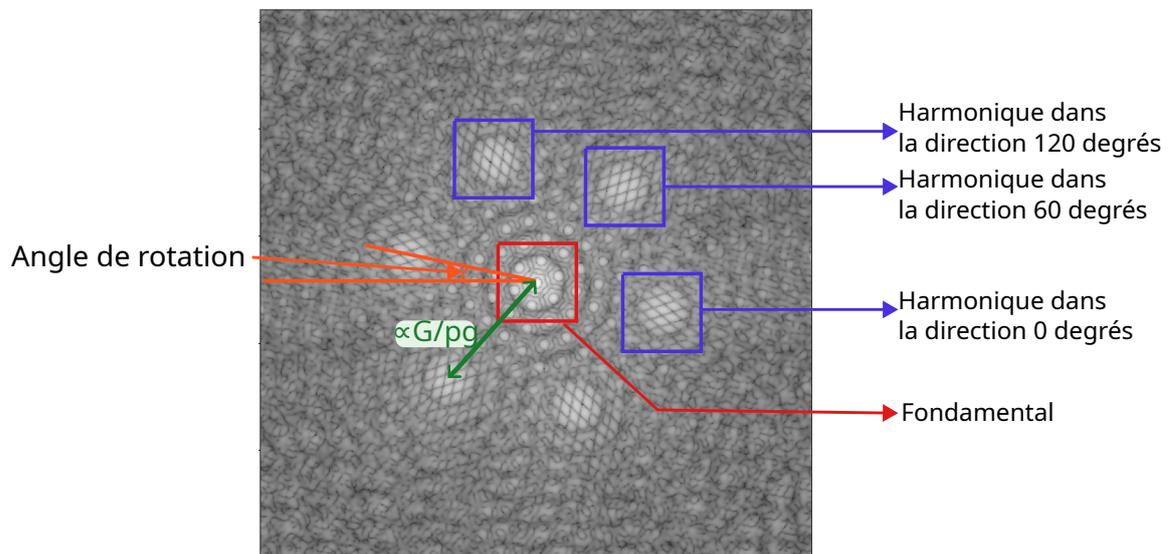


Figure 2.8 – Logarithme d'une transformée de Fourier d'un interférogramme simulé à sept sous-échantillons.

Recentrage des harmoniques : On va maintenant considérer chaque direction indépendamment et successivement, mais selon les mêmes méthodes. Ce qui suit devra donc être appliqué pour chaque direction.

Comme on peut le voir dans l'équation 2.3 le terme de phase que l'on cherche est contenu dans l'harmonique.

Pour recentrer l'harmonique, on va appliquer la transformation suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{T} : \nu &\rightarrow \nu - \frac{\Delta k_x}{2\pi} \\ \mu &\rightarrow \mu - \frac{\Delta k_y}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.4)$$

On obtient alors, pour une seule pétale :

$$\begin{aligned} \hat{I}_{centre}(\nu, \mu) &= (|E_{01}|^2 + |E_{02}|^2) \delta\left(\nu + \frac{\Delta k_x}{2\pi}, \mu + \frac{\Delta k_y}{2\pi}\right) \\ &+ E_{01} E_{02} (e^{-i\Delta\phi} \delta\left(\nu + 2\frac{\Delta k_x}{2\pi}, \mu + 2\frac{\Delta k_y}{2\pi}\right) + e^{i\Delta\phi} \delta(\nu, \mu)) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Cette translation peut se faire dans l'espace de Fourier. Elle peut se faire également avant le passage dans l'espace de Fourier, en multipliant les données réelles par un terme en exponentielle puis en passant dans l'espace de Fourier :

$$\begin{aligned} \hat{I}_{centre}(\mu, \nu) &= \mathcal{T}(\hat{I})(\nu, \mu) \\ &= \mathcal{TF}(I(x, y) \times \exp(-i\Delta k_x x - i\Delta k_y y)) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Cette dernière solution devra être privilégiée, lors de la partie de mise en pratique numérique, car elle permet une meilleure précision du re-centrage, qui est limité par la taille du pixel dans la première configuration.

La grandeur $\vec{\Delta k} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ peut s'exprimer en fonction des grandeurs du système. Elle dépend en particulier des paramètres physiques du réseau de diffraction et de la distance z entre le masque de trous et le réseau de diffraction. En se plaçant à la configuration optimale z_{opt} , on a la relation [30] :

$$\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} -\frac{\lambda}{p_g} \cos(\theta) \\ \frac{\lambda}{p_g} \sin(\theta) \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} \frac{\lambda}{p_g} \cos(\theta) \\ -\frac{\lambda}{p_g} \sin(\theta) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

avec λ la longueur d'onde de travail, p_g le pas du réseau de Bravais du réseau de diffraction, et θ l'angle de diffraction du réseau, c'est-à-dire 0° , 60° , et 120° .

Quelle que soit la méthode utilisée, comme illustré par la Figure 2.9a, l'harmonique étudiée est maintenant au centre du plan de Fourier.

Fenêtrage : Une fois le re-centrage effectué, on peut filtrer le plan de Fourier en ne conservant que les informations de phase contenues dans l'harmonique étudiée, comme illustré Figure 2.9b.

Si on en revient au cas simplifié d'un seul pétale, cela revient à se placer au point central $O(0,0)$. En s'appuyant sur l'équation 2.5 on a alors :

$$\hat{I}_{centre}^{fenetre}(0,0) = E_{01} E_{02} e^{i\Delta\phi} \cdot \mathbb{J}(0,0) \cdot \mathbb{F}(0,0) \quad (2.8)$$

avec $\mathbb{F}(0,0)$ la fenêtre choisie pour sélectionner l'harmonique.

Dans le cas général, on vient multiplier notre transformée de Fourier par une fenêtre circulaire valant 0 à l'extérieur et 1 à l'intérieur du cercle. La taille de la fenêtre étudiée ne

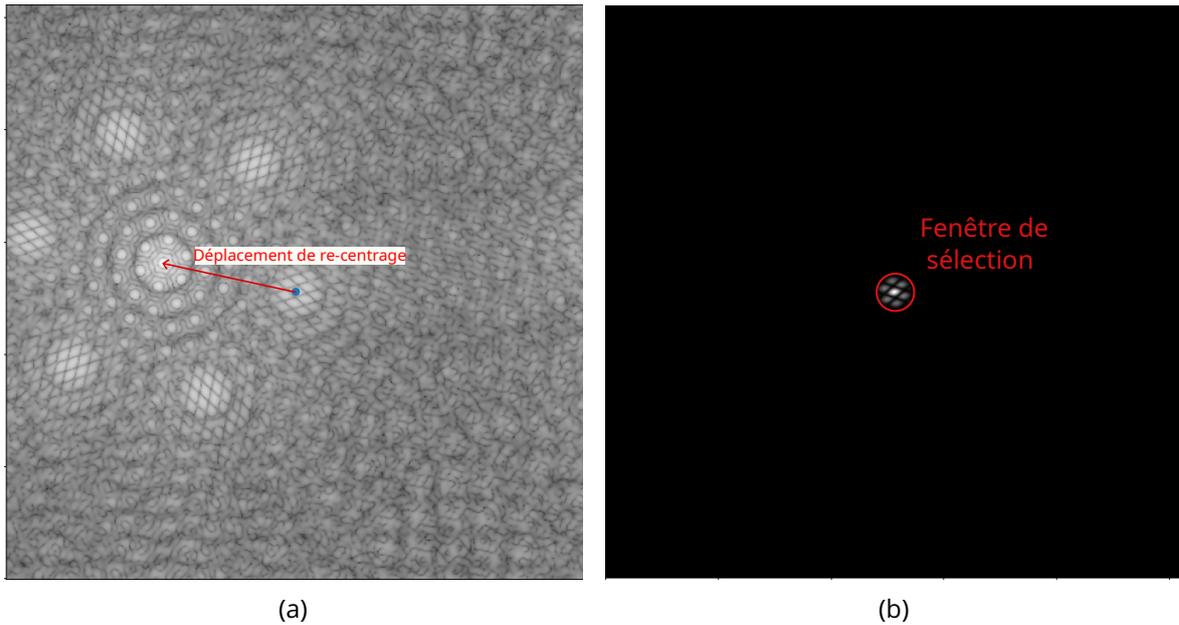


Figure 2.9 – **(a)** Logarithme de la transformée de Fourier re-centrée d'un interférogramme simulé de sept sous-échantillons. **(b)** Transformée de Fourier fenêtrée d'un interférogramme simulé de sept sous-échantillons.

semble pas un point critique. *Entre trop et trop peu est la juste mesure.*⁵ Dans notre cas, elle doit englober suffisamment l'harmonique pour contenir les informations de phase et notamment des variations brutales, mais ne pas être trop importante pour ne pas prendre en compte des informations parasites. L'utilisateur Pistilien désireux de mettre une grandeur physique derrière ce verbiage, pourra prendre, par exemple, la transformée de Fourier de la tâche d'Airy d'un des trous du masque de trous .

On notera que les étapes de re-centrage et de fenêtrage peuvent être échangées. Dans tous les cas, elles doivent être effectuées une fois pour chaque famille de pétales.

Soustraction de la référence : Pour l'instant, nous avons évoqué la différence de phase $\Delta\phi$ sans entrer dans les détails. Il s'agit, en réalité, de la différence de phase mesurée $\Delta\phi_{mes}$, constituée de plusieurs composantes :

$$\Delta\phi_{mes} = \Delta\phi_{ech} + \Delta\phi_{SO} + \Delta\phi_{wafer} \quad (2.9)$$

avec :

- $\Delta\phi_{ech}$: la différence de phase induite par les deux échantillons voisins ;
- $\Delta\phi_{SO}$: la différence de phase induite par le système optique traversé ;
- $\Delta\phi_{wafer}$: la différence de phase induite par le wafer sur lequel sont fabriqués les échantillons.

Pour mesurer uniquement la différence de phase d'intérêt, à savoir $\Delta\phi_{ech}$, il est alors nécessaire de venir soustraire une référence. Le choix de la référence dépendra de la surface étudiée et sera traité dans un chapitre suivant.

5. *Proverbia Gallicana*, Gilles de Noyer (1522-1566)

Si on considère de nouveau le cas simple d'un seul pétale, on aura alors :

$$\begin{aligned}\hat{I}_{ech}(0,0) &= \hat{I}_{mes}(0,0) \cdot \hat{I}_{ref}(0,0)^* \\ &= E_{01} E_{02} e^{i\Delta\phi_{mes}} e^{-i\Delta\phi_{ref}} \\ &= E_{01} E_{02} e^{i\Delta\phi_{ech}}\end{aligned}\quad (2.10)$$

en considérant que $\Delta\phi_{ref} = \Delta\phi_{SO} + \Delta\phi_{wafer}$.

En généralisant au cas de l'interférogramme complet, on voit qu'il s'agit d'une multiplication par le complexe conjugué de la transformée de Fourier centrée et fenêtrée de notre interférogramme de référence.

Retour dans l'espace réel et extraction du déphasage : Dans cette étape, on repasse dans l'espace réel à l'aide d'une transformée de Fourier inverse. On extrait ensuite la phase, contenue dans la partie complexe de la grandeur reconstruite.

Dans le cas particulier d'un seul pétale, on a alors :

$$I_{ech}(x,y) = E_{01} E_{02} e^{i\Delta\phi_{ech}} \quad (2.11)$$

$$\Delta\phi_{ech} = \arg(I_{ech}) \quad (2.12)$$

Dans le cas général, l'étape de retour dans l'espace réel est importante et ne peut pas être omise car elle permet de démoduler la fonction de phase de celle du support du masque. Une fois les trois cartes de déphasage reconstruites, il suffit de les associer, comme illustré dans la Figure 2.10.

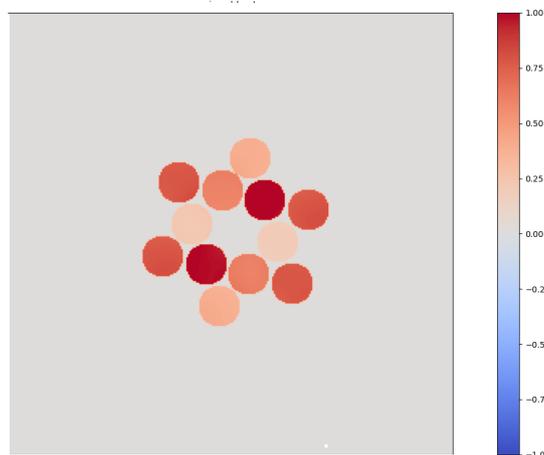


Figure 2.10 – Carte de déphasage brut reconstruite à partir d'un interférogramme simulé de sept sous-échantillons.

Estimation des pistons : Au sein de la carte des déphasages, il nous faut extraire les informations de pistons. Pour cela, il suffit, pour chaque pétale de phase, de prendre la moyenne des valeurs qu'il comprend.

On notera qu'en pratique, notamment pour de forts déphasages, on peut observer des repliements au sein d'un pétale de phase. Dans ce cas, il est alors nécessaire d'effectuer une opération de dépliement de la phase. Il faudra être attentif à la valeur prise lors de

cette opération, qui pourra ne pas être comprise dans l'intervalle $[-\pi, \pi[$. Les stratégies des traitements mis en place dans ce cas seront explicitées dans le Chapitre 6

Reconstruction de la phase : Jusqu'à présent, nous avons reconstruit le déphasage entre deux échantillons. La prochaine étape est donc naturellement de reconstruire la phase.

Pour ce faire, nous allons définir une matrice D , matrice qui définit les liens entre les sous-échantillons au sein de l'interféromètre PISTIL, de tel sorte que nous ayons la relation :

$$\Delta\phi = D \cdot \Phi \quad (2.13)$$

avec $\Delta\phi$ le vecteur contenant les déphasages entre sous-échantillons, et Φ le vecteur contenant la phase induite par chaque échantillon.

Comment construit-on la matrice D ? On sait que nous devons avoir la relation :

$$\Delta\phi_{ij} = \Phi_i - \Phi_j$$

La matrice D est donc remplie uniquement avec des 0, des 1 et des -1 .

L'utilisateur Pistilien est bien libre de définir les relations de déphasages dans l'ordre qui lui convient. Pour ma part, je m'astreindrai à suivre la convention suivante : les sous-échantillons et leurs phases sont numérotés du bas vers le haut et de la gauche vers la droite; les déphasages suivent la même règle en considérant d'abord les déphasages dans la direction 0° , puis 60° et enfin 120° . La Figure 2.11 illustre ma convention dans le cas de sept sous-échantillons placés dans une maille hexagonale. Cette convention sera toujours la même dans la suite de ce rapport. De plus, je respecterai la convention illustrée dans la Figure 2.12 pour établir le sens dans lequel j'effectue le calcul du déphasage entre deux sous-échantillons.

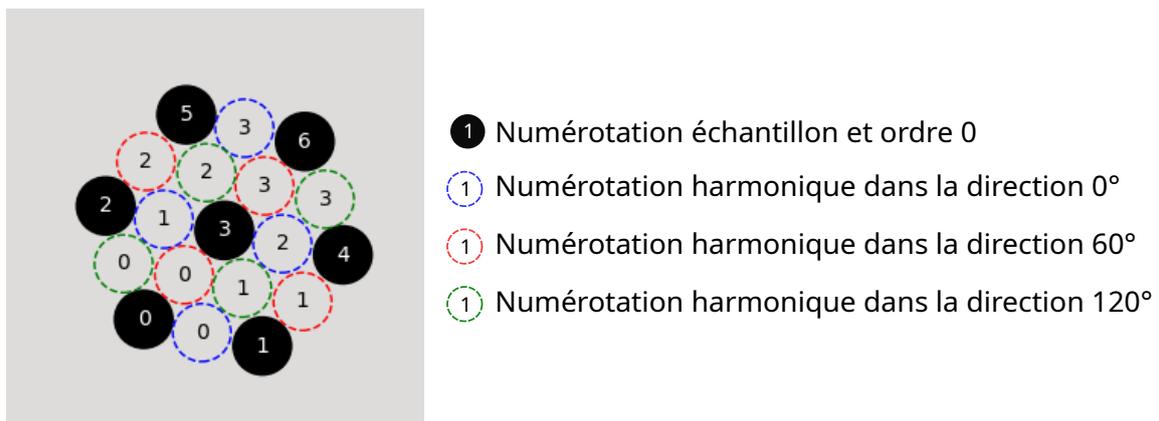


Figure 2.11 – Convention de numérotation des échantillons et des harmoniques.

Avec cette convention, la Figure 2.13 illustre le cas de la matrice D pour sept sous-échantillons (2.13a) et pour 61 sous-échantillons (2.13b).

Pour reconstruire la phase, on va donc utiliser la relation :

$$\Phi = D^\dagger \Delta\phi \quad (2.14)$$

avec Φ la phase reconstruite, $D^\dagger = (D^* D)^{-1} D^*$ la pseudo-inverse de Moore-Penrose de la

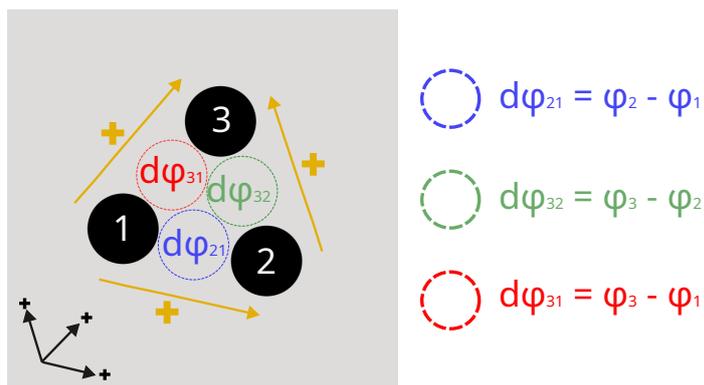
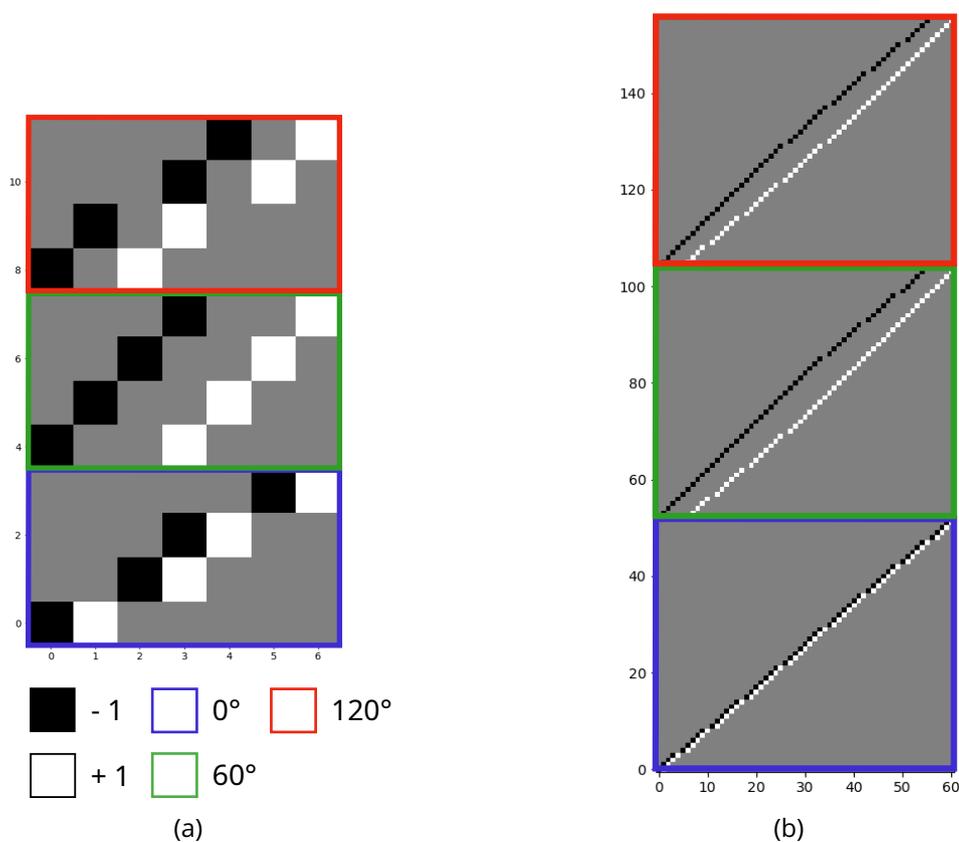


Figure 2.12 – Convention de définition du signe des déphasages

Figure 2.13 – Matrice D **(a)** pour sept sous-échantillons, **(b)** pour 61 sous-échantillons. En abscisse, les sous-échantillons. En ordonnée, les déphasages avec, de bas en haut, les déphasages dans la direction 0°, dans la direction 60° et dans la direction 120°.

matrice D et $\Delta\phi$ la différence de phase.

Une brève remarque sur le grandissement : Il est important de ne pas oublier, dans le traitement, de prendre en compte le grandissement choisi pour l'afocal n^2 (entre le masque de trous et le grandissement). Cette grandeur intervient principalement dans l'étape de recentrage des harmoniques.

Le grandissement est également une valeur clef du traitement des tips/tilts. Si le théorème de Gouy nous assure que le grandissement ne modifie pas le piston induit par les

échantillons, il accentue en revanche les tips/tilts. Cette altération devra être prise en compte dans le traitement [104].

Résumé des étapes : Les différentes étapes du traitement sont résumées dans la Figure 2.14.

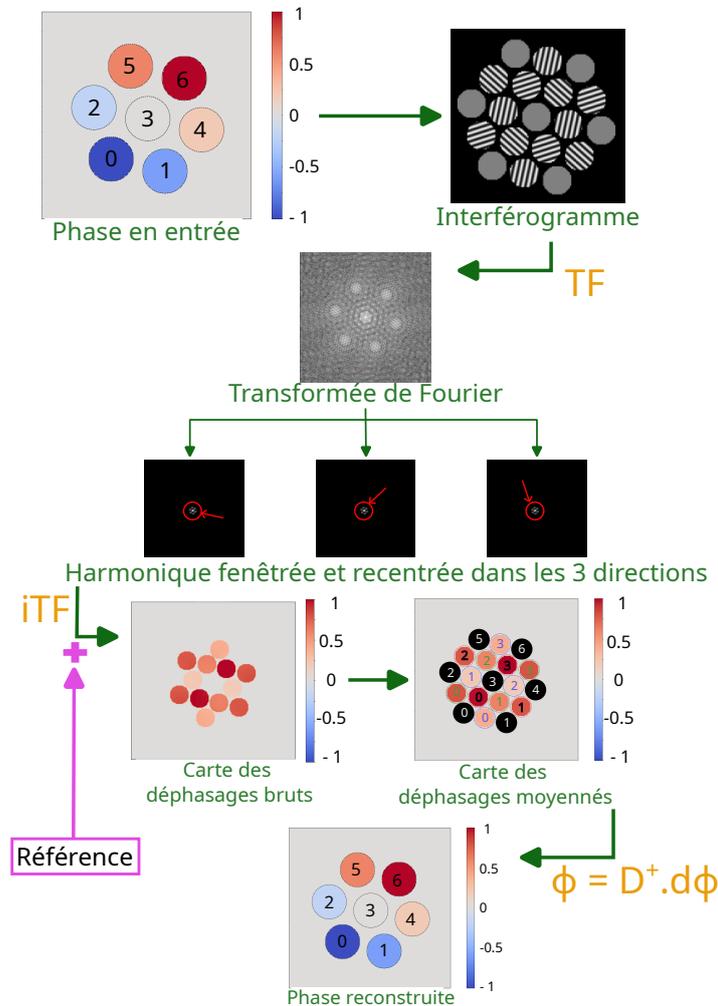


Figure 2.14 – Traitement de reconstruction des phases de nano-antennes à partir d'un interférogramme PISTIL

2.4 Mise en place expérimentale du banc

En partant du schéma explicatif de la Figure 2.15 je me propose, dans cette partie, de décrire et d'expliquer le rôle et le choix des différents composants de mon montage interférométrique. Pour cela, je détaillerai les composants en suivant le chemin du faisceau laser, ce qui revient, la plupart du temps, à se déplacer de la gauche vers la droite.

La source laser : Ma source laser est un OPO (Optical Parametric Oscillator) FireFly IR de la marque Msquared⁶. J'utilise la sortie Idler, dont la gamme de longueur d'onde s'étend de 3.3 à 4.3 μm . Cependant en fin de gamme, l'intensité diminue assez brutalement.

6. <https://m2lasers.com/firefly-ir.html>

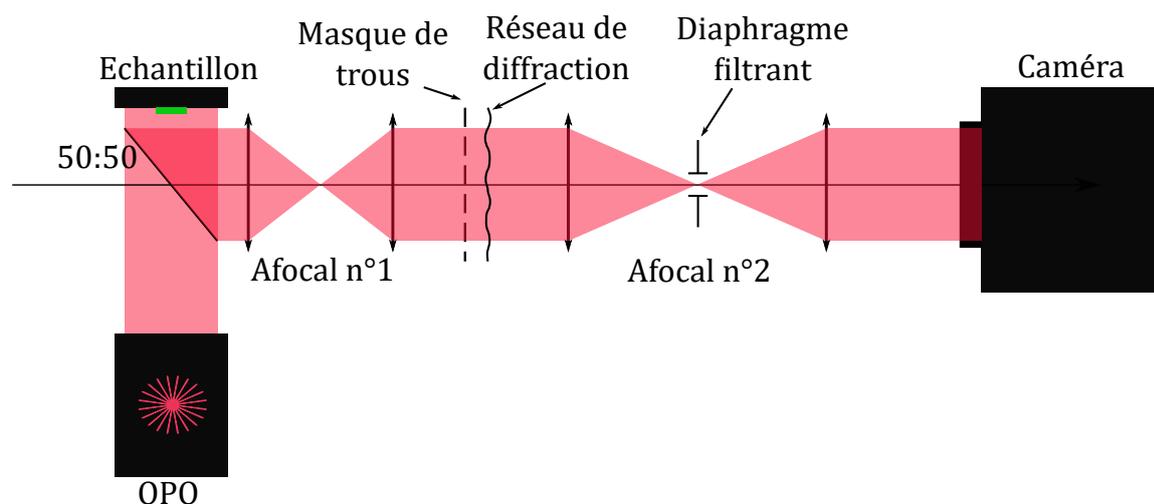


Figure 2.15 – Schéma descriptif du banc interférométrique PISTIL

En sortie de l'OPO, le faisceau laser est envoyé dans une fibre Thorlabs PI-23Z-FC-1, qui ne maintient pas la polarisation.

Comme on peut le voir sur la Figure 2.16 la fibre est connectée en sortie avec un collimateur, qui permet d'obtenir un faisceau de 22 mm de diamètre, de puissance entre 2 et 4 mW.

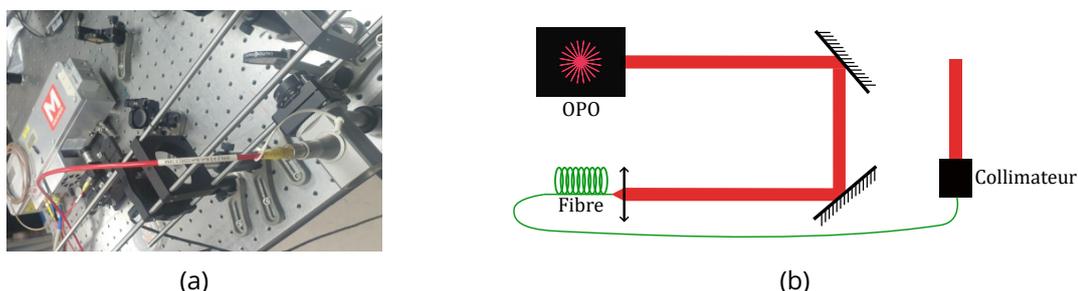


Figure 2.16 – La source OPO, la fibre laser et le collimateur utilisés dans le montage de l'interféromètre PISTIL, (a) en photographie, (b) en schéma

La lame séparatrice et l'échantillon : En sortie du collimateur, le faisceau traverse une lame séparatrice 50 :50 avant de venir se refléter sur l'échantillon de nano-antennes, comme indiqué sur les Figures 2.17a et 2.17b

Sur cet échantillon, les sous-échantillons sont disposés selon un motif hexagonal. L'échantillon peut contenir jusqu'à 61 sous-échantillons, répartis sur quatre couronnes entourant un échantillon central. La Figure 2.18 indique les dimensions des sous-échantillons.

On notera que l'échantillon est un échantillon en réflexion, étudié avec un angle d'incidence proche de la normale. L'échantillon sera tourné (d'environ 20°) pour faciliter le traitement par la suite.⁷

Le premier afocal : Après s'être reflété sur l'échantillon et sur la lame séparatrice, le faisceau laser traverse ensuite le premier afocal, comme on peut le voir sur la Figure 2.19. Il

7. De cette manière, les harmoniques ne seront pas sur l'axe orthogonal excité par la transformée de Fourier du support fini et rectangulaire de l'image.

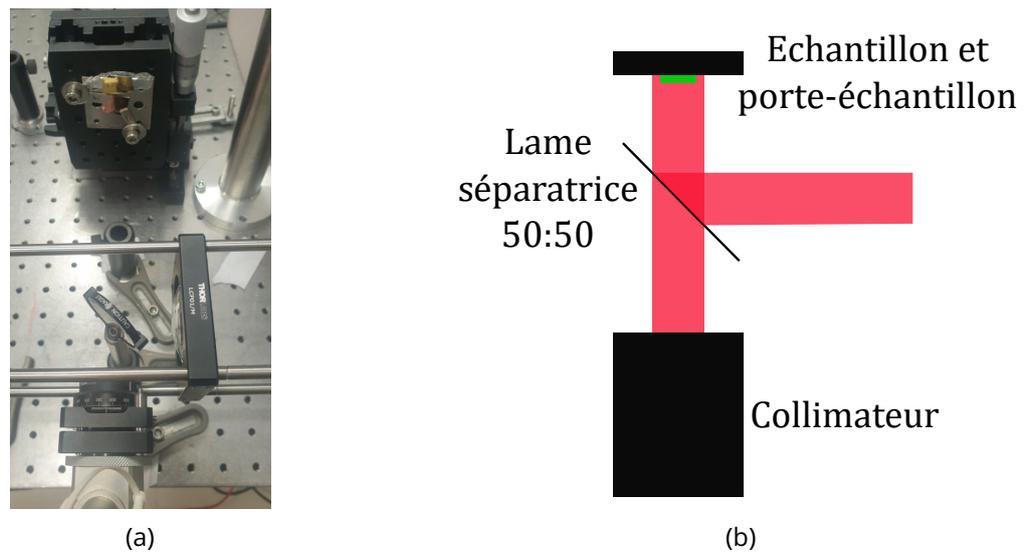


Figure 2.17 – Le collimateur, la lame séparatrice, le porte-échantillon et l'échantillon **(a)** en photographie, **(b)** en schéma.

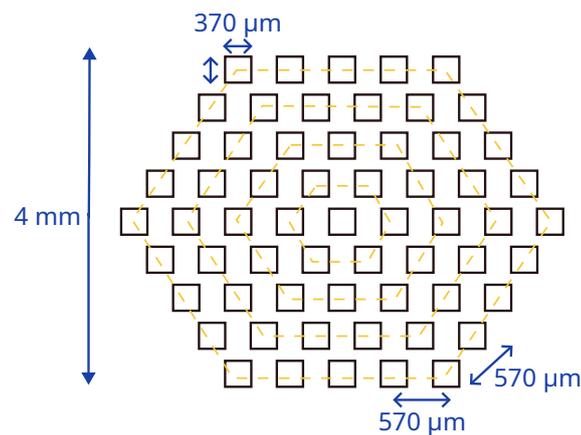


Figure 2.18 – Schéma des dimensions d'un échantillon contenant jusqu'à 61 sous-échantillons sur une maille hexagonale.

est constitué de deux lentilles plan-convexes en CaF_2 , de focale 100 mm et de diamètre 2 pouces. En théorie, compte tenu des dimensions de mon échantillon et de celle du masque de trous, le grandissement est de $g_1 = +1.06$. Comme expliqué précédemment, cet afocal doit permettre d'imager l'échantillon sur le masque de trous qui doit lacunariser le faisceau. Il permet donc d'ajuster les dimensions de l'échantillon avec celles du masque. Les trous du masque doivent pouvoir s'inscrire à l'intérieur de l'image de chaque sous-échantillon. Le grandissement de l'afocal est donc réglé en fonction de cet impératif.

Le masque de trous : Le masque de trous que j'ai utilisé pour le montage est un masque qui avait été fabriqué lors de la thèse de Bastien ROUZE [104]. Il s'agit d'un masque en Nickel S. Comme on peut le voir sur la Figure 2.20, le support du masque contient différents masques identiques mais avec des grandissements différents. Pour ma part, j'ai utilisé le masque le plus petit, de grandissement 1, dont le rayon des trous est de $150 \mu\text{m}$ et la distance inter-trous de $606 \mu\text{m}$. Les trous sont disposés selon un motif hexagonal, proportionnel avec le motif de l'échantillon.

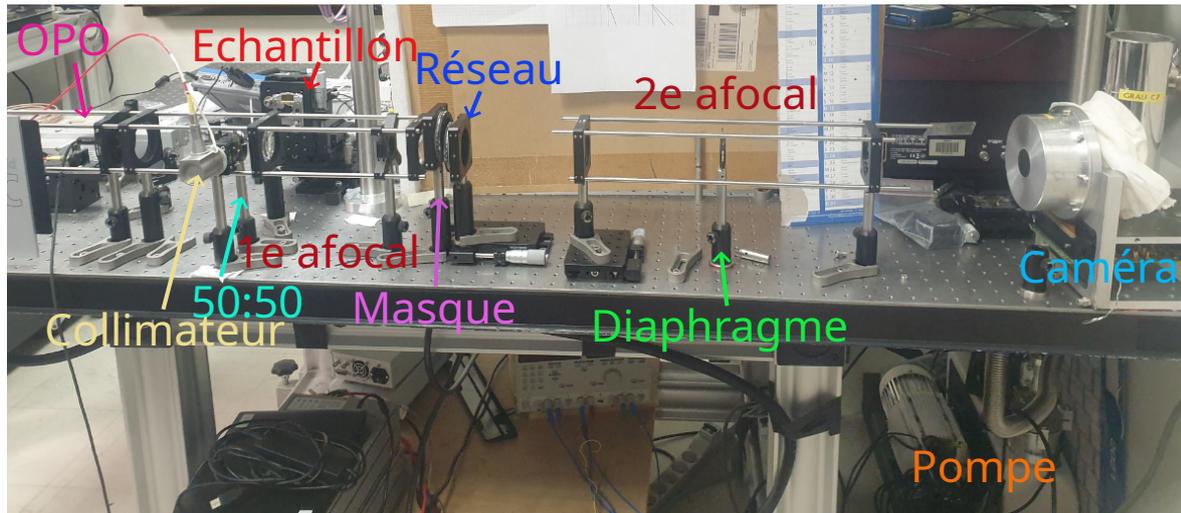


Figure 2.19 – Photographie du banc interférométrique PISTIL.



Figure 2.20 – Photographie du masque de trous.

Le réseau de diffraction : Le réseau de diffraction, que j'ai utilisé, a lui aussi été fabriqué pour la thèse de Bastien ROUZE[104]. Il s'agit d'un réseau de diffraction en intensité bi-directionnel, avec un pas de Bravais de $96 \mu\text{m}$. Il a été conçu pour fonctionner dans le visible et le proche infrarouge (Figure 2.21a).

Le pas du réseau équivalent de Bravais⁸, ne doit pas être confondu avec le pas du réseau qui est lui de $112 \mu\text{m}$. La Figure 2.21b explicite les deux dimensions.

Comme expliqué dans la Section 2.2, la distance optimale z_{opt} varie avec la longueur d'onde. Dans le montage, le réseau de diffraction est donc placé sur une monture dont la position en z est réglable à l'aide d'une vis millimétrique (Figure 2.19).

Le second afocal : Le second afocal doit permettre d'imager le masque de trous sur la caméra. Son grandissement permet d'optimiser son espace sur la caméra. Dans mon cas, il est $g_2 = +1.34$. L'afocal est constitué de deux lentilles plan-convexes en CaF_2 , de longueurs focales, respectivement de 150 mm et 200 mm (Figure 2.19).

8. Vocabulaire emprunté à la cristallographie

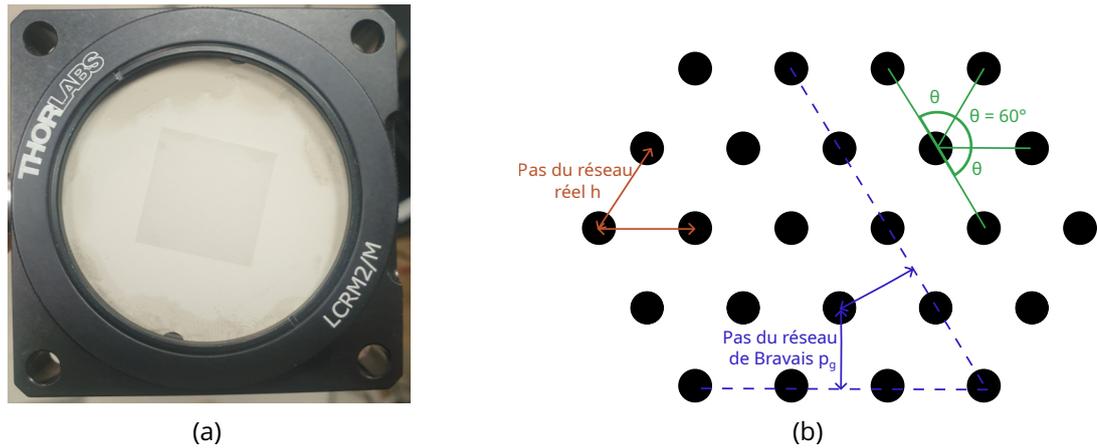


Figure 2.21 – Le réseau de diffraction **(a)** en photographie, **(b)** schéma du réseau de diffraction et de ses paramètres géométriques.

Le diaphragme filtrant : A l'intérieur du second afocal, au niveau des deux foyers, on place un diaphragme. Ce dernier a pour but de filtrer les ordres parasites du réseau de diffraction. Il doit donc être suffisamment ouvert pour laisser passer les ordres ± 1 , mais suffisamment fermé pour ne laisser passer que ces ordres-là. Pour ce faire, l'expérimentateur s'aidera de la transformée de Fourier de l'image. Comme illustré par la Figure 2.22 l'iris ne devra englober que les premières harmoniques.

La caméra : La caméra que j'utilise est une caméra fonctionnant dans le moyen infrarouge (entre 3 et 5 μm), refroidie à l'azote liquide (Figure 2.23). L'intérieur de la caméra est placé sous vide, à l'aide d'un pompage continu, qui peut entraîner des vibrations de la caméra. Cette caméra possède une matrice de pixels de dimension 512×640 pixels. Les pixels sont de période 15 μm .

La problématique de l'alignement échantillon-masque : Pour aligner correctement le masque de trous et les échantillons (surtout lorsque les échantillons résonnent peu), il peut être utile d'utiliser la méthode suivante :

1. placer le masque et enregistrer une image de ce dernier,
2. enlever le masque,
3. utiliser comme image de fond, l'image du masque, à la place de l'image sans laser,
4. placer les échantillons de telle sorte que les centres soient au centre des échantillons (Figure 2.24),
5. replacer le masque de telle sorte qu'il se superpose avec sa propre image,
6. reprendre une image de fond, sans le laser.

La problématique de l'alignement masque-réseau de diffraction : Pour aligner correctement le masque de trous et le réseau de diffraction, surtout dans le cas où les axes de l'échantillon sont inclinés, le plus précis est de considérer l'espace de Fourier. Comme illustré par la Figure 2.25 le réseau de diffraction doit être tourné jusqu'à ce qu'on puisse tracer une droite passant par deux points d'une harmonique et deux autres points d'une harmonique séparée de 120 degrés avec la première.

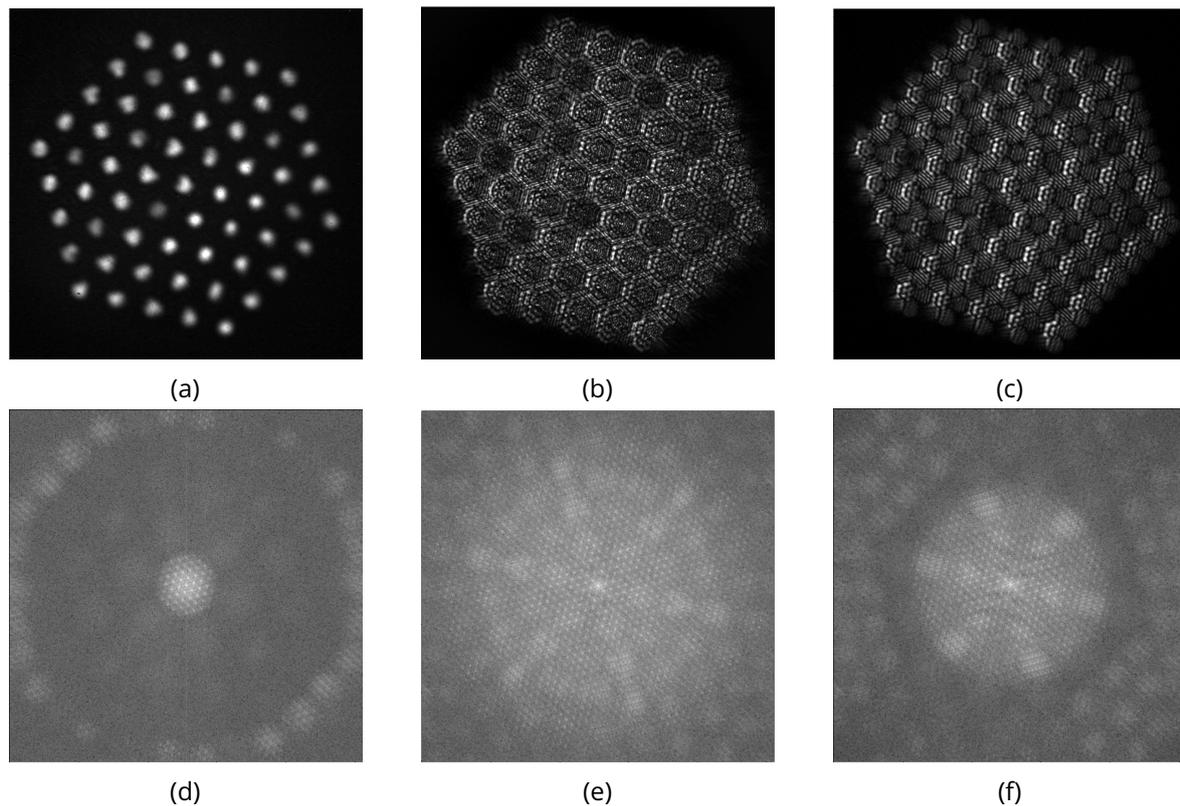


Figure 2.22 - Interférogramme et transformée de Fourier en fonction de l'ouverture du diaphragme : **(a)** Interférogramme acquis avec le diaphragme fermé, **(b)** Interférogramme acquis avec le diaphragme grand ouvert, **(c)** Interférogramme acquis avec le diaphragme réglé pour filtrer les ordres parasites, **(d)** Logarithme du module de la transformée de Fourier de l'interférogramme acquis avec le diaphragme fermé, **(e)** Logarithme du module de la transformée de Fourier de l'interférogramme acquis avec le diaphragme grand ouvert, Logarithme de la transformée de Fourier de l'interférogramme acquis avec le diaphragme réglé pour filtrer les ordres parasites



Figure 2.23 - Photographie de la caméra

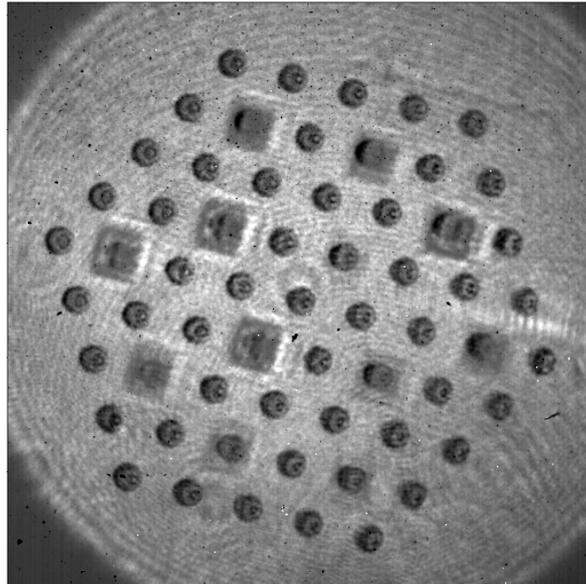


Figure 2.24 – Image d'un échantillon aligné avec les trous du masque. On prend comme image de fond, l'image du masque pour pouvoir superposer les échantillons et les trous.

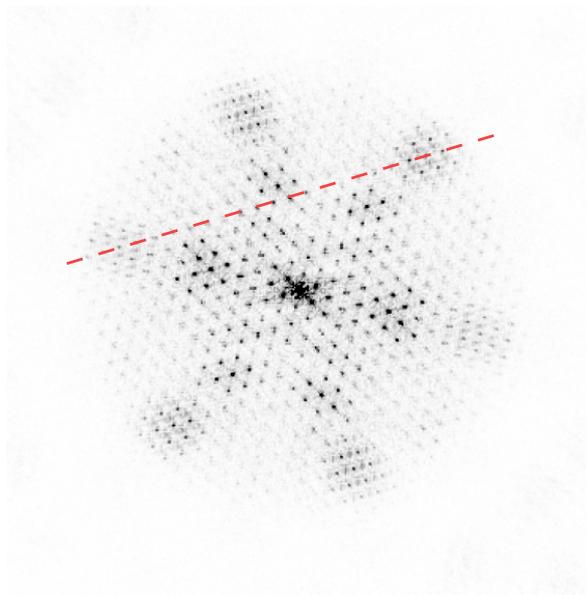


Figure 2.25 – Illustration de la méthode d'alignement du réseau de diffraction avec le masque de trous, dans l'espace de Fourier. La droite rouge représente la droite d'alignement qui doit couper deux harmoniques séparées de 120° en deux points pour chaque harmonique.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté l'interféromètre PISTIL en explicitant pourquoi j'ai choisi cet instrument qui doit répondre au mieux à mes besoin de mesure de phase. J'ai présenté son fonctionnement et le traitement théorique des données permettant de reconstruire la phase. J'ai également détaillé la mise en place expérimentale du banc en présentant les différents composants installés dans le montage.

Aussi, dans le chapitre suivant, je présenterai une première utilisation de l'instrument.

Validation du montage et du banc à l'aide d'un miroir segmenté et piloté

Sommaire du présent chapitre

3.1	Le miroir Boston	47
3.2	Reconstruction de motifs	48
3.2.1	Deux pistons	48
3.2.2	La montagne	53
3.3	Retour d'expérience du miroir Boston	55
	Conclusion	55

Dans ce chapitre, je me pose la question de la validation du montage dans l'Infrarouge ainsi que le traitement des interférogrammes. Pour cela, à la place d'un échantillon nano, je place un miroir segmenté et piloté dans l'interféromètre. Cet élément a pour avantage de pouvoir induire un ensemble de pistons connus et contrôlables.

3.1 Le miroir Boston

Le miroir que je vais utiliser dans ce chapitre est un miroir segmenté de la marque Boston Micromachines Corporation¹. Il est composé de 37 segments contrôlables en piston, en tip et en tilt (c'est-à-dire en inclinaison). Les segments ont des formes hexagonales et sont disposés également selon une maille hexagonale. Chaque segment mesure 650 µm de bord à bord et l'ensemble du miroir mesure environ 4 cm. Ces dimensions sont semblables aux dimensions des échantillons conçus pour mon banc interférométrique. Le miroir a donc pu être intégré sans modification dans le banc.

Le miroir Boston est protégé par une fenêtre possédant un traitement anti-reflet. Celui-ci ayant été acheté pour un autre banc PISTIL, conçu pour fonctionner dans le visible [103], la fenêtre protectrice a une bande de transmission comprise entre 400 et 1100 nm, loin des longueurs d'onde que j'utilise. Cependant autour de 3.4 µm, la transmission reste suffisante pour acquérir un interférogramme, avec un rapport signal sur bruit peu élevé. Néanmoins, il ne sera pas possible de faire une étude en longueur d'onde, l'intensité transmise diminuant

1. <https://bostonmicromachines.com/products/deformable-mirrors/hex-deformable-mirrors/>

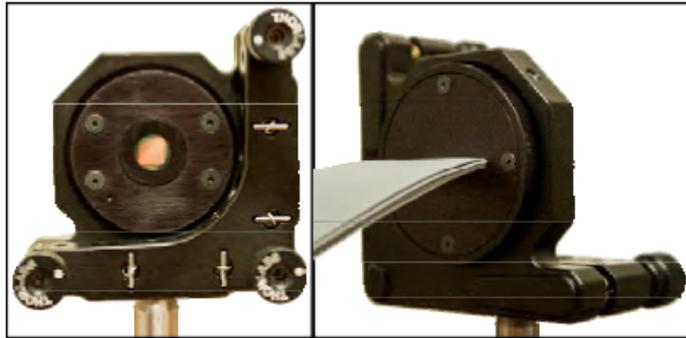


Figure 3.1 – Photographies du miroir Boston de face et de dos. Images issues du manuel d'utilisation dudit miroir.

rapidement. Toutefois, la technologie étant indépendante de la longueur d'onde, cette limitation ne nous empêchera nullement de valider le banc avec une étude à une seule longueur d'onde.

3.2 Reconstruction de motifs

Je place le miroir Boston dans mon montage interférométrique, comme indiqué sur le schéma de la Figure 3.2. Je vais analyser deux motifs :

- un motif constitué de deux pistons séparés,
- un motif plus complexe avec des pistons répartis sur l'ensemble du miroir pour former une "montagne".

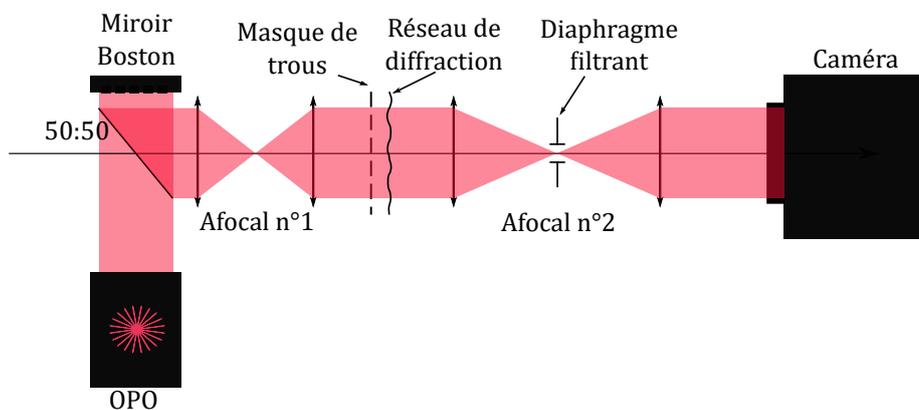


Figure 3.2 – Schéma du montage interférométrique PISTIL, contenant le miroir Boston comme surface à analyser.

3.2.1 Deux pistons

Comme illustré par la Figure 3.3 le premier motif étudié est constitué de deux pistons qui sont réglés respectivement à 560 nm et à 460 nm. Le reste des segments est mis à zéro et le miroir est considéré comme plan en dehors de ces deux pistons. La phase que nous cherchons à reconstruire se calcule donc avec la formule suivante :

$$\Phi_{piston} = 2 \times \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (3.1)$$

avec Φ_{piston} la phase induite par un piston, λ la longueur d'onde de travail, δ la hauteur du piston. Le facteur 2 vient du fait que le miroir est une structure en réflexion.

Ici, le plus grand piston aura donc une phase $\Phi_{piston1} = 2$ rad et le plus petit $\Phi_{piston2} = 1.7$ rad. Le premier piston est réglé à la valeur maximale que peut induire le miroir.

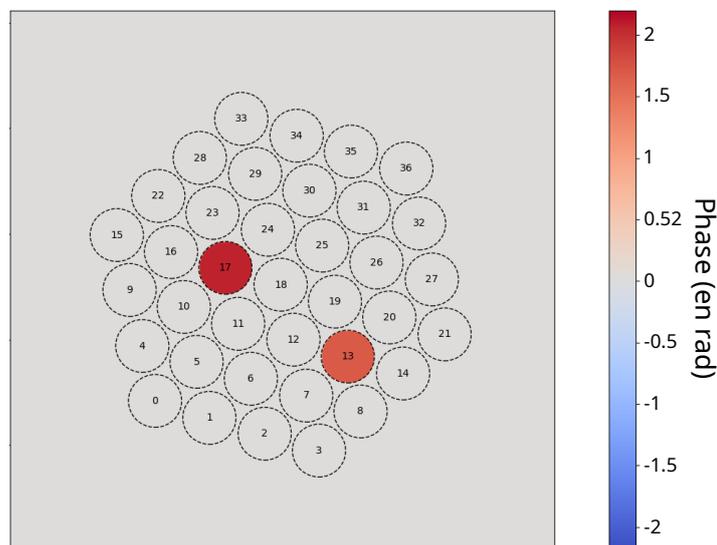


Figure 3.3 – Phase entrée en commande sur le miroir Boston, pour le motif *deux pistons*.

Une fois le miroir placé dans le montage, j'ai acquis un interférogramme à $3.4 \mu\text{m}$. Comme on peut le voir sur la Figure 3.4, on observe des franges d'interférences bien marquées. Cependant, la mesure est également très bruitée et la dynamique est faible (d'environ 30 niveaux). Cet effet est essentiellement dû à la fenêtre protectrice évoquée plus haut.

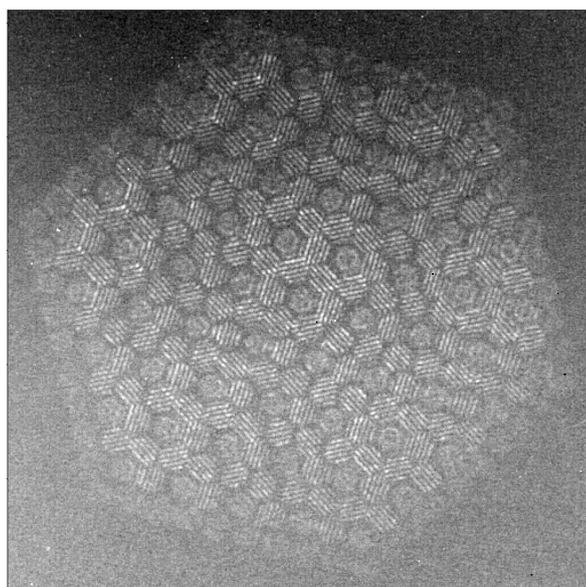


Figure 3.4 – Interférogramme acquis avec le miroir Boston.

Pour cette première validation du banc, je prends comme référence le miroir lui-même dans sa configuration de miroir plan, les pistons étant tous réglés à 0 nm. Cette solution a l'avantage d'être auto-référente. Le miroir ne changeant ni de position, ni d'angle, les défauts de phase induits par sa surface et par le système optique seront donc supprimés au moment

de la soustraction de la référence. En procédant ainsi, puisqu'on ne bouge aucun élément du banc, on s'assure que la position des centres et celle des harmoniques seront identiques entre la mesure et la référence.

Une fois les interférogrammes de mesure et de référence acquis à la longueur d'onde de $3.4 \mu\text{m}$, ils sont traités selon la méthode décrite dans la partie 2.3. Pour ce premier traitement d'interférogrammes mesurés, j'aimerais mettre l'accent sur deux points : le repliement et la correction du tip/tilt global.

Le repliement : Sur la Figure 3.5 à l'étape d'extraction des déphasages, on peut observer que, dans les directions 0° et 60° (Figures 3.5a, 3.5b, 3.5d et 3.5e), la phase subit un changement brutal de valeurs de π à $-\pi$, aussi bien pour la référence que pour la mesure. Ces changements ne sont pas observés dans la direction 120° (Figures 3.5c et 3.5f). Ce phénomène est d'autant plus vrai que le banc interférométrique induit des tips/tilts globaux. Mais ces changements sont principalement créés au moment du choix du centre de l'harmonique, dans les étapes de fenêtrage et de re-centrage. Se tromper de centre dans l'espace de Fourier revient à induire une rampe de phase dans l'espace réel et à faciliter un changement de valeur modulo 2π . On voit donc que l'estimation de l'angle de rotation de l'échantillon et du grandissement du second afocal est une étape importante qui doit se faire avec le plus de précision possible. Cependant, dans le cas qui nous préoccupe du miroir Boston, les pistons, que l'on cherche à mesurer, sont loin des valeurs $\pm\pi$. Ainsi, lors de la soustraction de la référence, les repliements se compensent et l'estimation des pistons peut se faire sans étape supplémentaire².

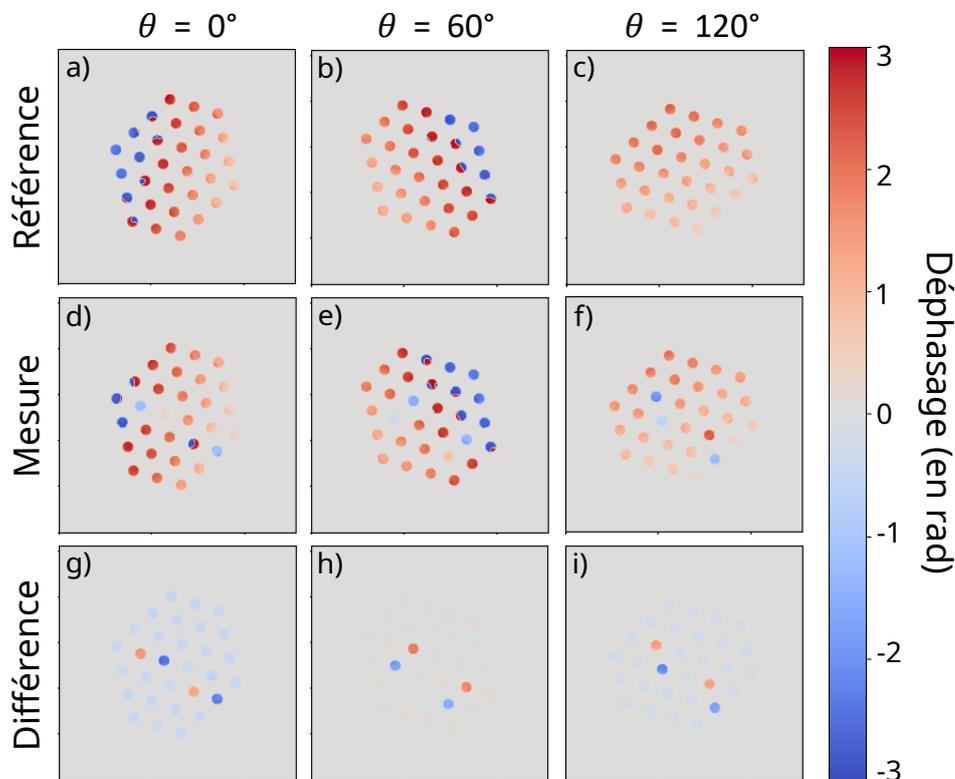


Figure 3.5 – Reconstruction du déphasage dans les trois directions pour la référence, la mesure brute, la mesure corrigée de la référence.

2. On verra au Chapitre 6 comment traiter les repliements qui ne se compensent pas.

La correction du tip/tilt global : Une fois l'estimation des pistons effectuée, on peut les assembler pour former la carte des déphasages, illustrée par la Figure 3.6a. Comme on peut le voir sur cette carte, dans chaque direction, les déphasages mesurés ont un piston, un tip et un tilt global. Ces grandeurs diffèrent selon la direction considérée. Elles sont introduites au moment du choix du centre de l'harmonique : l'erreur entre le centre théorique et le centre choisi varie selon les directions d'harmoniques. En revenant dans l'espace réel, la rampe de phase créée n'est pas centrée sur l'image, créant ainsi ces trois pistons et tips/tilts globaux. Ce biais numérique va se propager lors de la reconstruction de la phase, produisant alors une rampe de phase globale sur l'ensemble des miroirs segmentés (Figure 3.6b).

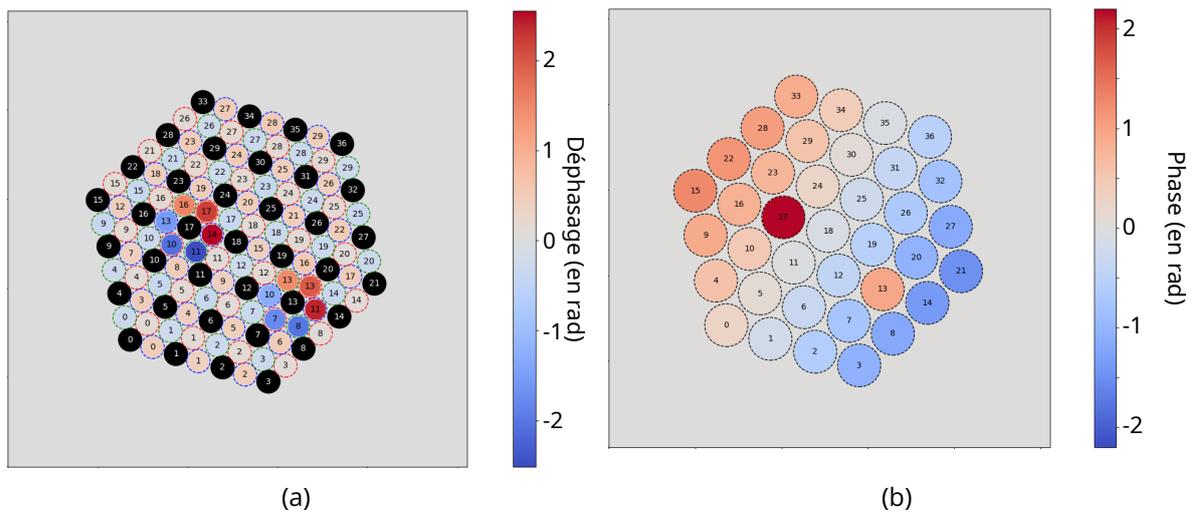


Figure 3.6 – **(a)** Carte de déphasages pour le miroir Boston, avant correction du tip/tilt global. **(b)** Carte de phases du miroir Boston, avant correction du tip/tilt global.

On voit donc qu'il est nécessaire d'introduire une correction avant l'intégration de la phase. Pour cela, nous allons utiliser les segments de miroir placés en position initiale. Ils restent dans la même position pour la mesure et pour la référence. Le déphasage entre deux de ces segments doit donc être proche de zéro. On corrige alors le piston global, dans chaque direction, en soustrayant à la valeur des déphasages, la valeur moyenne des déphasages des segments placés en position initiale. Comme on peut le voir sur la Figure 3.7, en réalisant cette correction, on observe une carte de déphasages, dont les valeurs, en dehors des déphasages dus aux deux pistons, oscillent autour de 0. En réalisant l'intégration de la phase, on observe alors la disparition de la rampe de phase, au profit d'une carte de phases aux valeurs quasi nulles, à l'exception des deux pistons qui se dressent fièrement aux positions attendues.

Comparons maintenant la phase entrée en commande et la phase reconstruite d'après la mesure. Comme on peut le voir sur la Figure 3.8, les pistons reconstruits ont respectivement une phase de $\Phi_1^{rec} = 1.97$ rad et $\Phi_2^{rec} = 1.70$ rad. Les commandes étant respectivement $\Phi_1^{com} = 2$ rad et $\Phi_2^{com} = 1.7$ rad, la phase est donc correctement reconstruite. Pour aller plus loin dans l'analyse quantitative, on peut considérer la reconstruction des segments de phase nulle. La valeur moyenne reconstruite de ces 35 segments est de -0.1 rad. On peut estimer que l'exactitude est de l'ordre de $\frac{1}{100}$ pour ce motif simple.

Les relations de clôtures : Il existe un autre moyen d'estimer l'erreur sur la mesure de phase : les relations de clôtures. Dans le cas idéal, lorsqu'on parcourt la carte de phase en

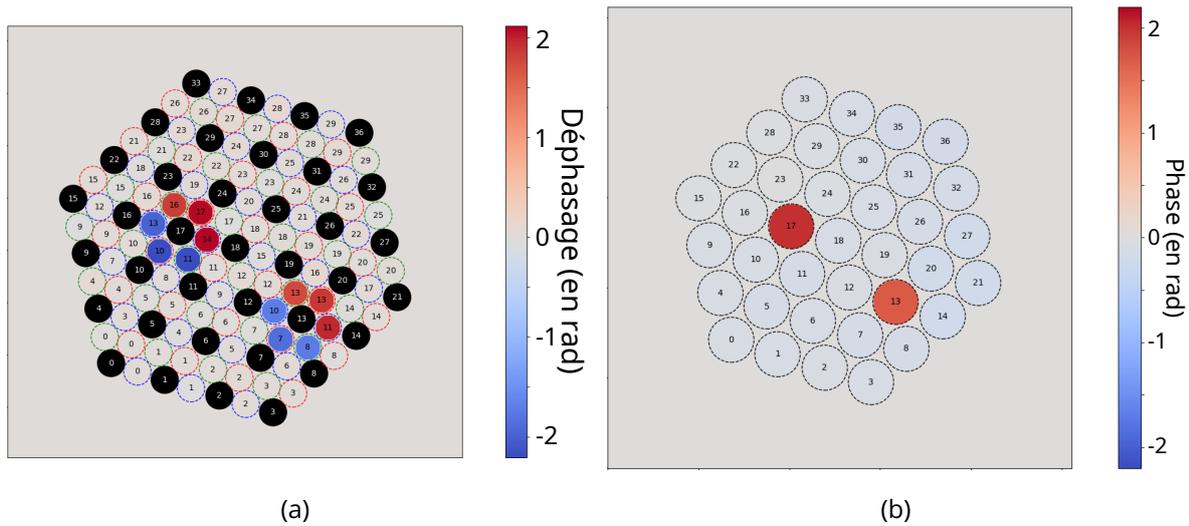


Figure 3.7 – **(a)** Carte de déphasages pour le miroir Boston. **(b)** Carte de phases du miroir Boston.

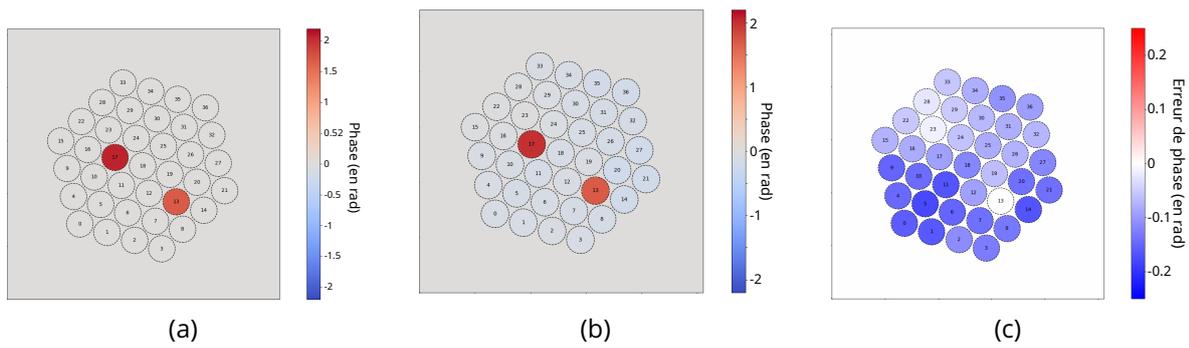


Figure 3.8 – **(a)** Phase entrée en commande sur les segments du miroir Boston. **(b)** Phase reconstruite pour chaque segment du miroir Boston. **(c)** Différence de phase entre la phase reconstruite et la phase commandée. En moyenne, l'erreur est de -0.1 radians.

empruntant un chemin fermé, la somme des déphasages doit être nulle. Prenons l'exemple illustré par la Figure 3.9.a. à savoir trois pistons qui induisent respectivement les phases ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ_3 . On a alors la relation :

$$\begin{aligned} (\phi_2 - \phi_1) + (\phi_3 - \phi_2) + (\phi_1 - \phi_3) &= 0 \\ \Delta\phi_{21} + \Delta\phi_{32} + \Delta\phi_{13} &= 0 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Expérimentalement, les relations de clôtures sont non nulles et nous renseignent sur la précision de la mesure.

Pour le miroir Boston, dans la configuration à deux pistons, la carte des relations de clôtures est affichée sur la Figure 3.9.b. On voit que l'erreur est comprise entre -0.2 et 0.2 rad, ce qui est cohérent avec les valeurs de différence de phase entre la phase reconstruite et la phase commandée affichée sur la Figure 3.8c. Cette estimation à travers les relations de clôtures renforce la confiance qu'on peut avoir sur la mesure de la phase des deux pistons.

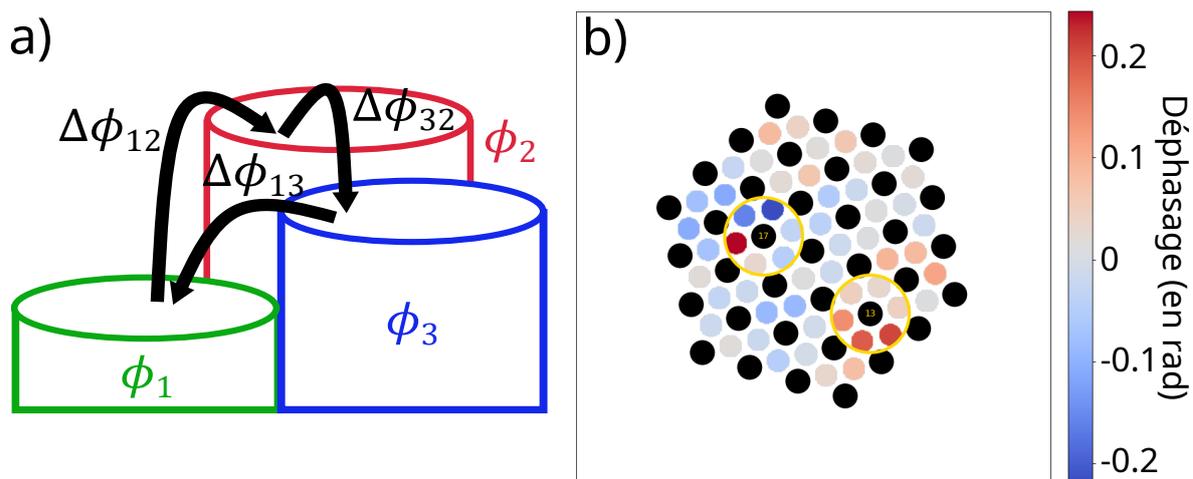


Figure 3.9 – (a) Illustration des relations de clôtures pour trois pistons. (b) Carte des relations de clôtures pour le motif *Deux Pistons*.

3.2.2 La montagne

Ce motif est un motif plus complexe qui va permettre de valider la mesure de faibles pistons mais également de valider la reconstruction de plusieurs pistons placés côte à côte. Il est illustré Figure 3.10. Comme pour le motif précédent, j'ai acquis un interférogramme portant le motif à $3.4 \mu\text{m}$ et un interférogramme de référence à la même longueur d'onde. J'applique le traitement précédemment décrit³.

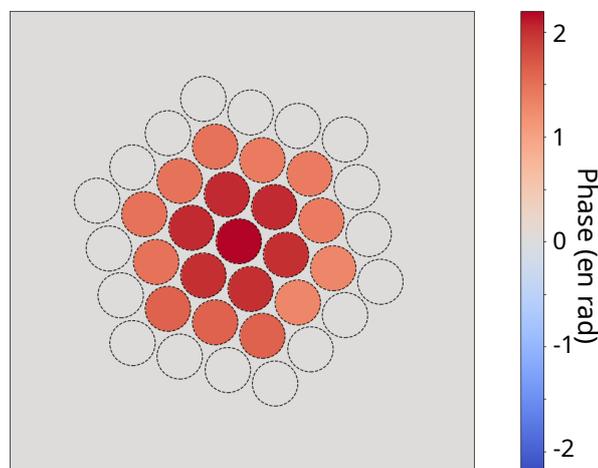


Figure 3.10 – Phase entrée en commande sur le miroir Boston, pour le motif *Montagne*.

Arrêtons nous d'abord à l'étape de reconstruction de la carte de déphasages et comparons trois cartes de déphasages. La première représente le déphasage en entrée, c'est-à-dire le déphasage théorique que je devrais extraire. La seconde représente le déphasage extrait à partir d'un interférogramme simulé portant les valeurs de piston du motif étudié. Enfin, la troisième carte montre le déphasage extrait de l'interférogramme mesuré sur le banc interférométrique. Ces trois cartes sont affichées sur la Figure 3.11. Il est alors possible de constater que ces cartes de déphasages sont identiques à 0.3 rad ou $\frac{1}{20}$ près.

Observons maintenant les cartes de phases provenant des mêmes origines (Figure 3.12) :

3. voir parties 2.3 et 3.2.1

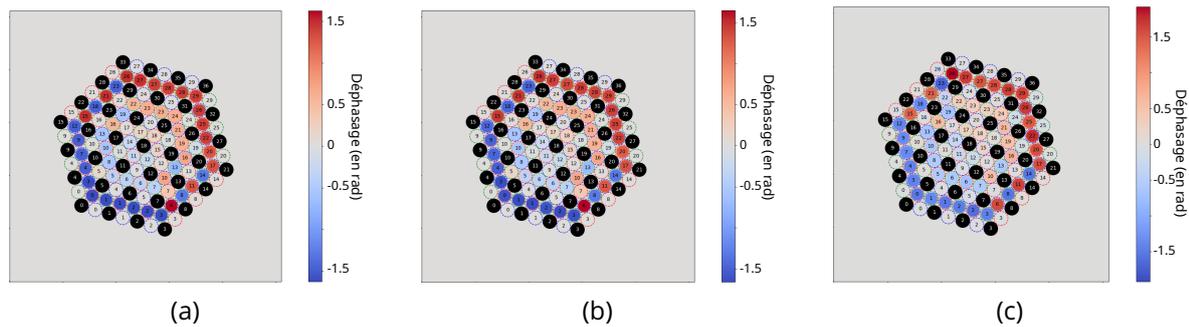


Figure 3.11 – **(a)** Carte des déphasages obtenus à partir des phases entrées en commande pour le motif *Montagne*. **(b)** Carte des déphasages reconstruits après traitement d'un interférogamme simulé pour le motif *Montagne*. **(c)** Carte des déphasages reconstruits à partir de l'interférogamme mesuré du motif *Montagne*.

la première est la phase de commande, la seconde la phase reconstruite à partir d'un interférogamme simulé, et la dernière la phase reconstruite à partir de l'interférogamme mesuré. Par rapport à la commande, les pistons simulés sont reconstruits à $\frac{\lambda}{100}$ près mais avec un off-set de 233 nm. Toujours par rapport à la commande, les pistons mesurés sont reconstruits avec le même off-set de 233 nm mais avec une précision de $\frac{\lambda}{10}$ seulement.

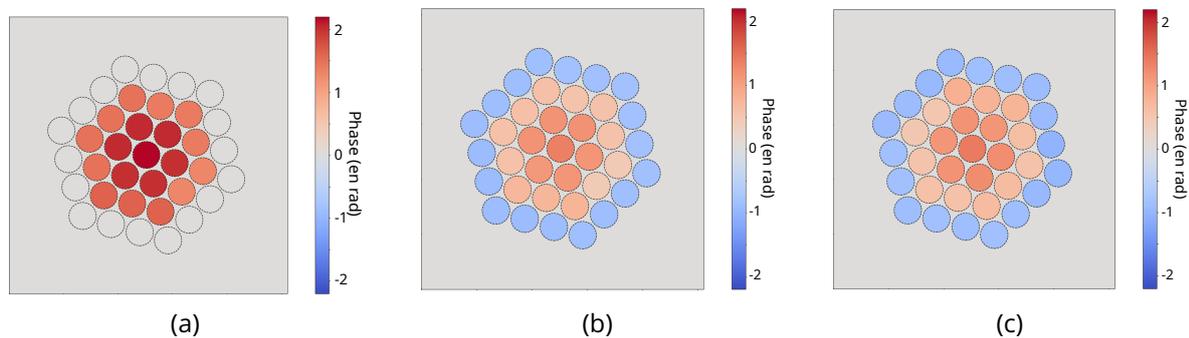


Figure 3.12 – **(a)** Carte des phases entrées en commande sur les segments du miroir Boston. **(b)** Carte des phases reconstruites à partir de l'interférogamme simulé pour le motif *Montagne*. **(c)** Carte des phases reconstruites à partir de l'interférogamme mesuré pour le motif *Montagne*.

D'où vient cet off-set de 233 nm ? Il est induit par la méthode de traitement même, qui, lors de la reconstruction de la phase, cherche une solution au système $\Phi = D^\dagger \Delta\phi$ de moyenne nulle, l'opérateur D^\dagger ne permettant pas de reconstruire un piston global sur un miroir. Ce problème n'est pas apparu dans le cas du motif à deux pistons, car la moyenne des déphasages était déjà proche de zéro et la solution de moyenne nulle favorisait une reconstruction dans laquelle tous les segments, sauf deux, oscillaient proche de 0.

On peut également s'assurer de la précision de la mesure de phase en considérant la carte des relations de clôtures, affichée sur la Figure 3.13. Comme on peut le voir, l'erreur est comprise entre -0.06 et 0.06 sur l'ensemble des relations, ce qui donne une exactitude de l'ordre de $\frac{\lambda}{100}$, cohérente avec l'estimation obtenue par comparaison entre la mesure et la commande.

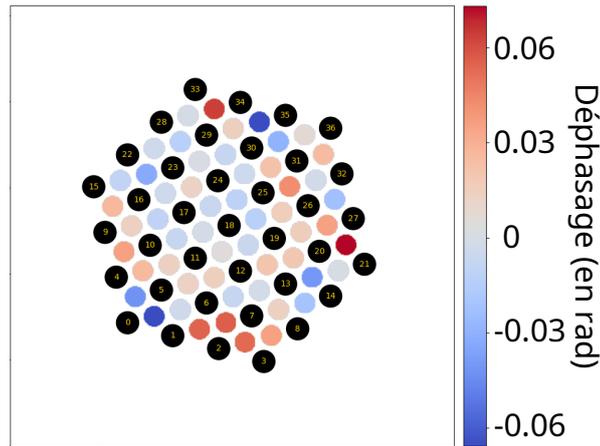


Figure 3.13 – Carte des relations de clôtures pour le motif *Montagne*.

3.3 Retour d'expérience du miroir Boston

En plaçant dans le banc interférométrique, un miroir segmenté et contrôlable, de même dimension que les échantillons nano qu'on cherchera ensuite à caractériser, j'ai pu valider le banc, comme nous venons de le voir.

Tout d'abord, le banc PISTIL peut fonctionner dans le moyen infrarouge. En particulier, ces points ont pu être validés :

- le réseau de diffraction conçu pour fonctionner dans le visible, fonctionne également de manière efficace dans l'infrarouge ;
- la caméra infrarouge permet un échantillonnage suffisant de la figure d'interférence pour reconstruire les phases que l'on cherche à mesurer, alors même qu'elle présente des pixels trois fois plus grands que les caméras visibles pour des tailles de matrices similaires.

Deux autres points de vigilance doivent être gardés à l'esprit :

- le pompage en continu de la caméra induit des vibrations et donc potentiellement un léger déplacement de position de l'interférogramme entre la mesure et la référence. Ce déplacement n'affecte pas la position des harmoniques mais affecte la reconstruction de la phase : mesure et référence ne se superposent pas et on ne soustrait pas la référence à la bonne position.
- l'utilisation du miroir en position plane comme référence, ne pourra pas fonctionner directement avec des échantillons. Le choix de la référence devra donc être adapté.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai pu valider mon banc interférométrique dans l'Infrarouge ainsi que le traitement des interférogrammes. J'ai pu mettre en avant les points forts et les points de vigilance propre à mon montage.

Dans les chapitres suivants, je vais maintenant pouvoir l'utiliser pour mesurer la phase de nano-composants.

Les échantillons nano

Sommaire du présent chapitre

4.1	Les antennes MIM	57
4.1.1	Principe de fonctionnement	57
4.1.2	Effet de la variation des paramètres géométriques	59
4.2	L'échantillon <i>Ilot</i>	63
4.3	L'échantillon <i>Nuancier</i>	65
4.4	L'échantillon <i>L</i>	67
	Conclusion	68

Maintenant que j'ai présenté l'interféromètre en théorie et en pratique, que j'ai pu valider le banc et le traitement à l'aide d'un miroir segmenté et contrôlable, évoquons les échantillons nanostructurés que je vais placer dedans et qui auront pour but de démontrer que l'interféromètre PISTIL peut servir à la métrologie de phase de nano-structures.

Comme expliqué dans la partie 1.1 différents types de nano-structures peuvent être utilisés pour la conception de métasurfaces. En évoquant l'utilisation du banc PISTIL pour la mesure de phase, je n'ai fait pour le moment qu'une seule hypothèse : la phase induite par chaque sous-échantillon doit être constante au sein de ce sous-échantillon, à une longueur d'onde donnée. Le mécanisme qui induit cette phase importe peu. On voit donc que nous pouvons utiliser l'interféromètre pour toutes sortes de nanostructures.

Dans le cadre de mon travail de thèse, les mesures que j'ai faites ont toutes été réalisées avec des échantillons portant des antennes MIM (Métal-Isolant-Métal). Le choix de ces antennes plasmoniques a été fait dans la continuité de mon travail sur le projet Poulpe (présenté dans la partie 8) dans lequel de telles antennes devaient être utilisées. Ainsi, l'objectif est de tester les antennes de Poulpe sur le banc PISTIL.

Dans ce chapitre, je présenterai le fonctionnement des antennes MIM et les trois échantillons que j'ai utilisés pour développer la méthode de mesure de phase.

4.1 Les antennes MIM

4.1.1 Principe de fonctionnement

Principe : Les antennes MIM (Métal-Isolant-Métal) sont des antennes hybrides (métal + diélectrique) plasmoniques. Ce sont des structures aux dimensions sub-longueur d'onde.

Il est d'usage de considérer deux sortes d'antennes MIM en les distinguant par les résonances Fabry-Perot qu'elles induisent : les MIM induisant des résonances Fabry-Perot horizontales (Figure 4.1a) et les MIM induisant des résonances Fabry-Perot verticales, comme illustré par la Figure 4.1b

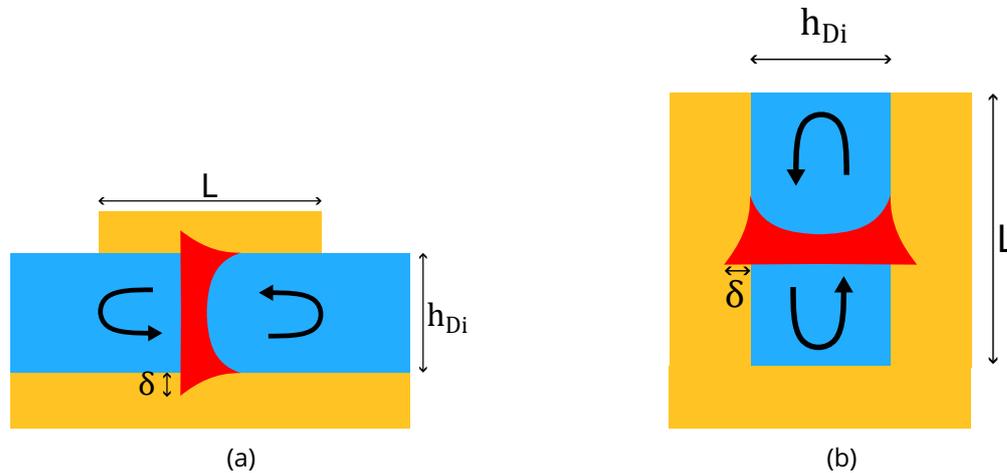


Figure 4.1 – (a) Schéma d'une antenne MIM entraînant une résonance Fabry-Perot horizontale. (b) Schéma d'une antenne MIM entraînant une résonance Fabry-Perot verticale. En jaune, la partie métallique, en bleu la partie diélectrique, en orange l'onde plasmon-polariton

Dans les deux cas, on se place au niveau d'une interface diélectrique-métal, espace dans lequel une onde de plasmons-polaritons de surface peut exister et se propager. Ce phénomène a lieu sur l'ensemble des interfaces diélectrique-métal, qui sont séparées d'une distance sub-longueur d'onde. Deux modes se propageant aux interfaces d'un même milieu diélectrique peuvent donc se coupler. L'ensemble du milieu aura un indice effectif, qui dépendra notamment de l'épaisseur de la couche du diélectrique et de son indice [17] :

$$n_{eff} = n \left(1 + \frac{\delta}{h_{Di}} \right) \quad (4.1)$$

avec n l'indice du diélectrique, δ l'épaisseur de peau et h_{Di} l'épaisseur du diélectrique.

Cela permet d'induire une résonance de type Fabry-Perot, confinée dans la cavité ainsi créée. [11] [65]

En observant le spectre de réflectivité d'une telle structure, on constate une résonance située à la longueur d'onde de résonance [68] λ_r :

$$\lambda_r = 2n_{eff}.L + \lambda_\phi \quad (4.2)$$

avec L la longueur de la nano-antenne et λ_ϕ une constante dépendante des conditions aux limites.

Les antennes MIM avec des Fabry-Perot horizontaux : Dans le cadre de mon travail de thèse, je m'intéresse en particulier aux antennes MIM induisant des résonances Fabry-Perot horizontales (Figure 4.1.a.). Celles-ci sont constituées d'une couche de métal, agissant comme un miroir dans la cavité et dont l'épaisseur devra donc être supérieure à l'épaisseur de peau dans le métal choisi. Au dessus, se trouve une couche de diélectrique, sur laquelle on vient placer des nano-antennes métalliques. Ces dernières forment le second miroir de la cavité Fabry-Perot; par leurs faibles dimensions, elles permettent également de confiner le champ

dans des espaces sub-longueur d'onde.

Les antennes MIM présentent des qualités intéressantes pour leur utilisation dans des méta-optiques. Par exemple, elles sont accordables en longueur d'onde et présentent une stabilité angulaire relativement importante [87]. C'est pourquoi, elles apparaissent à de nombreuses reprises dans la littérature pour la conception de métasurfaces optiques. [56] [137] [148] Cependant, ce sont des surfaces par essence réfléchives et plasmoniques donc sujettes aux pertes. [37] Ces deux points expliquent le développement des méta-optiques diélectriques, dans les dernières années, au détriment des structures plasmoniques. Néanmoins, les structures métalliques présentent une propriété avantageuse : la co-localisation. Contrairement aux antennes diélectriques, les antennes métalliques, pourvu que leurs résonances soient suffisamment lointaines¹, ne se couplent pas entre elles alors même qu'elles sont placées sur une même période. [29] Cette propriété permet de placer sur une même métasurface, deux fonctions optiques co-localisées, agissant en toute indépendance. [12] [133]

4.1.2 Effet de la variation des paramètres géométriques

Je l'ai dit, les antennes MIM sont des structures accordables en longueur d'onde. Cette accordabilité se fait par la modification des paramètres géométriques. En s'appuyant sur le schéma de la Figure 4.2 on peut identifier plusieurs paramètres géométriques :

- l'épaisseur du miroir métallique : h_{Mi} ,
- l'épaisseur de la couche de diélectrique : h_{Di} ,
- la hauteur des nano-antennes métalliques : h_{An} ,
- la longueur des nano-antennes métalliques : L ,
- la largeur des nano-antennes métalliques : w ,
- la période des antennes : p .

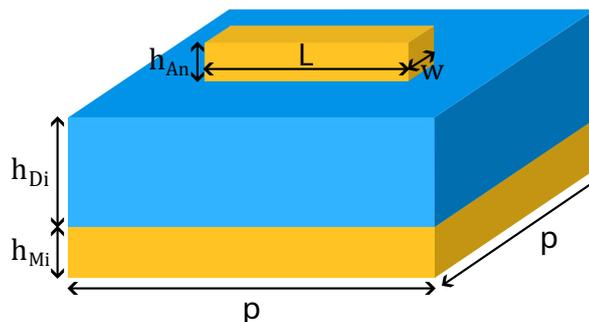


Figure 4.2 – Schéma d'une période d'une antenne MIM avec les paramètres géométriques.

La variation de ces paramètres va avoir différents effets sur la réflectivité et la phase de ces antennes. Pour l'étudier, je prendrai des antennes MIM composées d'Or et de Sulfure de Zinc (ZnS), qui sont les matériaux que j'ai utilisés dans mes échantillons. Dans cette partie, toutes mes simulations ont été faites avec le logiciel *Reticolo*. [51]

Épaisseur du miroir d'or : Comme on peut le voir sur la Figure 4.3 modifier l'épaisseur du miroir arrière n'a pas d'incidence sur la résonance de la structure : la longueur d'onde de résonance reste la même lorsque l'épaisseur augmente, ainsi que la réflectivité et le saut de phase. Ceci s'explique parfaitement physiquement puisque seule une onde évanescente

1. de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$

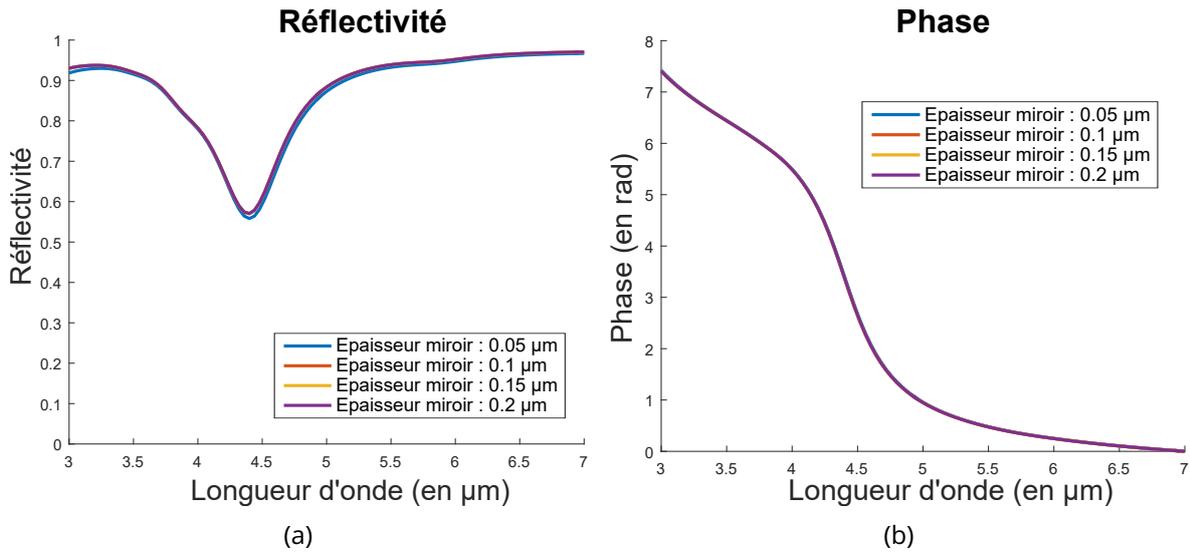


Figure 4.3 – **(a)** Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de miroir d'or. **(b)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de miroir d'or. La structure est modélisée pour : $p = 1.8 \mu\text{m}$, $L = 800 \text{ nm}$, $w = 300 \text{ nm}$, $h_{Di} = 257 \text{ nm}$, $h_{An} = 100 \text{ nm}$ avec Reticolo, en polarisation TM.

se propage dans ce milieu métallique et cela sur l'épaisseur de peau δ uniquement. Le seul critère à retenir pour le choix de l'épaisseur du miroir d'or est donc : $h_{Mi} > \delta$ avec $\delta \approx 8 \text{ nm}$.

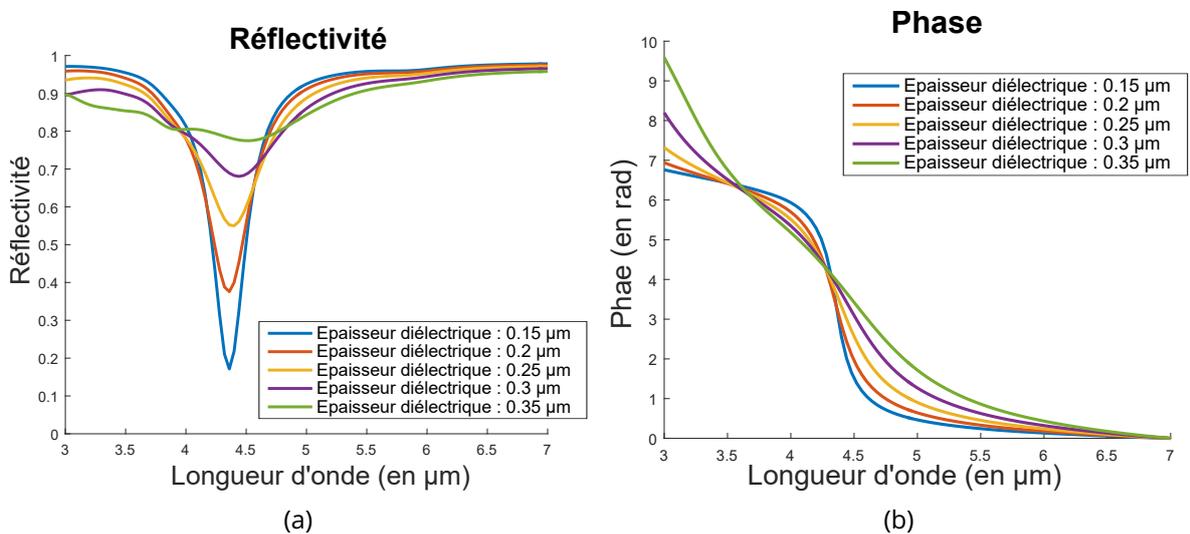


Figure 4.4 – **(a)** Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de diélectrique. **(b)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs de diélectrique. La structure est modélisée pour : $p = 1.8 \mu\text{m}$, $L = 800 \text{ nm}$, $w = 300 \text{ nm}$, $h_{Mi} = 100 \text{ nm}$, $h_{An} = 100 \text{ nm}$ avec Reticolo, en polarisation TM.

Épaisseur du diélectrique : Comme on peut le voir sur la Figure 4.4, l'épaisseur du diélectrique est un paramètre plus critique. En augmentant son épaisseur, on augmente la réflectivité, et on rend le saut de phase moins abrupt; sa pente diminue. On constate également que le saut de phase augmente. En augmentant sans mesure l'épaisseur du diélectrique, on risque aussi de perdre le couplage des ondes évanescentes aux interfaces diélectrique-métal. On favorise également l'apparition d'une résonance Fabry-Perot verticale, dont la longueur

d'onde de résonance obéit à la formule :

$$\lambda_r = 2n h_{Di} + \lambda_\Phi \quad (4.3)$$

avec n l'indice du diélectrique et λ_Φ une constante dépendant des conditions aux limites de la cavité. [114]

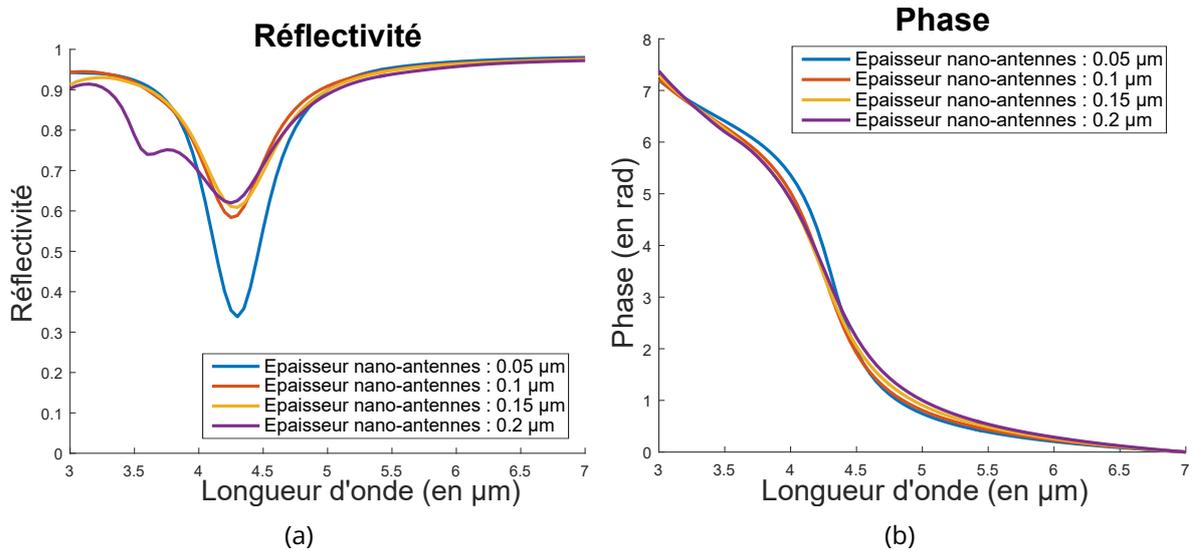


Figure 4.5 – **(a)** Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes hauteurs de nano-antennes. **(b)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes hauteurs de nano-antennes. La structure est modélisée pour : $p = 1.8 \mu\text{m}$, $L = 800 \text{ nm}$, $w = 300 \text{ nm}$, $h_{Mi} = 100 \text{ nm}$, $h_{Di} = 257 \text{ nm}$ avec Reticolo, en polarisation TM..

Hauteur des nano-antennes : Concernant la hauteur des nano-antennes d'or, on peut observer sur la Figure 4.5 que, jusqu'à un certain seuil (pour le ZnS, d'environ 100 nm), la diminution de cette hauteur ne modifie ni la réflectivité, ni la longueur d'onde de résonance et laisse également quasi invariant la valeur du saut de phase et sa pente à la résonance. Cependant, en dessous de ce seuil, la réflectivité diminue et le saut de phase évolue plus rapidement en longueur d'onde. On notera également qu'en ce qui concerne la fabrication en salle blanche, il n'est pas équivalent de demander une épaisseur de 50 ou de 100 nm de hauteur, puisque la technique de dépôt n'est pas la même.

Longueur des nano-antennes : Comme illustré par la Figure 4.6, l'augmentation de la longueur des nano-antennes va induire un décalage de la longueur d'onde de résonance vers les plus grandes longueurs d'onde, comme prédit par l'équation 4.2. On observe également une légère variation de la réflectivité autour d'une valeur centrale mais la valeur et la pente du saut de phase restent inchangées.

Largeur des nano-antennes : La Figure 4.7 illustre les effets de l'augmentation de la largeur des nano-antennes sur la réflectivité et la phase d'une antenne MIM. Cela entraîne un décalage de la longueur d'onde de résonance vers les hautes longueurs d'onde et une augmentation de la réflectivité. La valeur et la pente du saut de phase restent inchangées. On notera cependant qu'une antenne large (dans notre cas, de largeur supérieure à 400 nm) induira également une résonance MIM si elle est excitée par une lumière dont la polarisation est parallèle à l'axe de la largeur.

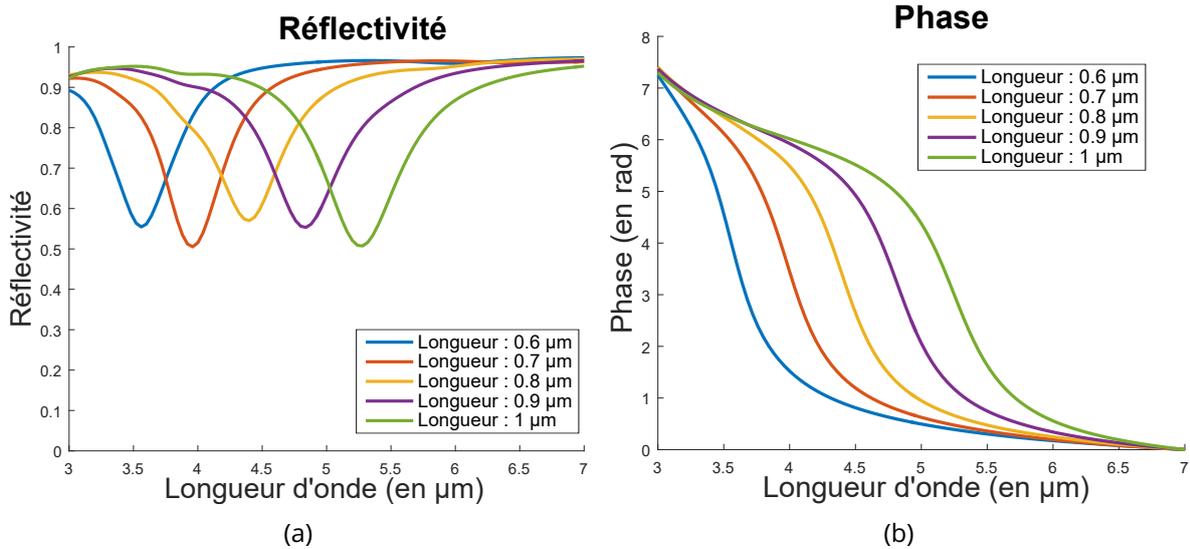


Figure 4.6 - **(a)** Réfectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes longueurs de nano-antennes. **(b)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes longueurs de nano-antennes. La structure est modélisée pour : $p = 1.8 \mu\text{m}$, $w = 300 \text{ nm}$, $h_{Mi} = 100 \text{ nm}$, $h_{Di} = 257 \text{ nm}$, $h_{An} = 100 \text{ nm}$ avec Reticolo, en polarisation TM.

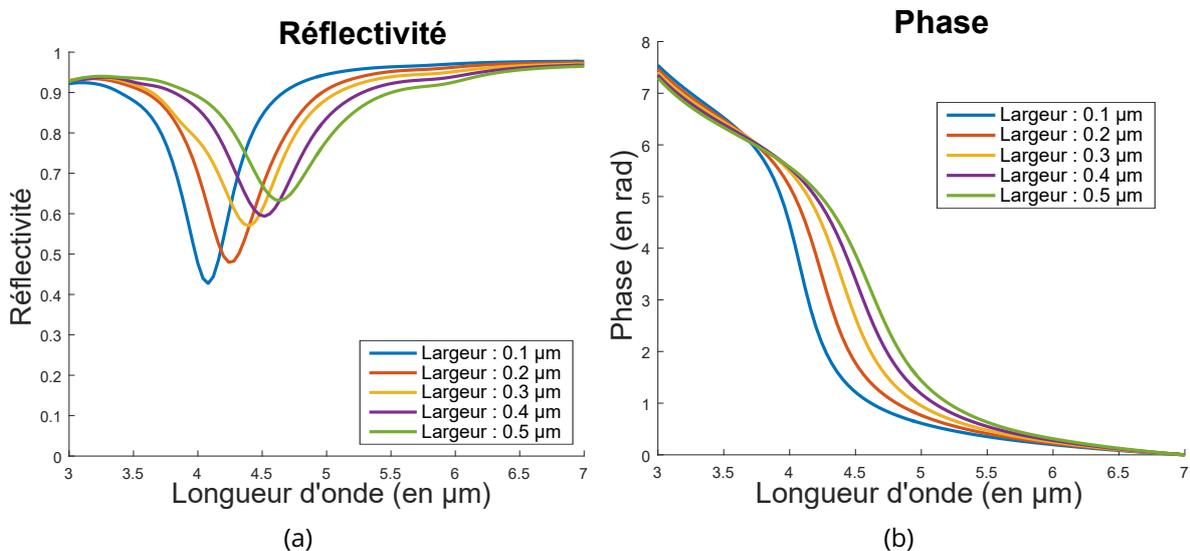


Figure 4.7 - **(a)** Réfectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs de nano-antennes. **(b)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes largeurs de nano-antennes. La structure est modélisée pour : $p = 1.8 \mu\text{m}$, $L = 800 \text{ nm}$, $h_{Mi} = 100 \text{ nm}$, $h_{Di} = 257 \text{ nm}$, $h_{An} = 100 \text{ nm}$ avec Reticolo, en polarisation TM.

Période des nano-antennes : En gardant à l'esprit que la période des antennes doit rester sub-longueur d'onde, on observe, sur la Figure 4.8, que l'augmentation de la période induit une variation faible et non linéaire de la réfectivité. Concernant la phase, la pente augmente légèrement avec l'augmentation de la période, tandis que le saut de phase diminue lentement. La longueur d'onde de résonance reste inchangée.

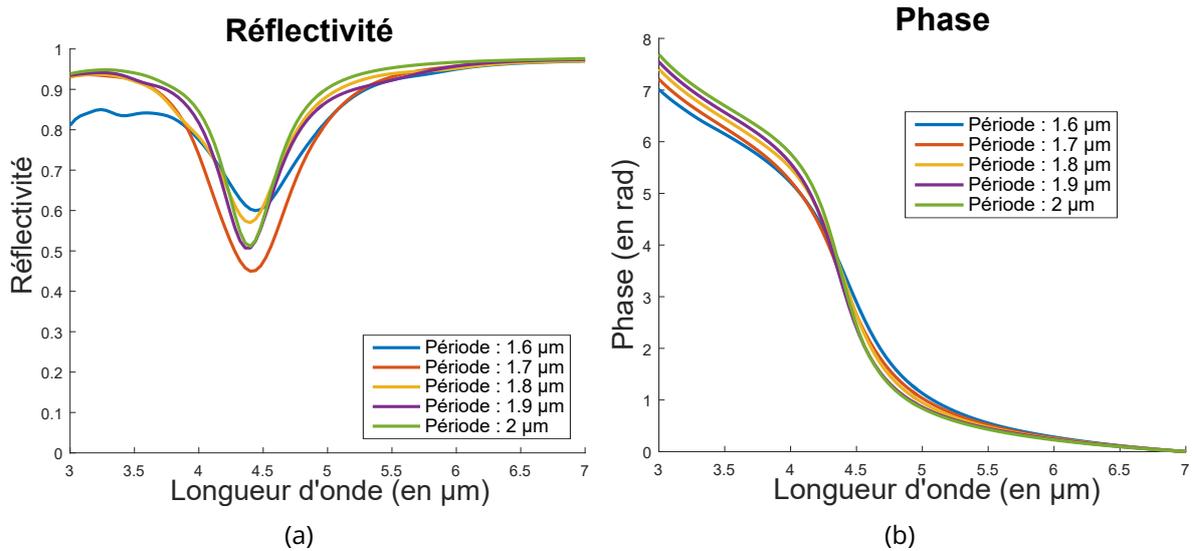


Figure 4.8 – **(a)** Réflectivité en fonction de la période d'onde pour différentes longueurs de nano-antennes. **(b)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour différentes périodes de nano-antennes. La structure est modélisée pour : $L = 800$ nm, $w = 300$ nm, $h_{Mi} = 100$ nm, $h_{Di} = 257$ nm, $h_{An} = 100$ nm avec Reticolo, en polarisation TM.

4.2 L'échantillon //ot

Au cours de ma thèse, j'ai réalisé trois échantillons nano-structurés permettant de développer la technique de métrologie de phase avec l'interféromètre PISTII. Le premier est le plus simple, que je nommerai par la suite //ot, présenté en annexe C. Il est composé de douze sous-échantillons d'antennes MIM. Ces dernières sont constituées, du bas vers le haut :

- d'un miroir d'or de 200 nm d'épaisseur,
- d'une couche d'accroche en Titane de 5 nm d'épaisseur,
- d'une couche de Sulfate de Zinc (ZnS) de 257 nm d'épaisseur,
- d'une couche d'accroche de Titane de 5 nm d'épaisseur, placée uniquement sous les nano-antennes,
- de nano-antennes d'or de 45 nm d'épaisseur.

Pour ces douze antennes, j'ai fait varier la période (entre 1.6 et 2 μm), la longueur (entre 600 et 700 nm) et la largeur (entre 100 et 500 nm) des nano-antennes d'or, de telle manière à avoir neuf géométries différentes et des structures résonantes entre 3 et 4 μm , en polarisation TM. On notera donc que trois sous-échantillons possèdent un échantillon jumeau.

Ces douze sous-échantillons sont placés selon une maille hexagonale, de telle sorte que chacun soit entouré de six sous-échantillons de wafer nus (c'est-à-dire sans nano-antennes), comme l'illustre la Figure 4.9. Les dimensions totales de l'échantillon respectent celles précédemment décrites dans la Section 2.4.

Cet échantillon, tout comme les suivants, a été fabriqué au C2N, sur la plate-forme PIMENT², par Nathalie BARDOU et Christophe DUPUIS, par lithographie électronique. Il est représenté sur la Figure 4.10.

En sortie de fabrication, cet échantillon a fait l'objet de plusieurs mesures de caractérisation dans le but de vérifier ses différents paramètres géométriques.

2. <https://piment.c2n.universite-paris-saclay.fr/en/>

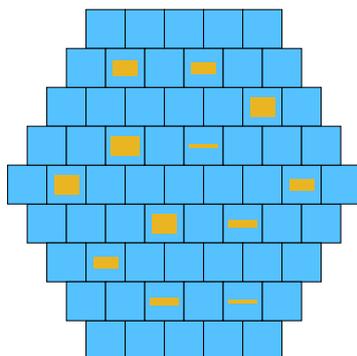
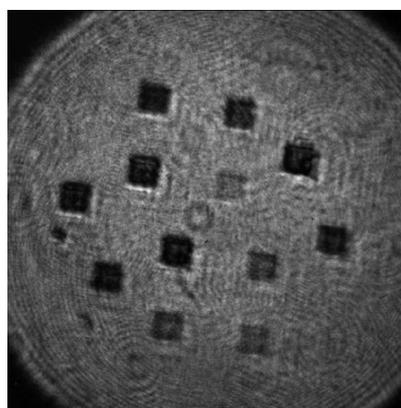


Figure 4.9 – Schéma de principe de l'organisation de l'échantillon //ot : sur une maille hexagonale, il est composé de 49 échantillons de wafers nus et 12 échantillons nano-structurés par un réseau de nano-antennes d'or dont les dimensions sont représentées proportionnellement les unes par rapport aux autres sur ce schéma.



(a)



(b)

Figure 4.10 – **(a)** Photographie de l'échantillon //ot. **(b)** Image de l'échantillon //ot placée dans le montage PISTIL sans le masque de trous et le réseau de diffraction, enregistrée avec la caméra infrarouge.

Mesures au MEB : L'échantillon //ot a été mesuré au Microscope à Balayage Électronique (MEB). On peut voir quelques images sur la Figure 4.11. Cette mesure a, tout d'abord, permis de vérifier que la fabrication et le lift-off des antennes avaient eu lieu sans problème apparent. Il permet de vérifier également l'homogénéité et la propreté de l'échantillon. Lors de ces mesures, j'ai pu constater que les bords des nano-antennes sont droits et que les longueurs et largeurs des nano-antennes sont conformes aux dimensions demandées. Cependant, on notera qu'avec le MEB, les dimensions sont mesurées avec une erreur d'environ 20 nm, erreur que j'estime en mesurant la période des antennes, supposée plus précise puisque due à un déplacement d'une platine.

Mesure à l'ellipsomètre IR : L'échantillon //ot a été mesuré à l'ellipsomètre infrarouge Sen-tech Sendira. Cette mesure a permis d'estimer l'épaisseur de la couche de ZnS à 257 nm et l'indice de ce même matériau à 2.28.

Mesure au FTIR : L'échantillon //ot a également été caractérisé en réflectivité à l'aide d'un FTIR (Fourier Transform InfraRed spectroscopie) couplé à un microscope (FTIR Hyperion de la marque Bruker). On notera que dans les mesures que j'ai effectuées avec cet appareil, le faisceau incident n'est pas positionné en incidence normale par rapport au wafer. La mesure

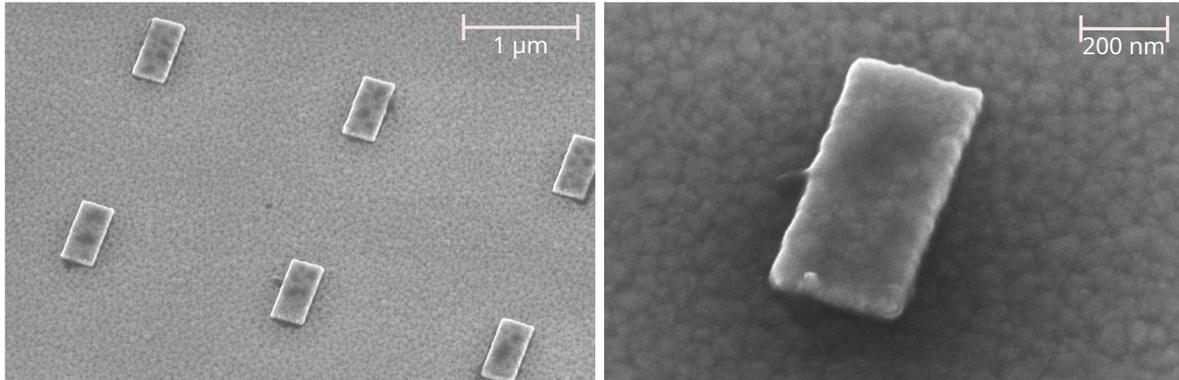


Figure 4.11 – Images réalisées au MEB de l'échantillon *Ilot*.

se fait pour des angles d'incidence compris entre 12 et 24° et pour des plans d'incidence qui varient de 0 à 360°. La réflectivité effectivement mesurée n'est donc pas la réflectivité propre à l'échantillon en incidence normale. Cependant, à l'aide du logiciel Reticolo, il est possible de simuler les conditions de mesures et de comparer résultats de simulations et résultats expérimentaux.

Lors de cette simulation, il est nécessaire de prendre en compte la fine couche d'accroche en Titane. Cette couche étant très fine (5 nm), j'ai fait le choix de ne pas la modéliser par son indice optique propre mais de considérer qu'il était une source de perte et d'en tenir compte en augmentant le coefficient de dissipation de l'or de 0.0048 à 0.0070 lorsque je calcule la permittivité de l'or avec le modèle de Drude.

Comme on peut l'observer sur la Figure 4.12, en prenant en compte l'ensemble des paramètres géométriques que nous avons vérifié, j'obtiens une bonne concordance entre la simulation (courbe bleue) et la réflectivité mesurée (courbe rouge). Cependant, il persiste un léger décalage en longueur d'onde de l'ordre de 0.2 μm qui peut s'expliquer notamment par un léger décalage des dimensions géométriques des nano-antennes d'or. Ainsi, si je diminue la longueur des nano-antennes de 20 nm, qui est l'incertitude de ma mesure MEB, je peux recalculer en longueur d'onde la position de résonance. Il faut également noter qu'à la résonance, la réflectivité est plus basse sur la mesure qu'en simulation. Pour obtenir une meilleure corrélation, on pourrait augmenter encore le coefficient de dissipation de l'or. Cependant, cette différence de réflectivité peut également s'expliquer par une légère différence des paramètres géométriques, comme la largeur des nano-antennes. J'en tiendrai compte lors des mesures de phase.

4.3 L'échantillon *Nuancier*

Un autre échantillon que j'ai pu concevoir possède un motif plus complexe. Nommé *le Nuancier*, il est composé de trente-sept sous-échantillons d'antennes MIM, placées selon un motif hexagonal, sur trois couronnes. Ces trois couronnes d'antennes sont entourées d'une couronne d'échantillons vides, composés uniquement du wafer nu, soit au total soixante-et-un échantillons (Annexe D).

Le wafer utilisé pour cet échantillon n'est pas le même que pour l'échantillon *Ilot*. Les dimensions d'épaisseur restent identiques à l'exception de l'épaisseur de ZnS qui est 280 nm.

Concernant les paramètres des nano-antennes, je fais varier la période entre 1.6 et 2 μm, la longueur entre 600 et 1200 nm et la largeur entre 100 et 500 nm. Aucun échantillon n'est identique à un autre.

Cet échantillon a également été réalisé au C2N. On peut l'observer sur la Figure 4.13.

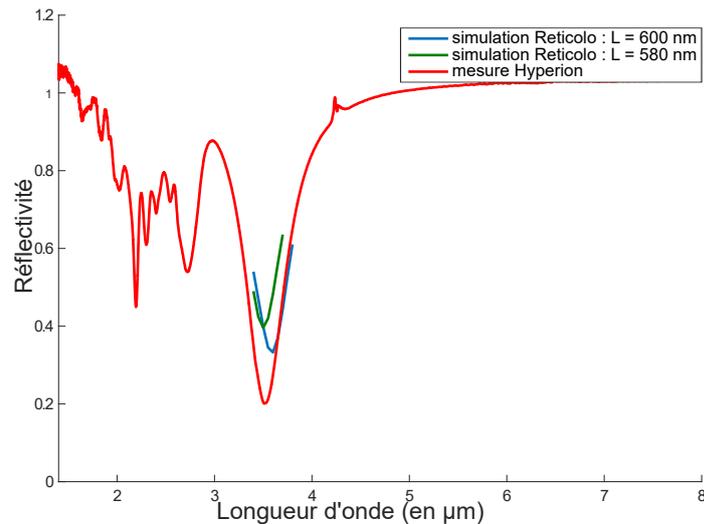
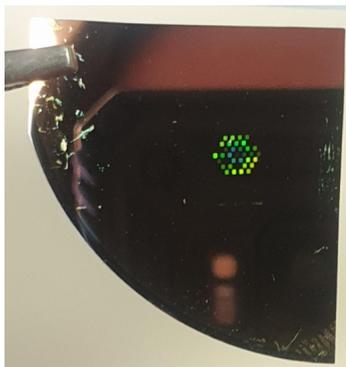
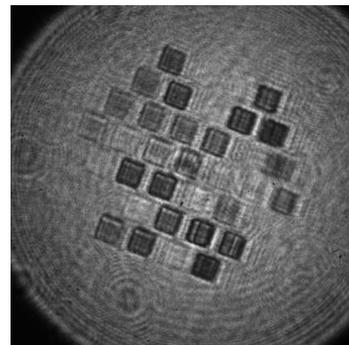


Figure 4.12 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon n°1 de l'échantillon //ot. La courbe rouge représente la mesure de cette grandeur à l'aide du FTIR Hyperion. La courbe bleue représente sa simulation à l'aide du logiciel Reticolo pour les valeurs nominales de l'échantillon et la courbe verte pour une longueur de nano-antennes de 580 nm.



(a)



(b)

Figure 4.13 – (a) Photographie de l'échantillon *Nuancier*. (b) Image de l'échantillon *Nuancier* placé dans le montage PISTIL sans le masque de trous et le réseau de diffraction, enregistrée avec la caméra infrarouge.

Mesure au MEB : De la même manière que *l'Ilot*, le *Nuancier* a été mesuré au MEB et au FTIR Hyperion.

Les mesures MEB montrent des bords droits et un dépôt homogène. Elles n'ont pas relevé de problèmes pendant la fabrication. Cependant, elles montrent que plus les dimensions des nano-antennes sont faibles, plus les écarts à la commande sont importants. Par exemple, pour les nano-antennes de 100 nm de largeur, je mesure au MEB une largeur effective de 80 nm \pm 20 nm.

Mesure au FTIR : Les mesures de réflectivité effectuées avec le FTIR Hyperion ont également pu montrer un bon accord entre les simulations avec Reticolo (courbe bleue) et les mesures (courbe rouge), comme on peut le voir sur la Figure 4.14. Cependant, on constate

toujours un décalage en longueur d'onde du pic de résonance. Ce décalage est plus important que pour l'échantillon *Ilot*, de l'ordre de $0.4 \mu\text{m}$ et correspond aux observations des mesures MEB, à savoir un plus grand écart entre la consigne et la réalisation lors de la fabrication. Ainsi, ce n'est qu'en modifiant de 70 nm la longueur des nano-antennes de l'échantillon central que je parviens à recaler le pic de ma résonance en longueur d'onde. Cependant, je ne reconstruis pas la réflectivité avec exactitude. Il faudra donc que je tienne compte de cet écart de dimensions dans mes mesures de phase.

Mesure à l'ellipsomètre IR : Je n'ai pas eu l'occasion de mesurer l'épaisseur du diélectrique avec une mesure ellipsométrique. Toutefois, des wafers, dont les dépôts d'or et de ZnS ont été réalisés simultanément avec celui que j'ai utilisé, ont pu être utilisés pour d'autres applications et ont montré un comportement validant une épaisseur de ZnS de 280 nm [91].

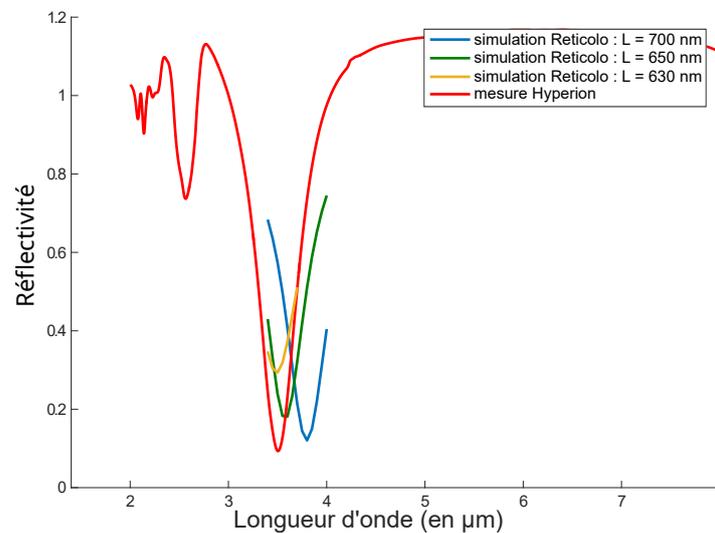


Figure 4.14 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon central de l'échantillon *Nuancier*. La courbe rouge représente la mesure de cette grandeur à l'aide du FTIR Hyperion. La courbe bleue représente sa simulation à l'aide du logiciel Reticolo pour ses valeurs nominales de paramètres géométriques, et une longueur de nano-antennes de 700 nm . La courbe verte représente la même simulation mais avec une longueur de nano-antennes de 650 nm .

4.4 L'échantillon *L*

Le dernier échantillon que j'ai pu concevoir pour l'interféromètre PISTIL sera nommé l'échantillon *L* (Annexe E). Utilisant le même wafer que l'échantillon *Ilot*, les épaisseurs des différentes couches sont les mêmes. Il est également composé de douze échantillons placés aux mêmes positions que les douze échantillons de *Ilot*, sur une maille hexagonale et entourés de wafers nus. Cependant, les antennes MIM des douze échantillons sont différentes. Comme illustré par la Figure 4.15a, pour chaque période carrée de $2 \mu\text{m}$ de côté, j'ai placé deux nano-antennes d'or orientées orthogonalement l'une par rapport à l'autre, pour former un L, dont les deux barres sont séparées de 300 nm . Toutes les nano-antennes sont de largeur 100 nm mais leurs longueurs varient entre 500 et 800 nm . Plus exactement, chaque nano-antenne représente une combinaison de ces variations de longueurs avec un pas de 100 nm sans que les longueurs ne soient jamais les mêmes ($500 - 600 \text{ nm}$, $500 - 700 \text{ nm}$,

500–800 nm, 600–500 nm, ...). Tout comme les deux premiers, cet échantillon a été fabriqué au C2N.

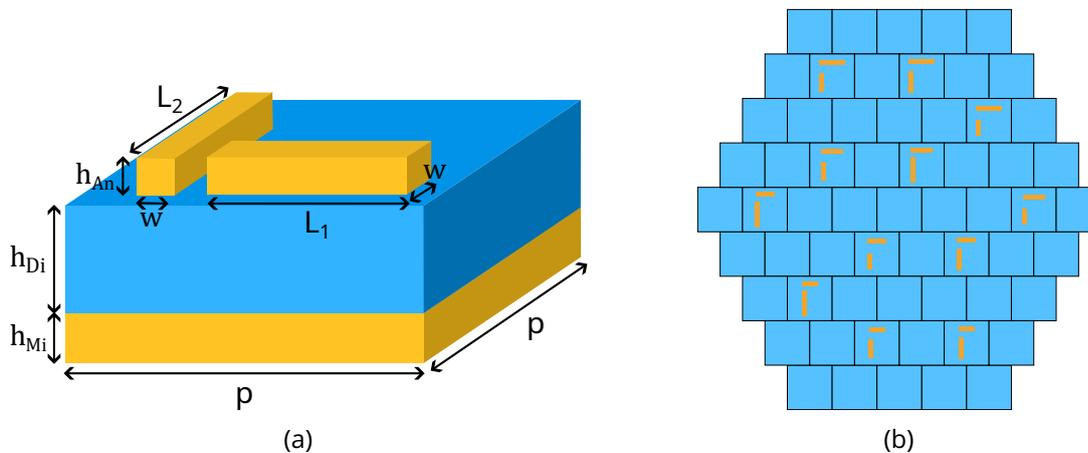


Figure 4.15 – **(a)** Schéma des antennes MIM *en L* : antennes MIM avec pour chaque période, deux nano-antennes d'or, perpendiculaires de même largeur mais de longueurs différentes. **(b)** Schéma de principe de l'organisation de l'échantillon *L*.

Mesure à l'ellipsomètre IR : Le wafer de cet échantillon étant issu du même lot que celui de l'échantillon *//ot*, les dimensions du wafer sont les mêmes et je considère donc que l'épaisseur de la couche de ZnS est de 257 nm.

Mesure au MEB : Je n'ai pas eu encore l'occasion d'examiner cet échantillon au MEB mais il serait intéressant de le faire pour constater si les deux antennes ont pu être réalisées correctement sans disparité ou étalement suivant les directions principales. Cependant, les doses électroniques utilisées lors de la fabrication étant les mêmes que pour l'échantillon *//ot*, je vais estimer que les écarts à la commande seront les mêmes que pour celui-ci.

Mesure au FTIR : Tout comme ses deux prédécesseurs, l'échantillon *L* a été examiné au FTIR Hyperion. On peut examiner sur la Figure [4.16](#) l'accord entre les simulations effectuées avec le logiciel Reticolo (courbe bleue) et les mesures (courbe rouge). En premier lieu, on observe que le pic de la résonance MIM coïncide en longueur d'onde entre la mesure et la simulation. Cependant, dans la simulation, la résonance est extrêmement piquée et montre une baisse de la réflectivité. On est quasiment au couplage critique. Ce n'est pas ce que montre la mesure, pour laquelle la réflectivité est basse (0.3) mais non nulle. Il faudra donc en tenir compte lors de la mesure de la phase.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les antennes MIM que j'ai utilisées au cours de ma thèse et j'ai mis en valeur l'évolution de la réflectivité et de la phase en fonction des paramètres géométriques des antennes. J'ai également présenté les trois échantillons que j'ai placés dans l'interféromètre PISTIL et qui ont permis de développer une méthode de mesure de phase de nano-structures ainsi que les caractérisations et vérifications préalables que j'ai pu effectuer afin de mesurer les paramètres géométriques des structures effectivement fabriquées.

Deux éléments doivent être mis en avant à l'issue de ce chapitre :

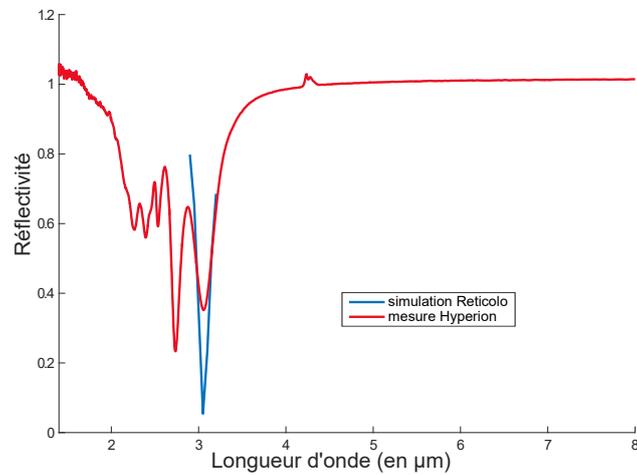


Figure 4.16 – Réflexivité en fonction de la longueur d’onde pour l’échantillon n°1 de l’échantillon L . La courbe rouge représente la mesure de cette grandeur à l’aide du FTIR Hyperion. La courbe bleue représente sa simulation à l’aide du logiciel Reticolo pour ses valeurs nominales de paramètres géométriques.

- caractériser l’ensemble des paramètres géométriques d’un échantillon nano prend du temps et nécessite un grand nombre de matériels (ellipsomètre, MEB, FTIR, ...) qui peuvent se révéler chers, encombrants et peu disponibles,
- la phase varie rapidement et de faibles écarts entre les paramètres géométriques et de commande peuvent entraîner une importante différence de phase. Je tiendrai compte de ce point lors des mesures de phase.

Le choix de la référence

Sommaire du présent chapitre

5.1	Détermination de la phase par correspondance avec les franges d'interférences	72
5.1.1	Étude de la méthode avec un interférogramme simulé	72
5.1.2	Étude de la méthode avec un interférogramme expérimental	74
5.1.3	Retour d'expérience de la méthode	74
5.2	Un miroir d'or comme référence	75
5.2.1	Mise en place expérimentale	75
5.2.2	Traitement des interférogrammes	76
5.2.3	Retour d'expérience de la méthode	78
5.3	Le wafer comme référence	79
5.3.1	Où mesurer le wafer?	79
5.3.2	Peut-on mesurer le wafer en amont?	80
5.3.3	Retour d'expérience de la méthode	80
5.4	La polarisation comme référence	80
5.4.1	Traitement d'un interférogramme à une longueur d'onde donnée	81
5.4.2	Intégration de la phase en longueur d'onde	81
5.4.3	Retour d'expérience de la méthode	84
5.5	Un interférogramme à une autre longueur d'onde comme référence	84
5.5.1	Avec une différence de longueur d'onde de 0.01 μm	85
5.5.2	Avec une différence de longueur d'onde de 0.05 μm	85
5.5.3	Avec n'importe quel interférogramme comme référence	87
5.5.4	Retour d'expérience de la méthode	88
	Conclusion	89

Au cours de ma thèse, j'ai cherché à mettre au point une méthode de métrologie de phase. Cependant, on ne peut pas faire de la métrologie sans parler d'étalonnage. Dans mon cas, je cherche à mesurer une phase. Or celle-ci se définit toujours par rapport à une référence. Dans le Chapitre 3 nous avons vu un premier choix puisque nous avons utilisé alors le miroir lui-même comme référence, en initialisant tous les segments à zéro. Dans le cas de la mesure de phase des échantillons nano, on ne peut pas appliquer cette technique telle qu'elle, puisqu'on ne peut pas "faire rentrer" les nano-antennes dans le wafer. Le choix d'une référence est donc un aspect essentiel de la mise en place d'une technique de métrologie de phase. De plus, je mesure la phase à travers un système optique qui est loin d'être parfait et

qui engendre ses propres aberrations. La phase induite par ce système doit également être soustraite de la mesure.

Dans ce chapitre, nous verrons les différentes stratégies que j'ai pu mettre en place pour définir une référence qui soit à la fois efficace et facile à mettre en oeuvre.

5.1 Détermination de la phase par correspondance avec les franges d'interférences

Dans le Chapitre 2, j'ai expliqué la méthode numérique avec laquelle j'ai traité les figures d'interférences issues de l'interférogramme PISTIL, méthode qui repose sur un traitement de Fourier. Cependant, bien que réparti dans différents *pétales*, nous parlons ici de franges d'interférence, c'est-à-dire des franges dont l'intensité est supposée être décrite par l'équation :

$$I(x) = I_0(1 + \cos(\frac{2\pi}{\Lambda}x + \Delta\phi)) \quad (5.1)$$

avec I_0 l'intensité moyenne, Λ la période des franges, $\Delta\phi$ la différence de phase entre les deux sortes d'antennes qui interfèrent.

En première approche, il semble donc possible de mesurer la phase en fittant les franges et en reconstruisant ainsi la différence de phase que l'on cherche à mesurer.

5.1.1 Étude de la méthode avec un interférogramme simulé

Commençons par considérer un interférogramme simulé, le plus simple possible, c'est-à-dire dans lequel nous ne ferons entrer aucune considération de propagations, de bruits ou de formes du signal. J'appellerai, par la suite, un tel interférogramme : *interférogramme idéal*.

Je prends comme motif-test le motif représenté dans la Figure 5.1a. L'interférogramme qui en résulte est présenté dans la Figure 5.1b. L'intensité des franges étudiées respecte la formule de l'équation 5.1 et l'axe normal aux franges est dirigé dans les directions 0, 60 et 120°.

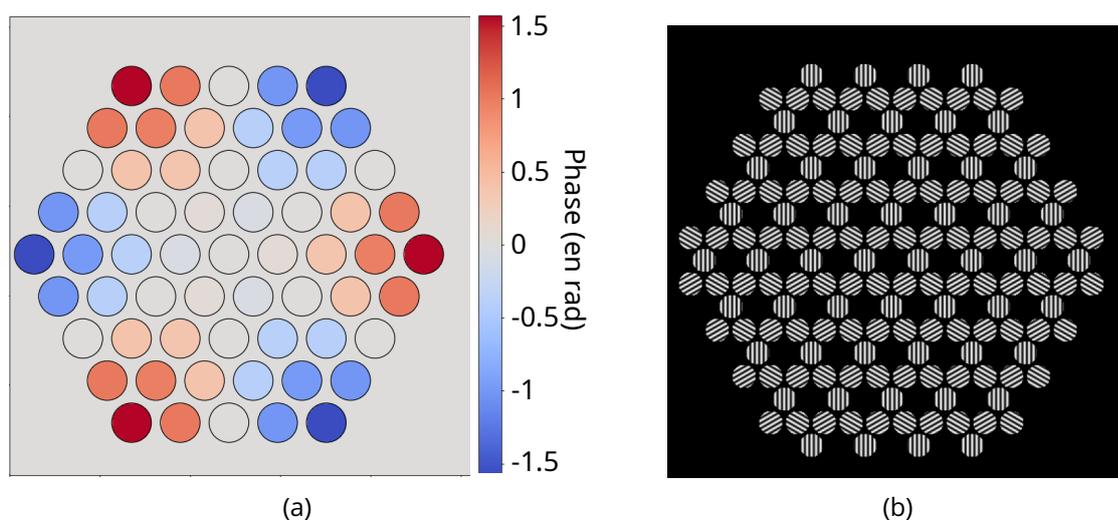


Figure 5.1 – (a) Motif de phase en entrée de l'interféromètre idéal. (b) Interféromètre résultant du motif de phase ci-contre dans le cas d'un interféromètre idéal.

A partir de cet interférogramme idéal, pour chaque direction, on extrait chaque *pétale* que l'on va traiter séparément (Figure 5.2). L'étape suivante est de fitter l'intensité des franges

avec la formule théorique de l'équation 5.1 afin de trouver les paramètres de période de franges et de déphasage qui correspondent à chaque pétale. Dans le cas idéal, le fit se fait sans aucune difficulté puisque que la fonction d'entrée et la fonction à fitter sont rigoureusement les mêmes.

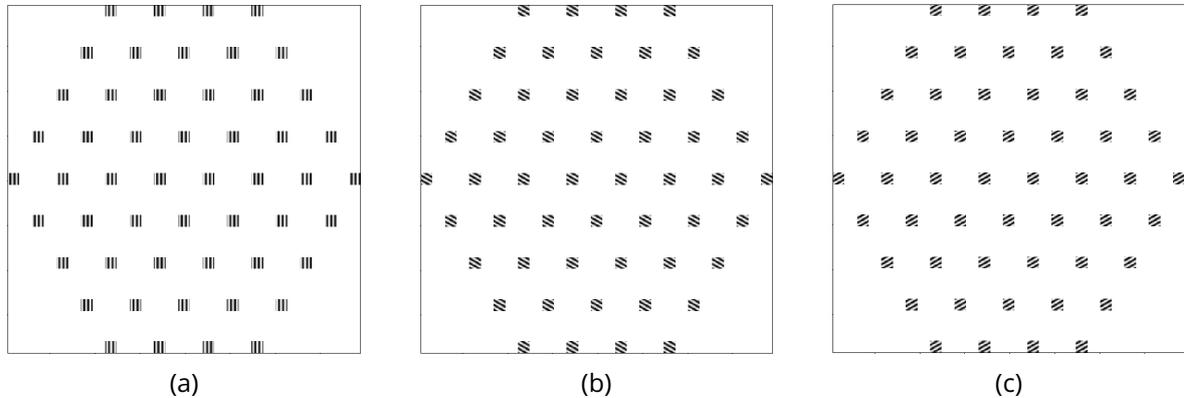


Figure 5.2 – (a) Vignettes des pétales dans la direction 0° pour l'interférogramme idéal. (b) Vignettes des pétales dans la direction 60° pour l'interférogramme idéal. (c) Vignettes des pétales dans la direction 120° pour l'interférogramme idéal.

Une fois les valeurs de déphasages extraites dans les trois directions, on peut aisément les comparer avec les valeurs de déphasages en entrée. Sans stupeur, ces valeurs de déphasages sont différentes. Cela s'explique par l'étape de vignettage. Celle-ci est nécessaire pour séparer les différents pétales. Mais elle implique un choix, celui de la position de départ du sinus que l'on cherche à reproduire. Par exemple, en gardant la position centrale des vignettes aux mêmes positions mais en diminuant de quatre pixels le côté des vignettes, on obtient des résultats de déphasages différents (comme on peut l'observer sur la Figure 5.3).

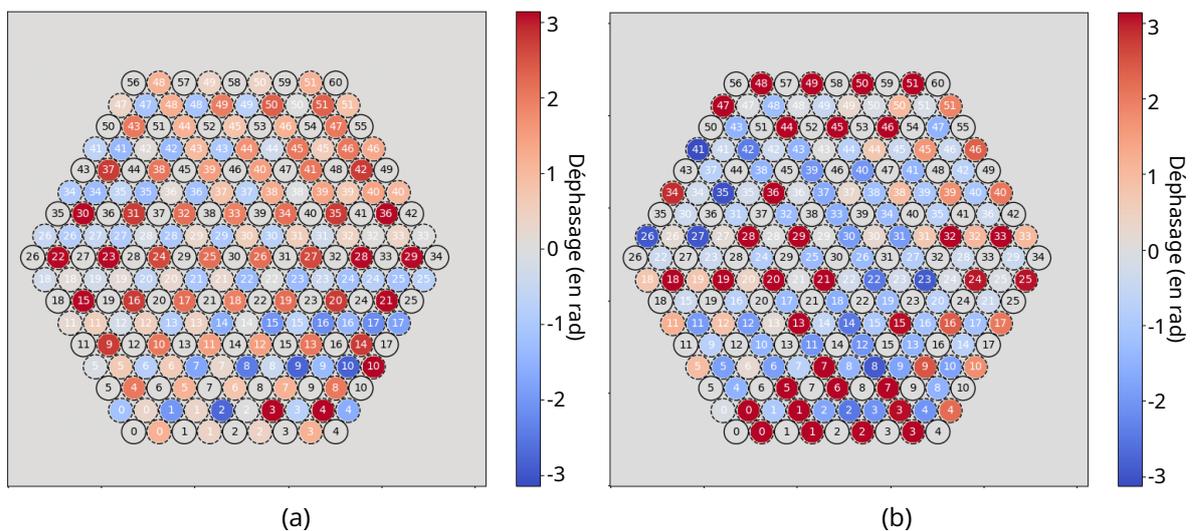


Figure 5.3 – (a) Carte des déphasages pour l'interférogramme idéal après un vignettage carré de 16 pixels de côté. (b) Carte des déphasages pour l'interférogramme idéal après un vignettage carré de 12 pixels de côté.

Il faut noter que dans cette première étude, j'ai des vignettes carrées, qui restent identiques dans les trois directions, ce qui signifie qu'au sein même d'un interférogramme, on ne coupe pas les franges de la même manière entre les directions 0° et par exemple 120°. Pour

poursuivre l'étude et minimiser ce problème, il faudrait utiliser des vignettes rondes.

Ainsi, le choix de la position et de la forme des vignettes influence le déphasage que l'on interpole et la phase que l'on peut ensuite reconstruire. Sur un interférogramme idéal, non bruité, dans lequel les bords des pétales sont aisément discernables et les franges bien séparées, on peut imaginer qu'il serait possible de mettre au point une méthode numérique venant systématiser le choix du début de notre sinus. Cependant, "A la première fissure dans l'idéal, tout le réel s'y engouffre."¹. Autrement dit, ces considérations peuvent se heurter aux interférogrammes expérimentaux.

5.1.2 Etude de la méthode avec un interférogramme expérimental

Prenons un interférogramme expérimental, acquis à l'aide du montage PISTIL, dans lequel a été placé l'échantillon *l/ot*. Cet interférogramme est affiché sur la Figure 5.4a. Zoomons sur l'un de ses pétales dans la direction 0° (Figure 5.4b). A l'oeil, il apparaît différents problèmes :

1. il est difficile de positionner avec précision le centre du pétale,
2. il est difficile de discerner avec précision les franges,
3. avec ma caméra infrarouge, je n'ai que quelques pixels par largeur de frange (2 ou 3 pixels par frange).

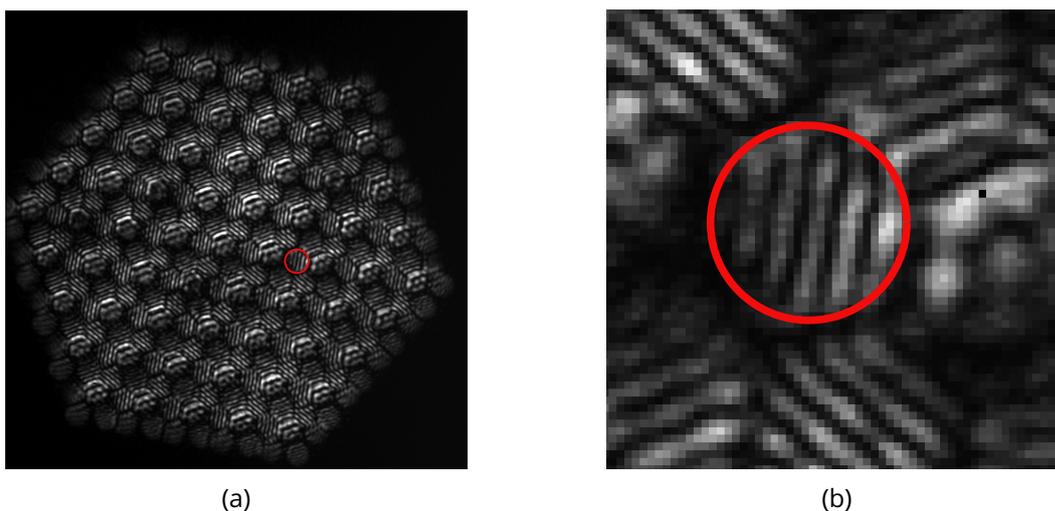


Figure 5.4 – (a) Interférogramme acquis avec le montage PISTIL pour l'échantillon *l/ot* (b) Pétale dans la direction 0° de l'interférogramme ci-contre.

Pour le moment, ignorons ces considérations préliminaires et réalisons tout de même un vignettage. Continuons d'étudier le pétale que j'ai sélectionné dans la Figure 5.4b) et essayons de faire fitter la fonction décrite dans l'équation 5.1 avec une coupe horizontale prise au centre de notre vignette. Le résultat est présenté dans la Figure 5.5b. On peut voir qu'une simple fonction de fit ne suffit pas pour arriver à faire coïncider théorie et pratique et que même la fréquence des franges ne peut être estimée avec quelques précisions.

5.1.3 Retour d'expérience de la méthode

J'ai tenté d'extraire le déphasage entre deux centres en extrayant directement les franges d'interférences et en fittant la fonction sinusoidale expérimentale avec la fonction sinusoidale d'une interférence. Cependant, appliquée sans précaution particulière, cette méthode

1. Jean Rostand, "Pages d'un moraliste", 1952

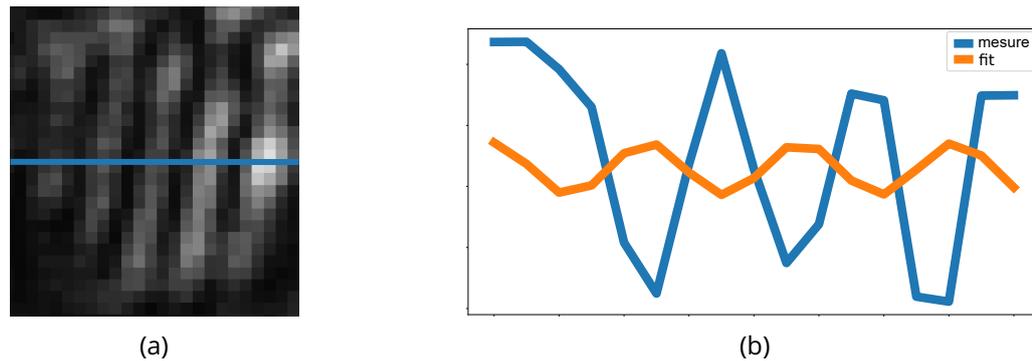


Figure 5.5 – **(a)** Pétale dans la direction 0° . **(b)** En bleu, coupe horizontale du pétale ci-contre. En orange, coupe horizontale du fit de la vignette ci-contre.

se heurte à la fois à des problèmes numériques et à des problèmes expérimentaux. Ces derniers sont particulièrement dus au fait que je travaille dans l'infrarouge avec peu de pixels par frange et une caméra de plus faible résolution spatiale que dans le visible. On voit donc ici que pour améliorer cette méthode, il faudra systématiser la méthode de vignettage pour que la référence des franges soit la même pour tous les pétales, dans toutes les directions et en même temps, et il faudra modifier le grandissement des afocaux et/ou modifier le pas du réseau afin d'augmenter le nombre de pixels par frange, et/ou modifier la taille de l'échantillon.

Face à ces problèmes, j'ai préféré retenir la méthode de Fourier que j'ai décrite dans le Chapitre [2.3](#)

5.2 Un miroir d'or comme référence

Dans la continuité du miroir segmenté et contrôlable Boston, j'ai ensuite pris comme référence un miroir d'or.

5.2.1 Mise en place expérimentale

Le miroir d'or a pour avantage d'être invariant en réflectivité et en phase sur la bande de longueur d'onde que je considère. Il est également invariant en polarisation. De plus, il est optiquement plat. L'interférogramme, que je vais acquérir en plaçant un tel miroir dans mon montage, ne sera donc modifié que par les défauts optiques du système. J'ai placé ce miroir sur un autre bras de mon banc interférométrique, comme décrit sur le schéma de la Figure [5.6](#).

On notera également dans le montage la présence d'un polariseur et d'une lame demi-onde. Je l'ai évoqué dans le Chapitre [4](#) les antennes MIM sont sensibles à la polarisation. or je cherche à observer seulement le comportement de l'antenne selon les polarisations TM ou TE et non une composition des deux. En sortie de l'OPO, le faisceau est polarisé mais la fibre, qu'il traverse ensuite, n'est pas une fibre en maintien de polarisation. C'est pourquoi, en sortie du collimateur, j'ajoute un polariseur, dont l'axe est aligné avec la polarisation de plus forte intensité du faisceau en sortie de la fibre. Ensuite, je place une lame demi-onde qui me permet d'aligner la polarisation du faisceau avec les antennes. Par la suite, ce système {polariseur + lame demi-onde} sera toujours placé dans le montage.

L'échantillon que j'analyse dans ce montage est l'échantillon //ot, que j'étudie en polarisation TM, c'est-à-dire que la polarisation est alignée avec la longueur des nano-antennes. En

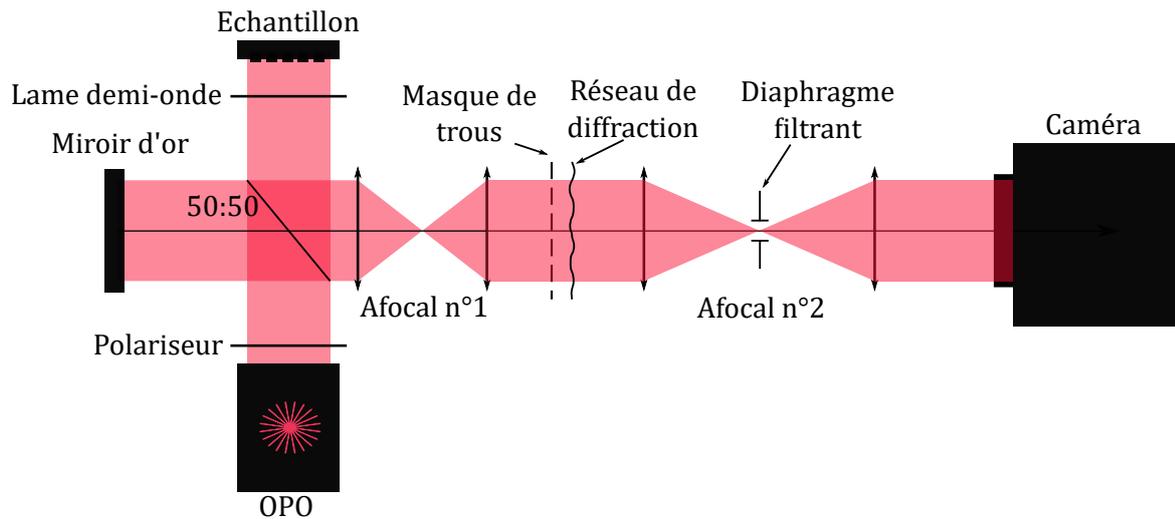


Figure 5.6 – Schéma du montage interférométrique PISTIL incluant un bras dans lequel est placé un miroir d'or.

Figure 5.7, on peut observer les deux interférogrammes que j'ai pu acquérir à la longueur d'onde $3.4 \mu\text{m}$, pour le miroir d'or et pour mon échantillon. En comparant ces deux figures, on peut déjà constater que l'interférogramme du miroir d'or ne présente pas de variation de réflectivité. Les franges sont homogènes puisque la réponse du miroir est la même sur toute sa surface.

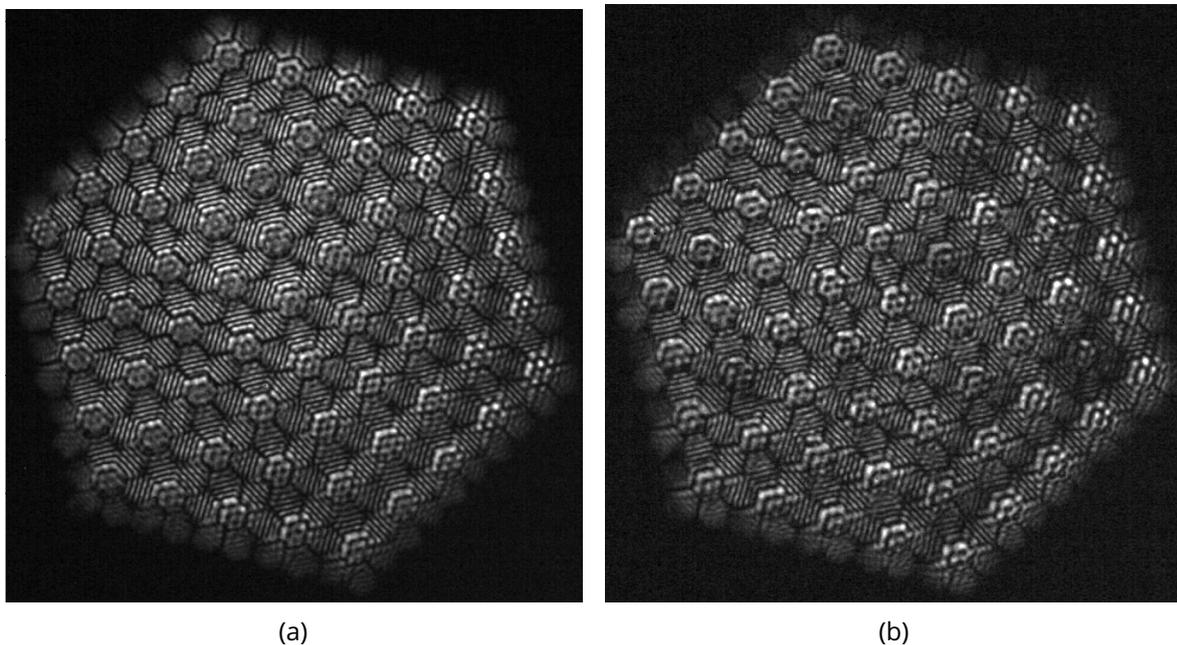


Figure 5.7 – (a) Interférogramme du miroir d'or acquis avec le banc PISTIL à la longueur d'onde de $3.4 \mu\text{m}$. (b) Interférogramme de l'échantillon //ot acquis avec le banc PISTIL à la longueur d'onde de $3.4 \mu\text{m}$, en polarisation TM.

5.2.2 Traitement des interférogrammes

Passons au traitement des interférogrammes que j'ai pu acquérir avec la méthode décrite ci-dessous. Le traitement que j'utilise est le traitement de Fourier expliqué dans le Chapitre

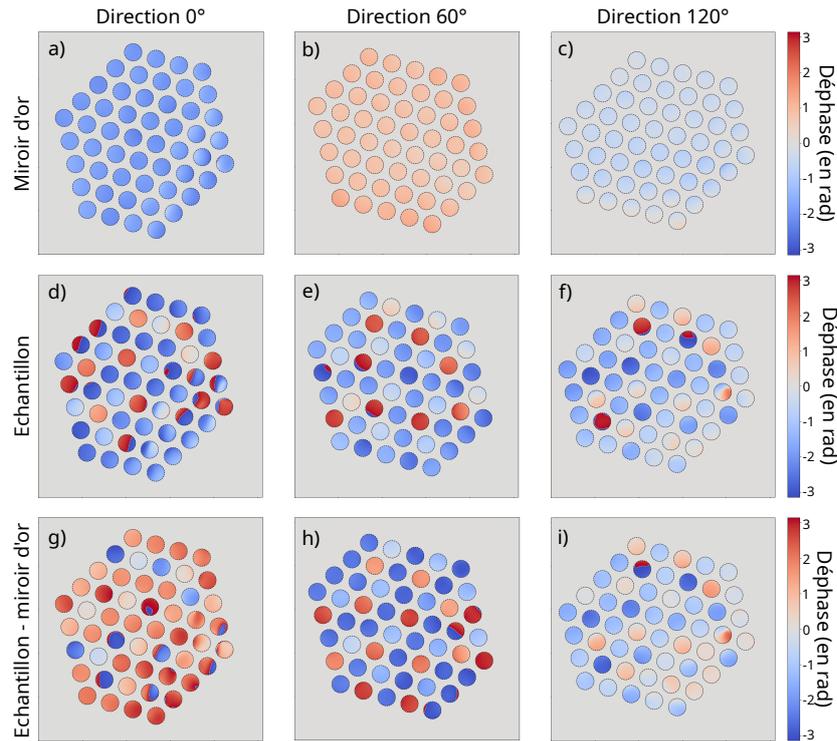


Figure 5.8 – **(a)** Déphasage brut du miroir d'or dans la direction 0. **(b)** Déphasage brut du miroir d'or dans la direction 60. **(c)** Déphasage brut du miroir d'or dans la direction 120. **(d)** Déphasage brut de l'échantillon //ot dans la direction 0. **(e)** Déphasage brut de l'échantillon //ot dans la direction 60. **(f)** Déphasage brut de l'échantillon //ot dans la direction 120. **(g)** Déphasage brut de l'échantillon //ot corrigé de la référence dans la direction 0. **(h)** Déphasage brut de l'échantillon //ot corrigé de la référence dans la direction 60. **(i)** Déphasage brut de l'échantillon //ot corrigé de la référence dans la direction 120.

2.3.

Je m'arrête en particulier sur l'étape de retour dans l'espace réel dans les trois directions. Comme on peut le voir sur les Figures 5.8a,b,c, la phase brute, que l'on récupère dans les trois directions de l'interférogramme du miroir, est homogène et de valeur égale sur l'ensemble des pétales dans chaque direction, comme on peut s'y attendre.

On s'aperçoit aussi que d'une direction à l'autre, la valeur de cette phase varie modulo π . En effet, lors de cette étape, je n'ai pas cherché à numériquement forcer la reconstruction de la phase. Or comme on peut le voir sur les Figures 5.8d,e,f, ce choix numérique et non forcé de la phase n'est pas le même pour l'échantillon. Il n'y a d'ailleurs pas de raison que le choix soit le même puisque les deux surfaces sont différentes. Cependant, si on essaie de soustraire la phase de la référence et celle de l'échantillon, on n'enlève pas la même valeur de référence sur l'ensemble des directions. En faisant cela, on change le signe de la phase (Figure 5.8g,h,i).

Je poursuis ensuite les étapes de traitement jusqu'à la reconstruction de la carte de phase ainsi que la carte des relations de clôtures (Figure 5.9)

Sur la carte de phase, on voit que les segments correspondant à des segments de wafers non nano-structurés ne sont pas reconstruits à 0 ni même à la même valeur. Les douze échantillons ressortent, étant pour onze d'entre eux de signe contraire à la majorité des segments nus. Cependant, sur les échantillons latéraux et nus, je reconstruis des phases aberrantes dont les valeurs sont très éloignées de la majorité des autres segments identiques.

Je regarde ensuite les relations de clôtures. Elles sont très élevées, jusqu'à -2.47 rad, bien

plus que notre objectif de mesure de la phase. La mesure n'est donc pas cohérente avec elle-même.

Le fait que la phase des échantillons nus ne soit pas reconstruite à 0 rad après soustraction de la référence montre qu'il reste un plan résiduel. Je fais l'hypothèse que ce piston résiduel est dû à la différence de chemin optique entre le faisceau arrivant sur l'échantillon et celui sur le miroir d'or. En effet, si la distance parcourue n'est pas exactement identique ou s'il existe dans l'un des bras un angle induisant un tip/tilt global, on induit artificiellement des défauts optiques qui empêchent de reconstruire correctement la phase

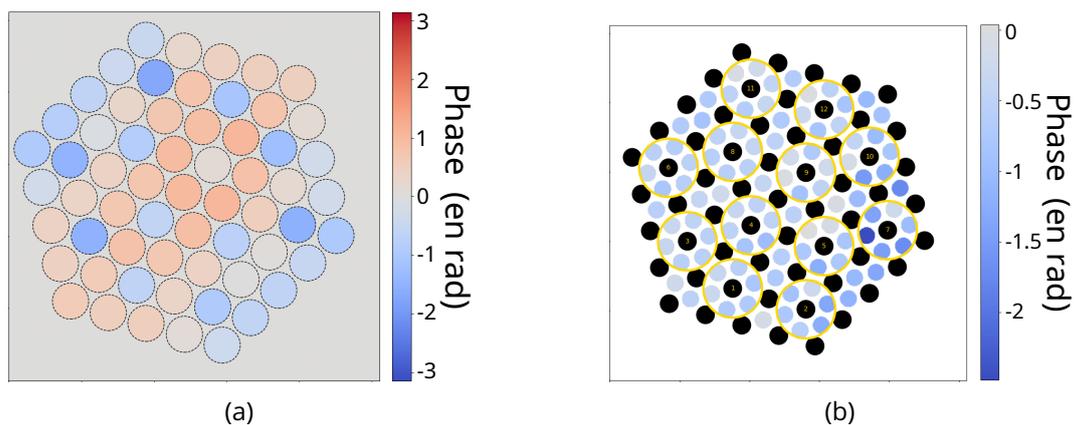


Figure 5.9 – **(a)** Carte de phase reconstruite de l'échantillon //ot avec comme référence un miroir d'or à la longueur d'onde $3.4 \mu\text{m}$. **(b)** Carte des relations de clôtures de la carte de phase ci-contre. Les cercles jaunes entourent les relations de clôtures dans lesquelles un échantillon nano-structuré est impliqué.

5.2.3 Retour d'expérience de la méthode

Dans cette section, j'ai cherché à prendre un miroir d'or comme source de référence. Je me suis heurtée à différents problèmes expérimentaux et numériques. Tout d'abord, pour ne pas induire un off-set de phase et des aberrations artificielles, il convient de placer avec précision le miroir dans son bras du montage, de telle manière que le chemin optique ainsi créé soit le même que celui induit par l'échantillon. La distance, ainsi que l'orientation du miroir, doivent donc être parfaitement contrôlées. Compte-tenu de mon banc expérimental, je ne suis pas parvenue à ce degré de précision dans la position de mon montage. Par ailleurs, numériquement, des hypothèses sur le déphasage reconstruit par retour dans l'espace réel devraient être émises afin de *forcer* la valeur et surtout le signe de la phase du miroir et de l'échantillon. Cette opération devra donc être réalisée avec précaution car elle nécessite une connaissance *a priori* de l'échantillon étudié.

L'ensemble des problématiques que j'ai listé ci-dessus ne sont pas des limites insurmontables à la méthode. Cependant, une autre considération m'a amenée à ne pas poursuivre cette méthode de prise de référence : en prenant un miroir d'or, je considère que le wafer sur lequel ont été fabriquées mes antennes est plat et que sa contribution à la phase induite par la structure est négligeable. Or, rien ne m'indique que le wafer que j'utilise est optiquement plat. Au contraire, c'est un wafer qui pourrait se plaindre d'être maltraité puisqu'il s'agit d'un wafer de 2 pouces qui a été découpé et sur lequel j'ai exercé des contraintes physiques, pour le fixer sur mon porte-échantillon.

5.3 Le wafer comme référence

A ce stade, je cherche donc une méthode de référence dans lequel l'échantillon sera auto-référent. Ainsi de cette manière, je me libère de toutes les contraintes expérimentales de placement sur un second bras de l'interféromètre et je vais pouvoir soustraire la contribution du wafer à la phase que je cherche à reconstruire. Pour cela, la méthode la plus directe et la plus simple est de mesurer la phase du wafer. Ce sera également l'occasion de discuter de la planéité supposée des wafers.

5.3.1 Où mesurer le wafer ?

Je cherche à mesurer la phase du wafer. Cependant, celle-ci peut être mesurée à plusieurs endroits :

- entre les échantillons,
- en dehors de l'échantillon sur une partie du wafer non nanostructuré,
- sur les échantillons de wafer nu.

La première hypothèse présente l'avantage de mesurer la phase à proximité immédiate des échantillons. Mais elle se heurte à un besoin expérimental. En effet, il est avantageux d'avoir des échantillons nano-structurés les plus larges possibles pour pouvoir placer les trous du masque de trous en leur centre et être certain que la phase que je reconstruis est bien la phase des nano-antennes et non la phase de nano-antennes et de wafer nu. En contre-partie, il y a peu d'espace entre les échantillons pour mesurer la phase du wafer sans mesurer aussi une partie des nano-antennes. Je ne la discuterai donc pas plus.

La deuxième hypothèse garantit d'avoir toute la place nécessaire, sous réserve d'avoir un bout de wafer intact suffisamment grand pour pouvoir placer le masque de trous, soit dans ma configuration un carré de 4 mm de côté. Cependant, on mesure la phase loin de l'échantillon. On suppose donc que l'échantillon est plan ou que la phase varie lentement sur l'ensemble du wafer et qu'elle peut donc être mesurée indifféremment en n'importe quel point.

La troisième hypothèse présente l'avantage certain de mesurer le wafer au plus proche de l'échantillon et sans que le montage expérimental ne change d'un iota. Lors de la reconstruction, on se contente, dans le traitement, de considérer seulement les segments pour lesquels le wafer est nu. Cependant, lors de l'intégration en phase, cela signifie une perte de relation puisque tous les échantillons n'ont pas le même nombre de voisins.

Reconstruisons donc le wafer suivant les deux dernières hypothèses (sans utiliser de référence donc). Comme on peut le voir sur la Figure 5.10, non seulement la phase reconstruite n'est pas la même mais cette phase (induite par le wafer et le système optique) n'est pas négligeable et ne varie pas de manière linéaire au sein de l'échantillon. Les deux dernières hypothèses doivent donc aussi être repoussées. La deuxième doit être considérée comme fautive puisque la phase varie de manière non négligeable au sein de l'échantillon. La troisième pose un nouveau problème : on reconstruit de manière lacunaire la phase, il faudrait donc réaliser une extrapolation de la phase au niveau des trous, correspondant aux échantillons nano-structurés. Cette extrapolation est difficile à réaliser puisque la phase semble varier rapidement d'un échantillon voisin à un autre et que nous ne disposons pas, à ce stade, d'hypothèses contraignantes sur son signe ou ses valeurs.

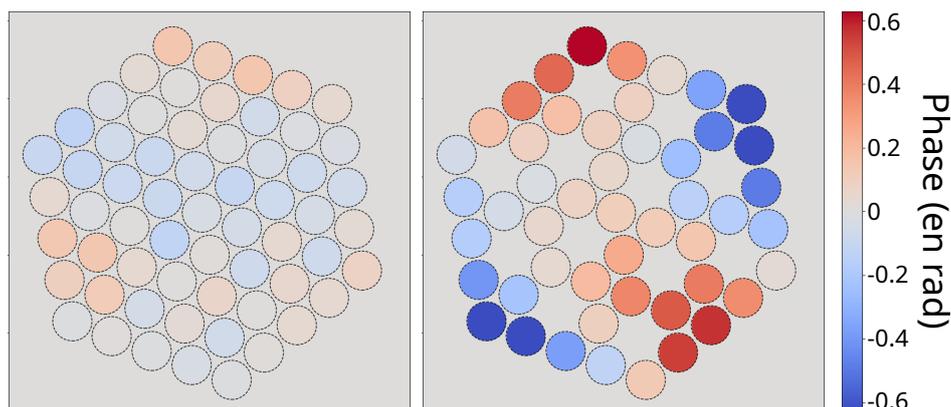


Figure 5.10 – **(a)** Phase reconstruite du wafer en dehors de l'échantillon //ot. **(b)** Phase reconstruite lacunairement des échantillons de wafer nu au sein de l'échantillon //ot.

5.3.2 Peut-on mesurer le wafer en amont ?

Puisque la phase induite par le wafer semble non négligeable, il semble naturel de vouloir mesurer la topologie du wafer en amont. Il existe pour cela différentes techniques telles qu'un profilomètre ou un AFM. On ne peut appliquer ces techniques qu'avant la nano-structuration des wafers car on ne peut les utiliser sur les nano-antennes (elles nécessitent soit un contact, soit une mesure de phase que viendra perturber les antennes). Cependant, une mesure avant la fabrication ne serait pas non plus fiable : pendant la fabrication, le wafer peut être soumis à un certain nombre de contraintes physiques susceptibles de le déformer en surface. Ces contraintes seraient d'autant plus fortes que l'échantillon est susceptible d'être clivé. De plus, si une telle mesure était réalisée, il faudrait prendre des marques précises pour pouvoir recalibrer la mesure effectuée avant fabrication et la mesure réalisée avec PISTIL post-fabrication.

5.3.3 Retour d'expérience de la méthode

Mesurer indépendamment le wafer afin de soustraire la phase qu'il induit à la mesure de l'échantillon semble alléchant mais compliqué à mettre en place alors même que la phase induite par le wafer bien que faible reste non négligeable et présente surtout la particularité de varier rapidement. Ainsi, la mesurer avec l'interféromètre PISTIL directement semble peu fiable et la mesurer avec une autre technique nécessite un équipement autre qui nuit à l'autonomie de notre mesure et qui peut être modifié par les contraintes physiques imposées au wafer pendant la fabrication en salle blanche.

Cette méthode nous enseigne surtout que le wafer ne peut pas être considéré comme optiquement plan. Dans ces mesures, je n'ai soustrait aucune référence, on observe donc à la fois la contribution du wafer et celle du système optique. Cependant, on ne reconnaît sur la phase aucun des motifs des aberrations optiques les plus connues (comme l'astigmatisme ou la coma) alors même que le piston, le tip et le tilt global sont déjà corrigés pendant le traitement.

5.4 La polarisation comme référence

On sait que les antennes MIM ont un comportement différent selon la polarisation. Un moyen efficace de rendre l'échantillon auto-référent et de se libérer de la contribution en phase du wafer est de considérer la mesure comme la phase reconstruite en polarisation TM

et la référence comme la polarisation en TE. Le montage reste identique. Il suffit de tourner la lame demi-onde de 45° pour passer d'une situation à l'autre. Cela ne permet cependant pas de mesurer directement la phase mais seulement la différence de phase entre les deux polarisations.

5.4.1 Traitement d'un interférogramme à une longueur d'onde donnée

Tout d'abord, commençons par considérer une mesure à une longueur d'onde donnée, par exemple, $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$. Comme on peut le voir sur la Figure 5.11, les deux interférogrammes, que j'ai acquis respectivement en polarisation TM et TE, ne sont pas identiques. On peut percevoir à l'oeil nu (par une diminution drastique du contraste) que la résonance de certains échantillons évolue avec la polarisation.

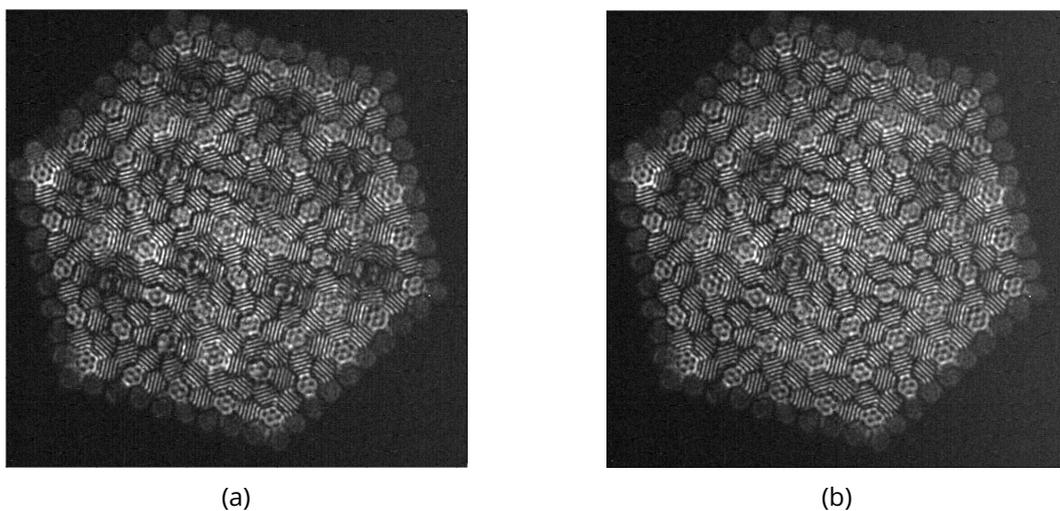


Figure 5.11 – Interférogrammes acquis avec le banc PISTIL à la longueur d'onde $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ pour l'échantillon //ot, **(a)** en polarisation TM **(b)** en polarisation TE.

Cette évolution des résonances en fonction de la polarisation et selon les échantillons est encore plus visible lorsqu'on considère les cartes de déphasages bruts pour chaque polarisation et pour la soustraction des deux. Sur la Figure 5.12, on peut observer, dans la direction 0° , que certains échantillons résonnent seulement en TM et d'autres en TE et en TM. Le pic de résonance n'étant pas situé à la même longueur d'onde de résonance les valeurs ne sont pas les mêmes, ce qui se perçoit, bien sûr, lorsqu'on soustrait les deux cartes.

Une fois le traitement effectué, on peut s'intéresser à la carte de phase (qui devient ici une carte de déphasages entre polarisations) et à la carte des relations de clôtures, qui sont toutes deux visibles sur la Figure 5.13. Sur la carte de phase, douze beaux pistons correspondant à mes douze échantillons se dressent au milieu des échantillons de wafers nus. Ces derniers présentent par ailleurs une phase relativement homogène centrée autour de 0 rad. Sur la carte de relations de clôtures, la répartition des erreurs est homogène, je n'observe pas d'erreurs particulièrement marquées à un endroit spécifique de la carte, par exemple autour d'un échantillon. A cette longueur d'onde la phase est reconstruite à $\frac{\lambda}{20}$.

5.4.2 Intégration de la phase en longueur d'onde

Je le répète ici, je cherche à mesurer la phase des échantillons nano en polarisation TM par rapport à la phase de ces mêmes échantillons en polarisation TE. Avant de regarder le comportement en longueur d'onde de chaque échantillon, il convient de s'intéresser à la

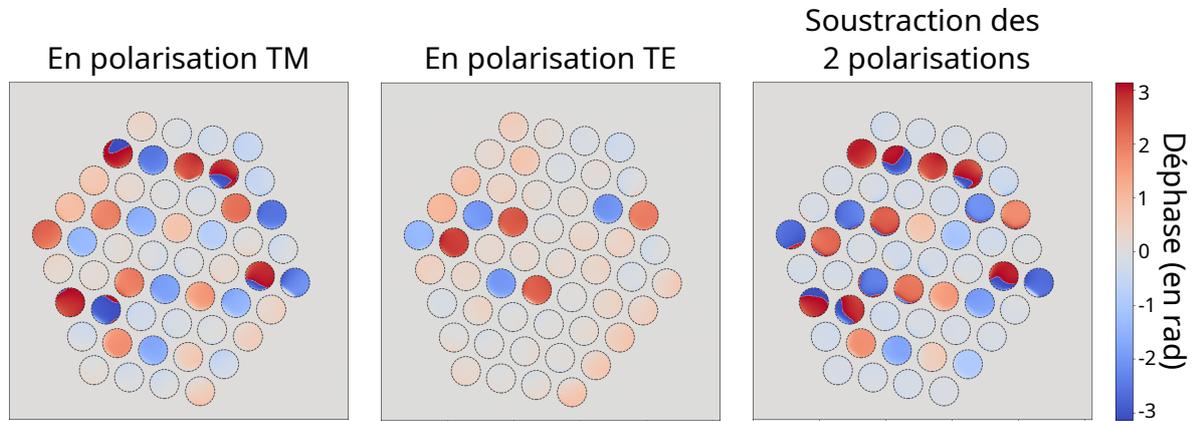


Figure 5.12 – Carte des déphasages bruts pour la direction 0° , pour l'échantillon *lot* (a) en polarisation TM (b) en polarisation TE (c) après soustraction des deux polarisations.

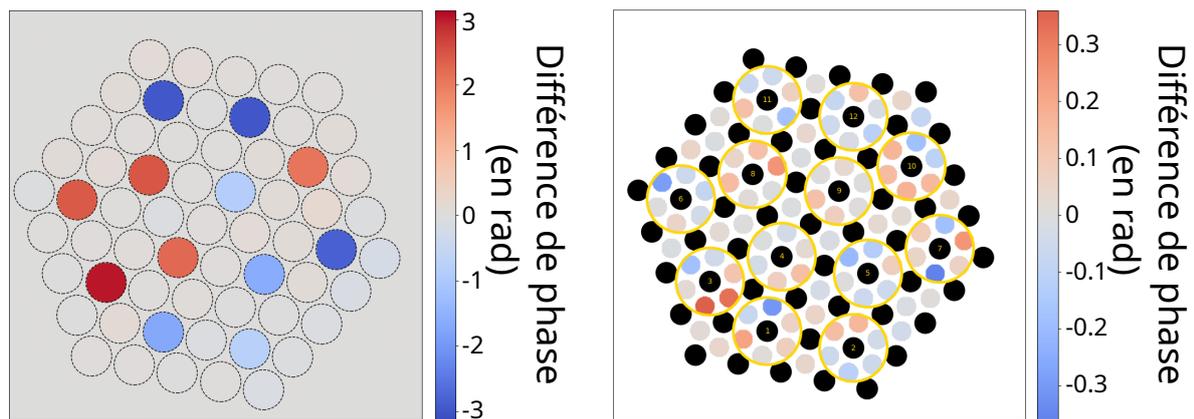


Figure 5.13 – (a) Carte de la différence de phase entre les polarisation TM et TE pour l'échantillon *lot* à la longueur d'onde $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$. (b) Carte des relations de clôtures de la carte ci-contre.

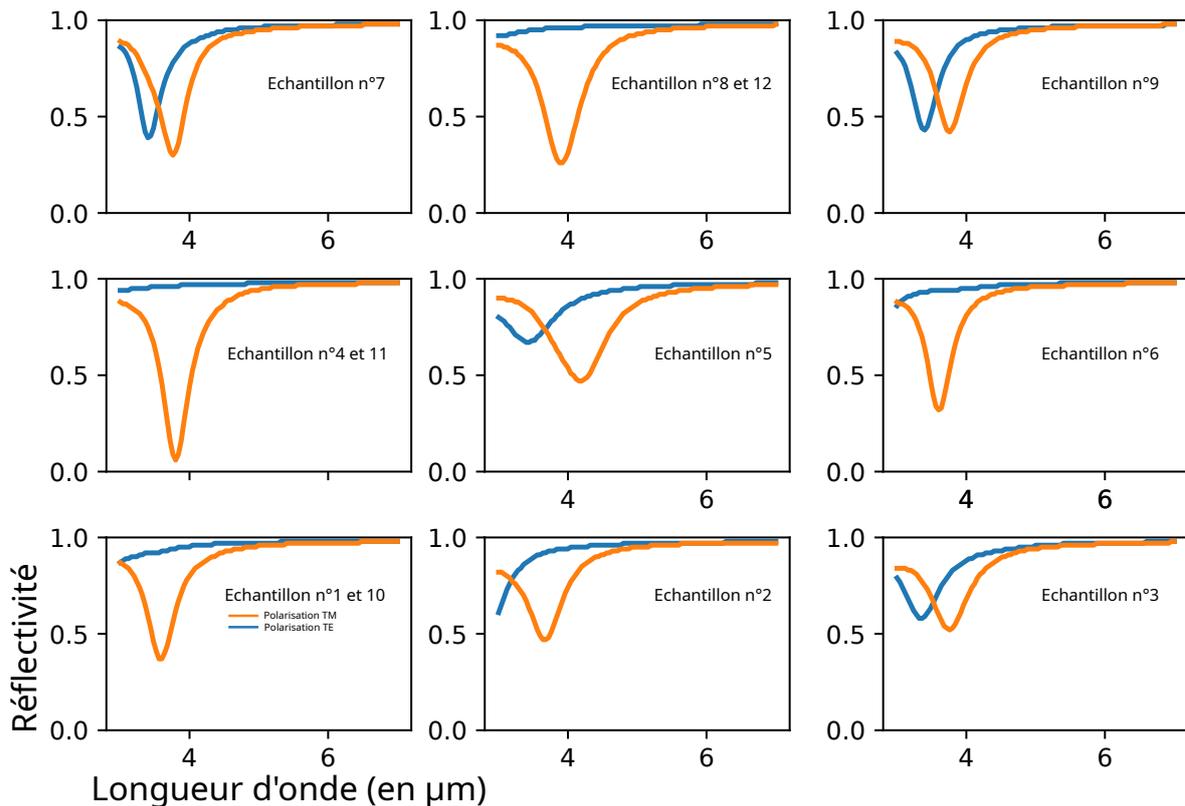


Figure 5.14 – Réflectivité simulée en fonction de la longueur d'onde pour les neuf échantillons nano distincts de l'échantillon //ot, en orange, en polarisation TM et en bleu la polarisation TE. La simulation est réalisée avec le logiciel Reticolo.

position des résonances MIM pour chaque polarisation et pour chaque échantillon. Pour cela, je regarde en réflectivité la position des résonances avec le logiciel Reticolo [51]. Comme on peut le voir sur la Figure 5.14 sur la gamme de longueurs d'onde de l'OPO, on peut distinguer deux situations :

- les structures ne résonnent pas en TE et seule la résonance en TM est présente, je peux donc mesurer directement la phase en TM puisqu'en TE, l'échantillon agit comme un miroir,
- les structures résonnent également en TE et les deux résonances se recoupent. Je vais donc mesurer la différence de phase entre les deux polarisations.

Regardons ce qui se passe pour deux échantillons, un dans chacune des catégories.

Commençons avec l'échantillon n°10. Pour cet échantillon, il n'y a pas de résonance en TE. Comme on peut le voir sur la Figure 5.15a, on observe le saut de phase correspondant à la résonance TM. Si on décompose le phénomène en simulation avec le logiciel Reticolo, on a bien une phase stable en TE et un saut de phase en TM. La différence des deux correspond au saut de phase que l'on observe sur notre mesure. Il y a cependant un léger décalage en longueur d'onde entre ma mesure et la simulation, de l'ordre de $0.15 \mu\text{m}$. Cet écart entre simulation et mesure sera discuté dans le chapitre suivant.

Prenons maintenant le cas de l'échantillon n°9. Celui-ci résonne en TM et en TE avec des pics de résonance espacés de $0.4 \mu\text{m}$. Sur la Figure 5.15b, on voit qu'en soustrayant la phase en TE à la phase en TM, on obtient, en simulation, une montagne. En considérant la différence de phase mesurée, je reconstruis une partie de cette montagne (y compris une partie du sommet) sur la gamme de longueur d'onde de l'OPO.

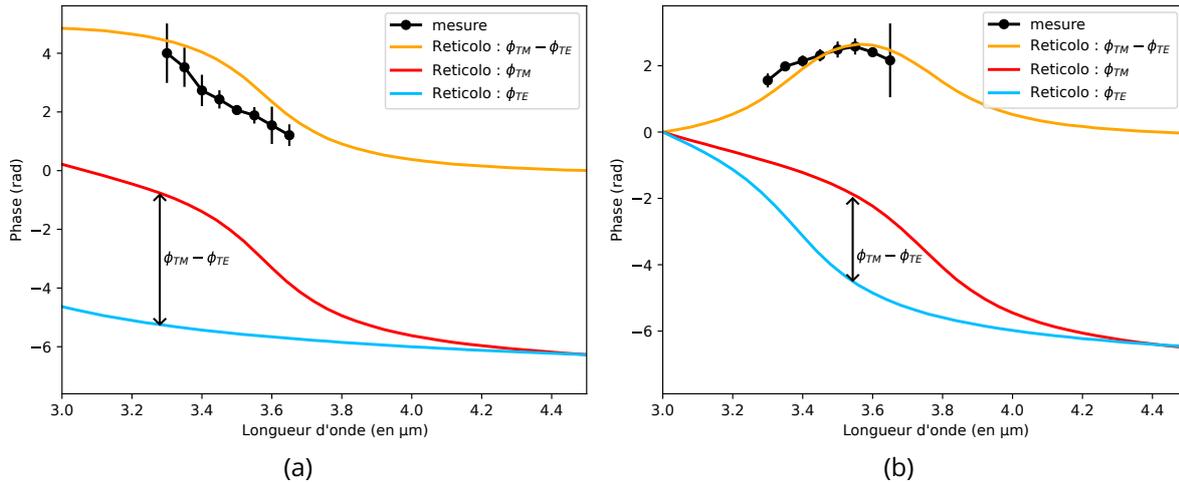


Figure 5.15 – Phase en fonction de la longueur d’onde. La courbe bleue correspond à la phase simulée en polarisation TE. La courbe rouge correspond à la phase simulée en polarisation TM, la courbe orange à la différence de phase entre les polarisations TM et TE. La courbe noire représente la différence de phase mesurée. **(a)** pour l’échantillon n°10. **(b)** pour l’échantillon n°9

5.4.3 Retour d’expérience de la méthode

Cette configuration ne permet pas de mesurer directement la phase mais elle représente un premier moyen simple de vérification du comportement des nano-antennes fabriquées. Elle présente différents avantages :

- les conditions expérimentales entre les deux mesures restent stables, nous n’avons besoin que de tourner le polariseur entre la mesure et sa référence,
- chaque reconstruction de phase à une longueur d’onde donnée est indépendante des autres longueurs d’onde,
- si l’antenne ne résonne pas en TE ou que les pics de résonance TE et TM sont non recouvrants, on mesure directement la phase de l’antenne à la polarisation souhaitée, puisqu’en dehors de la résonance, les échantillons se comportent comme un miroir sur la majorité du spectre.

Cependant,

- si les pics de résonance TE et TM se recouvrent, on ne mesure qu’une différence de phase,
- cette technique ne fonctionne que pour des structures dont le comportement varie avec la polarisation. Par exemple, elle ne fonctionne pas avec des patches carrés.

5.5 Un interférogramme à une autre longueur d’onde comme référence

Jusqu’à présent, on a vu qu’on avait besoin d’une référence pour soustraire la contribution du wafer et celle du système optique et également qu’il est souhaitable que l’échantillon soit auto-référent pour éviter tout ajout expérimental à la phase.

La phase que je cherche à reconstruire évolue avec la longueur d’onde. Dans cette section, je vais donc considérer cette évolution en longueur d’onde, en prenant comme référence un interférogramme à une autre longueur d’onde et en regardant l’évolution de la phase entre ces deux longueurs d’onde. J’ai expérimenté cette méthode pour une très faible différence de longueur d’onde ($\Delta\lambda = 0.01 \mu\text{m}$) et pour une différence plus importante ($\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$).

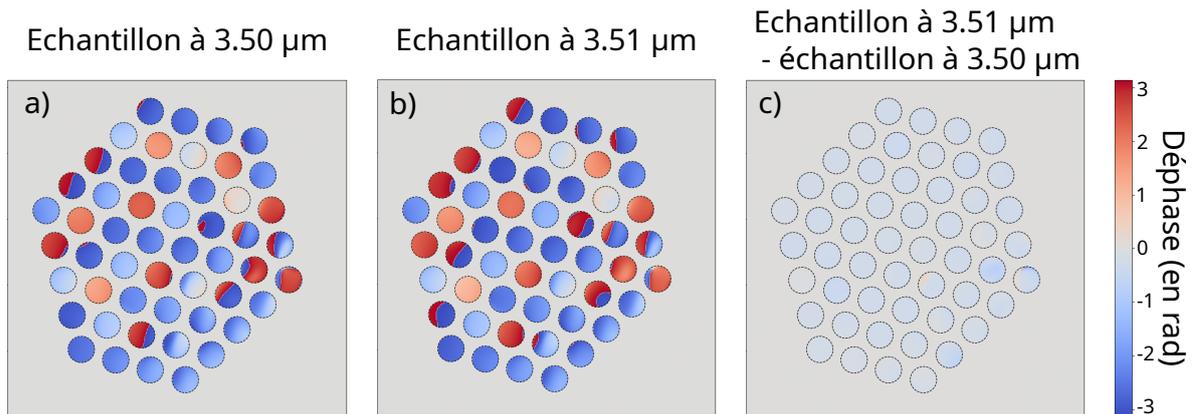


Figure 5.16 – Carte des déphasages bruts dans la direction 0° (a) à $3.50 \mu\text{m}$ (b) à $3.51 \mu\text{m}$ (c) à $3.50 \mu\text{m}$ après soustraction de la référence à $3.50 \mu\text{m}$.

5.5.1 Avec une différence de longueur d'onde de $0.01 \mu\text{m}$

D'un point de vue expérimental, le banc optique que j'utilise reste le même que celui illustré par la Figure 5.6, sans le bras du miroir d'or. Le faisceau incident est polarisé en TM. J'acquies 11 interférogammes en balayant en longueur d'onde entre 3.5 et $3.6 \mu\text{m}$ avec un pas de $0.01 \mu\text{m}$.

Le traitement des interférogammes ne posant pas de problème particulier, je ne m'épancherai pas dessus, sinon pour dire que j'utilise le traitement de Fourier déjà décrit, sans aucune fioriture annexe. Cependant, nous pouvons nous arrêter un instant sur la carte des déphasages bruts, par exemple dans la direction 0 (Figure 5.16). La référence correspond aux déphasages reconstruits à partir de l'interférogamme acquis à $3.50 \mu\text{m}$ et la mesure correspond à ceux reconstruits à partir de l'interférogamme acquis à $3.51 \mu\text{m}$. On constate que, avant la soustraction, les deux cartes semblent quasi-identiques (Figures 5.16 a,b) et après la soustraction, la carte des déphasages est quasi-invariante (Figure 5.16 c). En effet, l'écart entre les deux longueurs d'onde étant faible, la variation de la phase sera également très faible.

Une fois le traitement terminé, il est intéressant de considérer la phase reconstruite ainsi que la carte des relations de clôtures (Figure 5.17). Comme on peut l'observer sur la carte de phase, on ne reconstruit pas l'échantillon tel qu'on le connaît (c'est-à-dire un wafer relativement plat sur lequel doivent ressortir douze pistons de phase). On reconstruit des phases petites (au maximum 0.2 rad) correspondant à la faible variation de phase entre les deux interférogammes. A première vue, les relations de clôtures doivent nous donner confiance dans nos mesures puisqu'elles nous indiquent des erreurs de l'ordre de $\frac{1}{20}$. Cependant, on remarque que la différence de phase que l'on cherche à mesurer est supposée inférieure à $\frac{1}{20}$. C'est-à-dire que j'ai une erreur de plus de 100% dans ma mesure. Autrement dit, les valeurs que j'essaie de reconstruire se trouvent dans le bruit de ma mesure. Dans l'infrarouge, avec un wafer, cette mesure était vouée à l'échec!²

5.5.2 Avec une différence de longueur d'onde de $0.05 \mu\text{m}$

Soyons moins exigeants pour notre méthode interférométrique et cherchons à retrouver des pistons de phase plus grands. Pour cela, je prends un pas en longueur d'onde de $\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$ en faisant varier ma longueur d'onde entre 3.3 et $3.6 \mu\text{m}$. Le montage optique

2. "Oh rage! Oh désespoir!", Corneille, *Le Cid*

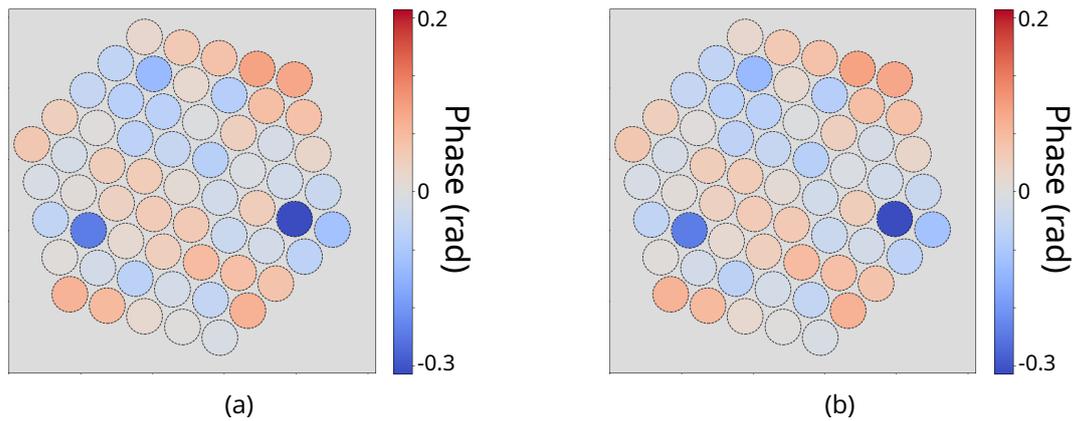


Figure 5.17 - **(a)** Carte de phase à $3.51 \mu\text{m}$ reconstruite de l'échantillon *lot* avec comme référence l'interférogramme à $3.50 \mu\text{m}$. **(b)** Carte des relations de clôtures de la carte de phase ci-contre.

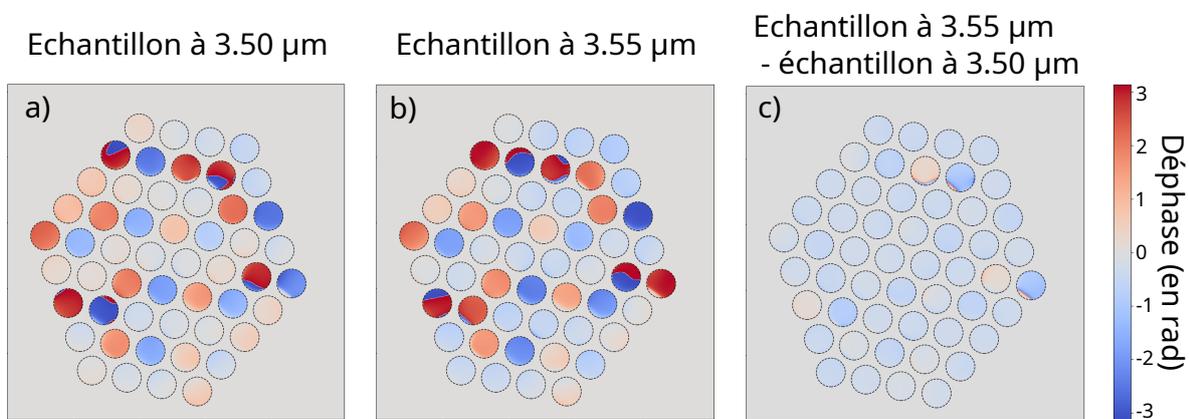


Figure 5.18 - Cartes des déphasages bruts dans la direction 0° **(a)** à $3.50 \mu\text{m}$ **(b)** à $3.55 \mu\text{m}$ **(c)** à $3.55 \mu\text{m}$ après soustraction de la référence à $3.50 \mu\text{m}$.

reste le même et le faisceau est polarisé en TM.

Comme dans la section précédente, arrêtons nous un moment pour observer la carte des déphasages. Cette fois-ci, je cherche à mesurer des déphasages compris entre 0 et 0.5 rad. On comprend bien que ce qui va être significatif ici ce sont les mesures de la phase au niveau de la résonance lorsque cette dernière va évoluer rapidement.

On peut de nouveau s'intéresser à la carte des déphasages bruts. Prenons toujours pour exemple, les cartes des déphasages dans la direction 0° (Figure 5.18) : de nouveau, pour les cartes brutes sans déphasage, on note les sauts de phase correspondant aux échantillons nano-structurés. Une fois que l'on soustrait l'interférogramme de référence à l'interférogramme de mesure, les plus faibles sauts de phase disparaissent mais contrairement à la situation précédente où la carte semblait lisse, les déphasages les plus importants continuent de ressortir de façon marquée.

Considérons maintenant la carte de la phase reconstruite à cette même longueur d'onde de $3.6 \mu\text{m}$. Comme on peut le voir sur la Figure 5.19a, en premières impressions visuelles, les échantillons sont visibles et le fond, constitué des échantillons de wafer nu, sont sensiblement uniformes, à l'exception du coin en bas à droite où l'échantillon *bave* sur les échantillons voisins. D'un point de vue qualitatif, en étudiant la carte des relations de clôtures de

la Figure 5.19b les clôtures sont faibles avec des erreurs de clôtures comprises entre 0.2 et -0.4 rad. L'erreur est donc reconstruite au pire à $\frac{1}{15}$.

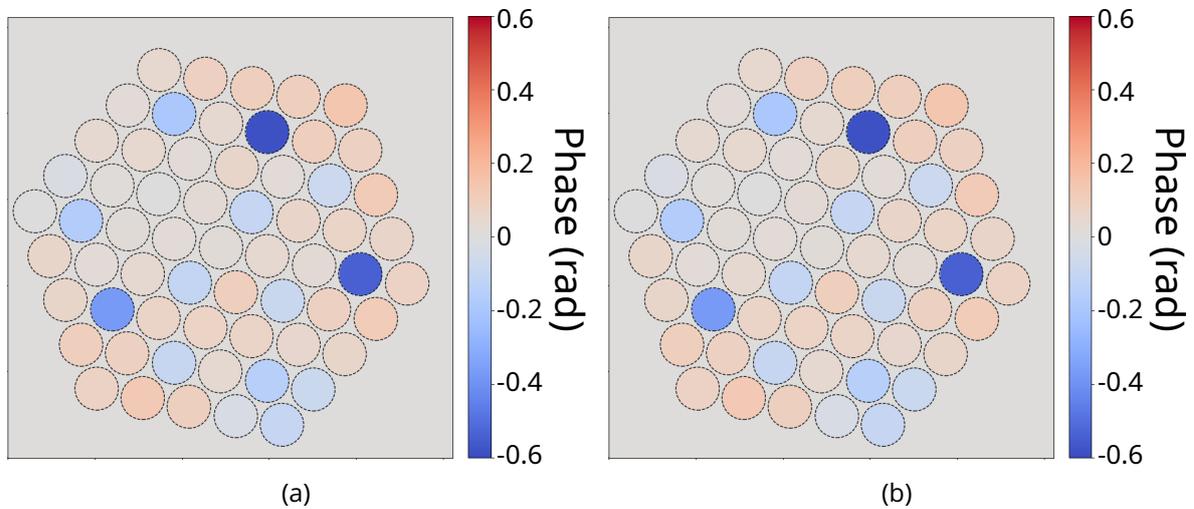


Figure 5.19 – **(a)** Carte de phase à 3.60 μm reconstruite de l'échantillon //ot avec comme référence l'interférogamme à 3.50 μm . **(b)** Carte des relations de clôtures de la carte de phase ci-contre.

Passons maintenant à l'étape d'intégration en longueur d'onde. Il s'agit donc de sommer les phases reconstruites pour observer l'évolution en longueur d'onde. Comme sujet de discussions, je prends l'échantillon 10. Sur la Figure 5.20 j'observe l'évolution de la phase en polarisation TM mais également en polarisation TE. Cet échantillon a la particularité de ne résonner qu'en TM dans la gamme de longueurs d'onde sur laquelle j'ai effectué mes mesures. Ainsi, on notera la différence entre les deux courbes : en TE, la courbe est plate, la phase ne varie pas, tandis qu'en TM, la position de la résonance est distinguable. Sur ces deux courbes, je place des barres d'erreur en m'appuyant sur la carte des clôtures. Je définis l'erreur de ma mesure σ suivant la formule suivante :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^6 \epsilon_i^2} \quad (5.2)$$

avec $\{\epsilon_i\}_{1 \leq i \leq 6}$ l'ensemble des erreurs des relations de clôtures dans lesquelles l'échantillon est impliqué.

Cette prise en compte des erreurs est sommaire et partiellement fautive. En effet, en faisant cela je considère que chaque mesure à une longueur d'onde donnée est indépendante de la précédente, alors même que je somme les phases les unes avec les autres dans l'étape d'intégration en longueur d'onde. En faisant cela, je propage mes erreurs et une seule mesure fautive en début de chaîne peut entraîner une reconstruction fautive.

5.5.3 Avec n'importe quel interférogamme comme référence

Pour poursuivre la réflexion, on voit qu'il est nécessaire de redonner son indépendance à chaque mesure³, ou en tout cas, de limiter notre dépendance en la mesure précédente. On peut prendre comme référence un interférogamme et mesurer la différence de phase

3. "Libérée, délivrée!" *La reine des neiges*, Disney

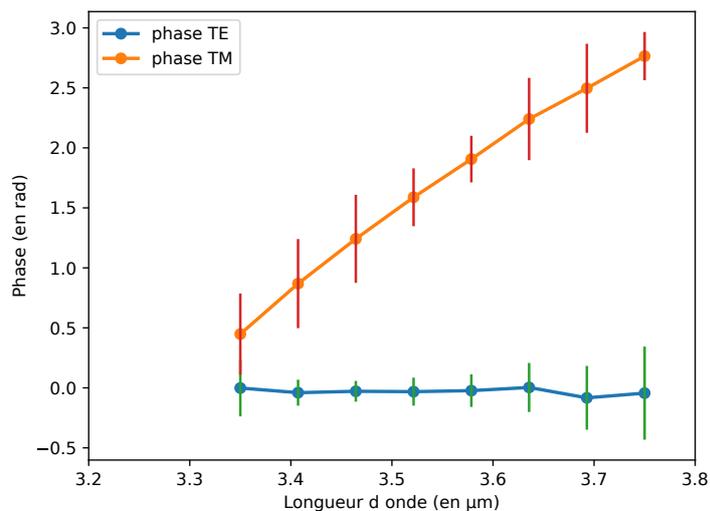


Figure 5.20 – Phase reconstruite de l'échantillon n°10 en polarisation TE et en polarisation TM en fonction de la longueur d'onde.

à partir de cet interférogramme de référence. Par exemple, toujours pour l'échantillon n°10, prenons l'interférogramme à $\lambda = 3.35 \mu\text{m}$ comme référence unique.

Comme on peut le constater sur le Figure 5.21 à l'étape d'intégration en longueur d'onde, on reconstruit la phase en TE et la phase en TM avec des valeurs proches de notre méthode précédente avec une référence mobile, à l'exception des deux dernières valeurs en TM où les grandeurs mesurées varient quelque peu. Cependant, avec cette référence unique, on observe des barres d'erreur plus importantes à la fois en TE et en TM. Pour expliquer ce phénomène, je fais l'hypothèse qu'entre l'interférogramme à $\lambda = 3.35 \mu\text{m}$ et celui à $3.75 \mu\text{m}$, les conditions d'acquisition deviennent suffisamment différentes en terme de z_{opt} et en terme d'intensité, pour que la barre d'erreur augmente de manière significative.

Pour continuer dans la logique de briser la dépendance de la mesure à la référence, le cran suivant, que je ne présenterai pas ici, serait que chaque mesure soit à son tour référence. Ainsi, on prendrait comme valeur de phase, la valeur de la moyenne au moindre carré.

5.5.4 Retour d'expérience de la méthode

Prendre un interférogramme acquis à une longueur d'onde donnée est une bonne méthode de référence qui présente de nombreux points forts mais qui doit être utilisée en tenant compte de ses limites.

En point fort, notons :

- que cette méthode permet de se libérer du wafer qui est soustrait avec la référence,
- qu'en réalisant des mesures de phase en prenant différents interférogrammes comme référence, on serait capable, par la méthode des moindres carrés de se libérer de la dépendance à la référence.

Cependant, il faudra conserver à l'esprit que :

- le décalage en longueur d'onde entre la mesure et la référence devra être suffisant pour que le piston reconstruit émerge de l'erreur. Dans le cas présenté ci-dessus, on voit qu'un écart minimal de $\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$ semble un bon compromis. Il est intéres-

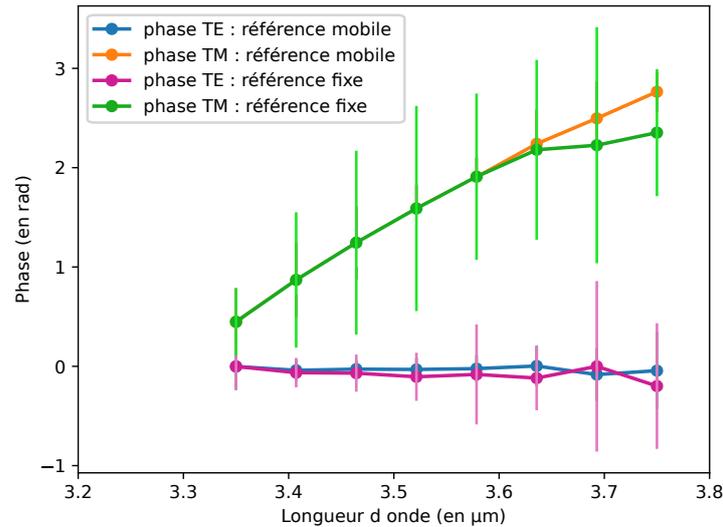


Figure 5.21 – Phase reconstruite de l'échantillon n°10 en polarisation TE et en polarisation TM en fonction de la longueur d'onde. Les courbes bleue et orange sont reconstruites à l'aide d'une référence mobile, avec un interférogramme acquis à $\lambda - \Delta\lambda$ avec $\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$. Les courbes verte et violette sont reconstruites à l'aide d'une référence fixe à $3.35 \mu\text{m}$.

sant de noter que cet écart est imposé par l'échantillon lui-même. En effet, avec un échantillon nano, non poli, je parviens à reconstruire des pistons au mieux à $\frac{\lambda}{20}$ alors qu'avec le miroir contrôlable Boston, je parvenais à avoir des valeurs à $\frac{\lambda}{100}$. La précision de ma mesure dépend donc beaucoup de la qualité optique du milieu déphasant.

- en augmentant le décalage en longueur d'onde de manière importante, on augmente l'écart entre les conditions expérimentales (en terme de z_{opt} et d'intensité) de l'interférogramme de mesure et celui de référence et ainsi on augmente la barre d'erreur de la mesure de phase à la longueur d'onde de la mesure.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté et discuté quelques choix de référence que j'ai pu étudier au cours de mes travaux de thèse. Par la suite, j'utiliserai comme référence la dernière méthode, à savoir prendre la première mesure comme mesure de référence. Cependant, on peut noter que différentes techniques sont possibles. Le choix de la référence doit tenir compte à la fois des objectifs de la mesure (vérification d'une simulation, mesure de la phase,...) et des conditions expérimentales (miroir, wafer, infrarouge visible, ...).

Par ailleurs, on peut retenir à l'issue de ce chapitre, quelques éléments ayant un rapport plus éloigné avec le choix de la référence, à savoir qu'il serait plus aisé de travailler avec un wafer optiquement plat, c'est-à-dire poli. Cela garantirait également avec plus de précision la phase induite par les nano-antennes. De plus, on voit que la précision des mesures est limitée par l'échantillon qu'on mesure lui-même (mesure à $\frac{\lambda}{100}$ pour le miroir Boston, à $\frac{\lambda}{20}$ pour l'Ilot).

Caractérisation en phase des échantillons nano

Sommaire du présent chapitre

6.1	Caractérisation de l'échantillon //lot	91
6.1.1	Le problème du repliement et des signes	92
6.1.2	Mesure de phase et comparaison avec une simulation	92
6.1.3	Répétabilité de la mesure	95
6.1.4	Retour d'expérience sur l'échantillon //lot	95
6.2	Caractérisation de l'échantillon L	96
6.2.1	Fiabilité de la mesure	96
6.2.2	Mesure de phase et comparaison avec une simulation	97
6.2.3	Retour d'expérience de l'échantillon L	98
6.3	Traitement de l'échantillon Nuancier	98
6.3.1	Fiabilité de la mesure	98
6.3.2	Mesure de phase et comparaison avec une simulation	99
6.3.3	Retour d'expérience de l'échantillon Nuancier	102
	Conclusion	102

Maintenant que j'ai présenté mes échantillons nano, l'interféromètre PISTIL et la méthode de traitement des interféromètres pour extraire la phase, y compris le choix de la référence, je me propose, dans ce chapitre, de présenter les résultats de mesure de phase que j'ai pu obtenir pour mes trois échantillons, de discuter de la fiabilité de ces résultats et de discuter les écarts éventuels entre les simulations et les mesures.

6.1 Caractérisation de l'échantillon //lot

Commençons par la caractérisation en phase de l'échantillon //lot que j'ai déjà décrit dans le Chapitre 4. Le détail des dimensions de chaque sous-échantillon nano-structuré se trouve en annexe.

6.1.1 Le problème du repliement et des signes

"On voyait trop de retournements brusques."¹ C'est pourquoi, avant toute chose, arrêtons nous un instant sur le problème du repliement et de la gestion des signes. Comme le lecteur a pu le constater à travers les différentes cartes de déphasages bruts que j'ai présentées dans le chapitre précédent, on note sur de nombreux pétales des problèmes de repliements. La plupart du temps, ces repliements peuvent être observés pour des valeurs de phase autour de $\pm\pi$. Jusqu'à présent, dans les différents travaux qui ont été réalisés autour de l'interféromètre PISTIL, ce problème n'avait pas émergé puisque les pistons étudiés étaient faibles et/ou compensés par la référence. Ce n'est pas mon cas.

Pour faire face à ce problème, j'applique un correctif à la mesure de phase que j'ai présentée dans la section 2.3. Celui-ci suit les étapes suivantes :

1. pour chaque pétale, après soustraction de la référence, appliquer une fonction de dépliement sur l'ensemble du pétale. Cette étape force le choix d'une valeur de déphasage,
2. comme pour le traitement usuel, prendre la valeur moyenne du pétale,
3. s'assurer que l'ensemble des valeurs de phase des pétales soient comprises entre $-\pi$ et π et appliquer le correctif modulo 2π , lorsque ce n'est pas le cas, c'est-à-dire ajouter ou soustraire 2π à la valeur jusqu'à ce qu'elle soit comprise dans le bon intervalle,
4. considérer la carte globale des déphasages. Pour les échantillons *Ilot* et *L*, on cherche à reconstruire des pistons (induits par les nano-antennes) entourés d'une phase nulle (induite par le wafer nu). Autour d'un échantillon nano-structuré, j'ai six pétales : trois doivent être positifs et trois négatifs. En appliquant la convention que j'ai choisie précédemment, les trois pistons inférieurs doivent être du même signe et les trois supérieurs du signe opposé. Ainsi, pour faire face aux erreurs de signe, je considère le signe majoritaire en bas et je l'applique aux trois déphasages inférieurs et j'applique le signe opposé aux trois déphasages supérieurs.²

Pour mieux comprendre, en pratique, ce traitement, appliquons le à un cas concret. Sur la carte globale de déphasages de la Figure 6.1a., on observe, autour du centre ici numéroté 51, deux repliements. On applique donc la fonction de dépliement de phase. A l'issue de cette étape, on peut constater que tous les pétales expriment un déphasage compris dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$, l'étape n°3 du correctif n'est donc pas ici nécessaire (Figure 6.1b.). Cependant, toujours autour du centre n°51, un des pétales inférieurs est de signe opposé aux deux autres. C'est également le cas de l'un des pétales supérieurs. On change alors le signe de ces deux pétales pour respecter la convention appliquée jusqu'à présent. Le résultat est présenté sur la Figure 6.1c. Autour des centres nanostructurés, on observe des déphasages de signes opposés, en dehors de ces centres, les déphasages sont quasi-nuls.

6.1.2 Mesure de phase et comparaison avec une simulation

Les interférogrammes de l'échantillon *Ilot* sont traités selon la méthode de comparaison avec un interférogramme de référence acquis à $\lambda - \Delta\lambda$. Je prends ici une référence variable, avec $\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$.

Je ne discuterai pas ici de la fiabilité de la mesure et des relations de clôtures pour l'échantillon *Ilot*, ayant déjà présenté cette discussion dans le chapitre précédent. Une brève re-

1. Aristote, *Les Politiques*, IVe siècle av. notre ère.

2. Il est entendu que cette étape ne pourra pas être appliquée pour l'échantillon *Nuancier*.

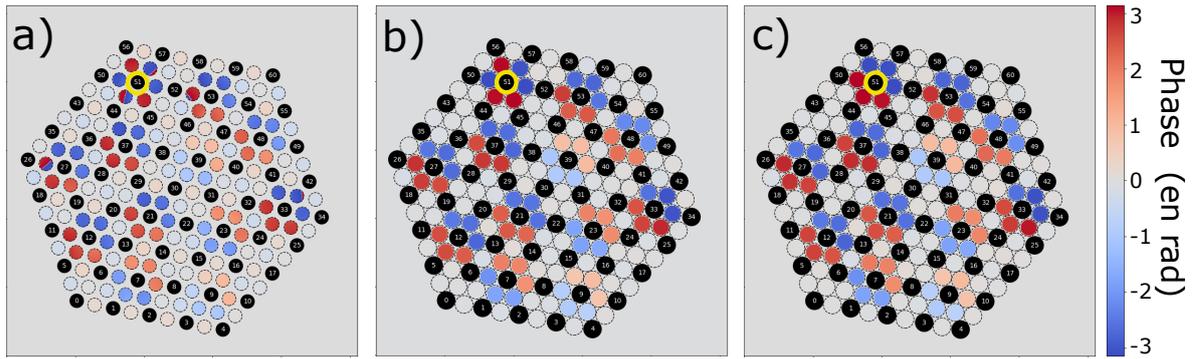


Figure 6.1 – Carte globale des déphasages pour l'échantillon //ot à la longueur d'onde $\lambda = 3.45 \mu\text{m}$, avec **(a)** les valeurs brutes, **(b)** les valeurs unwrappées et moyennées, **(c)** les valeurs unwrappées, moyennées, et corrigées en signe. Le pétale entouré de jaune est le 51.

marque cependant, les barres d'erreur, que je présente dans les résultats ci-dessous, se réfèrent à la formule définie dans le Chapitre 5 et que je redonne ici :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^6 \epsilon_i^2} \quad (6.1)$$

avec σ l'erreur de mesure, $\{\epsilon_i\}_{1 \leq i \leq 6}$ l'ensemble des erreurs des relations de clôture dans lesquelles l'échantillon est impliqué. On notera que je fais toujours fi de l'interdépendance des mesures.

Sans plus de suspens, je présente le résultat de mes mesures dans la Figure 6.2 ainsi que les simulations Reticolo des échantillons, effectuées avec les paramètres géométriques définis dans le Chapitre 4. Pour les dimensions des nano-antennes, j'ai considéré les valeurs nominales. Expérimentalement, je mesure la différence de phase entre deux longueurs d'onde. Ma première référence étant prise à $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$, je recale ma phase simulée pour qu'elle soit nulle à cette longueur d'onde.

La première remarque qui peut être faite est que pour les trois échantillons qui possédaient un échantillon jumeau, les valeurs de phase mesurées sont cohérentes entre elles.

La deuxième remarque est que les valeurs mesurées et simulées sont, dans l'ensemble, cohérentes entre elles, ce qui est rassurant après l'ensemble des caractérisations des dimensions que j'ai effectué avant de simuler mes échantillons.

Cependant, certaines valeurs sont aberrantes. C'est le cas de la phase en TM des échantillons 4, 11 et 5. Pour ces trois mesures, compte-tenu de la courbure des courbes, je fais l'hypothèse d'une erreur de signe pour expliquer l'écart entre les simulations et la mesure. En effet, les mesures semblent *montées* alors que la simulation *descend*. On voit d'ailleurs que cela correspond à des barres d'erreur importantes, montrant la non fiabilité de ces points de mesure en particulier.

Un grand nombre de valeurs mesurées est conforme aux valeurs prédites par les simulations. C'est le cas, en TM, des échantillons 1, 2 et 10, et en TE, des échantillons 1, 2, 4, 5, 6, 8, 10, 11 et 12.

Pour le reste des échantillons, on observe un décalage en longueur d'onde. Prenons, par exemple, le cas de l'échantillon n°7 dans les deux polarisations. Sur la Figure 6.3, j'ai translaté mes simulations de phase de $0.1 \mu\text{m}$ pour la polarisation TM et de $-0.1 \mu\text{m}$ dans la polarisation TE, en gardant comme principe que la phase simulée doit être nulle à $3.3 \mu\text{m}$.

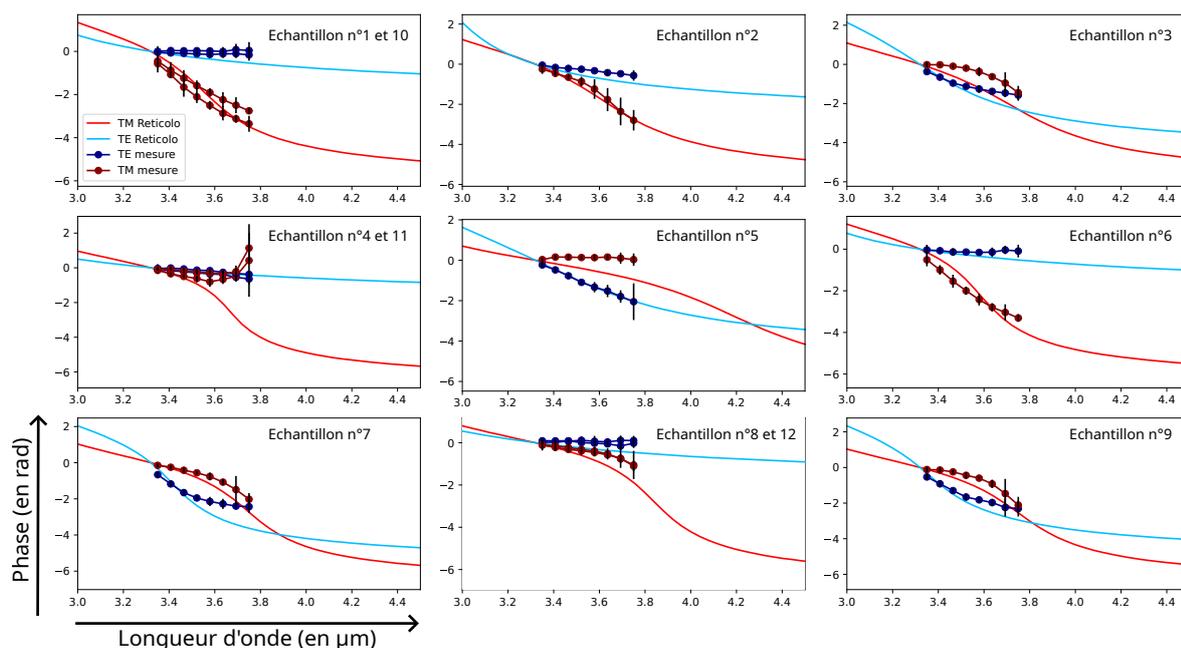


Figure 6.2 – Phase en TM et en TE pour les douze échantillons nanostructurés de l'échantillon //ot. Les lignes rouge claire et bleu claire représentent les simulations avec le logiciel Reticolo, respectivement en TM et TE. Les lignes en rouge foncé et en bleu foncé représentent les mesures respectivement en TM et TE.

Grâce à cette opération, j'ai un meilleur accord entre mes simulations et mes mesures. Or de telles translations de phase correspondent à une variation de ± 20 nm sur les dimensions des nano-antennes. Cela correspond aux incertitudes sur les dimensions que j'avais pu mettre en lumière dans le Chapitre 4.

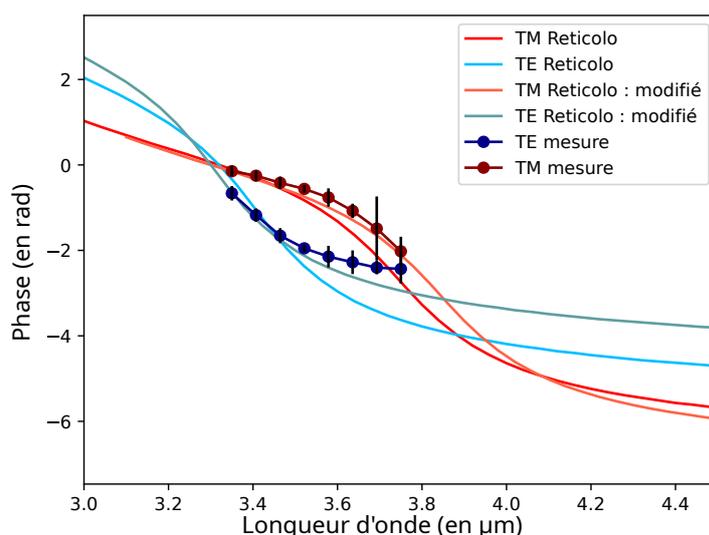


Figure 6.3 – Phase en TM et en TE pour l'échantillon n°7 de l'échantillon //ot. Les lignes en rouge clair et bleu clair représentent les simulations avec le logiciel Reticolo, respectivement en TM et TE. Les lignes en orange et gris représentent les mêmes simulations translattées de ± 0.1 μm avec un off-set tel que ces phases simulées soient nulles à $\lambda = 3.3$ μm . Les lignes en rouge foncé et en bleu foncé représentent les mesures respectivement en TM et TE.

6.1.3 Répétabilité de la mesure

Les résultats présentés ci-dessus sont issus d'un seul set de mesures. Pour vérifier la répétabilité de cette mesure, je présente, dans la Figure 6.4, les mêmes mesures, avec le même échantillon mais réalisées respectivement en avril, juin et juillet 2024. Chaque mesure a fait l'objet d'un ré-alignement du banc PISTIL. Pour plus de clarté, je présente uniquement les résultats en polarisation TM et j'enlève également les échantillons jumeaux.

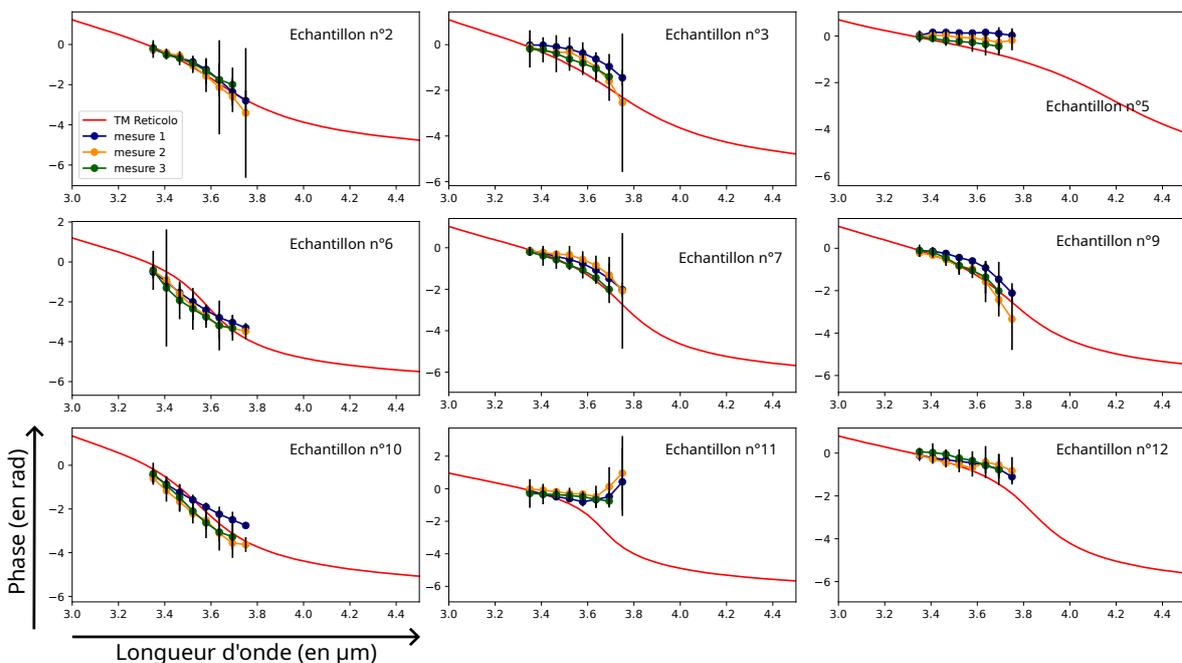


Figure 6.4 – Phase en TM pour neuf échantillons nanostructurés de l'échantillon //ot. Les lignes en rouge clair représentent les simulations avec le logiciel Reticolo.. Les lignes en bleu foncé, en orange et en vert foncé représentent les mesures à trois dates différentes.

Cette étude en répétabilité, bien que succincte, tend à montrer la robustesse de la mesure avec l'interféromètre PISTIL. On notera que les résultats sont légèrement différents les uns des autres mais restent cohérents. On observe un écart entre les mesures d'au maximum 0.5 rad (sauf deux points plus écartés). Cependant, les barres d'erreur varient de manière marquée selon la date de la mesure. Il est donc possible de s'appuyer sur les cartes de clôtures pour ajuster au mieux les conditions expérimentales, notamment en terme d'uniformité de l'éclairage, d'intensité du faisceau incident, des angles résiduels dans le montage,...

6.1.4 Retour d'expérience sur l'échantillon //ot

Pour l'échantillon //ot, il apparaît, qu'avec l'interféromètre PISTIL, nous sommes capable, dans l'Infrarouge, de mesurer la phase de nano-antennes avec une précision de $\frac{\lambda}{20}$, de manière fiable, robuste et répétable.

Cependant, cet échantillon est le plus simple des trois échantillons que j'ai testés, avec une seule antenne par période et des échantillons nano-structurés entourés de wafers nus. Avec les deux échantillons suivants, analysons s'il est possible de conserver cette fiabilité dans des situations plus complexes avec les deux échantillons suivants L et Nuancier.

6.2 Caractérisation de l'échantillon L

Continuons maintenant avec l'échantillon L , décrit dans le Chapitre 4 et dont les dimensions exactes sont également fournies en annexe.

6.2.1 Fiabilité de la mesure

Les nano-antennes de l'échantillon L ont deux particularités :

- elles sont très étroites, avec des largeurs de $0.1 \mu\text{m}$,
- elles sont deux nano-antennes orthogonales par période.

Considérons leurs longueurs d'onde de résonance et leurs réflectivités, deux valeurs que je simule à l'aide du logiciel Reticolo. Comme on peut le constater sur la Figure 6.5 les résonances en TM et en TE sont très espacées. Bien que mes simulations comportent peu de points, on peut s'apercevoir que, du fait de leur étroitesse, chaque antenne ne résonne qu'illuminée par une lumière dont la polarisation est alignée avec sa longueur. Deux autres observations peuvent être faites. Dans la gamme de longueur d'onde de l'OPO (représentée en gris sur la figure), peu d'antennes résonnent. De plus, à la résonance, toujours du fait de leur faible largeur, les antennes absorbent fortement (on se rapproche du couplage critique).

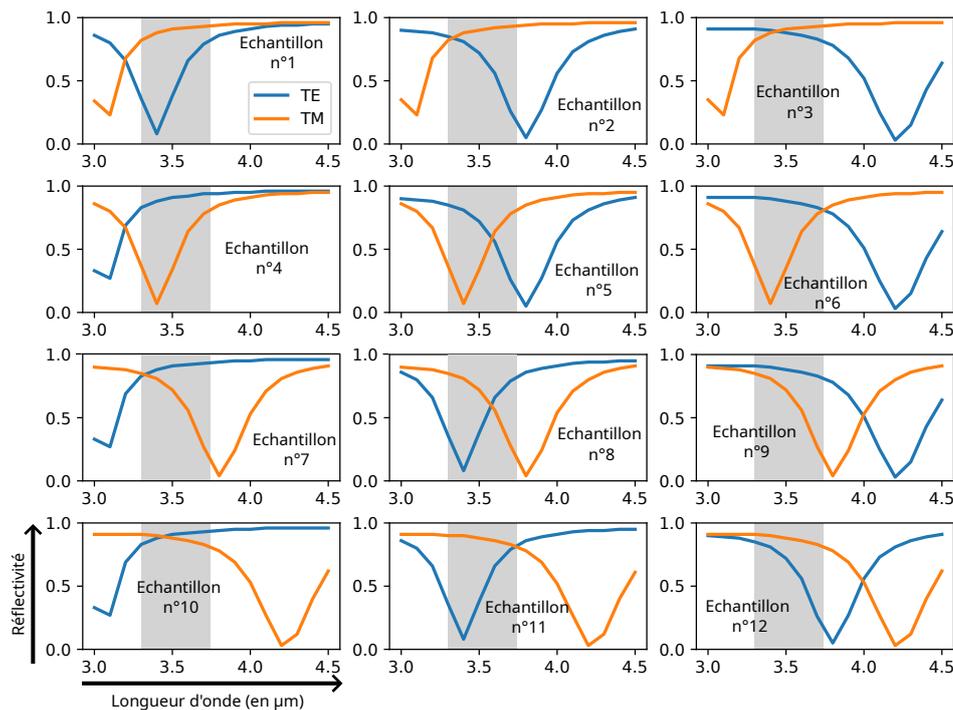


Figure 6.5 – Réflectivité simulée en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM et TE pour les douze échantillons nano-structurés de l'échantillon L . La partie grisée représente la gamme de longueur d'onde de l'OPO.

Cette perte brutale de réflectivité à la longueur d'onde de résonance a des conséquences sur la fiabilité de la mesure. Prenons par exemple, l'interférogramme à $3.35 \mu\text{m}$. Trois des échantillons nanostructurés résonnent en polarisation TE à cette longueur d'onde. Sur l'interférogramme, on observe une perte de la réflectivité autour de ces trois centres (Figure 6.6a). Lors de la reconstruction en phase, seuls ces trois pistons ressortent sur la carte de phases (ou plus exactement de la différence de phases, Figure 6.6b). Cependant, à l'aide de la carte des relations de clôtures (Figure 6.6c), on observe que certaines relations, toutes situées au-

tour de ces trois centres, présentent d'importantes erreurs. Ainsi il convient de noter qu'une baisse de la réflectivité entraîne une augmentation de l'erreur de la mesure.

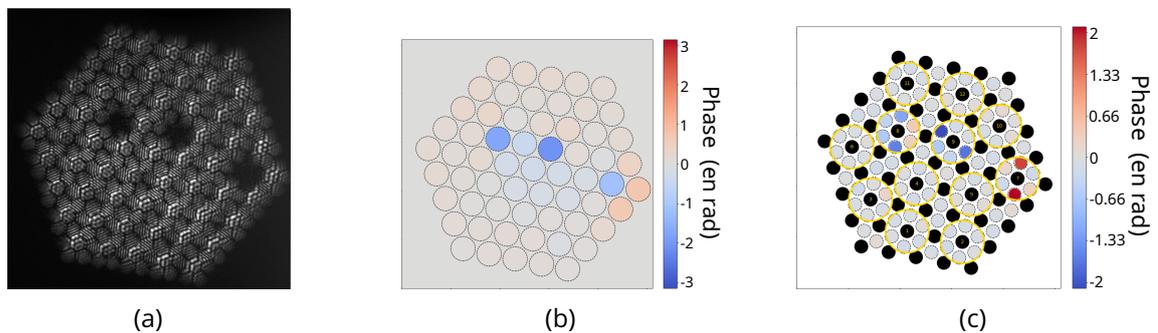


Figure 6.6 – **(a)** Interférogramme de l'échantillon L à $\lambda = 3.35 \mu\text{m}$ acquis avec PISTIL. **(b)** Carte de phases de la différence de phase de l'échantillon L entre les longueurs d'onde $\lambda_{mes} = 3.35 \mu\text{m}$ et $\lambda_{ref} = 3.30 \mu\text{m}$. **(c)** Carte des relations de clôtures de la carte de phases ci-contre.

6.2.2 Mesure de phase et comparaison avec une simulation

Considérons maintenant la reconstruction de la phase en fonction de la longueur d'onde, en TM et en TE, pour les douze échantillons nano-structurés. Ce résultat est présenté dans la Figure 6.7, ainsi que les simulations effectuées avec Reticolo qui s'y réfèrent.

Premièrement, on observe, dans l'ensemble, un bon accord entre simulations et mesures.

Ensuite, on peut noter qu'en dehors des résonances, on reconstruit les phases planes sans aucune difficulté³.

Au niveau des résonances, il n'a pas été possible, expérimentalement parlant, de toutes les reconstruire. Cependant, on peut constater que deux sortes d'antennes résonnent dans la gamme de longueurs d'onde de l'OPO : celles avec des nano-antennes de longueur 600 nm et celles de longueur 700 nm. Pour ces dernières (visibles en TE sur les échantillons n°2, 5, 11 et 12 et en TM sur les échantillons n°7, 8, 9 et 11), à l'exception de l'échantillon n°7, le début de la résonance est reconstruite. Par contre, pour les nano-antennes de 600 nm de longueur, on constate que la résonance n'est jamais reconstruite. Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour expliquer ce phénomène. Il pourrait y avoir une erreur systématique sur les dimensions de fabrication. Je n'ai pas détecté cette erreur lors des mesures de réflectivité au FTIR. Cependant, ces mesures ne mesurent pas la réflectivité de l'antenne individuellement mais des deux nano-antennes présentes sur la période, dans une configuration particulière. Aussi il serait intéressant de réaliser des mesures MEB pour lever le doute. Une autre hypothèse, sûrement la plus probable, relève de la limitation de l'interféromètre PISTIL : il est possible que la réflectivité à la résonance soit trop faible pour que la phase soit mesurée.

On peut faire un dernier constat : au niveau des résonances, c'est-à-dire, aux longueurs d'onde pour lesquelles l'intensité est la plus faible, les barres d'erreurs augmentent systématiquement, comme je l'ai déjà évoqué dans la section précédente. Ce constat renforce la dernière hypothèse expliquant la difficulté de mesurer la phase des nano-antennes de 600 nm de longueur.

3. "Waterloo! morne plaine!", V.Hugo, *L'Expiation*, 1853 ou "Waterzooie! morne plat!", R. Goscinny, *Astérix chez les Belges*, 1979

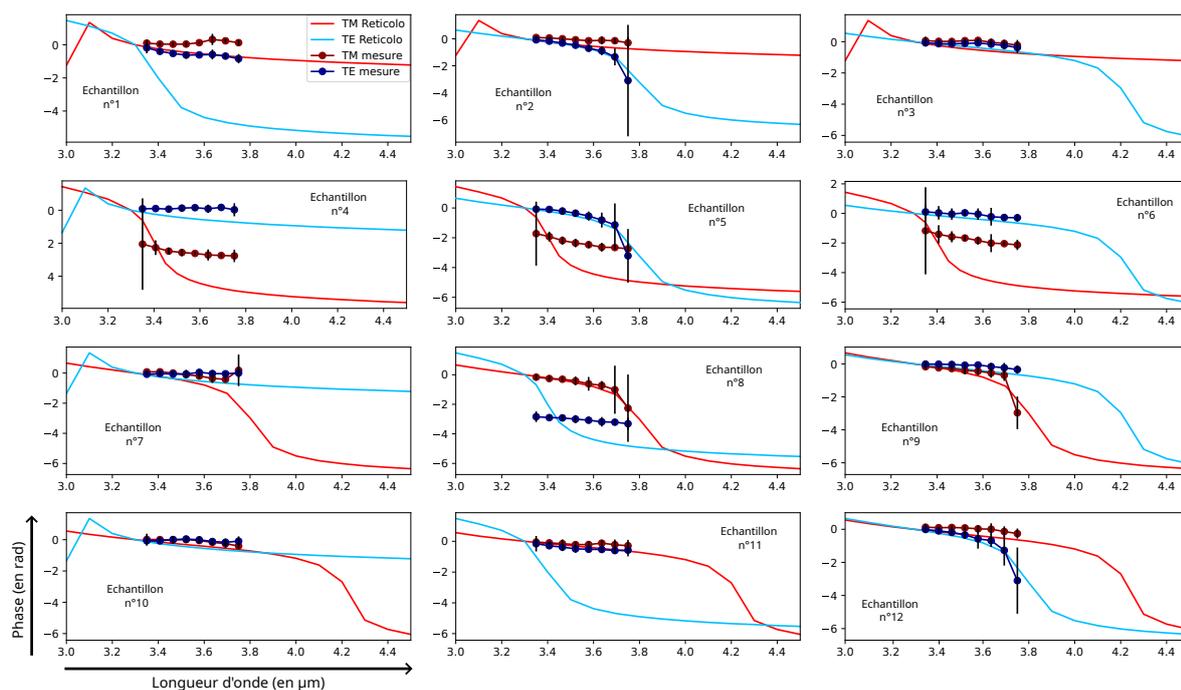


Figure 6.7 – Phase en TM et en TE pour les douze échantillons nanostructurés de l'échantillon L . Les lignes en rouge clair et bleu clair représentent les simulations avec le logiciel Reticolo, respectivement en TM et TE. Les lignes en rouge foncé et en bleu foncé représentent les mesures respectivement en TM et TE.

6.2.3 Retour d'expérience de l'échantillon L

Avec l'échantillon L , on voit qu'avec l'interféromètre PISTIL, il est possible de mesurer la phase de deux nano-antennes colocalisées sur une même période et qui n'interagissent pas entre elles.

Le second élément intéressant que je retiens de cette étude est que la réflectivité est un élément clé de la possibilité de mesurer la phase de nano-antennes. Une chute de la réflectivité (ou de la transmissivité) entraîne une chute de la fiabilité de la mesure. Cependant, j'estime que cette limitation n'est pas une limitation forte de cet outil de mesure. En effet, lors de la conception de méta-optique, dans une grande majorité de cas, on cherche à maximiser l'intensité en sortie. L'utilisateur pistilien pour les métasurfaces devrait donc être peu confronté à ce problème limitant.

6.3 Traitement de l'échantillon *Nuancier*

L'échantillon *Nuancier* est l'échantillon le plus complexe. Décrit dans le Chapitre 4 ses dimensions exactes sont également fournies en annexe. Il présente la caractéristique d'être composé uniquement d'échantillons nano-structurés, à l'exception de la couronne extérieure et de quatre échantillons éparpillés dans les couronnes intérieures qui sont des échantillons de wafers nus.

6.3.1 Fiabilité de la mesure

Pour cet échantillon et pour garantir la fiabilité de la mesure, je m'appuie sur deux éléments : les relations de clôtures et la couronne extérieure. En effet, cette dernière n'étant

constituée que d'échantillons de wafer nu, la phase reconstituée à cet endroit doit être uniforme et proche de 0.

Aux interférogrammes, j'applique le traitement standard précédemment décrit, sans l'étape correctif des repliements et des signes.

Il est intéressant de noter que, pour cet échantillon, la fiabilité de la mesure varie de manière importante selon la longueur d'onde. Prenons la carte de phase et la carte des relations de clôtures pour des longueurs d'onde distinctes.

A $\lambda_{ref} = 3.35 \mu\text{m}$ et $\lambda_{mes} = 3.40 \mu\text{m}$, la carte de la différence de phase (Figure 6.8a) montre que la couronne n'est reconstruite que partiellement et avec un offset d'environ 0.2 rad. Cet offset se retrouve sur la carte des relations de clôtures (Figure 6.8b). Sur cette même carte, les relations du côté droit présentent des erreurs importantes jusqu'à 1.65 rad.

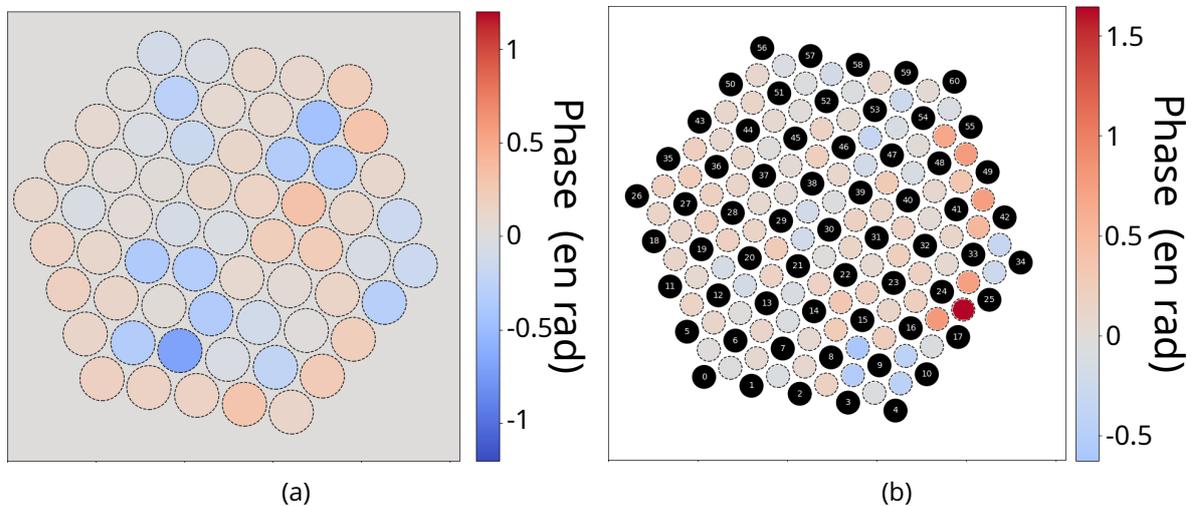


Figure 6.8 – **(a)** Carte de phase de la différence de phase de l'échantillon *Nuancier* entre les longueurs d'onde $\lambda_{mes} = 3.40 \mu\text{m}$ et $\lambda_{ref} = 3.35 \mu\text{m}$. **(b)** Carte des relations de clôtures de la carte de phase ci-contre.

A $\lambda_{ref} = 3.45 \mu\text{m}$ et $\lambda_{mes} = 3.50 \mu\text{m}$, sur la carte de différence de phase (Figure 6.9a), on perçoit nettement la couronne reconstruite dans son intégralité, bien que toujours avec un offset d'environ 0.2 rad. La carte des relations de clôtures (Figure 6.9b) est plus homogène, avec des erreurs comprises entre -0.6 et 0.6 rad. Aucune relation ne présente de valeur extrêmement aberrante bien que les valeurs d'erreurs les plus fortes soient toujours situées sur le côté droit alors même que, dans les deux cas étudiés, on n'observe pas de perte d'intensité sur ces parties des interférogrammes. A nouveau, l'offset de 0.2 rad se retrouve sur la carte des relations de clôtures.

Je n'ai pas d'explication particulière à proposer pour cet offset, sinon que, lors de l'étape de re-centrage de l'harmonique, il y a une erreur lors de la sélection du centre et cette erreur est insuffisamment corrigée. En effet, cette correction s'appuie sur le déphasage entre les zones de wafers, nombreuses dans les échantillons *llot* et *L* mais en nombre très limité pour le *Nuancier*.

6.3.2 Mesure de phase et comparaison avec une simulation

Je reconstruis maintenant la phase de chaque échantillon en TM et en TE. L'ensemble des soixante-et-un résultats est donné en Annexe, mais dans un souci de lisibilité, je n'en

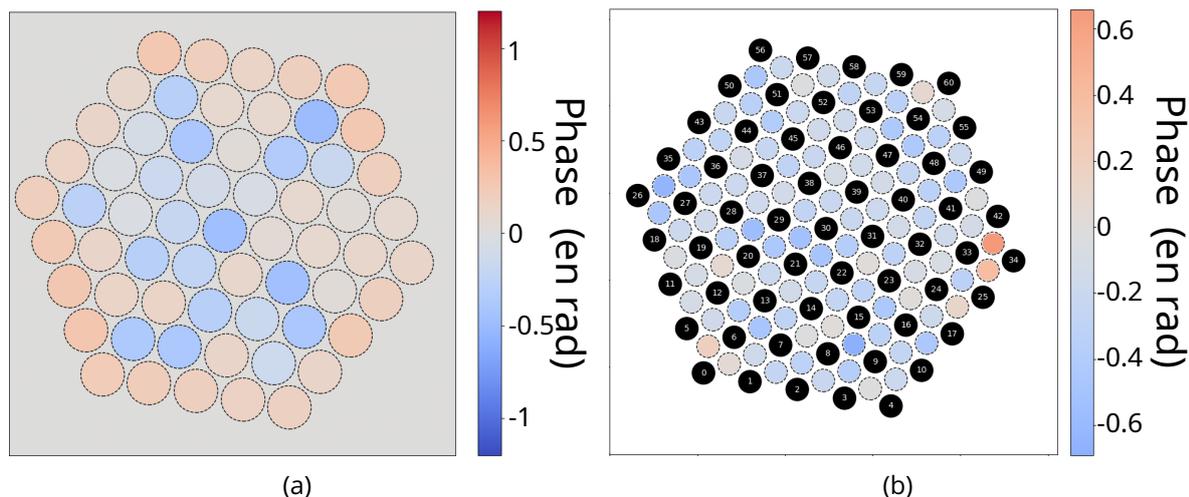


Figure 6.9 – (a) Carte de phase de la différence de phase de l'échantillon *Nuancier* entre les longueurs d'onde $\lambda_{mes} = 3.50 \mu\text{m}$ et $\lambda_{ref} = 3.45 \mu\text{m}$. (b) Carte des relations de clôtures de la carte de phase ci-contre.

présente ici que douze. Parmi ces douze échantillons, neuf ont des dimensions identiques aux neuf échantillons de l'échantillon *Ilot* et les trois autres ont été choisis car leurs longueurs d'onde de résonance en TM se trouvent dans la gamme de longueurs d'onde de l'OPO.

Considérons, tout d'abord, les réflectivités de ces douze échantillons (Figure 6.10). Pour la plupart, ils présentent une réflectivité élevée. Certains descendent malgré tout à 0.2 mais aucun n'est en configuration de couplage critique. Bien que deux échantillons s'en rapprochent, ils ne résonnent pas dans la gamme de longueur d'onde. Ainsi, la mesure n'est pas perturbée par une baisse trop importante du contraste des interférogrammes.

Les phases mesurées dans les polarisations TE et TM sont affichées sur la Figure 6.11. Distinguons deux cas :

- **la phase évolue lentement** : c'est le cas des échantillons n°10, 14, 16, 32, 45, 46 et 47 en TM et 13, 14, 32, 34, 38 et 54 en TE. La phase mesurée est alors semblable à la phase simulée.
- **la phase varie rapidement** : c'est le cas des échantillons n°13, 34 et 38 en TM et 10, 16, 22, 45 et 46. On observe alors des écarts parfois importants entre la simulation et la mesure. Dans le Chapitre 4, il était apparu qu'il pouvait y avoir des écarts assez importants (de plus de 50 nm). Cet écart de fabrication peut expliquer le déplacement du pic de résonance qu'on observe, par exemple sur l'échantillon n°38 en TM.

D'autres phénomènes ne peuvent pas être expliqués par une différence de dimension entre la fabrication et la simulation. C'est le cas des offsets qu'on observe sur différents échantillons dont les échantillons n°22 en TM et n°32 en TE. Ils semblent du même ordre de grandeur (0.2 rad) que l'off-set que j'ai décrit à la section précédente lors de la reconstruction des cartes de différence de phase.

Je constate également des erreurs dans le choix du signe, par exemple sur l'échantillon n°47 en TE.

On ne peut pas comparer, point par point, les résultats des mesures de phase pour les échantillons de l'*Ilot* et du *Nuancier*. En effet, si les dimensions des nano-antennes sont les

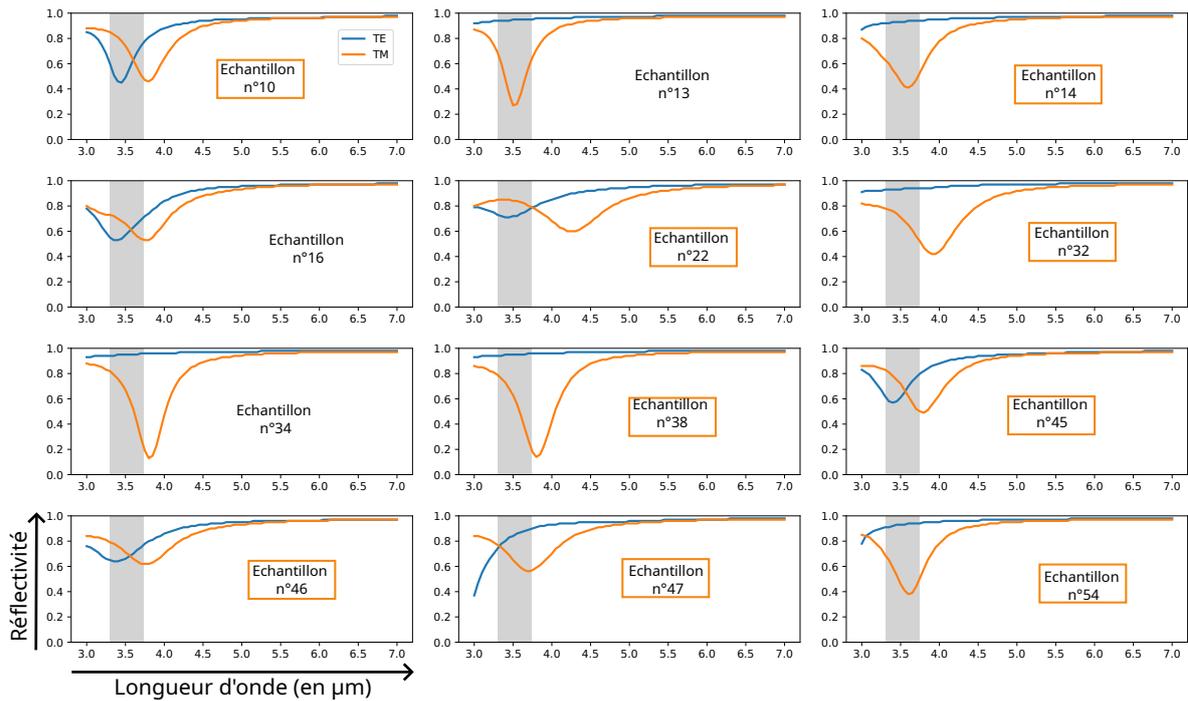


Figure 6.10 – Réflectivité simulée en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM et TE pour douze échantillons nano-structurés de l'échantillon *Nuancier*. La partie grisée représente la gamme de longueur d'onde de l'OPO. Les échantillons dont les noms sont encadrés en orange possèdent les mêmes dimensions que les échantillons nanostructurés de *l'Ilot*.

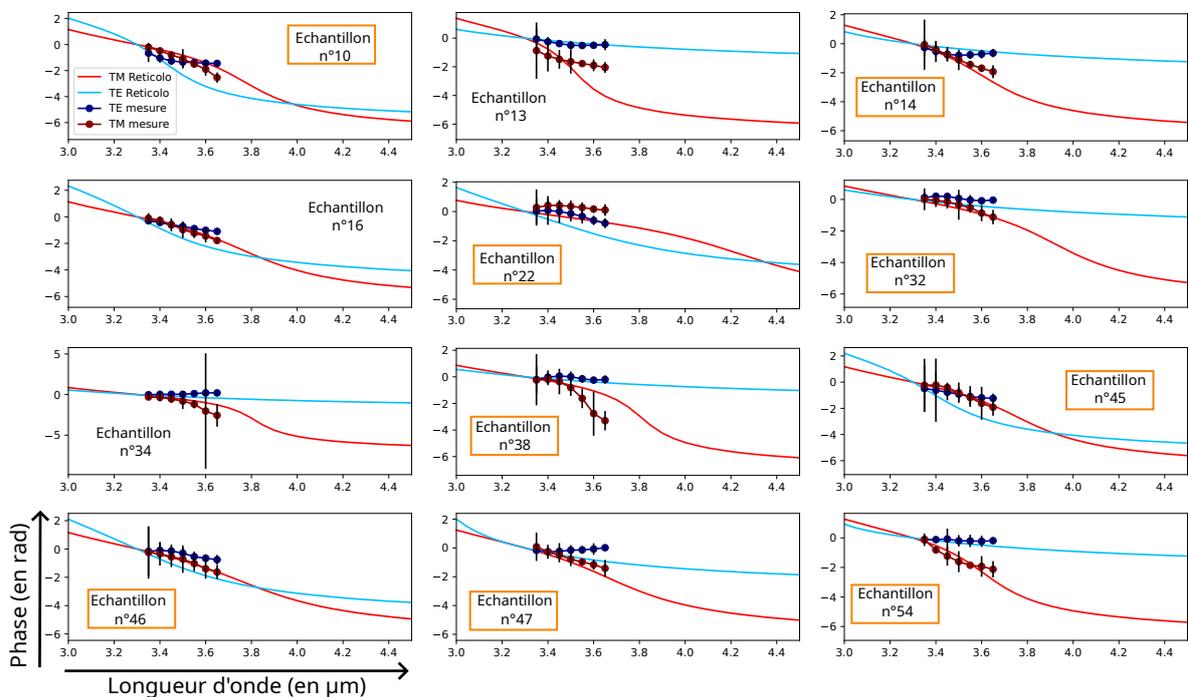


Figure 6.11 – Phase en TM et en TE pour douze échantillons nanostructurés de l'échantillon *Nuancier*. Les lignes en rouge clair et bleu clair représentent les simulations avec le logiciel Reticolo, respectivement en TM et TE. Les lignes en rouge foncé et en bleu foncé représentent les mesures respectivement en TM et TE. Les échantillons dont les noms sont encadrés en orange possèdent les mêmes dimensions que les échantillons nanostructurés de *l'Ilot*.

mêmes, les wafers sont d'épaisseurs différentes et cette différence influe légèrement sur la phase. Cependant, on peut se fier à l'allure générale des courbes et à la comparaison avec les simulations respectives, pour dire que même si la configuration de l'échantillon *Nuancier* permet de mesurer la phase, elle le fait de manière moins fiable que la configuration de l'échantillon *l/ot*.

6.3.3 Retour d'expérience de l'échantillon *Nuancier*

Avec le *Nuancier*, j'ai montré que je pouvais reconstruire la phase d'un échantillon au motif complexe.

Cependant, de par sa complexité, cette configuration me prive d'un certain nombre d'hypothèses et de degrés de liberté qui me permettaient, lors du traitement des interférogrammes, de corriger les valeurs trop aberrantes des phases mesurées⁴. Les résultats seraient probablement améliorables en faisant des hypothèses basées sur une connaissance préalable de la phase induite par les nano-antennes mais cela s'oppose à la logique de la méthode métrologique que j'ai essayée de développer dans ce travail : mesurer l'échantillon fabriqué pour valider la simulation et les dimensions et non l'inverse.

La configuration *Nuancier* permet un contrôle moindre du contraste des franges, car tous les voisins d'un centre possèdent une réflectivité différente qui varie avec la longueur d'onde.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai mesuré la phase de trois échantillons différents en utilisant chaque fois une référence mobile (à la longueur d'onde $\lambda_{mes} = 0.05 \mu\text{m}$).

Plusieurs enseignements peuvent être tirés de ces mesures :

- Il est possible de mesurer la phase de nano-antennes résonantes dans le moyen Infrarouge.
- L'incertitude sur la mesure de phase est quantifiable à l'aide des relations de clôtures. Il a été possible de reconstruire la phase avec une précision de $\frac{1}{20}$ dans le moyen Infrarouge et un wafer non poli.
- Les mesures sont robustes et répétables.
- La mesure peut être limitée par le contraste des franges. Dans le cas d'un échantillon très absorbant, cette mesure devra être réalisée avec précaution et le contraste devra être maximisé en choisissant les voisins de cet échantillon avec soin.
- Il est possible de mesurer séparément deux nano-antennes situées sur une même période, à condition qu'elles n'interagissent pas ensemble. Il est également nécessaire soit qu'elles ne résonnent qu'à une seule polarisation, soit que leurs résonances ne se recoupent pas.
- Il est possible de reconstruire un motif de phase complexe mais sans connaissance préalable de la phase d'un tel échantillon, la reconstruction sera moins fiable.

4. Par exemple, avec *l/ot*, je suppose, qu'en moyenne, le déphasage entre wafers nus est nul et j'effectue une correction sur le repliement et le signe.

Vers le banc idéal

Sommaire du présent chapitre

7.1 Axes d'amélioration	103
7.2 Perspectives	107
Conclusion	108

Dans les chapitres précédents, j'ai présenté l'interféromètre PISTIL, dans sa globalité, mais surtout comme un outil permettant la mesure de phase de nano-antennes. J'ai analysé les interférogrammes que permet d'obtenir cet instrument et les méthodes pour les traiter. J'ai également testé expérimentalement avec trois échantillons différents la méthode mise au point pour mettre en lumière les réussites mais aussi les limitations de ma méthode. Dans ce chapitre, je vais maintenant évoquer les axes d'amélioration du banc¹ et les perspectives de ce travail.²

7.1 Axes d'amélioration

*La vérité n'est ni absolue, ni stable, ni univoque.*³ C'est pourquoi, bien que mon chapitre s'intitule "Le Banc idéal", je me propose plutôt de mettre en valeur différents éléments que j'ai pu identifier, au cours de mon travail, comme des éléments susceptibles d'améliorer la performance de l'interféromètre PISTIL.

Comme lors de la présentation du banc, partons de la source et détaillons les composants jusqu'à la caméra. Pour mémoire, la Figure 7.1 présente l'intégralité du banc interférométrique.

La source OPO : Jusqu'à présent, l'intensité de la source n'a pas été un problème. Cependant, la gamme de longueurs d'onde atteignables étant limitée, il serait intéressant de pouvoir changer de source, pour étudier des antennes résonant au delà de 3.75 μm . Dans tous les cas, pour notre utilisation, la source devra rester une source monochromatique, accordable en longueur d'onde, capable de varier un pas d'environ 0.05 μm pour les antennes MIM.

1. Partie que d'aucun appellerait "Ah si seulement on avait pu y penser plus tôt!"
2. Partie dont le sous-titre pourrait être "Ah si seulement on avait eu plus de temps!"
3. M. Foucault, *Subjectivité et Vérité, Cours au Collège de France, 1980-1981*

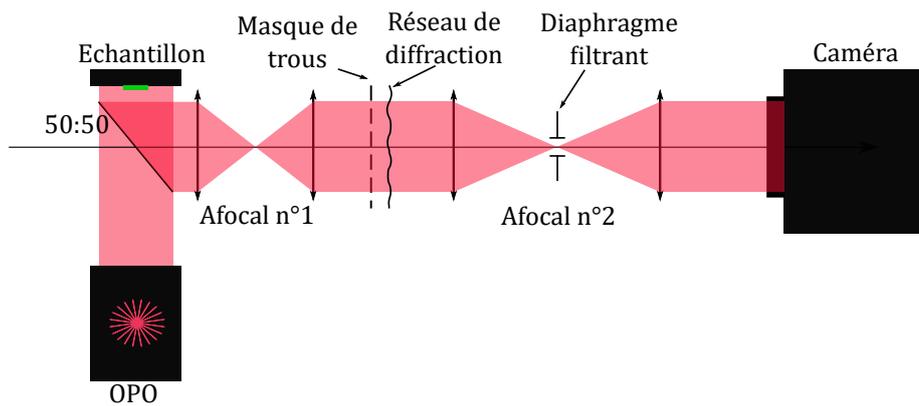


Figure 7.1 – Schéma du banc interférométrique PISTIL.

Le collimateur : ou tout système ayant pour but d'agrandir le faisceau à la taille de l'échantillon. Lors de mes travaux, j'ai utilisé un collimateur garantissant un faisceau plus large que mon échantillon. Cependant, en sortie de ce collimateur, le faisceau était gaussien et l'intensité n'était pas homogène sur l'ensemble de l'échantillon mais décroissait quelque peu sur les échantillons du bord. Il paraît donc judicieux, si l'intensité de la source le permet, de choisir un système permettant d'éclairer le plus uniformément possible l'échantillon, par exemple, en agrandissant le faisceau avec un collimateur plus large. Il s'agit avant tout de travailler sur le rapport Signal sur Bruit de l'image.

L'échantillon : L'utilisateur pistilien est bien libre de mettre dans l'instrument l'échantillon qu'il souhaite tester. Il doit seulement garder à l'esprit que les motifs de l'échantillon doivent être identiques, au grandissement près, aux motifs du masque de trous et que le réseau doit également respecter le motif. A lui de voir, s'il préfère adapter l'échantillon ou le masque.

Dans certains cas, il peut être judicieux d'adapter le masque et le réseau. Par exemple, si on réalise une méta-optique sur laquelle sont présents de nombreux et larges aplats de nano-antennes identiques, alors un masque adapté peut permettre de venir sélectionner directement ces aplats sur la méta-optique sans qu'il y ait à réaliser un échantillon PISTIL dédié. Cependant, il s'agirait d'une situation assez particulière où les échantillons ainsi sélectionnés ne seraient pas trop éloignés les uns des autres et où un motif régulier émergerait.

D'autre part, je l'ai montré dans le chapitre précédent, la mesure sera d'autant plus facile que les nano-antennes ont une réflectivité ou une transmittivité élevée. En réalité, c'est surtout le contraste des franges qui importe. C'est pourquoi choisir une configuration de type *llot* (Figure 7.2), dans laquelle chaque échantillon à tester sera entouré d'un wafer, fonctionnant comme un quasi-miroir, permettra de contrôler au mieux le contraste.

De plus, travailler sur la planéité des échantillons permet également de rendre la mesure plus fiable et améliore sa précision. En faisant cela, on garantit que la phase induite l'est bien par les nano-antennes et non pas par les défauts du wafer. Cela semble d'autant plus important dans une logique de production industrielle de garantir que la fonction optique créée sera la même quelque soit le wafer.

Enfin, si abandonnant l'Infrarouge, l'utilisateur pistilien cherche à mesurer des échantillons dans le visible, il pourra réfléchir à la possibilité de remplacer le masque de trous par un revêtement absorbant sur l'échantillon. Le dépôt d'un tel revêtement devra bien sûr être réalisé avec précision autour des échantillons, ce qui peut être un peu fastidieux. Un tel

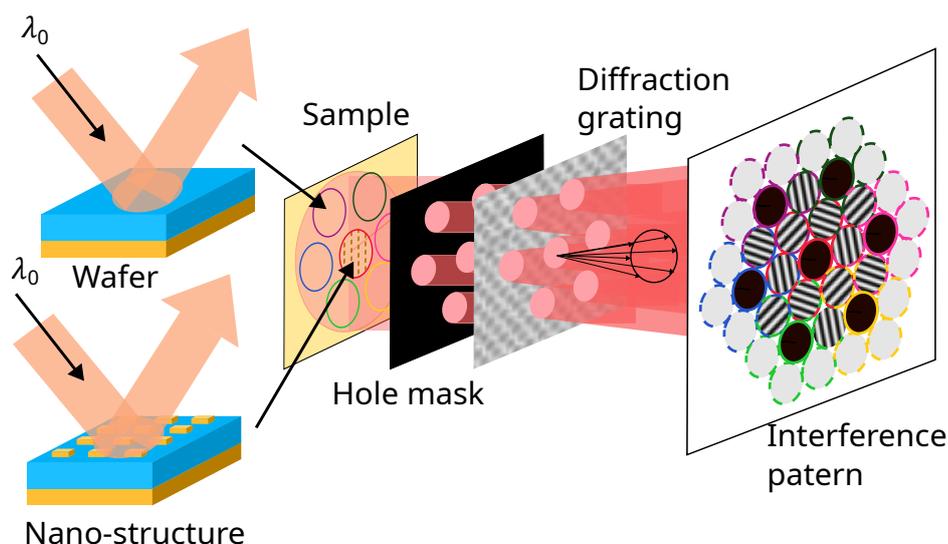


Figure 7.2 – Schéma de principe du fonctionnement du montage PISTIL pour une configuration en //ot pour un échantillon nanostructuré.

choix n'est pas possible dans le MWIR, puisque soit le revêtement ne serait pas absorbant et émettrait une fois éclairé par le faisceau incident, soit il serait parfaitement absorbant et il émettrait comme un corps noir à 300 K une lumière parasite et surtout incohérente qui viendrait perturber le contraste de la mesure.

Les afocaux : Les deux afocaux ont peu été évoqués dans les chapitres précédents. Lors de l'installation du montage, j'avais choisi d'utiliser des lentilles en CrF_2 , peu chromatiques. Il s'agissait de lentilles de deux pouces, de focales de 100, 150 et 200 mm. Prendre des lentilles de deux pouces garantissait que le faisceau ne serait pas vigneté par une lentille. Cependant, il peut être judicieux d'essayer de diminuer l'ouverture numérique du système en augmentant la longueur focale des lentilles ou en diminuant leurs diamètres, afin de diminuer la contribution des aberrations hors axes. Le choix du diamètre dépendra évidemment toujours de la taille totale des échantillons. Il faudra également tenir compte de la place disponible sur la table optique (dans sa configuration actuelle, le montage PISTIL prend presque la totalité de la longueur d'une table optique standard).

Le masque de trous : Comme évoqué précédemment, le motif du masque de trous doit être le même, au grandissement près, de celui de l'échantillon. Précédemment à mon travail, il avait été choisi d'avoir sur un même support plusieurs masques, de grandissements différents. Cela est fort pratique dans le cas où on est amené à changer souvent de taille d'échantillons. Cependant, dans une logique de métrologie systématique de phases, il me semble plus pratique de fixer la taille et la géométrie du masque et de l'échantillon.

Pour ne pas avoir à rechercher la position des centres et des pétales lors du traitement, il serait profitable de fixer également la position du masque de trous. Cependant, cela nécessite de modifier la technique d'alignement que j'ai utilisée et décrite dans le Chapitre 2 qui nécessite de sortir le masque. Pour conserver cette technique, on pourrait imaginer une sorte de monture flip/flap ou de monture à tiroir dans laquelle on viendrait insérer ou enlever le support du masque. On peut également envisager qu'on puisse venir poser des repères sur l'échantillon lui-même pour ne pas avoir à bouger le masque. Une solution pourrait être de couvrir deux échantillons de wafers nus d'un matériau absorbant, par exemple à l'aide d'un

microplotter⁴, à deux extrémités de l'échantillon. Ainsi, pour aligner échantillon/masque, il suffirait de placer ces deux marques, facilement repérables par leur absorption.

Par ailleurs, dans une logique de métrologie de phase et dans une configuration d'échantillon de type *lot* dans laquelle des nano-antennes sont entourées de wafers nus, est-il réellement nécessaire de choisir une maille hexagonale et d'imposer six voisins à chaque échantillon nanostructuré? Dans sa thèse, M. Duprez[30] a travaillé sur des interférogrammes à maille cartésienne (Figure 7.3). Avec cette dernière configuration, il est toujours possible d'estimer les erreurs à l'aide des relations de clôtures. Le traitement des interférogrammes est légèrement raccourci puisqu'on ne traite que deux directions au lieu de trois. Par contre, on perd en redondance de la mesure puisque chaque centre n'induit plus que quatre déphasages. Cependant, pour le réseau de diffraction, il est possible d'utiliser un MHM (Modified Hartmann Mask), composant optique connu et maintes fois étudié[102][101][125][94], envoyant les ordres de diffraction dans quatre directions différentes avec toujours un iris pour filtrer les ordres parasites.

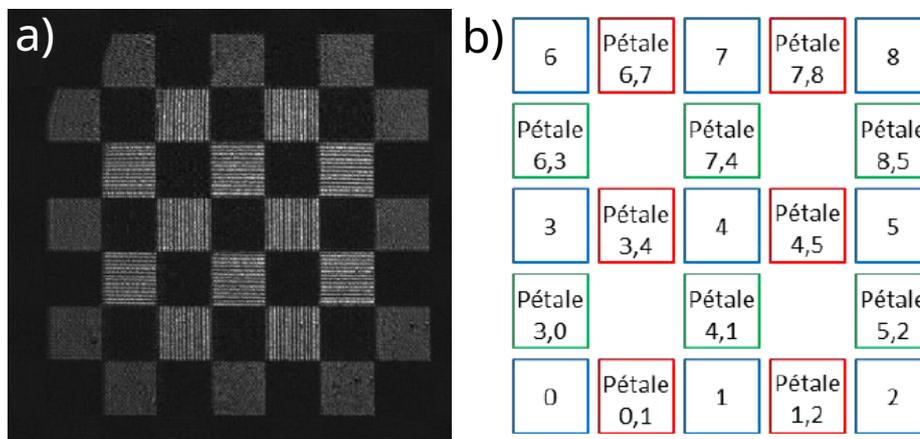


Figure 7.3 – (a) Interférogramme à maille cartésienne obtenu avec un SLM. (b) Schéma de numérotation de l'interférogramme ci-contre. Les centres sont en bleu. Les pétales dans les directions 0 et 90° sont respectivement en rouge et vert. Ces images proviennent de la thèse de M. DUPREZ.

Le réseau de diffraction : Cet élément doit toujours respecter le motif choisi pour l'échantillon et le masque de trous.

Avec le recul et en ayant la possibilité de concevoir un masque, je porterai une attention accrue sur le pas du réseau et/ou du grandissement du second afocal, afin de garantir un plus grand nombre de pixels par frange (entre 2.5 et 3 au minimum). A ce sujet, mes prédécesseurs sur PISTIL et notamment B. ROUZE[104], ont démontré, pour un motif hexagonal, que la conception de l'interféromètre devrait respecter l'inégalité suivante :

$$2N \cdot p_{px} \cdot g \leq N \cdot M \cdot p_{px} \cdot g \leq N \cdot \frac{p_g}{2} \leq 2R_T \quad (7.1)$$

avec N le nombre de franges par pétale, p_{px} le pas pixel de la caméra, g le grandissement du second afocal, M le nombre de pixels par frange, p_g le pas du réseau de Bravais et R_T le rayon des trous du masque.

4. Le microplotter que nous utilisons dans le laboratoire est un Microplotter II, de la marque Sonoplot : <https://www.sonoplot.com/microplotter-ii>

On voit alors que pour obtenir au moins $M = 3$, on doit prendre $p_g > 120 \mu\text{m}$, pour un pas pixel de la caméra $p_{px} = 15 \mu\text{m}$ et un afocal de grandissement $g = 1.33$. Ce n'était pas le cas de mon réseau, qui avait un pas de Bravais $p_g = 97 \mu\text{m}$. Si on souhaite garder le même réseau, il est également possible de modifier le grandissement du second afocal afin qu'il soit inférieur ou égal à 1.

Par ailleurs, pour être capable de mesurer la phase à des longueurs d'onde supérieures à $3.8 - 3.9 \mu\text{m}$, il est nécessaire d'être capable de régler la distance masque-réseau de manière fine puisque les z_{opt} de telles mesures seraient inférieures à 7 mm. Un changement de montures pour les deux composants sera certainement nécessaire pour pouvoir les *coller* l'un à l'autre.

La caméra : Le problème principal rencontré avec la caméra est le faible rapport signal sur bruit, bien que l'on effectue une soustraction du fond avant d'acquérir un interférogramme. Pour améliorer la qualité des images, il faut nous lancer dans la bataille contre la lumière parasite!

En première intention, il serait souhaitable (et cela améliorerait la sécurité laser du banc) de capoter le banc afin de soustraire le plus possible de sources de flux extérieures au banc interférométrique. En seconde intention, mieux vaudrait créer un tunnel autour du faisceau afin de limiter au maximum les sources infrarouges visibles par la caméra. Ce tunnel émettra cependant comme un corps noir à 300 K.

Enfin, d'une manière plus complexe, il serait possible d'ajouter des réflecteurs sur les trajets des principales sources de lumières parasites. La partie réfléchissante du réflecteur serait tournée vers la caméra, afin d'utiliser l'effet Narcisse pour refroidir artificiellement la scène. En effet, l'effet Narcisse implique que la caméra refroidie *se voit* elle-même[44]. Cet effet est souvent perçu comme un effet parasite qui doit être corrigé[3]. Cependant, il peut également être utilisé à différentes fins et notamment à des fins de calibrations[55]. Dans certaines caméras, il est possible de bloquer la lumière parasite issue de la scène en la cachant par un réflecteur qui oblige la caméra à se voir elle-même et donc à observer un fond froid.

7.2 Perspectives

Au cours de mes travaux de thèse, j'ai mesuré la phase de trois échantillons différents mais qui possédaient des caractéristiques similaires fortes : des échantillons MIM, fonctionnant dans le moyen Infrarouge, en réflectivité, dont la phase est mesurée entre 3.3 et $3.75 \mu\text{m}$.

Pour poursuivre cette étude de métrologie de phase, il serait donc intéressant de travailler selon deux axes complémentaires : étendre la gamme de longueurs d'onde étudiées et modifier la nature des antennes.

Étendre la gamme de longueurs d'onde étudiées : Dans les différentes étapes de mon travail, je n'ai étudié que des nano-antennes dont la résonance fonctionnait dans le moyen Infrarouge. Dans le contexte plus large de l'étude des métasurfaces pour la réalisation de fonctions optiques infrarouge, cette métrologie de la phase dans cette gamme de longueurs d'onde était intéressante et utile pour comparer simulation et fabrication.

Cependant, il n'a été possible, du fait de contingences matérielles, de mesurer la phase de nano-antennes que sur une gamme très étroite de longueurs d'onde (0.4 μm).

Pour poursuivre la métrologie de phase de nano-antennes, il faudrait pouvoir changer de source pour avoir accès à l'ensemble des longueurs d'onde du moyen Infrarouge. Pour l'étude des nano-antennes dans le lointain infrarouge, une des problématiques à soulever, outre la modification de la source, sera le changement indispensable de la monture du masque de trous et du réseau de diffraction pour permettre de régler le z_{opt} qui deviendra extrêmement petit.

Dans le visible et le proche Infrarouge, on notera que le banc interférométrique PISTIL a déjà pu être testé dans de multiples configurations (miroirs contrôlables, Laser à combinaisons cohérentes de faisceaux avec ou sans motifs) [30] [104] [103]. Ces tests ont montré de très bons résultats et permettent d'aborder avec confiance la possibilité de mesurer la phase de nano-antennes dans le visible. Il faudra cependant modifier les verres des lentilles mais surtout changer de caméras. Ce dernier changement permettra d'obtenir des pixels bien plus petits et donc d'augmenter l'échantillonnage des franges des interférogrammes.

Modifier la nature des antennes : Au cours de ma thèse, tous mes échantillons ont été des échantillons portant des antennes MIM, c'est-à-dire des antennes métalliques fonctionnant en réflectivité. Cependant, à aucun moment, je n'ai formulé d'hypothèses qui limiteraient la technique interférométrique que j'utilise à des antennes métalliques. Alors même que la tendance des méta-optiques est de développer des composants en transmission avec des nano-antennes diélectriques, il semble naturel de penser que l'étape suivante de tests de notre méthode devrait être d'étudier des échantillons avec de telles caractéristiques.

Par ailleurs, les nano-antennes que j'ai caractérisées possédaient des géométries simples : des pavés rectangulaires de faible épaisseur. Pour valoriser la méthode, il faudrait également mesurer différentes formes et notamment les formes les plus complexes que prédisent les modèles de design inversé. Cela semblerait un bon moyen de faire progresser l'apprentissage de tel logiciel, en lui apprenant à supprimer certaines formes trop complexes à fabriquer (pour le moment).

Finalement, j'ajouterai que pour que l'interféromètre PISTIL devienne un véritable instrument de mesures de phase, il faudrait réfléchir à un banc plus stable, à un packaging permettant de placer rapidement et facilement les différents échantillons à tester et à optimiser un logiciel pour sortir rapidement et sans trop d'appels à l'utilisateur les mesures de phase. Mais cela serait une autre aventure...

Conclusion

Ce chapitre conclut la partie de ma thèse consacrée à la mise au point et à l'expérimentation d'une méthode robuste de métrologie de phase dans le moyen Infrarouge. Certains éléments sont améliorables, d'autres restent à réaliser mais j'espère avoir démontré avec succès la fiabilité de la technique utilisée.

Dans le chapitre suivant, j'aborderai un autre point de mon travail de thèse ; la conception d'une fonction optique dans le moyen Infrarouge à l'aide d'une métasurface mais, lecteur ne soit pas triste car l'interféromètre PISTIL y fera une brève apparition en sa qualité d'instrument de calibration.⁵

5. *Ce n'est qu'un au revoir.*

Application : Méta-optique pour la détection de points chauds

Sommaire du présent chapitre

8.1	Contexte et expression du besoin	109
8.2	Solution technique	113
8.3	L'échantillon <i>Poulpe</i>	114
8.3.1	Choix des dimensions	114
8.3.2	Caractérisation de l'échantillon	115
8.4	Mesure de la PSF	118
8.4.1	Le montage expérimental	118
8.4.2	La PSF mesurée	119
8.5	Principe de l'algorithme de déconvolution	119
8.6	Perspectives	123
	Conclusion	124

Précédemment, nous avons vu que les métasurfaces permettaient de concevoir de nouvelles fonctions optiques dans l'Infrarouge. Dans ce chapitre, je décrirai la conception d'une de ces fonctions que j'ai développée au cours de ma thèse. Cette fonction doit permettre la détection de points chauds non résolus au sein d'un paysage, d'en estimer la température et la position. Sans aller jusqu'au développement de l'optique comme produit fini, j'établirai ici une preuve de concept de cette fonction.

8.1 Contexte et expression du besoin

Contexte : En France, en 2022, 58 981 hectares ont été parcourus par des feux de forêt, d'après l'Observatoire des Forêts françaises.¹ Cette année-là a été particulièrement meurtrière pour la forêt française mais cette situation a montré que la gestion des incendies devient une préoccupation environnementale, sociétale et économique fondamentale, alors que le changement climatique favorise de tels événements.

En France toujours, 90% des départs de feu ont une origine humaine. La première façon de lutter contre est la prévention pour les populations, en particulier dans les zones identi-

1. Observatoire des Forêts françaises : <https://foret.ign.fr/themes/les-incendies-de-foret-et-de-vegetation>

fiées comme particulièrement à risque.

Cependant, une fois l'incendie allumé, la doctrine française préconise une attaque précoce du feu, avec une réponse dans les dix minutes suivant la détection et avant que les flammes n'aient pu parcourir plus d'un hectare.²

La détection précoce est donc un enjeu majeur de la gestion des feux de forêt. Différents moyens sont déjà mis en oeuvre³ :

- la définition en temps réel des régions où le risque incendie est le plus élevé, en partenariat avec Météo France, les préfetures, l'ONF (Office National des Forêts), les SDIS (Services Départementaux d'Incendie et de Secours) et les associations,
- de la surveillance visuelle à l'aide de guetteurs, de drones, de patrouilles forestières et aériennes,
- de la surveillance électronique à l'aide de capteurs (d'humidité, de fumée, de CO₂, ...) ⁴, de caméras visibles (détection des flammes, des fumées,..) ^{5 6}, infrarouge et UV ⁷,
- de la surveillance satellitaire ⁸.

Ainsi, il est indispensable de pouvoir accéder à différentes technologies de détection précoce, robuste et à moindre coût.

Expression du besoin : On considère un paysage de forêt, dont on approxime le rayonnement par un corps noir à 300 K. Un départ d'incendie a une température de 900 K [115], tandis qu'une réflexion solaire (sur un rétroviseur, un miroir de poche, ...) émettra comme un corps noir à 5700 K [80]. On étudie un système très grand champ, de résolution typiquement décimétrique.

Dans le paysage, le début d'incendie, la réflexion solaire et une zone du paysage émettant à 300K dans une partie plus froide de la scène sont tous les trois des points non résolus, de flux équivalent, la différence de luminance est compensée par la différence d'étendue géométrique. En effet, considérons quelques ordres de grandeur. Pour le feu de forêt, on peut considérer une surface $S_{feu} = 1 \text{ m}^2$, une température $T_{feu} = 900 \text{ K}$, une luminance énergétique totale de l'ordre de $L_{feu} \approx 10^4 \text{ W/m}^2/\text{sr}$, on a alors pour le flux, un ordre de grandeur de 10^4 W/m^2 . Pour la réflexion solaire, on peut considérer une surface $S_{soleil} = 10 \text{ cm}^2$, une température $T_{soleil} = 5700 \text{ K}$, une luminance énergétique totale estimée $L_{soleil} \approx 10^7 \text{ W/m}^2/\text{sr}$, on retrouve alors un flux d'ordre de grandeur 10^4 W/m^2 . Pour le point du paysage à 300 K, on peut estimer une surface $S_{point\ paysage} = 100 \text{ m}^2$, une température $T_{point\ paysage} = 300 \text{ K}$ et donc une luminance énergétique totale $L_{point\ paysage} = 10^4 \text{ W/m}^2/\text{sr}$.

La fonction primordiale à réaliser est donc de distinguer les points du paysage à 300 K des points chauds, c'est-à-dire de réduire la proportion de fausses alarmes. Ensuite, la fonction importante de notre système sera d'être capable de distinguer entre une réflexion solaire et un départ d'incendie, de température différente.

2. Ministère de l'Intérieur : <https://www.interieur.gouv.fr/actualites/grands-dossiers/strategie-lutte-feux-foret-france>

3. Observatoire des Forêts françaises : <https://foret.ign.fr/themes/surveillance-et-detection>

4. Technique de l'ingénieur : <https://www.techniques-ingenieur.fr/actualite/articles/incendies-de-foret-des-capteurs-sans-fil-pour-sonner-lalarme-au-plus-vite-96746/>

5. Pyronear : <https://pyronear.org/>

6. IRISTECH : <https://iristechnologie.com/iq-firewatch/>

7. projet FORFIRE : <https://cordis.europa.eu/article/id/92393-forest-fire-detection-with-flamesensitive-cameras/fr>

8. IRT Saint Exupéry : <https://www.irt-saintexupery.com/fr/firesat/>

Principe de la solution proposée : Comme toujours la nature peut nous inspirer, et notamment le poulpe. Cet animal fascinant⁹ a déjà inspiré la communauté des métamatériaux pour ses capacités de camouflage[96].

Pour notre part, nous nous inspirons de sa capacité à distinguer les couleurs alors même qu'il ne possède qu'une seule sorte de photodétecteur. En bref, pour réaliser cette distinction, il s'appuie sur le chromatisme de sa pupille et modifie la distance de focalisation entre sa pupille et sa rétine pour déterminer l'image la plus nette et l'associer à une couleur[116] (Figure 8.1).

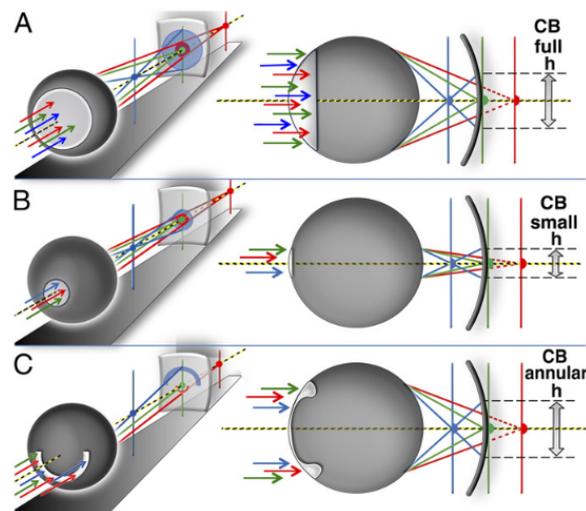


Figure 8.1 – Chromatisme en fonction de la géométrie de la pupille. Les lignes verticales indiquent la meilleure position focale pour chaque longueur d'onde. [Stubbs and al, 2016]

Notre proposition est donc de réaliser un composant optique dont la réponse optique sera une fonction de la longueur d'onde, et plus précisément comme nous cherchons à discriminer des points, nous voulons agir sur la fonction d'étalement du point (PSF : Point Spread Function).

Divisons la bande II, en deux parties : la bande A de 3.6 à 4.2 μm et la bande B de 4.6 à 5.2 μm . La fonction que nous souhaitons réaliser est la suivante :

- dans la bande B, la PSF est divisée en quatre points selon un motif de damier rectangulaire de côté a ,
- dans la bande A, la PSF est également divisée en quatre points mais tournés de 45° par rapport à ceux de la bande B et avec un côté $b = \frac{\sqrt{2}}{2}a$.
- en dehors de ces bandes, l'échantillon agit comme un miroir et la PSF reste ponctuelle.

La fonction est illustrée par la Figure 8.2

Je nommerai par la suite le composant portant une telle fonction *Poulpe*.

La loi de Planck permet d'exprimer la luminance d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde λ et pour une température donnée T :

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} - 1} \quad (8.1)$$

avec $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ J.s. la constante de Planck, $c = 3 \cdot 10^8$ m/s la célérité de la lumière dans le

9. Arte : Pourquoi les poulpes nous fascinent? <https://www.youtube.com/watch?v=dVac7To7Bw>

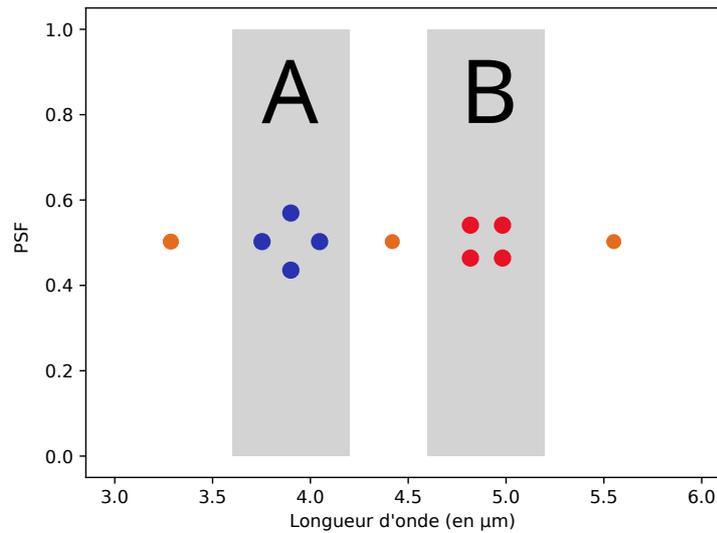


Figure 8.2 – Évolution de la PSF du composant *Poulpe* en fonction de la longueur d'onde, dans la bande II.

vide, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K la constante de Boltzmann.

Comme on peut le voir sur la Figure 8.3 les corps noirs à 900 et 5700 K n'ont pas les mêmes rapports d'énergie entre les bandes A et B. En comparant la proportion de la PSF A et la proportion de la PSF B qu'on observe, il sera donc possible de remonter à la température du point observé et donc de distinguer départ de feu et réflexion parasite.

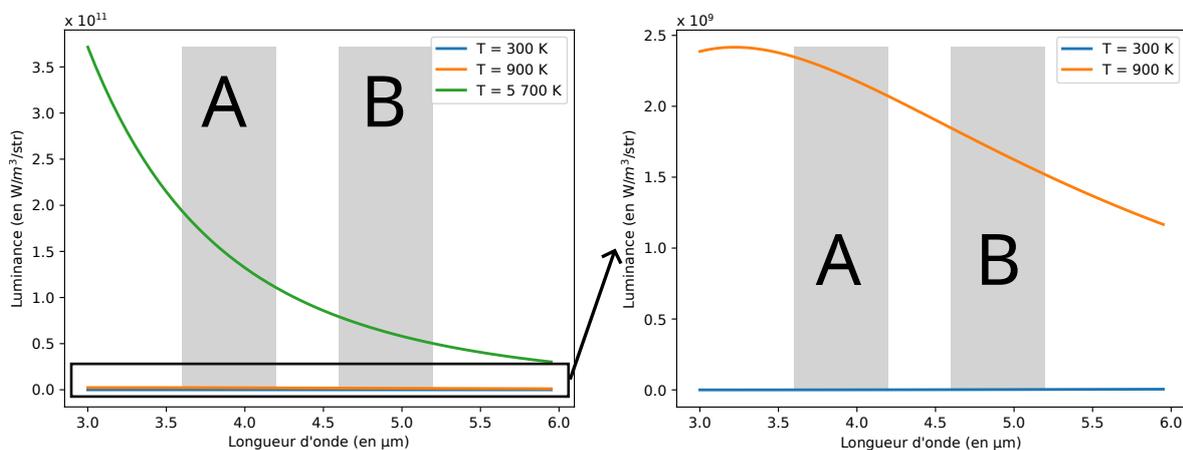


Figure 8.3 – Loi de Planck pour les températures 300, 900 et 5700 K dans la bande II de l'Infrarouge

Par ailleurs, on notera deux avantages majeurs de notre proposition :

- le *Poulpe* n'est pas un filtre en longueur d'onde : il utilise l'ensemble des photons collectés par la caméra, on a donc un gain multiplexe,
- la PSF induite par le *Poulpe* est corrélée à l'image acquise par la caméra, il est donc possible d'immédiatement localiser le départ de feu sur l'image : on obtient une information spectrale sans perdre l'information de localisation.

8.2 Solution technique

Intéressons nous maintenant à la manière de réaliser la fonction précédemment décrite.

Dans la bande B, la PSF éclate en damier selon un maillage cartésien. Le composant doit donc porter une fonction optique équivalente à un damier portant des marches de phase de 0 et π . Dans la bande A, le damier est tourné de 45° avec une maille réduite de $\frac{\sqrt{2}}{2}$. De tels damiers et leurs PSF sont présentés sur la Figure 8.4a.

A une longueur d'onde donnée, il est possible de réaliser un tel composant en gravant la surface pour obtenir la marche de phase désirée (Figure 8.4b). Cependant, dans notre cas, la marche de phase évolue avec la longueur d'onde, la gravure doit être abandonnée au profit de la métasurface.

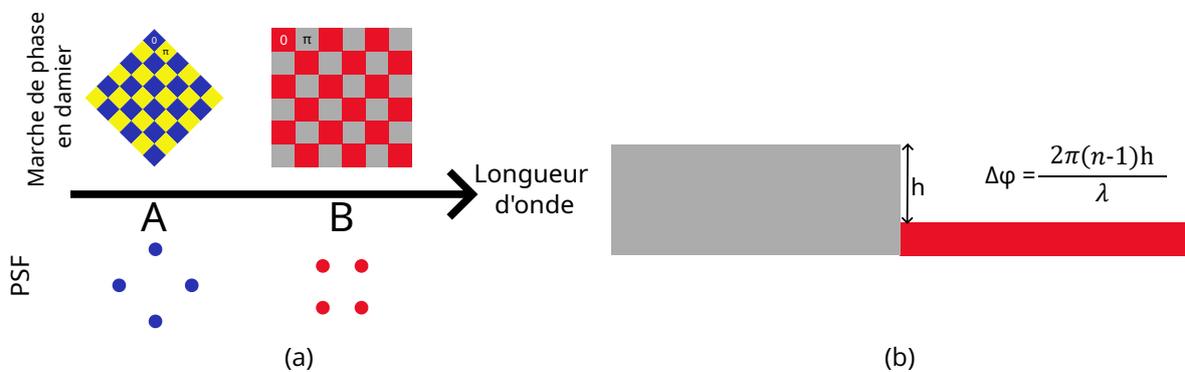


Figure 8.4 – (a) Marches de phase et leurs PSF associées en fonction de la longueur d'onde. (b) Schéma de principe d'une marche de phase gravée.

Le principe d'un tel composant a déjà été démontré dans les travaux de thèse de Micke BOHER [13] [12], dans lesquels une métasurface a été utilisée pour réaliser une marche de phase évoluant avec la longueur d'onde.

Comme illustrée par la Figure 8.5a cette métasurface était composée de quatre sortes d'antennes MIM (Au-SiO₂-Au) réparties sur quatre quadrants. Les deux nano-antennes de plus faibles longueurs ont été choisies pour résonner autour de $3\ \mu\text{m}$ et les deux plus grandes pour résonner autour de $5\ \mu\text{m}$. En dehors de ces longueurs d'onde de résonance, le composant agit comme un miroir. Mais à ces deux longueurs d'onde de résonance, la différence de phase entre les petites et les grandes antennes est de π . En répartissant, les quatre antennes sur quatre quadrants selon la répartition présentée dans la Figure 8.5a on peut avoir une marche de phase horizontale à $3\ \mu\text{m}$ et une marche de phase verticale à $5\ \mu\text{m}$. A ces deux longueurs d'onde, la PSF se divise en deux tâches distinctes dont la direction dépend de la longueur d'onde (Figure 8.5b).

Dans le cas présent, je reprends l'idée d'un composant en réflexion, portant des antennes MIM de mêmes matériaux, avec quatre antennes de tailles différentes assurant un déphasage de π . Deux antennes devront résonner dans/avant la bande A et deux dans/après la bande B et un déphasage de π devra être constaté entre les deux sortes d'antennes dans les deux bandes. Elles ne seront plus disposées sur quatre quadrants mais selon les deux motifs de damiers présentés dans la Figure 8.4a qui seront imbriqués.

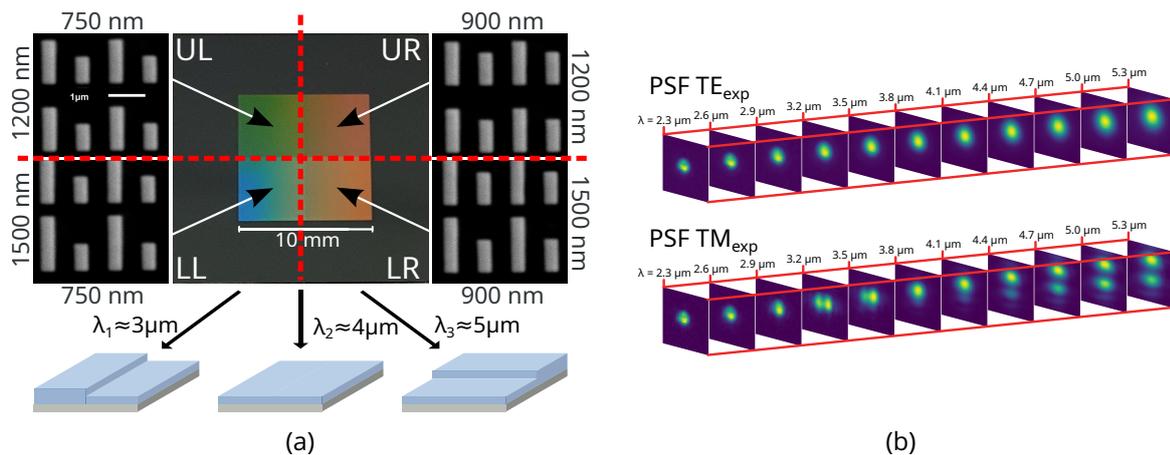


Figure 8.5 – (a) Echantillon quatre-quadrants permettant de réaliser une marche de phase dont la direction évolue avec la longueur d’onde (b) PSF mesurée en fonction de la longueur d’onde de l’échantillon ci-contre en polarisations TM et TE. [Boher *et al.*, 2021]

8.3 L’échantillon *Poulpe*

Pour réaliser la preuve de concept de notre composant, j’ai réalisé un échantillon *Poulpe* permettant de valider l’évolution de la PSF en fonction de la longueur d’onde selon la fonction souhaitée.

8.3.1 Choix des dimensions

Cet échantillon porte des antennes MIM, placées deux par deux dans une période de 2.2 μm , et possède les dimensions suivantes :

- un miroir d’or, d’épaisseur $h_{Mi} = 200 \text{ nm}$,
- une couche de Silice, d’épaisseur $h_{SiO_2} = 400 \text{ nm}$,
- des nano-antennes d’or, d’épaisseur $h_{An} = 50 \text{ nm}$.

Quatre sortes de nano-antennes ont été utilisées :

- les nano-antennes 1 de longueur $L_1 = 1.8 \mu\text{m}$ et de largeur $w_1 = 0.5 \mu\text{m}$,
- les nano-antennes 2 de longueur $L_2 = 1.4 \mu\text{m}$ et de largeur $w_2 = 0.1 \mu\text{m}$,
- les nano-antennes 3 de longueur $L_3 = 1 \mu\text{m}$ et de largeur $w_3 = 0.5 \mu\text{m}$,
- les nano-antennes 4 de longueur $L_4 = 0.6 \mu\text{m}$ et de largeur $w_4 = 0.1 \mu\text{m}$.

Les nano-antennes sont appareillées deux par deux pour former un motif de damiers imbriqués¹⁰. Ce motif est présenté sur la Figure 8.6. A chaque fois, une grande nano-antenne est associée avec une petite nano-antenne.

Pour choisir la géométrie des antennes, on s’intéresse à la position des résonances : les sauts de phase, qui interviennent au moment de ces phénomènes, doivent permettre d’assurer une différence de phase de π dans les deux bandes d’intérêt (Figure 8.7a). Comme on peut le constater sur la Figure 8.7b, il n’est pas possible de garantir une marche de phase de π sur l’intégralité des zones considérées. Ainsi, en dehors de la longueur d’onde centrale des bandes, la fonction sera quelque peu déformée et en particulier, on observera un pic central, qui ne disparaîtra que lorsque la valeur de π sera atteinte. Sur cette même Figure 8.7b, il est également visible qu’en deçà de la bande A et au delà de la bande B, on observe une différence de phase non nulle. Cette partie n’étant pas intéressante pour la détection et

10. Plus prosaïquement, on forme un motif type carrelage de salle de bain.

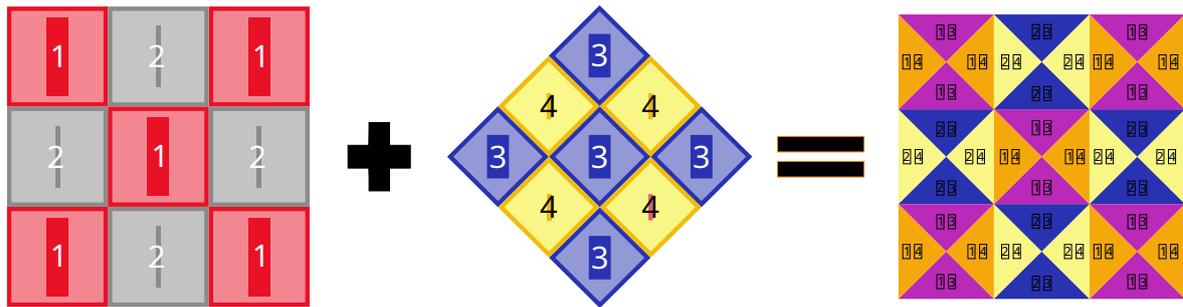


Figure 8.6 – Schéma de principe du motif de damier imbriqué

la distinction des points chauds, si la caméra infrarouge retenue ne coupe pas ces bandes, il pourra s'avérer nécessaire d'appliquer des filtres coupe-bandes.

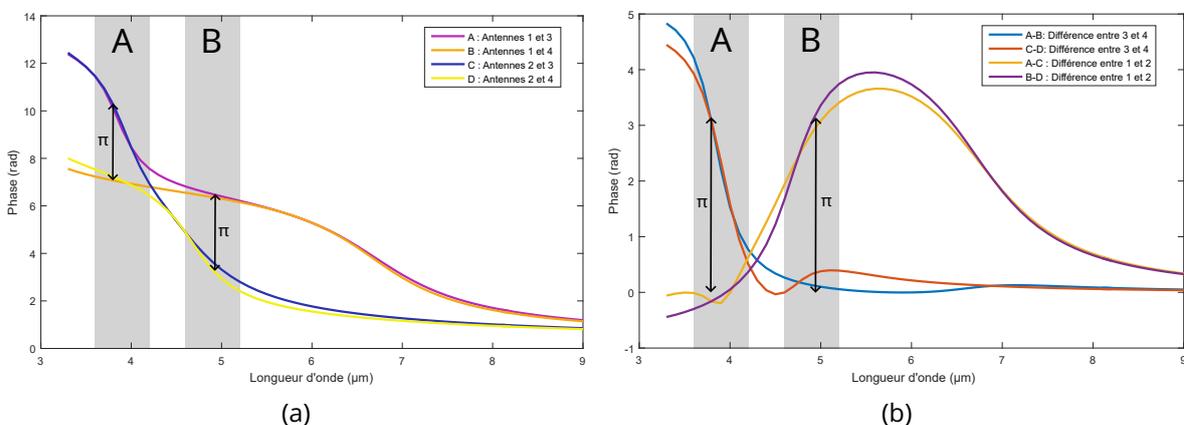


Figure 8.7 – **(a)** Phase en fonction de la longueur d'onde pour les quatre composants unitaires de l'échantillon *Poulpe* en polarisation TM. **(b)** Différence de phase deux à deux en fonction de la longueur d'onde pour les composantes de l'échantillon *Poulpe* en polarisation TM.

D'un point de vue pratique, on notera que le choix de nano-antennes d'épaisseur 50 nm implique une perte de la réflectivité avec une réflectivité particulièrement faible ($R < 0.2$) pour les périodes portant les antennes n°2 (Figure 8.8a). En doublant l'épaisseur des nano-antennes, on augmente la réflectivité (Figure 8.8b) mais on rend le processus de fabrication en salle blanche moins direct. Aussi, pour la démonstration de principe de notre échantillon, nous nous contenterons d'une faible réflectivité.

8.3.2 Caractérisation de l'échantillon

L'échantillon *Poulpe* décrit ci-dessus a été également réalisé au C2N, sur la plate-forme Piment. Après sa fabrication, il a subi différentes caractérisations.

Mesure à l'ellipsomètre infrarouge : Avant l'étape de lithographie, le wafer avec les dépôts d'or et de silice a été mesuré à l'ellipsomètre infrarouge pour déterminer l'épaisseur de SiO₂. Après mesure, la couche de silice est estimée à 406 nm d'épaisseur.

Mesure à l'interféromètre PISTIL : Pour caractériser la phase induite par les antennes MIM de l'échantillon *Poulpe*, j'utilise l'interféromètre PISTIL (selon les modalités décrites dans

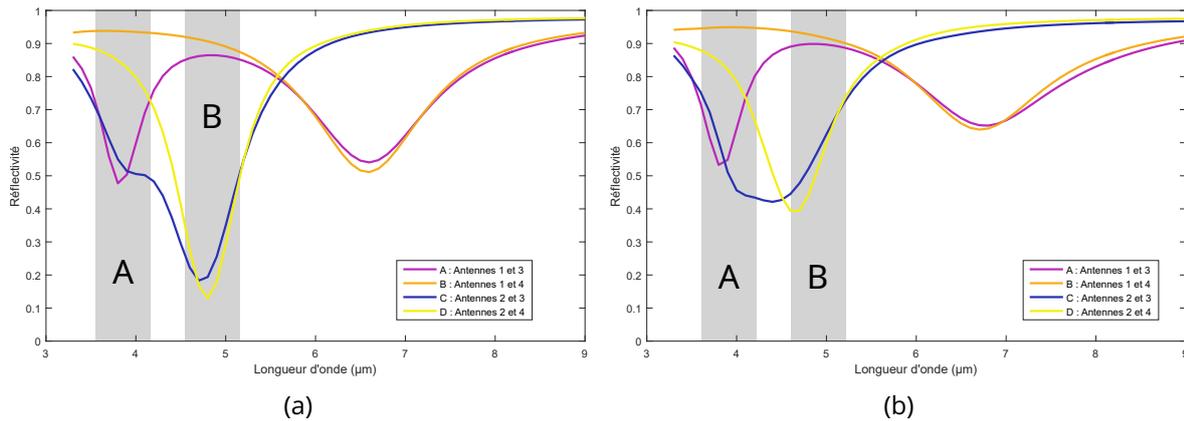


Figure 8.8 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour les quatre composants unitaires de l'échantillon *Poulpe* en polarisation TM **(a)** avec une épaisseur de nano-antenne $h_{Ant} = 50$ nm, **(b)** avec une épaisseur de nano-antenne $h_{Ant} = 100$ nm.

les chapitres précédents), toujours avec une source émettant entre 3.3 et 3.75 μm .

L'échantillon *Poulpe* ne peut pas être placé tel quel dans l'interféromètre, j'ai donc réalisé un échantillon *Pistil-Poulpe* respectant la configuration de type *lot*, et portant douze échantillons nano-structurés contenant les différentes antennes et associations d'antennes de l'échantillon *Poulpe*. Le schéma de la Figure 8.9 présente la configuration de cet échantillon. Les échantillons portant deux antennes par période sont redondants.

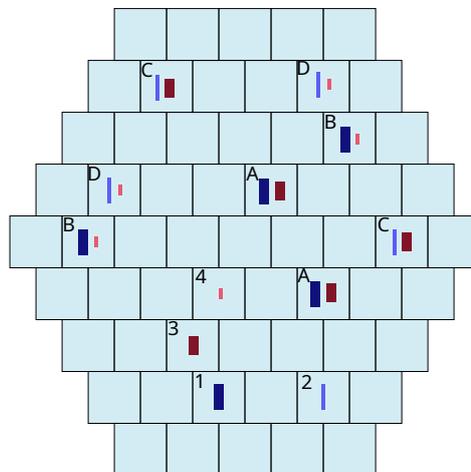


Figure 8.9 – Schéma de l'organisation de l'échantillon *Pistil-Poulpe*

Les résultats sont visibles sur la Figure 8.10. La plupart des antennes ou duo d'antennes ne résonant pas dans la gamme peu étendue de longueurs d'onde de l'OPO, je mesure avant tout des phases plates. Cependant, cette gamme présente l'avantage de garantir des réflectivités élevées ($R > 0.4$) qui favorisent la précision de la mesure. On observe cependant trois résonances : les antennes 3, et les duos d'antennes A et C pour lesquels on mesure également la résonance des antennes 3. Dans les mesures, le début de chaque résonance est reconstruit avec un bon accord entre les simulations et la mesure. On peut donc en conclure que, au moins sur les antennes 3, il n'y a pas d'écart important entre la conception et la fabrication. Par ailleurs, on notera que les quatre échantillons possédant des jumeaux présentent des résultats cohérents.

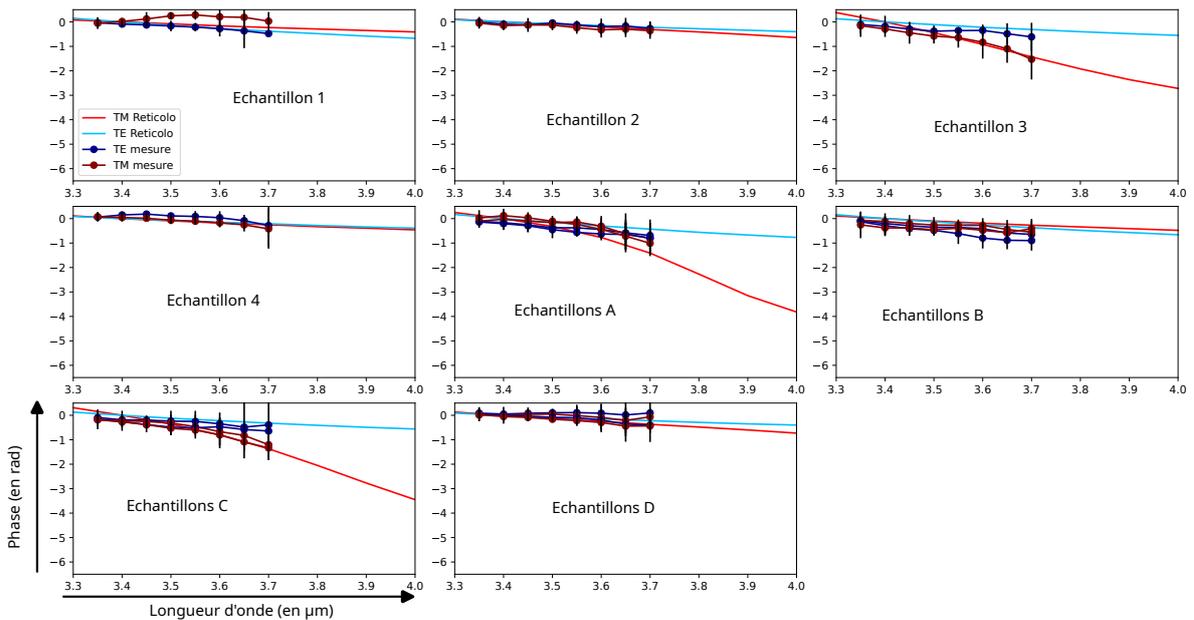


Figure 8.10 – Phase en TM et en TE pour les douze échantillons nanostructurés de l'échantillon *Pistil-Poulpe* mesurée avec l'interféromètre PISTIL. Les lignes en rouge clair et bleu clair représentent les simulations avec le logiciel Reticolo, respectivement en TM et TE. Les lignes en rouge foncé et en bleu foncé représentent les mesures respectivement en TM et TE.

Mesure au FTIR Hyperion : Enfin, les différentes antennes et duos d'antennes de *Poulpe* ont pu également être caractérisées au FTIR Hyperion par une mesure de réflectivité. J'ai continué à utiliser l'échantillon *Pistil-Poulpe* pour cette mesure, cet échantillon présentant l'avantage de posséder de larges aplats d'antennes, rendant la mesure plus aisée, ainsi que de contenir l'ensemble des configurations d'antennes étudiées.

Comme il est possible de le constater sur la Figure 8.11 qui présente, pour les antennes de type A (antennes 1 et antennes 3), la mesure de réflectivité au FTIR ainsi que la simulation associée avec le logiciel Reticolo, l'erreur de fabrication est faible (toujours de l'ordre de 20 nm). Sur cette Figure, on notera les deux pics de résonance correspondant aux pics des antennes 1 et 3.

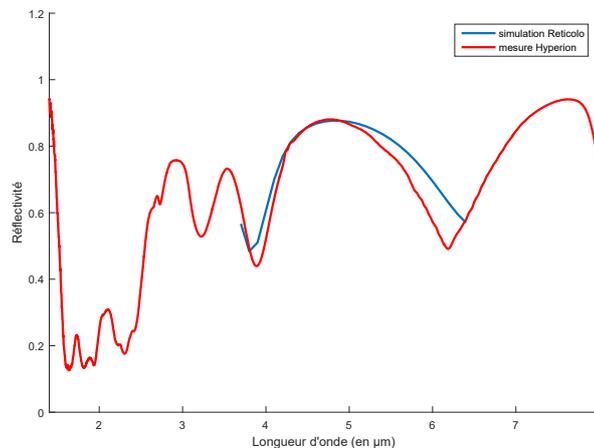


Figure 8.11 – Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon contenant les duos d'antennes 1 et 3 de l'échantillon *Pistil-Poulpe*. La courbe rouge représente la mesure de cette grandeur à l'aide du FTIR Hyperion. La courbe bleue représente sa simulation à l'aide du logiciel Reticolo pour les valeurs nominales de l'échantillon.

8.4 Mesure de la PSF

Maintenant que les dimensions de l'échantillon *Poulpe* sont caractérisées, je cherche à mesurer sa PSF pour étudier l'évolution de cette fonction en longueur d'onde.

8.4.1 Le montage expérimental

L'échantillon *Poulpe* englobe un carré de côté 1 cm. Pour étudier la fonction d'étalement du point (PSF *in english* donc), on place l'échantillon dans le banc optique décrit sur la Figure 8.12 et on étudie la réponse du système à un point source lorsque la longueur d'onde varie.

Le banc optique est composé des éléments suivants :

- la source : il s'agit d'un FTIR Bruker 70v, en fonction step scan permettant d'obtenir pour chaque pixel un spectre en longueurs d'onde entre 3 et 5 μm ;
- une lentille de focalisation : de longueur focale courte (100 mm), elle permet de condenser le flux lumineux sur le trou-source, qui est placé légèrement avant le point focal de cette lentille ;
- le trou-source : il s'agit d'un trou Thorlabs de 150 μm de diamètre. Ce choix est issu d'un compromis entre intensité et cohérence spatiale ;
- une lentille de collimation : de longueur focale de 250 mm, elle permet à la fois d'agrandir le faisceau de telle manière qu'il englobe plusieurs motifs de l'échantillon et de collimater le faisceau avant d'atteindre l'échantillon ;
- le polariseur : il permet d'étudier l'échantillon en polarisation TM ou TE, le comportement des nano-antennes étant dépendant de la polarisation ;
- l'échantillon : placé à l'infini par rapport à la caméra, il est basculé d'un angle de 30° pour permettre l'observation de la PSF sur la caméra. Cette rotation est rendue possible par la tolérance angulaire des antennes MIM ;
- l'objectif : de longueur focale 400 mm, il permet d'imager l'échantillon avec un champ de vue extrêmement faible limitant les sources de lumière parasite.
- la caméra : il s'agit de la même caméra que celle utilisée dans le banc PISTIL, à savoir une caméra refroidie HgCdTe, de pas pixel 15 μm et fonctionnant dans le MWIR.

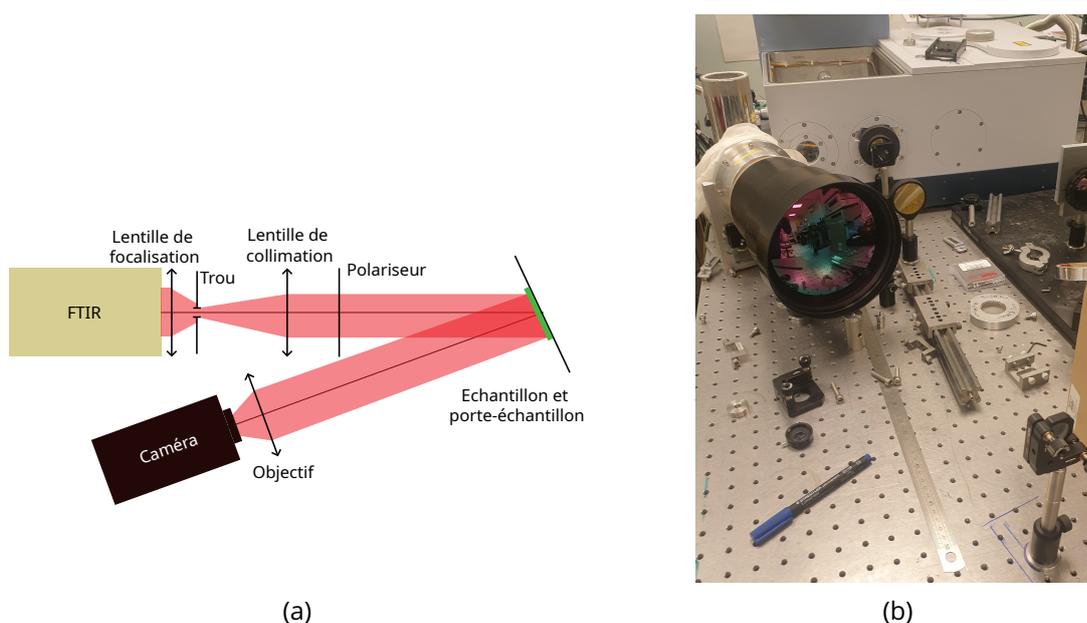


Figure 8.12 – **(a)** Schéma du montage optique de mesure de l'évolution de la PSF en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon *Poulpe*. **(b)** Photo du montage ci-contre.

8.4.2 La PSF mesurée

Avec le montage ci-dessus, on balaie en longueurs d'onde et on obtient les résultats présentés dans la Figure 8.13.

La première observation à faire est que, comme prévu, en polarisation TE, les antennes ne résonnent pas dans la bande II et ainsi la PSF reste ponctuelle et inchangée en longueurs d'onde.

En TM, on voit la PSF évoluer. A $3\ \mu\text{m}$, la PSF est un point, l'échantillon agit comme un miroir. Puis, en allant vers les hautes longueurs d'onde, on voit apparaître les pics latéraux selon le motif du damier à 45° . Cette apparition est progressive mais débute avant la bande A (comme annoncée sur la Figure 8.7b), d'où la nécessité d'utiliser un filtre passe-haut). A $3.8\ \mu\text{m}$, alors que la différence de phase est de π , on distingue clairement les quatre pics mais surtout, on constate la disparition du pic central. A $4\ \mu\text{m}$, la marche de phase n'étant plus exactement de π , le pic central réapparaît. L'intensité des pics décroît avec la marche de phase. Entre les bandes A et B, la marche de phase est nulle, l'échantillon se comporte de nouveau comme un miroir avec une PSF ponctuelle. Enfin, la bande B voit surgir les pics latéraux selon un motif de damier traditionnel. On ne constate pas d'extinction du pic central. Deux hypothèses peuvent être faites sur cette non-disparition : soit on n'atteint jamais une marche de phase de π , soit le diamètre du faisceau incident a augmenté avec la longueur d'onde et englobe l'échantillon ainsi que le wafer adjacent. Ce dernier se comporterait alors comme un miroir et ajouterait le pic central de la PSF observée.

Ainsi, on peut dire que la fonction souhaitée a été réalisée malgré la présence persistante du pic central dans la bande B.

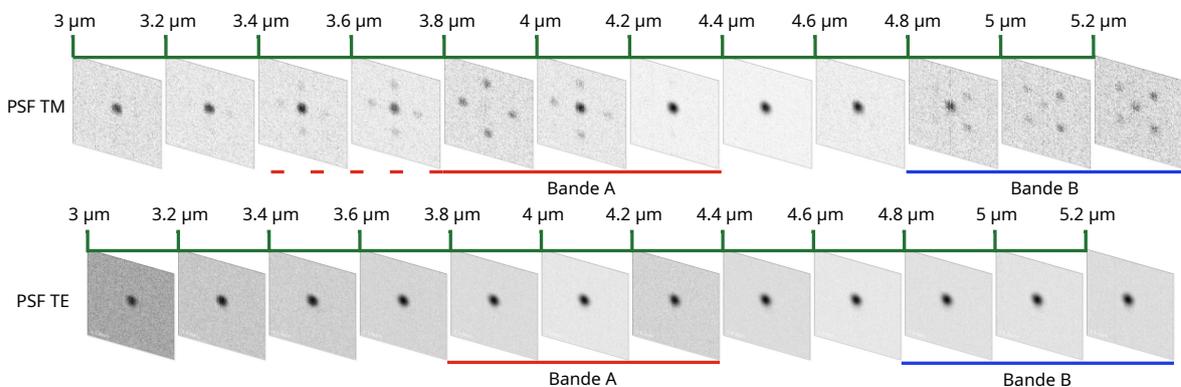


Figure 8.13 – PSF en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM et TE pour l'échantillon *Poulpe*.

8.5 Principe de l'algorithme de déconvolution

Le principe d'acquisition et de traitement de l'image d'un paysage présentant un ou plusieurs points chauds est présenté dans la Figure 8.14. Comme on peut le voir sur ce schéma, l'image du paysage forestier est convoluée à la fois avec la PSF de l'échantillon et avec la fonction de transfert de la caméra choisie. A l'étape traitement, il sera donc nécessaire de mettre en place une méthode de déconvolution. Afin de démontrer le principe de la mise en place de filtre, nous appliquerons une déconvolution dite *par filtrage régressif*, simple et suffisante pour un premier usage. Par la suite, à l'utilisateur poulpien de choisir sa déconvolution préférée.

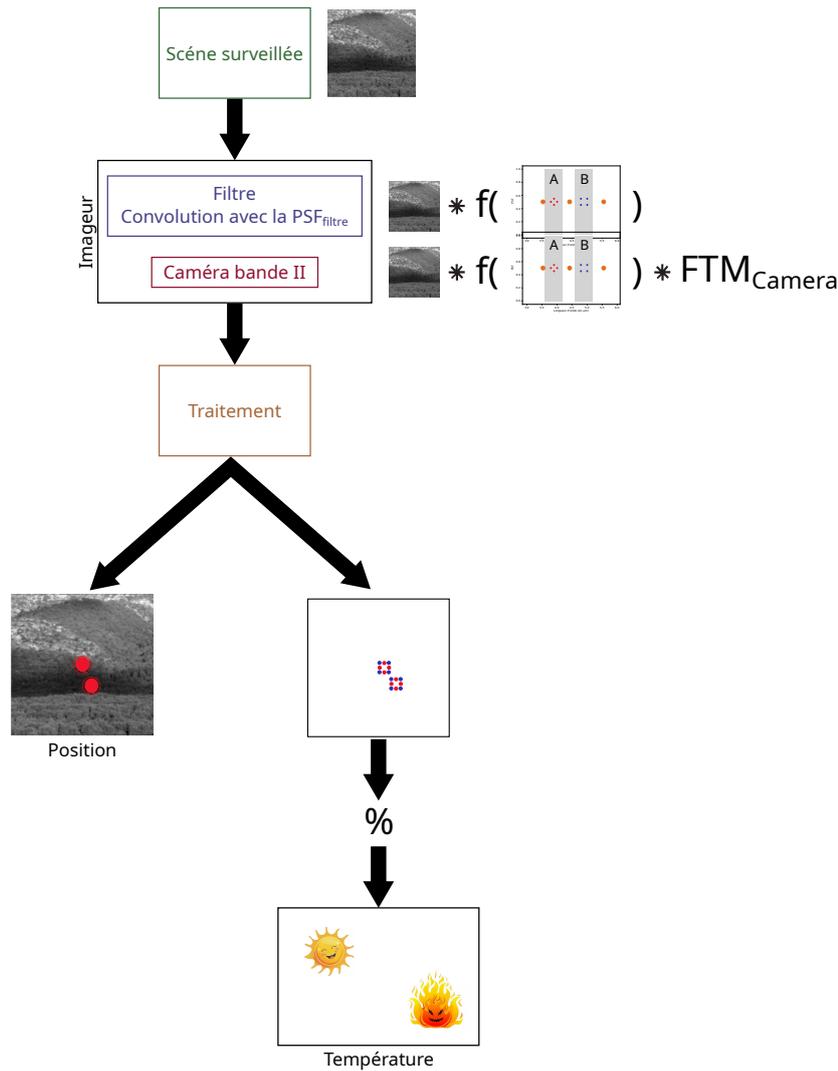


Figure 8.14 – Principe de l’acquisition et du traitement de points chauds non résolus avec le composant *Poulpe*

L’un des a priori nécessaires pour cette déconvolution sera donc une connaissance complète de la réponse du filtre et de la caméra en fonction de la température. En particulier, il sera nécessaire de bien caractériser la réponse du système {caméra + filtre} face à un paysage émettant en moyenne à 300 K.

Pour mieux comprendre le principe du traitement, regardons plus en détail quelques étapes, pour le cas idéal d’une forêt dans laquelle trois points chauds non résolus sont présents et de même gamme de flux que le restant du paysage avec des températures respectives de 300, 900 et 5700 K (Figure 8.15).

Le paysage étudié est présenté dans la Figure 8.15.a., avec les trois points présents (Figure 8.15.b et c.).

Il est ensuite convolué avec la PSF du filtre *Poulpe* et avec celle de la caméra. A cette étape, j’ai donc :

$$I_{tot} = I_{foret} * PSF_{poulpe} * FTM_{camra} \quad (8.2)$$

avec I_{foret} le paysage initial et $PSF_{poulpe}(T) = c_1(T)PSF_{rouge} + c_2(T)PSF_{bleu}$ la PSF dépendante de la température du filtre *Poulpe* et FTM_{camra} la fonction de transfert de modulation de la

caméra. Le résultat de cet opération est présenté sur les Figure [8.15](#)d.

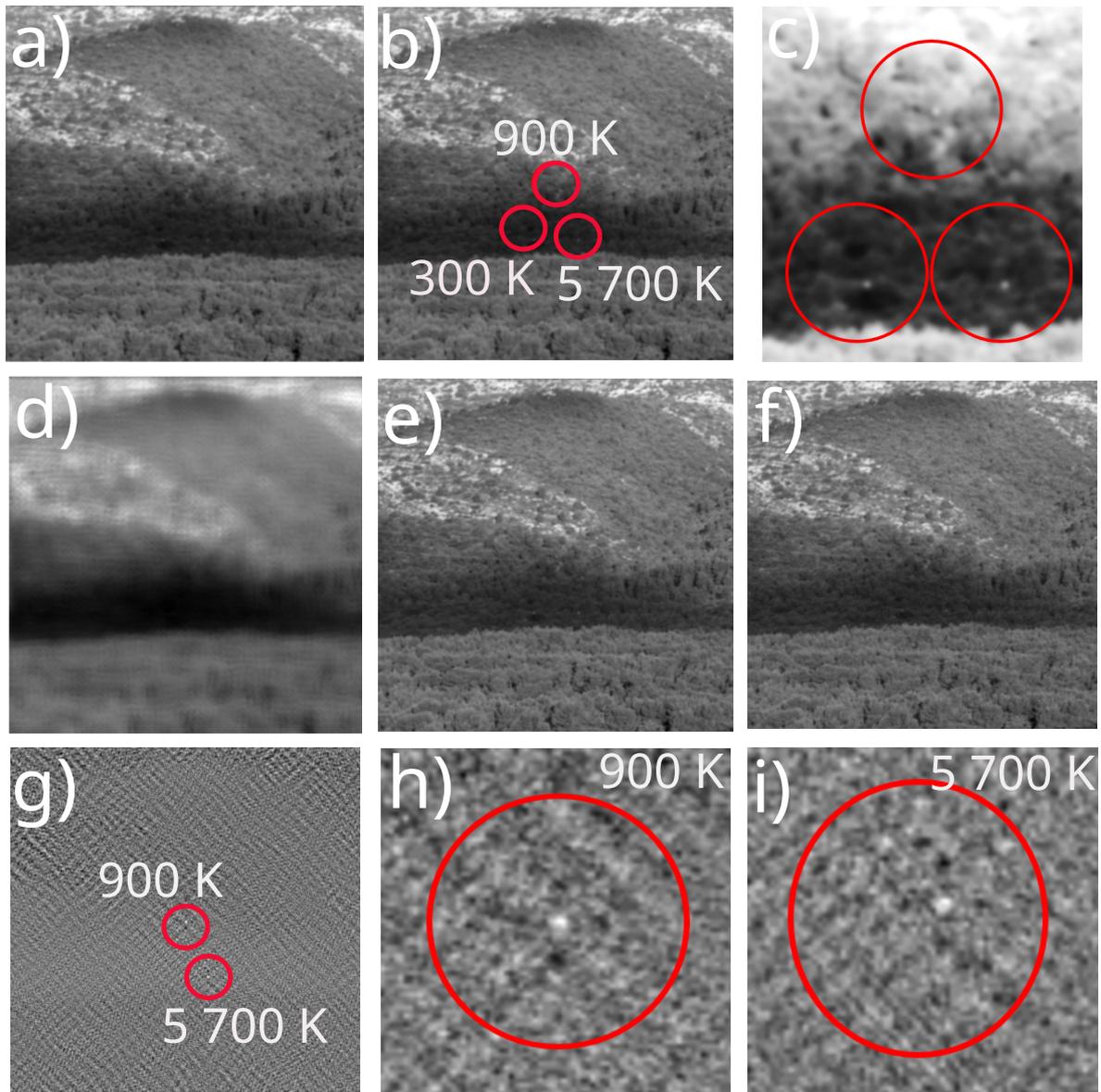


Figure 8.15 – Quelques étapes du traitement d'un paysage forestier acquis avec le filtre *Poulpe* : **(a)** paysage vu par une caméra standard , **(b)** paysage vu par une caméra standard avec les trois points mis en valeur **(c)** zoom de l'image (b) sur les trois points, **(d)** image vue par la caméra Poulpe, **(e)** image déconvoluée de la caméra standard, **(f)** image déconvoluée de la caméra Poulpe avec la PSF prise à la température de 300 K, **(g)** résultat de l'algorithme de déconvolution avec les points exacerbés : le point à 300 K a disparu, on distingue clairement les deux autres points à 900 et 5700 K, **(h)** zoom de la figure (g) sur le point à 900 K, **(i)** zoom de la figure (g) sur le point à 5700 K

Ici s'arrête l'acquisition et commence le traitement. On commence par passer dans l'espace de Fourier :

$$\hat{I}_{tot} = TF(I_{tot}) \quad (8.3)$$

On poursuit en déconvoluant l'image par la PSF de la caméra à 300 K :

$$\hat{I}_{paysage} = \frac{\hat{I}_{tot} \cdot \widehat{PSF}_{camera,300K}^*}{|\widehat{PSF}_{camera,300K}|^2 + \epsilon} \quad (8.4)$$

avec $PSF_{camera,300K}$ la PSF de la caméra idéale à 300 K et $\epsilon > 0$ un réel petit.

Le résultat d'une telle opération sur une caméra standard est présenté sur la Figure 8.15.e, dans l'espace réel.

On applique alors une nouvelle étape de déconvolution pour remonter au paysage de forêt :

$$\hat{I}_{foret\ rec.} = \frac{\hat{I}_{paysage} \cdot \widehat{PSF}_{poulpe,300K}^*}{|\widehat{PSF}_{poulpe,300K}|^2 + \epsilon} \quad (8.5)$$

avec $PSF_{poulpe,300K}$ la PSF du filtre à 300 K.

En revenant dans l'espace réel, on a alors l'image de la Figure 8.15.f. On voit alors qu'on peut imager correctement la forêt mais qu'on distingue difficilement les points chauds.

Aussi, on applique une dernière déconvolution :

$$\hat{I}_{points\ chauds} = \frac{\hat{I}_{paysage} \cdot \widehat{PSF}_{bleu,300K}^*}{|\widehat{PSF}_{poulpe,300K}|^2 + \epsilon} \quad (8.6)$$

On remarque, qu'au numérateur, on n'applique que la PSF de la bande A, afin de *booster* les points de hautes températures.

Le résultat est visible sur les Figure 8.15.g,h,i. On notera que seuls les points à 900 et 5700 K sont visibles. Le point à 300 K a été supprimé avec le reste du paysage lui-même à 300 K. La fonction primordiale de notre caméra est donc réalisée. Il s'agit maintenant de distinguer les deux points chauds restant en fonction de leur température.

Comme on peut le voir sur la Figure 8.16, la PSF induite par un départ de feu, par une réflexion solaire ou par un point à 300 K ne présente pas le même rapport d'intensité entre les points de la PSF bleue et les points de la PSF rouge. C'est ce rapport d'intensité qui doit nous permettre d'estimer la température. On voit qu'il est facile de distinguer la PSF d'un point à 300 K qui est très différente des deux autres. Cependant, il est plus délicat de séparer les deux autres. Il faudra pour cela s'appuyer sur la proportion de chacun de ces corps noirs à émettre dans les bandes A et B.

Le rapport de luminescence est le suivant pour les deux températures que l'on considère :

$$- L_{900K} = 0.57L_A + 0.43L_B$$

$$- L_{5700K} = 0.7L_A + 0.3L_B,$$

ce qui est cohérent avec les images de la Figure 8.16.

Ce traitement théorique est une proposition de l'équipe qui devra être adaptée et améliorée avec des images expérimentales. De nombreuses contraintes n'ont pas été prises en compte, mais nous espérons avoir montré l'esprit d'un traitement plausible permettant de remonter à la fois à la position et à la température des points chauds.

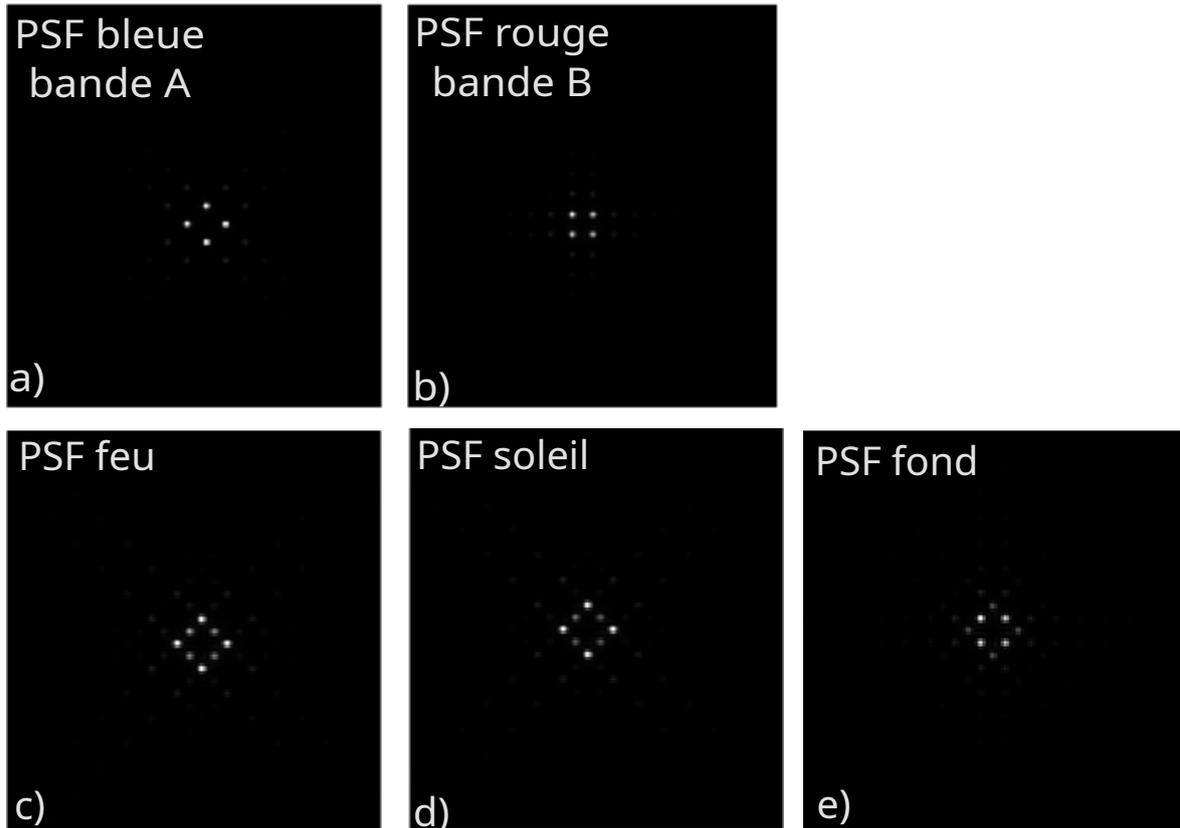


Figure 8.16 – PSF induite par le filtre *Poulpe* pour **(a)** un point émettant à une longueur d’onde comprise dans la bande A, **(b)** un point émettant à une longueur d’onde comprise dans la bande B, **(c)** un départ de feu, **(d)** une réflexion solaire, **(e)** un point à 300 K.

8.6 Perspectives

Avec l’échantillon *Poulpe*, la preuve de concept d’une PSF évolutive avec la longueur d’onde a été démontrée. Mais pour finaliser la réalisation, la conception et l’intégration d’un détecteur de points chauds non résolus, de nombreuses étapes restent à franchir.

Concernant l’échantillon, il faudra commencer par améliorer la réflectivité, par exemple en augmentant l’épaisseur des nano-antennes d’or. Il faudra ensuite réaliser un échantillon pouvant être intégré dans un système, avec des dames plus petites pour qu’un point non résolu arrivant sur l’échantillon puisse englober plusieurs marches de phase.

Concernant la conception, il faudra également réfléchir au système optique. Quelle caméra utiliser? (caméra refroidie, microbolomètre?) Comment imager l’échantillon sur la caméra? (lame séparatrice, échantillon en rotation de 45°,...?) Comment obtenir un champ de vue le plus important possible? (support en rotation, objectif fish-eye, ...?)

Pour répondre à cette dernière interrogation sur le champ de vue, on voit qu’il serait intéressant de disposer d’un échantillon non plan, qui pourrait venir se fixer sur un miroir sphérique, pour former un montage de type fish-eye en réflexion. Les premières métasurfaces optiques sur des surfaces courbes ont déjà été réalisées [161] mais le procédé ne semble pas encore normalisé.

Concernant le traitement, un premier corpus d’images pourra être réalisé en utilisant la

PSF caractérisée directement sur l'échantillon et convoluée avec une image réelle de paysage forestier. De telles images simulées mais avec un fond de réalité pourront servir à affiner le traitement des scènes et notamment à réduire le taux de fausses alarmes.

Il sera ensuite nécessaire de réaliser des tests de détection de points chauds sur des paysages avec des objets de différentes tailles et températures.¹¹

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la preuve de concept d'une métasurface optique portant une fonction évoluant avec la longueur d'onde.¹² Parce qu'elle a été conçue pour fonctionner dans l'Infrarouge thermique, cette fonction permet de distinguer la température de deux points non résolus, assimilés à des corps noirs de flux identiques.

Loin d'être un produit fini, cet exemple d'application à l'optique infrarouge d'une métasurface montre la polyvalence de ces plus si nouveaux matériaux. On voit ainsi qu'ils permettent la création de nouvelles fonctions optiques innovantes et compactes au service de nouveaux instruments.

11. Afin de ne pas mettre le feu au plateau de Saclay, ces tests devront être effectués avec prudence en respectant les consignes de prévention et en évitant les jours secs et venteux.

12. "E pur si muove!", Galilée, 1633, *Citation apocryphe*

Conclusion

Au cours de ma thèse, j'ai étudié des méta-optiques dans l'Infrarouge, en particulier je me suis concentrée sur la mesure expérimentale et directe de la phase de ces structures.

J'ai pu mettre en place un banc interférométrique, PISTIL. J'ai caractérisé ce banc à l'aide d'un miroir segmenté et piloté, avec lequel j'ai montré que je pouvais mesurer des pistons de phase avec une précision de $\lambda/100$ et que cette méthode interférométrique fonctionnait dans le moyen Infrarouge avec les moyens expérimentaux mis en place.

J'ai ensuite étudié trois échantillons nanostructurés présentant des propriétés géométriques différentes. J'ai caractérisé ces échantillons pour connaître avec précision leurs paramètres géométriques afin de pouvoir simuler au mieux leurs réponses optiques, en tenant compte des imperfections de la fabrication.

J'ai pu faire un choix de référence, me permettant d'avoir une mesure auto-référente, en étudiant la phase en fonction de la longueur d'onde et en prenant la première mesure comme mesure de référence. Je me suis également appuyé sur la méthode numérique de relation de clôtures pour quantifier l'erreur de ma mesure.

Forte de ce choix, j'ai pu mesurer avec succès la phase de mes échantillons nanostructurés et démontré les affirmations suivantes : une mesure de phase de nano-antennes dans le moyen Infrarouge est possible, avec une précision de $\lambda/20$ pour un wafer non poli, cette mesure peut se faire pour des antennes placées sur une même période et n'interagissant pas entre elles, et également pour des motifs de phase complexes sans connaissance préalable du motif.

J'ai identifié les limites théoriques et expérimentales de ma mesure et j'ai proposé des axes d'amélioration. J'ai également examiné les perspectives de mon travail en termes de mesures de phase autour de deux axes : étendre la gamme de longueurs d'onde étudiées et étendre le type de métasurfaces étudiées.

Enfin, j'ai pu développer et faire la preuve de concept d'une métasurface dont la réponse percussive dépend de la longueur d'onde. Cette métasurface doit permettre, associée à une caméra, de détecter deux points chauds de températures différentes dans un paysage dans la bande II : selon la température, la fonction d'étalement du point prend la forme d'un point, de quatre points en carré ou de quatre points en carré tourné de 45° . Cette fonction a pu être expérimentalement démontrée. Il resterait maintenant à mesurer deux points chauds dans un paysage.

Bref c'était une histoire de lumière rouge...¹³

13. Anna Le Gall, *Notes pour Mes mémoires*, 2000-2024

Bibliographie

- [1] Omar A. M. Abdelraouf et al. "Recent Advances in Tunable Metasurfaces : Materials, Design, and Applications". In : *ACS Nano* 16.9 (2022), p. 13339-13369.
- [2] V. Akondi et A. Dubra. "Shack-Hartmann wavefront sensor optical dynamic range". In : *Optics Express* 29.6 (2021), p. 8417-8429.
- [3] M. Akram. "Simulation and control of narcissus phenomenon using nonsequential ray tracing. I. Staring camera in 3-5 μm waveband". In : *Applied Optics* 49.6 (2010), p. 964-975.
- [4] Amir Arbabi et al. "Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission". In : *Nature Nanotechnology* 10.11 (nov. 2015), p. 937-943.
- [5] Amir Arbabi et al. "Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations". In : *Nature Communications* 7.1 (2016), p. 13682.
- [6] Jiří Babocký et al. "Quantitative 3D Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces". In : *ACS Photonics* 4.6 (2017), p. 1389-1397.
- [7] G. Baffou. "Quantitative phase microscopy using quadriwave lateral shearing interferometry (QLSI) : principle, terminology, algorithm and grating shadow description". In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 54.29 (2021), p. 294002.
- [8] Fatih Balli, Mansoor A. Sultan et J. Todd Hastings. "Rotationally tunable varifocal 3D metalens". In : *Optics Letters* 46.15 (2021), p. 3548-3551.
- [9] Fatih Balli et al. "An ultrabroadband 3D achromatic metalens". In : *Nanophotonics* 10.4 (2021), p. 1259-1264.
- [10] Cindy Bellanger. "Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser". PhD Thesis. Université Paris Sud, 2010.
- [11] H. Benisty, J-J. Greffet et P. Lalanne. *Introduction to Nanophotonics*. Oxford University Press, 2022.
- [12] M. Boher et al. "Spectrally exclusive phase masks for wavefront coding". In : *Optical Letters* 46.2 (2021), p. 436-439.
- [13] Micke Boher. "Combinaison de nanostructures métalliques pour la réalisation de fonctions optiques dans l'Infrarouge". PhD Thesis. Institut Polytechnique de Paris, 2021.
- [14] P. Bon et al. "Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells". In : *Optics Express* 17.15 (2009), p. 13080-13094.
- [15] Petr Bouchal et al. "Geometric-Phase Microscopy for Quantitative Phase Imaging of Isotropic, Birefringent and Space-Variant Polarization Samples". In : *Scientific Reports* 9.1 (2019), p. 3608.
- [16] Petr Bouchal et al. "High-Resolution Quantitative Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces with Sensitivity down to a Single Nanoantenna". In : *Nano Letters* 19.2 (2019), p. 1242-1250.

- [17] Patrick Bouchon. "Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques". PhD Thesis. Ecole Polytechnique, 2011.
- [18] G. Chanan et al. "Phasing the mirror segments of the Keck telescopes : the broadband phasing algorithm". In : *Applied Optics* 37.1 (1998), p. 140-155.
- [19] J-C. Chanteloup. "Multiple-wave lateral shearing interferometry for wave-front sensing". In : *Applied Optics* 44.9 (2005), p. 1559-1571.
- [20] Chen Chen et al. "A Broadband Multi-Channel Metasurface for Decoupling of Phase and Polarization". In : *Advanced Optical Materials* (2024), p. 2401431.
- [21] Enguo Chen et al. "Broadband beam collimation metasurface for full-color micro-LED displays". In : *Optics Express* 32.6 (2024), p. 10252-10264.
- [22] Guanghao Chen et al. "Infrared color-sorting metasurfaces". In : *Nanoscale* 16.30 (2024), p. 14490-14497.
- [23] Junyao Chen et al. "Switchable large-angle beam splitter based on a continuous metasurface in the near-infrared region". In : *Optics Communications* 559 (2024), p. 130397.
- [24] Mu Ku Chen et al. "Meta-Lens in the Sky". In : *IEEE Access* 10 (2022), p. 46552-46557.
- [25] Wei Ting Chen et al. "A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible". In : *Nature Nanotechnology* 13.3 (2018), p. 220-226.
- [26] Wei Ting Chen et al. "A broadband achromatic polarization-insensitive metalens consisting of anisotropic nanostructures". In : *Nature Communications* 10.1 (2019), p. 355.
- [27] Wei Ting Chen et al. "Dispersion-engineered metasurfaces reaching broadband 90% relative diffraction efficiency". In : *Nature Communications* 14.1 (2023), p. 2544.
- [28] Y-Y. Cheng et J. Wyant. "Two-wavelength phase shifting interferometry". In : *Applied Optics* 23.24 (1984), p. 4539-4543.
- [29] P. Chevalier et al. "Absorbing metasurface created by diffractionless disordered arrays of nanoantennas". In : *Applied Physics Letters* 107.25 (2015), p. 251108.
- [30] Maxime Deprez. "Moyen de métrologie pour la conception et l'évaluation de chaînes lasers hyper intenses utilisant la recombinaison décohérente de lasers élémentaires". PhD Thesis. Université Paris-Saclay, 2018.
- [31] Fei Ding, Anders Pors et Sergey I. Bozhevolnyi. "Gradient metasurfaces : a review of fundamentals and applications". In : *Reports on Progress in Physics* 81.2 (2017), p. 026401.
- [32] Yunxi Dong et al. "Achromatic Single Metalens Imaging via Deep Neural Network". In : *ACS Photonics* 11.4 (2024), p. 1645-1656.
- [33] V P Drachev et al. "Experimental verification of an optical negative-index material". In : *Laser Physics Letters* 3.1 (2006), p. 49-55.
- [34] Qingbin Fan et al. "A high numerical aperture, polarization-insensitive metalens for long-wavelength infrared imaging". In : *Applied Physics Letters* 113.20 (2018), p. 201104.
- [35] MohammadSadegh Faraji-Dana et al. "Compact folded metasurface spectrometer". In : *Nature Communications* 9.1 (2018), p. 4196.
- [36] Patrice Genevet et al. "Recent advances in planar optics : from plasmonic to dielectric metasurfaces". In : *Optica* 4.1 (2017), p. 139-152.
- [37] P. Genevet et al. "Recent advances in planar optics : from plasmonic to dielectric metasurfaces". In : *Optica* 4.1 (2017), p. 139-152.
- [38] P. de Groot. "Phase Shifting Interferometry". In : *Optical Measurement of Surface Topography*. Springer, 2011.

- [39] Fei He et al. "Coherently switching the focusing characteristics of all-dielectric metalenses". In : *Optics Express* 30.15 (2022), p. 27683-27693.
- [40] Houjin He et al. "Multifunctional all-dielectric metasurface quarter-wave plates for polarization conversion and wavefront shaping". In : *Optics Letters* 47.10 (2022), p. 2478-2481.
- [41] Weilin He et al. "Mid-infrared large-aperture metalens design verification and double-layer micro-optical system optimization". In : *Optical Materials Express* 14.5 (2024), p. 1321-1335.
- [42] Yongli He, Boxiang Song et Jiang Tang. "Optical metalenses : fundamentals, dispersion manipulation, and applications". In : *Frontiers of Optoelectronics* 15.1 (2022), p. 24.
- [43] Yu Horie et al. "Visible Wavelength Color Filters Using Dielectric Subwavelength Gratings for Backside-Illuminated CMOS Image Sensor Technologies". In : *Nano Letters* 17.5 (2017), p. 3159-3164.
- [44] J. Howard et I. Abel. "Narcissus : reflections on retroreflections in thermal imaging systems". In : *Applied Optics* 21.18 (1982), p. 3393-3397.
- [45] Wei-Lun Hsu et al. "Review of Metasurfaces and Metadevices : Advantages of Different Materials and Fabrications". In : *Nanomaterials* 12.12 (2022), p. 1973.
- [46] Tie Hu et al. "Design of mid-wave infrared achromatic double-layer metalens with enhanced efficiency". In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 57.35 (2024), p. 355103.
- [47] Yufeng Hu et al. "Dielectric metasurface zone plate for the generation of focusing vortex beams". In : *PhotoniX* 2.1 (2021), p. 10.
- [48] Luocheng Huang et al. "Broadband thermal imaging using meta-optics". In : *Nature Communications* 15.1 (2024), p. 1662.
- [49] Luocheng Huang et al. "Long wavelength infrared imaging under ambient thermal radiation via an all-silicon metalens". In : *Optical Materials Express* 11.9 (2021), p. 2907-2914.
- [50] Yijia Huang et al. "Reconfigurable phase-change metasurfaces from efficient wavefront manipulation to perfect absorption". In : *Journal of Materials Science* 57.9 (2022), p. 5426-5437.
- [51] J.-P. Hugonin et P. Lalanne. "RETICOLO software for grating analysis". In : *ArXiv* (2023).
- [52] Isma Javed et al. "Broad-Band Polarization-Insensitive Metasurface Holography with a Single-Phase Map". In : *ACS Applied Materials & Interfaces* 14.31 (10 août 2022), p. 36019-36026.
- [53] Dongmin Jeon et al. "Recent advancements of metalenses for functional imaging". In : *Nano Convergence* 10.1 (2023), p. 24.
- [54] Chunqi Jin et al. "Dielectric metasurfaces for distance measurements and three-dimensional imaging". In : *Advanced Photonics* 1.3 (2019), p. 036001.
- [55] L. Jin et al. "Based on Narcissus of radiometric calibration technology". In : *2015 International Conference on Optical Instruments and Technology : Optical Systems and Modern Optoelectronic Instruments* 9618 (2015), p. 99-104.
- [56] E. Karimi et al. "Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface". In : *Light : Science And Applications* 3.5 (2014), e167.
- [57] Yachen Ke et al. "High-efficiency metalens-based compact multispectral variable spectrometer". In : *Applied Optics* 62.6 (2023), p. 1456-1461.
- [58] Samira Khadir et al. "Metasurface Optical Characterization Using Quadriwave Lateral Shearing Interferometry". In : *ACS Photonics* 8.2 (2021), p. 603-613.

- [59] Ata Ur Rahman Khalid et al. "All-dielectric metasurface designs for spin-tunable beam splitting via simultaneous manipulation of propagation and geometric phases". In : *Optics Express* 30.8 (2022), p. 13459-13468.
- [60] Svetlana Nikolaevna Khonina, Muhammad Ali Butt et Nikolay Lvovich Kazanskiy. "A Review on Reconfigurable Metalenses Revolutionizing Flat Optics". In : *Advanced Optical Materials* 12.14 (2024), p. 2302794.
- [61] Changhyun Kim et al. "Freeform metasurface color router for deep submicron pixel image sensors". In : *Science Advances* 10.22 (2024), eadn9000.
- [62] K. Kinnstaeter et al. "Accuracy of phase shifting interferometry". In : *Applied Optics* 27.24 (1988), p. 5082-5089.
- [63] Jiwoo Ko et al. "Metasurface-Embedded Contact Lenses for Holographic Light Projection". In : *Advanced Science* (2024).
- [64] Pavel Kolman et Radim Chmelík. "Coherence-controlled holographic microscope". In : *Optics Express* 18.21 (2010), p. 21990-22004.
- [65] P. Lalanne et al. "Structural Slow Waves : Parallels between Photonic Crystals and Plasmonic Waveguides". In : *ACS Photonics* 6.1 (2019), p. 4-17.
- [66] P. Lalanne et al. "Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelle gratings". In : *Optics Letters* 23.14 (1998), p. 1081-1083.
- [67] R.G. Lane et M. Tallon. "Wave-front reconstruction using a Shack–Hartmann sensor". In : *Applied Optics* 31.32 (1992), p. 6902-6908.
- [68] Quentin Levesque. "Conception de micro-optiques par structuration sub-longueur d'onde." PhD Thesis. Ecole Polytechnique, 2014.
- [69] Junwei Li et al. "Largest aperture metalens of high numerical aperture and polarization independence for long-wavelength infrared imaging". In : *Optics Express* 30.16 (2022), p. 28882-28891.
- [70] Menghan Li et al. "All-Dielectric Metasurface Lenses for Achromatic Imaging Applications". In : *Nanoscale Research Letters* 17.1 (2022), p. 81.
- [71] Dingpeng Liao et al. "Flat-field superoscillation metalens". In : *Photonics Research* 10.8 (2022), p. 1924-1930.
- [72] Hung-I. Lin et al. "Wide-Field-of-View, Large-Area Long-Wave Infrared Silicon Metalenses". In : *ACS Photonics* 11.5 (2024), p. 1943-1949.
- [73] Yu Lin et al. "High-Efficiency Optical Sparse Aperture Metalens Based on GaN Nanobrick Array". In : *Advanced Optical Materials* 10.22 (2022), p. 2102756.
- [74] Mingze Liu et al. "Achromatic and Coma-Corrected Hybrid Meta-Optics for High-Performance Thermal Imaging". In : *Nano Letters* 24.25 (2024), p. 7609-7615.
- [75] Mingze Liu et al. "Polarization-independent infrared micro-lens array based on all-silicon metasurfaces". In : *Optics Express* 27.8 (15 avr. 2019), p. 10738-10744.
- [76] Qi Liu et al. "Parallel beam splitting based on gradient metasurface : from classical to quantum". In : *Optics Express* 32.18 (2024), p. 31389-31404.
- [77] Qiyao Liu et al. "Incomplete Phase Metasurface for Wavefront Reconstruction". In : *ACS Photonics* 10.8 (2023), p. 2563-2569.
- [78] Dina Ma et al. "Deep-Learning Enabled Multicolor Meta-Holography". In : *Advanced Optical Materials* 10.15 (2022), p. 2102628.
- [79] M. Mansuripur. *Classical Optics and Its Applications*. Cambridge University Press, 2002.

- [80] K.W. Mayhew. "New Thermodynamics : Temperature, Sun's Insolation, Thermal, and Blackbody Radiation". In : *European Journal of Engineering and Technology Research* 5.3 (2020), p. 264-270.
- [81] Masashi Miyata et al. "Full-color-sorting metalenses for high-sensitivity image sensors". In : *Optica* 8.12 (2021), p. 1596.
- [82] S.-W. Moon et al. "Tutorial on metalenses for advanced flat optics : Design, fabrication, and critical considerations". In : *Journal of Applied Physics* 131.9 (2022).
- [83] Ivan Moreno. "Optics of the metalens". In : *European Journal of Physics* 43.6 (2022), p. 065302.
- [84] Yousaf Murtaza Rind et al. "Broadband multifunctional metasurfaces enabling polarization multiplexed focused vortex array generation". In : *Materials Today Communications* 38 (2024), p. 107648.
- [85] Magalie Nicolle. "Analyse de front d'onde pour les optiques adaptatives de nouvelle génération : optiques adaptatives à large champ et optique adaptative extrême". PhD Thesis. Université Paris XI, 2006.
- [86] Kevin O'Brien et al. "Reflective interferometry for optical metamaterial phase measurements". In : *Optics Letters* 37.19 (2012), p. 4089.
- [87] S. Ogawa et M. Kimata. "Metal-Insulator-Metal-Based Plasmonic Metamaterial Absorbers at Visible and Infrared Wavelengths : A Review". In : *Materials* 11.3 (2018), p. 458.
- [88] Adam J. Ollanik et al. "Characterization of Dynamic and Nanoscale Materials and Metamaterials with Continuously Referenced Interferometry". In : *Advanced Optical Materials* 7.24 (2019), p. 1901128.
- [89] Kai Ou et al. "Broadband Achromatic Metalens in Mid-Wavelength Infrared". In : *Laser & Photonics Reviews* 15.9 (2021), p. 2100020.
- [90] Xiangnian Ou et al. "Tunable Polarization-Multiplexed Achromatic Dielectric Metalens". In : *Nano Letters* 22.24 (2022), p. 10049-10056.
- [91] Laura Paggi. "Application de nano-résonateurs optiques à la conception d'un capteur spécifique de spectroscopie infrarouge". PhD Thesis. Université Paris Saclay, 2024.
- [92] R.G. Paxman et J.R. Fienup. "Optical misalignment sensing and image reconstruction using phase diversity". In : *JOSA A* 5.6 (1988), p. 914-923.
- [93] R.G. Paxman, T.J. Schulz et J.R. Fienup. "Joint estimation of object and aberrations by using phase diversity". In : *JOSA A* 7.7 (1992), p. 1072-1085.
- [94] C. Peng et al. "Circular-aperture Modified Hartmann Mask for quadriwave lateral shearing interferometry". In : *Optics Communications* 451 (2019), p. 86-96.
- [95] Yuyan Peng et al. "Metalens in Improving Imaging Quality : Advancements, Challenges, and Prospects for Future Display". In : *Laser & Photonics Reviews* 18.4 (2024), p. 2300731.
- [96] J.H. Pikul et al. "Stretchable surfaces with programmable 3D texture morphing for synthetic camouflaging skins". In : *Science* 358.3660 (2017), p. 210-214.
- [97] Samuel Pinilla et al. "Miniature color camera via flat hybrid meta-optics". In : *Science Advances* 9.21 (2023), eadg7297.
- [98] A. Pinto et al. "New interferometric technique for piston measurement in segmented mirrors". In : *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* 4.6 (2002), S369.
- [99] C. Pizarro et al. "Design of an interferometric system for the measurement of phasing errors in segmented mirrors". In : *Applied Optics* 41.22 (2002), p. 4562-4570.
- [100] J. Primot et C. Bellanger. "Comprendre l'interférométrie à décalage multilatéral". In : *Photoniques* 123 (2023), p. 50-54.

- [101] J. Primot et N. Guérineau. "Extended Hartmann test based on the pseudoguiding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard". In : *Applied Optics* 39.31 (2000), p. 5715-5720.
- [102] J. Primot et L. Sogno. "Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer". In : *J. Opt. Soc. Am. A* 12.12 (1995), p. 2679-2685.
- [103] Thomas Rousseaux. "Métrologie de surfaces d'onde pour la combinaison cohérente de faisceaux laser par la technique PISTIL (Piston and Tilt interferometry)". PhD Thesis. Université Paris-Saclay, 2024.
- [104] Bastien Rouze. "Interférométrie PISTIL pour le diagnostic de la combinaison cohérente de sources lasers fibrées". PhD Thesis. Université Paris-Saclay, 2021.
- [105] Benjamin J. Russell et al. "Mid-infrared spectral reconstruction with dielectric metasurfaces and dictionary learning". In : *Optics Letters* 47.10 (2022), p. 2490-2493.
- [106] C. Sauvan, P. Lalanne et M.-S. Lee. "Broadband blazing with artificial dielectrics". In : *Optics Letters* 29.29 (2004), p. 1539-1595.
- [107] Sebastian A. Schulz et al. "Roadmap on photonic metasurfaces". In : *Applied Physics Letters* 124.26 (2024), p. 260701.
- [108] Mikhail Y. Shalaginov et al. "Single-Element Diffraction-Limited Fisheye Metalens". In : *Nano Letters* 20.10 (2020), p. 7429-7437.
- [109] Dongzhi Shan et al. "Bandpass Filter Integrated Metalens Based on Electromagnetically Induced Transparency". In : *Nanomaterials* 12.13 (jan. 2022), p. 2282.
- [110] Dongzhi Shan et al. "Design of the all-silicon long-wavelength infrared achromatic metalens based on deep silicon etching". In : *Optics Express* 30.8 (2022), p. 13616-13629.
- [111] Ko-Han Shih et C. Kyle Renshaw. "Broadband metasurface aberration correctors for hybrid meta/refractive MWIR lenses". In : *Optics Express* 30.16 (2022), p. 28438-28453.
- [112] Naitao Song et al. "Broadband Achromatic and Polarization Insensitive Focused Optical Vortex Generator Based on Metasurface Consisting of Anisotropic Nanostructures". In : *Frontiers in Physics* 10 (2022).
- [113] Qinghua Song et al. "Printing polarization and phase at the optical diffraction limit : near- and far-field optical encryption". In : *Nanophotonics* 10.1 (2020), p. 697-704.
- [114] Léna Soun. "Exaltation d'effets non linéaires dans des métasurfaces à multi-résonances accordées". PhD Thesis. Ecole Polytechnique, 2020.
- [115] J.R. Stearns et al. "Airborne infrared observations and analyses of a large forest fire". In : *Applied Optics* 25.15 (1986), p. 2554-2562.
- [116] A.L. Stubbs et C.W. Stubbs. "Spectral discrimination in color blind animals via chromatic aberration and pupil shape". In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 113.29 (2016), p. 8206-8211.
- [117] Mansoor A. Sultan et al. "Hybrid metasurfaces for simultaneous focusing and filtering". In : *Optics Letters* 46.2 (2021), p. 214-217.
- [118] Susan Thomas et al. "Metaoptics for aberration correction in microendoscopy". In : *Optics Express* 32.6 (2024), p. 9686-9698.
- [119] Florin Toadere et Cosmin Farcău. "Plasmonic structurally colored surfaces with metal film over microsphere lattices". In : *Optical Materials* 156 (2024), p. 115936.
- [120] B. Toulon et al. "Step-selective measurement by grating-based lateral shearing interferometry for segmented telescopes". In : *Optics Communication* 279.2 (2007), p. 240-243.
- [121] Bruno Toulon. "La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral". PhD Thesis. Université Paris XI, 2009.

- [122] Naqeeb Ullah, Ruizhe Zhao et Lingling Huang. "Recent Advancement in Optical Meta-surface : Fundament to Application". In : *Micromachines* 13.7 (2022), p. 1025.
- [123] Laura Valencia Molina et al. "Enhanced Infrared Vision by Nonlinear Up-Conversion in Nonlocal Metasurfaces". In : *Advanced Materials* 36.31 (2024), p. 2402777.
- [124] S. Velghe et al. "Wave-front reconstruction from multidirectional phase derivatives generated by multilateral shearing interferometers". In : *Optics Letters* 30.30 (2005), p. 245-247.
- [125] S. Velghe et al. "Wave-front reconstruction from multidirectional phase derivatives generated by multilateral shearing interferometers". In : *Optics Letters* 30.3 (2005), p. 245-247.
- [126] Sébastien Vievard. "Développement et validation d'un analyseur de surface d'onde en plan focal pour instruments multi-pupilles". PhD Thesis. Université Pierre et Marie Curie, 2017.
- [127] Andrea Vogliardi et al. "Design, fabrication, and test of bi-functional metalenses for the spin-dependent OAM shift of optical vortices". In : *Frontiers in Physics* 12 (2024).
- [128] Andrea Vogliardi et al. "Dual-functional metalenses for the polarization-controlled generation of focalized vector beams in the telecom infrared". In : *Scientific Reports* 13.1 (2023), p. 10327.
- [129] Jiadi Wang et al. "Aberration-corrected wide wavelength range spectrum dispersion element based on the Pancharatnam-Berry metasurface". In : *Optics Continuum* 3.8 (2024), p. 1400-1410.
- [130] Shuming Wang et al. "A broadband achromatic metalens in the visible". In : *Nature Nanotechnology* 13.3 (2018), p. 227-232.
- [131] Zhenghao Wang et al. "Progress in design, nanofabrication and performance of metalenses". In : *Journal of Optics* (2021).
- [132] Qunshuo Wei et al. "Rotational Multiplexing Method Based on Cascaded Metasurface Holography". In : *Advanced Optical Materials* 10.8 (2022), p. 2102166.
- [133] D. Wen et al. "Helicity multiplexed broadband metasurface holograms". In : *Nature Communications* 6.1 (2015), p. 8241.
- [134] Anna Wirth-Singh et al. "Large field-of-view thermal imaging via all-silicon meta-optics". In : *Applied Optics* 62.20 (2023), p. 5467-5474.
- [135] Boqi Wu et al. "Mid-infrared free space wavelength beam splitter based on dual frequency reflective metalens". In : *Japanese Journal of Applied Physics* 61.8 (2022), p. 080901.
- [136] Chunsheng Xia et al. "A polarization-insensitive infrared broadband achromatic metalens consisting of all-silicon anisotropic microstructures". In : *Applied Physics Letters* 121.16 (2022), p. 161701.
- [137] X. Xie et al. "All-metallic geometric metasurfaces for broadband and high-efficiency wavefront manipulation". In : *Nanophotonics* 9.10 (2020), p. 3209-3215.
- [138] Bo Xiong et al. "Deep Learning Design for Multiwavelength Infrared Image Sensors Based on Dielectric Freeform Metasurface". In : *Advanced Optical Materials* 12.10 (2024), p. 2302200.
- [139] Lingyi Xu et al. "Double-Band Metasurface Infrared Optics for Integrated Multichannel Spectral Sensors". In : *IEEE Sensors Journal* 23.9 (mai 2023), p. 10149-10158.
- [140] Ping Xu et al. "Long-infrared dual-wavelength linear-polarization-multiplexed confocal metalens based on an all-silicon dielectric". In : *Optics Express* 31.16 (2023), p. 26685-26696.

- [141] Shengyao Xu et al. "End-to-end optimization of single-shot monocular metasurface camera for RGBD imaging". In : *Optics Communications* 566 (2024), p. 130691.
- [142] W. Xu et al. "Monocrystalline silicon metasurfaces enabled aperture-robust reconstructive spectrometer for visible light". In : *Applied Physics Letters* 124.10 (2024).
- [143] Fan Yang et al. "Reconfigurable Parfocal Zoom Metalens". In : *Advanced Optical Materials* 10.17 (2022), p. 2200721.
- [144] Jingyu Yang et al. "Transformation of Longitudinally Customizable Curved Vector Vortex Beams Using Dielectric Metasurface". In : *Laser & Photonics Reviews* (2024), p. 2400226.
- [145] Gwanho Yoon et al. "Printable Nanocomposite Metalens for High-Contrast Near-Infrared Imaging". In : *ACS Nano* 15.1 (2021), p. 698-706.
- [146] Gwanho Yoon et al. "Recent progress on metasurfaces : applications and fabrication". In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 54.38 (2021), p. 383002.
- [147] H. Yu et al. "Dispersion engineering of metalenses". In : *Applied Physics Letters* 123.24 (2023).
- [148] N. Yu et al. "Light Propagation with Phase Discontinuities : Generalized Laws of Reflection and Refraction". In : *Sciences* 334.6054 (2011), p. 333-337.
- [149] Nanfang Yu et Federico Capasso. "Flat optics with designer metasurfaces". In : *Nature Materials* 13.2 (2014), p. 139-150.
- [150] Nanfang Yu et al. "Light Propagation with Phase Discontinuities : Generalized Laws of Reflection and Refraction". In : *Science* 334.6054 (2011), p. 333-337.
- [151] Ye Yuan et al. "A Broadband Achromatic Dielectric Planar Metalens in Mid-IR Range". In : *Photonic Sensors* 13.1 (2022), p. 230126. issn : 2190-7439.
- [152] Song Yue et al. "All-silicon polarization-independent broadband achromatic metalens designed for the mid-wave and long-wave infrared". In : *Optics Express* 31.26 (2023), p. 44340-44352.
- [153] Shifei Zhang et al. "Recent Advances and Prospects of Optical Metasurfaces". In : *ACS Photonics* (2023).
- [154] Shuang Zhang et al. "Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials". In : *Physical Review Letters* 95.13 (2005), p. 137404.
- [155] Xue Zhang et al. "Switchable Diffraction Pattern Based on Cascaded Metasurfaces". In : *Laser & Photonics Reviews* 18.5 (2024), p. 2300887.
- [156] Maoxiong Zhao et al. "Phase characterisation of metalenses". In : *Light : Science & Applications* 10.1 (2021), p. 52.
- [157] Ruizhe Zhao et al. "Controllable Polarization and Diffraction Modulated Multi-Functionality Based on Metasurface". In : *Advanced Optical Materials* 10.8 (2022), p. 2102596.
- [158] Hanyu Zheng et al. "Compound Meta-Optics for Complete and Loss-Less Field Control". In : *ACS Nano* 16.9 (2022), p. 15100-15107.
- [159] Yongjian Zheng et al. "Broadband Achromatic Metalens in the Long-Wave Infrared Regime". In : *IEEE Photonics Journal* 15.2 (2023), p. 1-7.
- [160] Rongxuan Zhong et al. "High-Efficiency Integrated Color Routers by Simple Identical Nanostructures for Visible and Near-Infrared Wavelengths". In : *Photonics* 10.5 (2023), p. 536.
- [161] Y. Zhou et al. "Flexible Metasurfaces for Multifunctional Interfaces". In : *ACS Nano* 18.4 (2024), p. 2685-2707.

-
- [162] W. Zou et Z. Zhang. "Generalized wave-front reconstruction algorithm applied in a Shack–Hartmann test". In : *Applied Optics* 2.2 (2000), p. 250-268.
- [163] Yongtu Zou et al. "A Mid-Infrared Perfect Metasurface Absorber with Tri-Band Broad-band Scalability". In : *Nanomaterials* 14.15 (2024), p. 1316.
- [164] Xixian Zu et al. "Versatile optical beam routers based on inversely designed supercell metagratings". In : *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* 52 (2022), p. 101075.
- [165] Haijie Zuo et al. "High-Efficiency All-Dielectric Metalenses for Mid-Infrared Imaging". In : *Advanced Optical Materials* 5.23 (2017), p. 1700585.

Correction du piston, du tilt et du tip global

Dans le chapitre 3, j'ai présenté une méthode de correction du tip/tilt global. Je voudrais en présenter ici une autre, s'appuyant sur la décomposition en valeur singulière de la matrice D ¹.

En effectuant une décomposition en valeur singulière de la matrice D , on peut écrire :

$$D = U.S.V^* \quad (\text{A.1})$$

avec :

- U : la matrice contenant les vecteurs singuliers à gauche de D , qui forment une base orthonormée,
- V^* : la transposée hermitienne de la matrice V , qui contient les valeurs singulières à droite de D , qui forment également une base orthonormée,
- S : la matrice diagonale dont les coefficients diagonaux contiennent les valeurs singulières de D .

On voit donc qu'il est possible d'utiliser les vecteurs singuliers de D , comme une base et de projeter le vecteur Φ , contenant l'ensemble des phases reconstruites, sur cette base. Ainsi, on aura :

$$\Phi = \sum_{i=0}^N C_i \cdot \vec{v}_i = C_0 \vec{v}_0 + C_1 \vec{v}_1 + C_2 \vec{v}_2 + C_3 \vec{v}_3 + \dots + C_N \vec{v}_N \quad (\text{A.2})$$

avec :

- Φ : le vecteur contenant l'ensemble des phases reconstruites,
- N : le nombre de segments considérés,
- $\forall i \in [[0, N]]$, $C_i = \Phi \cdot \vec{v}_i$: les coefficients modaux du vecteur Φ dans la base des vecteurs singuliers de D ,
- $\forall i \in [[0, N]]$, \vec{v}_i : les vecteurs singuliers de D .

En considérant cette décomposition de la phase sur une base de vecteurs orthogonaux, on peut penser naturellement à la décomposition sur les polynômes de Zernike, des aberrations optiques. Notre décomposition s'en approche, particulièrement sur les trois premiers termes, qui représentent le piston global résiduel du montage, le tip et le tilt (Figure A.1).

Ainsi, pour corriger ces trois aberrations optiques, on peut utiliser la procédure suivante :

1. 104

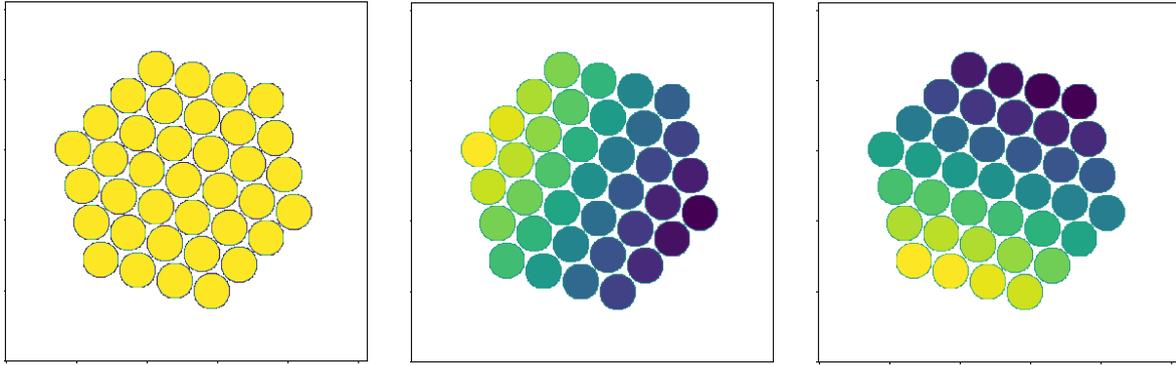


Figure A.1 – Les trois premiers modes propres de D

1. Calculer les coefficients modaux : $\forall i \in [[0, N]]$, $C = V^* \cdot \Phi$ avec C la matrice des coefficients modaux.
2. Initialiser les trois petits coefficients, correspondant au piston, au tip et au tilt, à 0 : $\forall j \in [[0, 2]]$, $C_j = 0$.
3. Calculer le phase corrigés de ces trois défauts : $\Phi_{corr} = V^\dagger \cdot C$ avec V^\dagger la pseudo-inverse de la matrice V.

Le modèle des MIM dans Reticolo

Reticolo¹ est un code de simulation, développé avec Matlab et utilisant la méthode modale de Fourier (plus connu sous RCWA : Rigorous Coupled Wave Analysis). Cette dernière fait l'hypothèse que la structure étudiée est périodique et analyse la propagation d'ondes couplées selon l'axe de propagation z , à travers différentes couches, définies indépendamment à travers leurs géométries et leurs indices optiques.

Pendant ma thèse, j'ai eu besoin de simuler la réponse optique de structures MIM (Métal-Isolant-Métal), dont la géométrie de base et les principaux paramètres géométriques sont présentés dans la Figure B.1

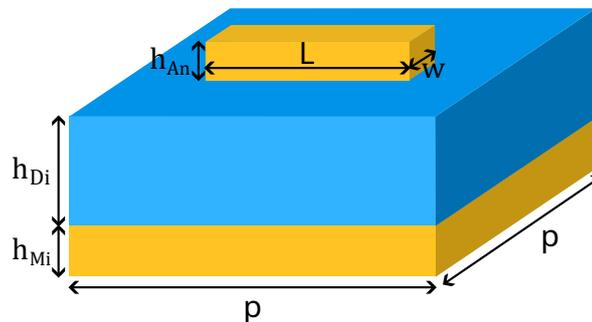


Figure B.1 – Géométrie des structures MIM

Pour les différentes structures que j'ai utilisées, j'ai défini l'indice optique des différentes couches comme décrit ci-dessous. Les couches métalliques ont toujours été en or. Les couches diélectriques de mes structures étaient en ZnS et en SiO_2 .

Pour l'or : Je définis l'indice optique de l'or n_{Au} en utilisant le modèle de Drude :

$$n_{Au} = \sqrt{1 - \left(\left(\frac{w_{pl}}{\lambda} + \gamma i \right) \cdot \frac{w_{pl}}{\lambda} \right)^{-1}} \quad (B.1)$$

avec $w_{pl} = 0.159 \mu\text{m}$ la longueur plasma de l'or, valeur expérimentale, λ la longueur d'onde de l'onde incidente et $\gamma = 0.007$ le coefficient de dissipation.

Du point de vue de la fabrication, l'or et la couche diélectrique ont besoin d'être séparés par une couche d'accroche en Titanium. Plutôt que modéliser cette couche très fine

1. 51

(d'épaisseur 5 nm), j'ai choisi un coefficient de dissipation relativement élevé qui me permet de prendre en compte les pertes causées par cette couche supplémentaire.

Pour les diélectriques : Entre 3 et 5 μm , les indices optiques du ZnS et du SiO_2 varient peu. Je fais l'hypothèse qu'ils sont constants et je prends comme valeur moyenne sur cette gamme de longueurs d'onde : $n_{ZnS} = 2.28$ et $n_{SiO_2} = 1.4$.

Dimensions de l'échantillon *Ilot*

La figure ci-dessous présente les dimensions des nano-antennes de l'échantillon *Ilot*.

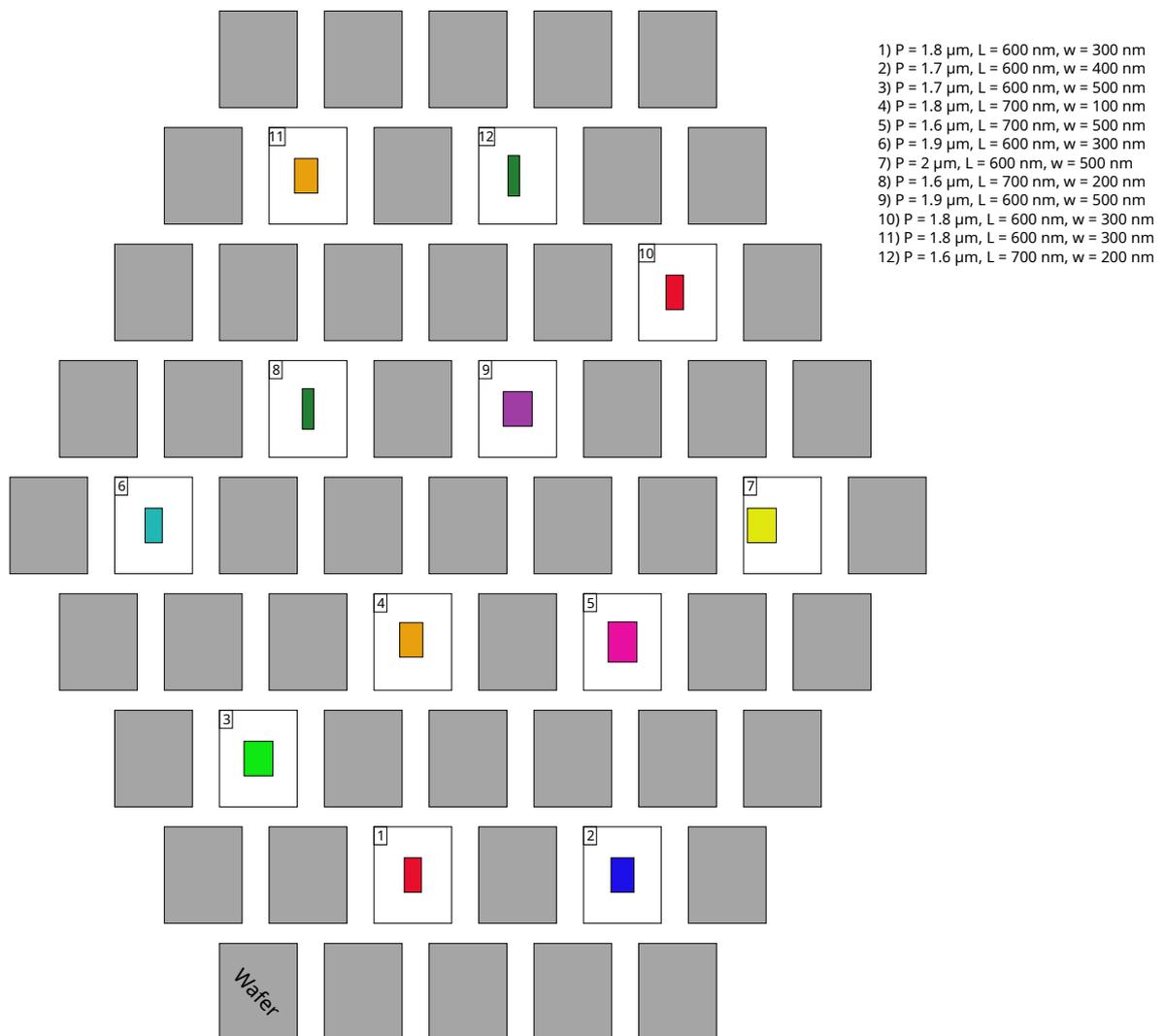


Figure C.1 – Dimensions de l'échantillon *Ilot*

Dimensions de l'échantillon *Nuancier*

La figure ci-dessous présente les dimensions des nano-antennes de l'échantillon *Nuancier*.

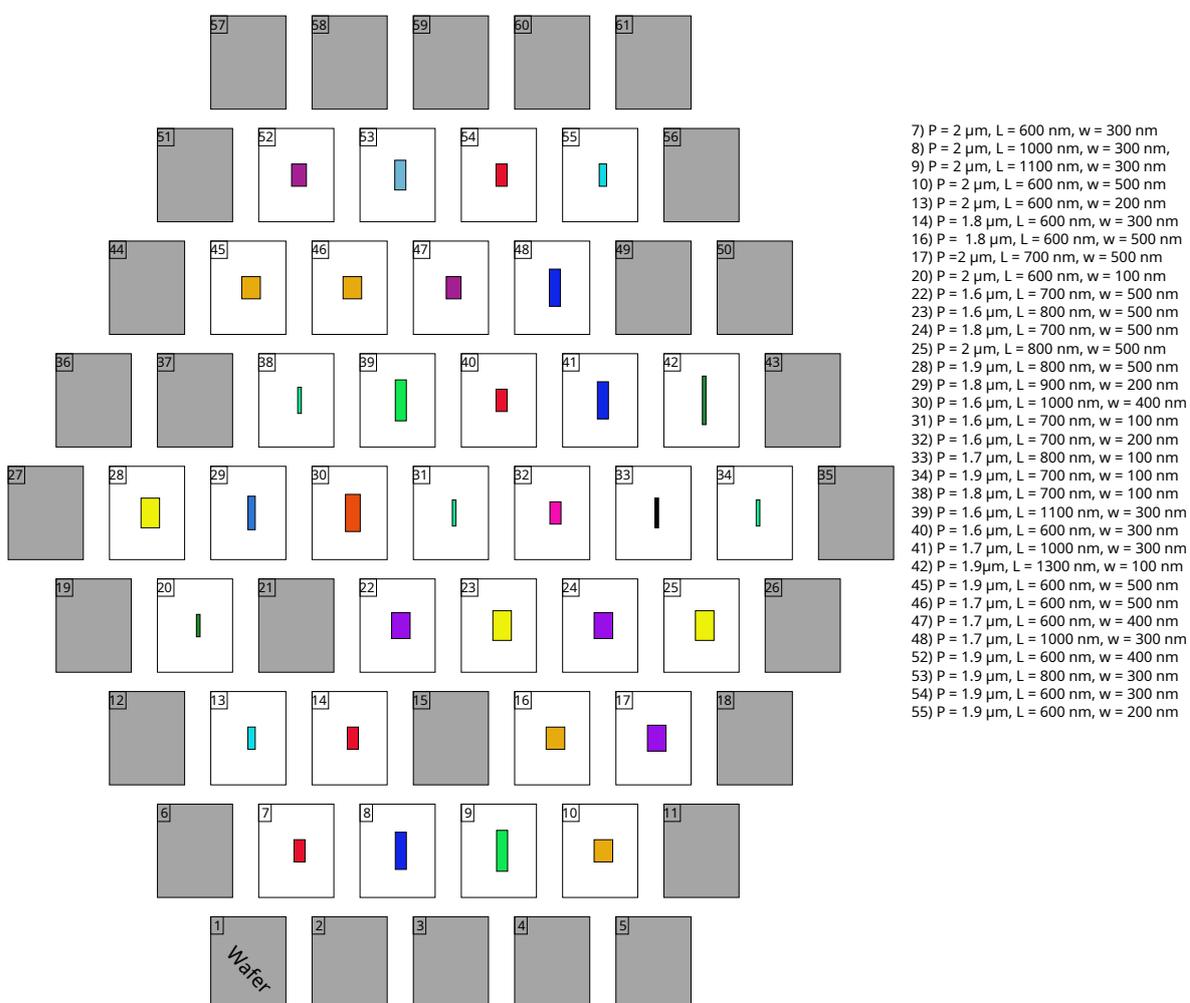


Figure D.1 – Dimensions de l'échantillon *Nuancier*

Dimensions de l'échantillon *L*

La figure ci-dessous présente les dimensions des nano-antennes de l'échantillon *L*.

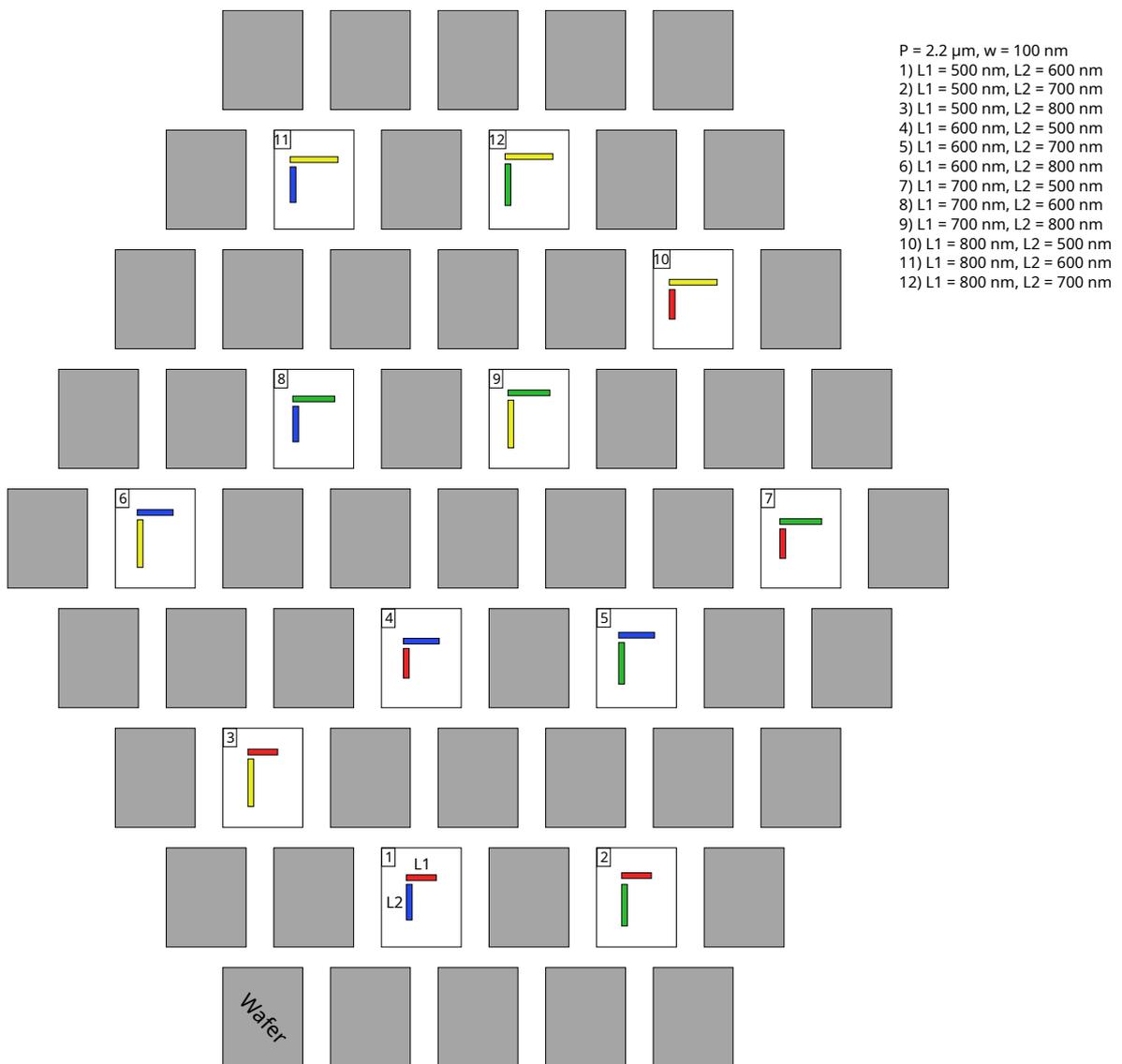


Figure E.1 – Dimensions de l'échantillon *L*

Annexe **F**

Mesure de phase pour l'échantillon *Nuancier*

Les figures ci-dessous présentent la caractérisation en phase de l'ensemble des sous-échantillons du *Nuancier*, sans aucun recalage des dimensions. Les simulations ont été effectuées avec les valeurs nominales.

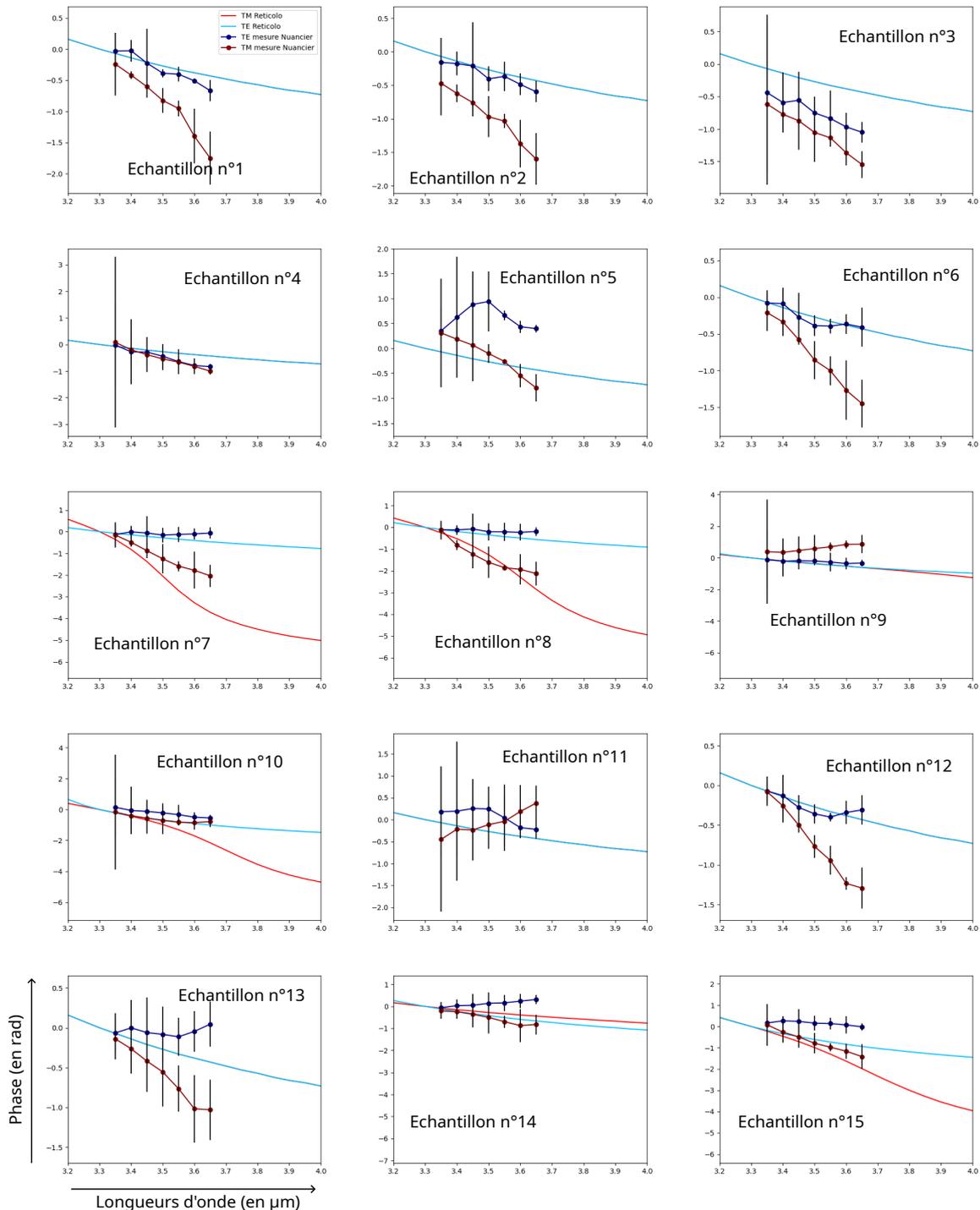


Figure F.1 – Mesure de phase en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon *Nuancier* des sous-échantillons 1 à 15. Les courbes pleines représentent les simulations (TE en bleu TM en rouge), les courbes avec les points, les phases mesurées (TM en rouge, TE en bleu)

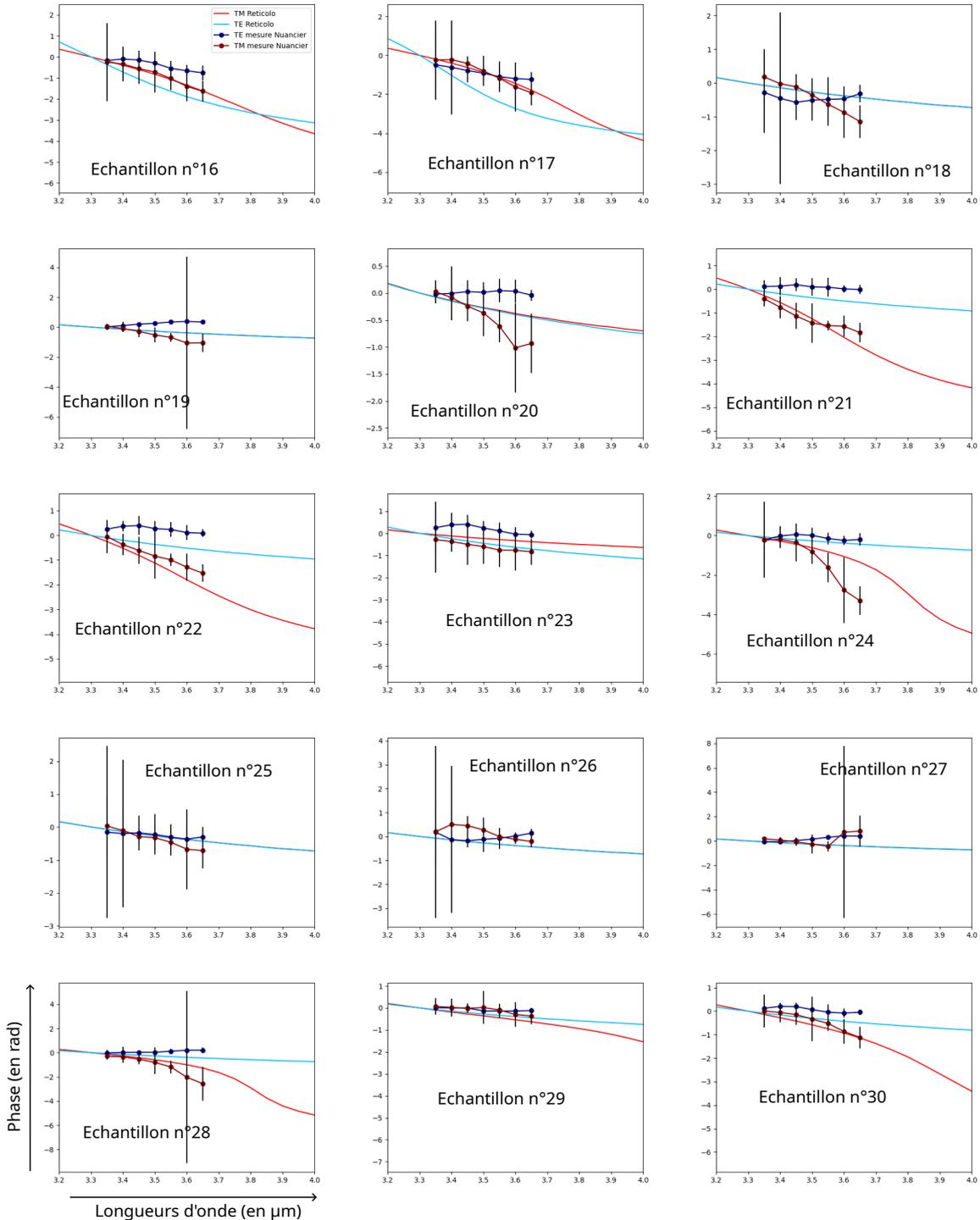


Figure F.2 – Mesure de phase en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon *Nuancier* des sous-échantillons 16 à 30. Les courbes pleines représentent les simulations (TE en bleu, TM en rouge), les courbes avec les points, les phases mesurées (TM en rouge, TE en bleu)

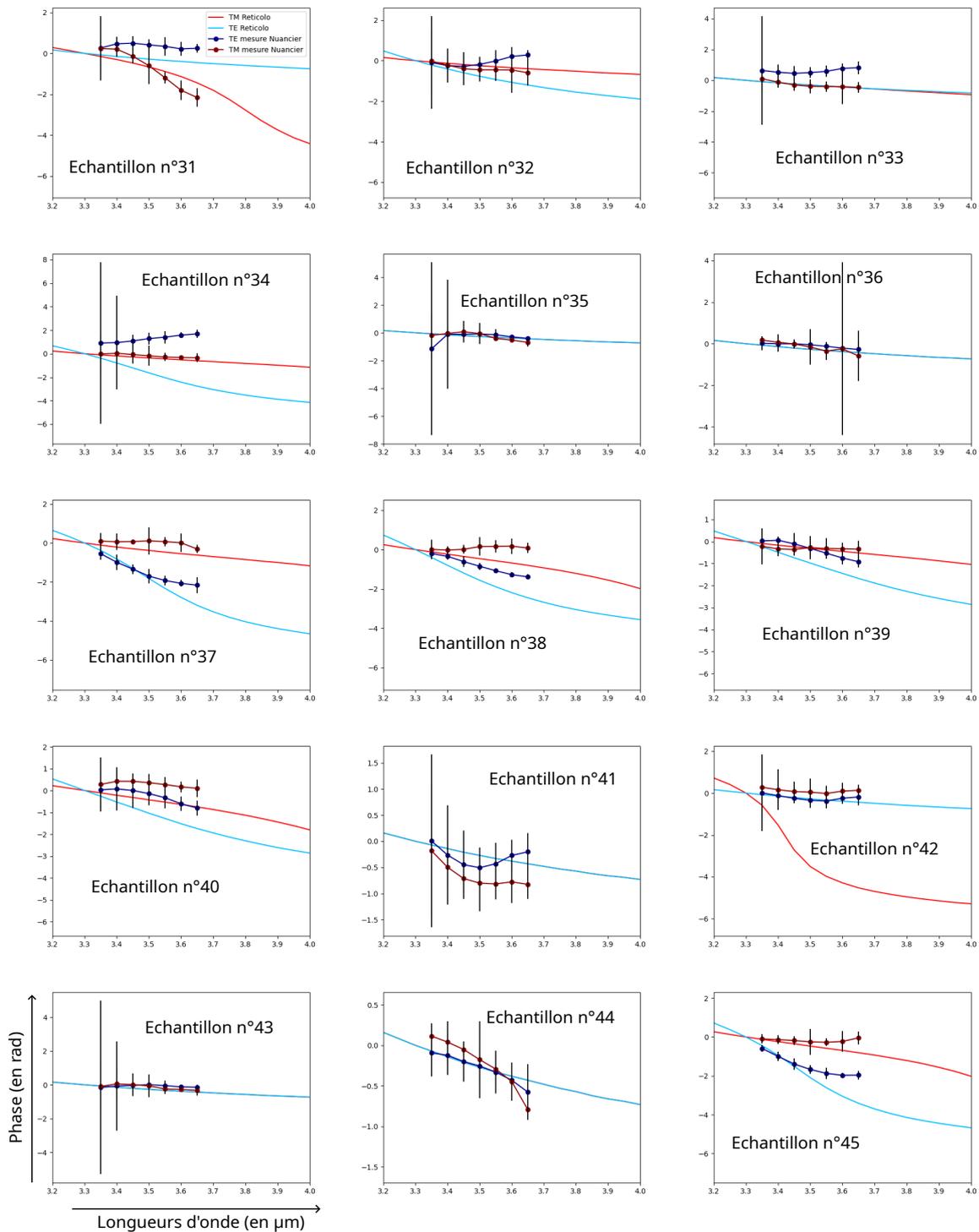


Figure F.3 – Mesure de phase en fonction de la longueur d'onde l'échantillon *Nuancier* des sous-échantillons 31 à 45. Les courbes pleines représentent les simulations (TE en bleu TM en rouge), les courbes avec les points, les phases mesurées (TM en rouge, TE en bleu)

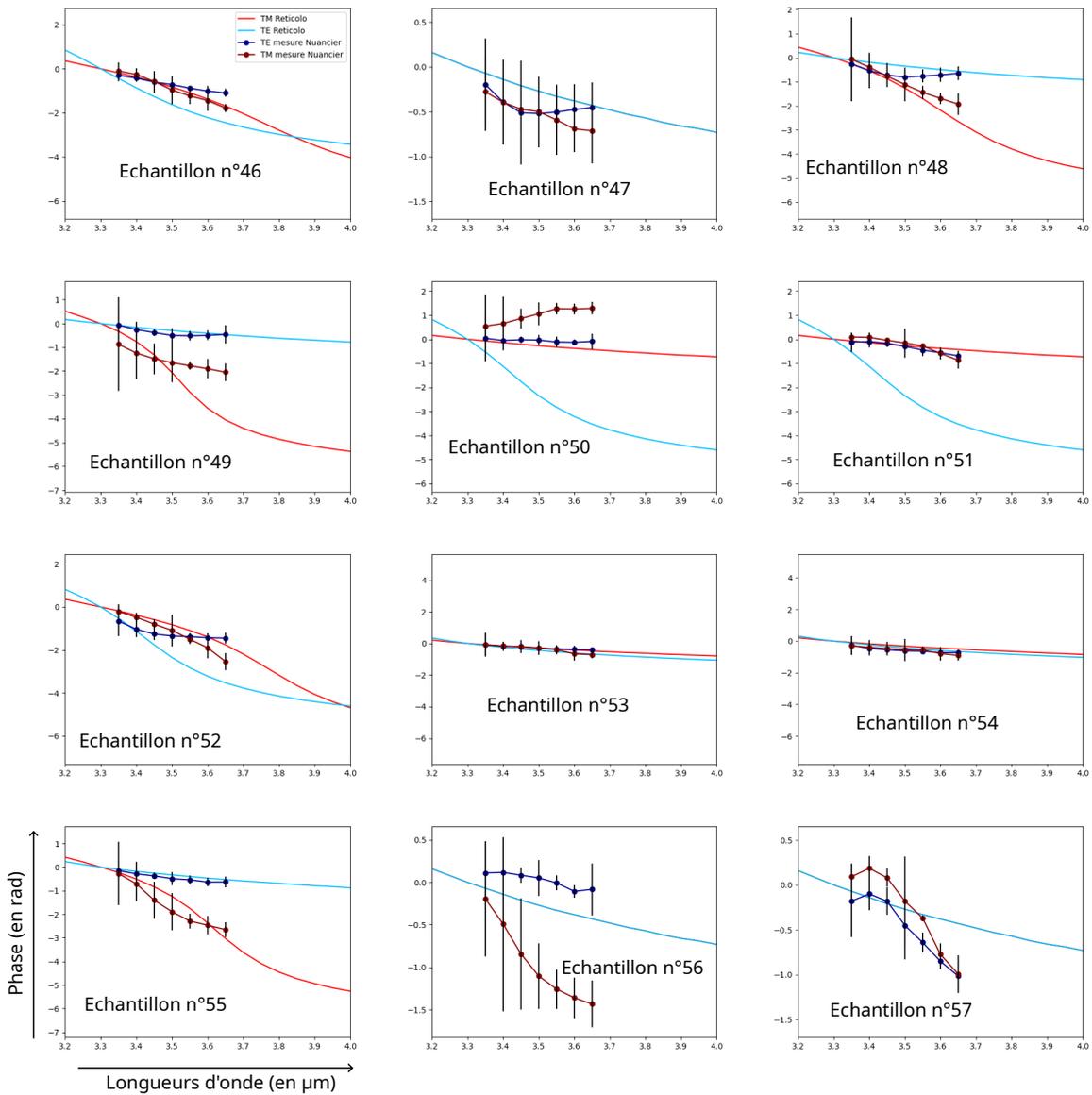


Figure F.4 – Mesure de phase en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon *Nuancier* des sous-échantillons 46 à 57. Les courbes pleines représentent les simulations (TE en bleu, TM en rouge), les courbes avec les points, les phases mesurées (TM en rouge, TE en bleu)

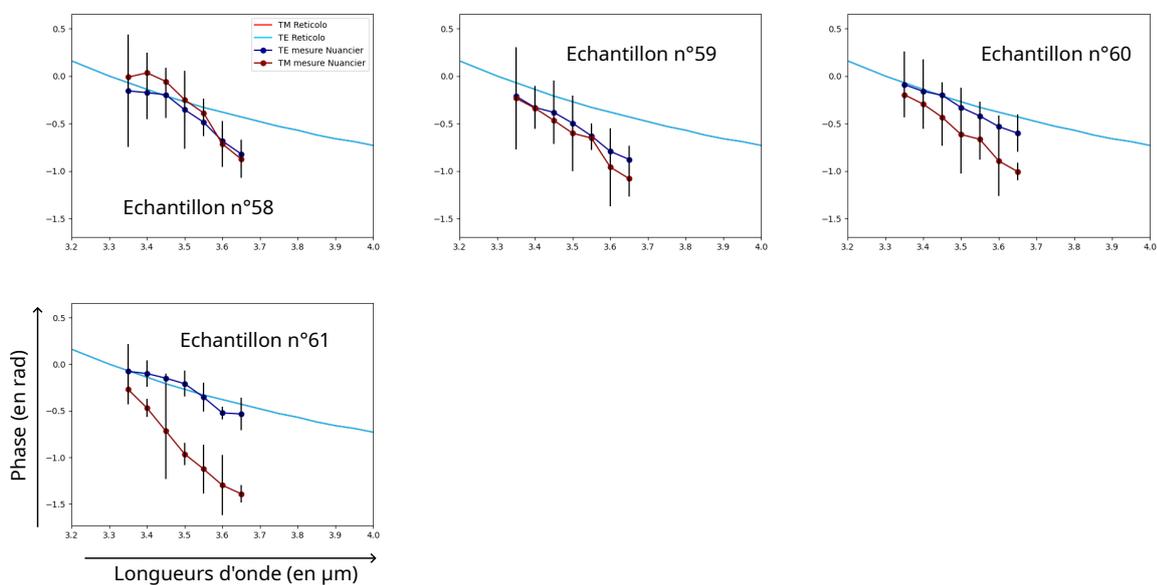


Figure F.5 – Mesure de phase en fonction de la longueur d'onde pour l'échantillon *Nuancier* des sous-échantillons 58 à 61. Les courbes pleines représentent les simulations (TE en bleu, TM en rouge), les courbes avec les points, les phases mesurées (TM en rouge, TE en bleu)

Caractérisation en longueur d'onde de l'OPO

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé un OPO FireFly IR de la marque Msquared, utilisé au sein de l'équipe depuis une dizaine d'années.

Pour m'assurer que la longueur d'onde de commande était bien la longueur d'onde effectivement obtenue en sortie, j'ai caractérisé en longueurs d'onde l'appareil en utilisant un filtre passe-bande Spectrogon centré autour de 3.6 μm et un puissance-mètre.

Sur la Figure [G.1](#) on peut observer, en orange, la transmission du filtre caractérisé à l'aide d'un FTIR. Le filtre est bien un passe-bande centré autour de 3.6 μm .

En bleu, on observe la transmission du filtre illuminé par l'OPO alors qu'on fait varier la commande de la source entre 3.5 et 3.85 μm . On peut alors constater que le pic de transmission est décalé de 150 nm vers les hautes longueurs d'onde. Il faudra alors prendre en compte ce décalage lors de la commande de l'OPO en longueurs d'onde.

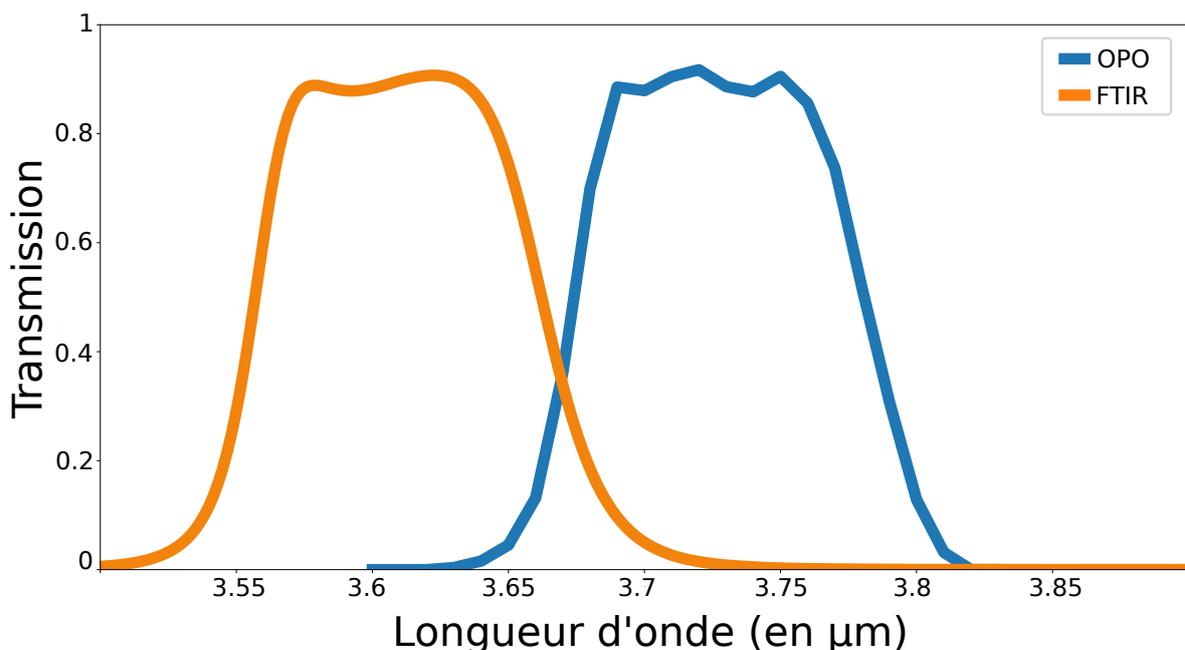


Figure G.1 – Transmission en fonction de la longueur d'onde du filtre Spectrogon, en orange illuminé avec un FTIR, en bleu illuminé avec l'OPO FireFly IR