



Université de Liège

Faculté des Sciences Appliquées

# Étude et développement de techniques de métrologie de déplacements en lumière cohérente en infrarouge thermique

Thèse présenté en vue de l'obtention du  
grade de Docteur en Sciences Appliquées  
par Jean-François VANDENRIJT  
sous la direction de Marc GEORGES  
et de Pierre ROCHUS  
Année académique 2009 – 2010



*À Victor, mon regretté grand-père.*



## Résumé

Cette thèse présente les travaux réalisés pour appliquer les techniques interférométriques, que sont l'ESPI et l'holographie digitale à  $10\ \mu\text{m}$ , pour la mesure de déplacements de surface de structures aéronautiques ou de réflecteurs spatiaux. Nous envisageons la mesure d'objets dont les dimensions varient de quelques dizaines de centimètres à plus d'un mètre, avec une gamme de mesures allant de quelques micromètres à plusieurs centaines de micromètres.

Pour les surfaces spéculaires pour lesquelles l'application d'un revêtement diffusant n'est pas permise, nous présentons la technique de projection de speckle. Nous la mettons en œuvre pour le cas particulier des réflecteurs spatiaux. L'utilisation d'un diffuseur comme source lumineuse rend les montages optiques beaucoup plus simples et flexibles que les techniques interférométriques habituelles. Elle nous permet ainsi d'envisager la mesure d'un large éventail de forme.

Nous avons également tiré profit de l'utilisation du domaine de longueur d'onde de l'infrarouge thermique pour réaliser pour la première fois la mesure simultanée de déplacements et de températures à partir d'un même détecteur infrarouge. Pour cela, nous proposons différentes techniques de calcul de l'image thermique à partir des specklegrammes acquis par décalage de phase en ESPI.

## Abstract

This thesis presents the works realised to apply ESPI and digital holography techniques at  $10\ \mu\text{m}$  for the monitoring of surface displacements of aerospace structures and space reflectors. We consider objects with dimensions from a few tens of centimetres to more than one metre and with measurement ranges extending from a few micrometers to hundreds of micrometers.

For specular surfaces where no diffusive coatings are allowed, we present the speckle projection technique. We implement it in the special case of space reflectors. The use of a diffuser as the light source makes optical design much more simple and flexible than traditional interferometric techniques. It allows use to consider its application on a wide range of form.

We have also taken profit of the LWIR range to realise for the first time simultaneous displacement and temperature measurements with the same infrared detector. For this, we propose different computation techniques of the thermal image out of the phase shifted ESPI specklegram acquisitions.



# Remerciements

Je tiens à remercier les Directeurs Généraux, Monsieur Claude JAMAR et son successeur Monsieur Jean-Marc DEFISE, ainsi que mon promoteur Monsieur Pierre ROCHUS qui m'ont permis d'effectuer cette thèse de doctorat au sein du CENTRE SPATIAL DE LIÈGE.

J'aimerais également remercier Marc GEORGES, pour m'avoir dirigé tout au long de la réalisation de ce travail et pour les relectures attentives de ce manuscrit, ainsi que Cédric THIZY pour ses conseils judicieux et l'aide précieuse qu'il m'a apportée tout au long de la réalisation de cette thèse.

Ma reconnaissance va également aux partenaires des projets FANTOM et HOLODIR pour leur collaboration active aux besoins de ce travail. Je souhaite ainsi remercier Messieurs Giancarlo PEDRINI et Igor ALEXENKO de l'Université de Stuttgart, Messieurs Frank DUBOIS et Patrick QUEECKERS de l'Université Libre de Bruxelles, Madame Birgit VOLLHEIM de la société INFRATEC et, Messieurs Iagoba JORGE ALDAVE et Ion LOPEZ de la société CENTRO DE TECNOLOGIAS AERONAUTICAS.

Je remercie Monsieur Michel HOGGE d'avoir accepté d'être le président du jury, ainsi que Messieurs Serge HABRAKEN et Liviu MASALAR d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je souhaiterais également ne pas oublier l'ensemble du personnel du CENTRE SPATIAL DE LIÈGE avec qui l'ambiance de travail a toujours été chaleureuse et conviviale. Cet environnement de travail a largement contribué à la réalisation de ce travail dans les meilleures conditions possibles.

Je tiens également à remercier ma famille, en particulier mes parents et ma compagne, pour leur soutien indispensable et les nombreuses heures de relecture.





# Table des matières

<b>Liste des acronymes</b>	<b>5</b>
<b>A. Introduction générale</b>	<b>7</b>
A.1 Contexte.....	7
A.2 Historique de l'holographie à 10 $\mu\text{m}$ .....	8
A.3 Objectifs de la thèse.....	9
A.4 Structure de la thèse.....	10
A.5 Contributions originales.....	10
<b>B. Description générale de l'interférométrie de speckle et de l'holographie digitale</b>	<b>13</b>
B.1 Introduction.....	13
B.2 Interférométrie de speckle.....	13
B.2.1 Phénomène du speckle.....	13
Speckle objectif.....	14
Speckle subjectif.....	15
Modèle du cigare.....	16
B.2.2 Principe de l'interférométrie de speckle.....	17
B.2.3 Évaluation quantitative de la phase.....	19
B.2.4 Diminution du bruit dans les mesures.....	22
B.2.5 Relation entre le déphasage mesuré et le déplacement de l'objet.....	23
Configuration hors-plan.....	23
Configuration dans-le-plan.....	24
Configuration différentielle.....	26
B.3 Holographie digitale.....	28
B.3.1 Principe de l'holographie classique.....	28
Enregistrement des hologrammes.....	28
Lecture des hologrammes.....	29
B.3.2 Principe de l'holographie digitale.....	31
B.3.3 Reconstruction numérique des images.....	32
B.3.4 Mesure du déphasage.....	36
B.3.5 Relation entre le déplacement de l'objet et le déphasage.....	36
B.3.6 Amélioration de la reconstruction.....	37

Suppression du pic d'ordre zéro.....	38
Suppression du halo.....	39
Suppression de l'image conjuguée.....	39
Amélioration de la résolution des images reconstruites.....	41
<b>C. Particularités de l'interférométrie holographique en infrarouge lointain</b>	<b>43</b>
C.1 Effets du rayonnement thermique.....	43
C.1.1 Impact sur les mesures par ESPI.....	44
C.1.2 Impact sur les mesures par holographie digitale.....	48
C.2 État des technologies en infrarouge.....	51
C.2.1 Lasers en infrarouge.....	51
C.2.2 Détecteurs en infrarouge.....	52
Les détecteurs thermiques.....	53
Les détecteurs photoniques.....	54
Sélection de la caméra adaptée à nos besoins.....	55
C.2.3 Danger de l'utilisation conjointe d'un laser et d'une caméra thermographique	57
C.2.4 Éléments optiques.....	59
Lentilles et lames séparatrices.....	59
Polariseurs.....	59
Lame de phase.....	60
C.2.5 Conclusions.....	61
C.3 Étude de la réflexion.....	62
C.3.1 Relations entre la rugosité de surface et la longueur d'onde.....	62
C.3.2 Observations expérimentales.....	63
Observations qualitatives en infrarouge.....	63
Mesure de réflectivité diffuse en infrarouge.....	65
C.4 Influence de la longueur d'onde sur la reconstruction en holographie digitale.....	69
C.4.1 Simulation du processus holographique.....	69
Simulation du faisceau objet.....	70
Simulation de l'enregistrement holographique.....	71
C.4.2 Résultats des simulations.....	71
C.5 Conclusions.....	78
<b>D. Premiers développements à 10 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>79</b>
D.1 Introduction.....	79
D.2 ESPI dans-le-plan.....	80
D.3 ESPI hors-plan.....	84
D.4 Holographie digitale.....	88
D.5 Conclusions.....	93

---

<b>E. Optimisation de la configuration optique</b>	<b>95</b>
E.1 Introduction.....	95
E.2 Stabilité du laser.....	96
E.2.1 Position du problème.....	96
E.2.2 Contraintes sur le choix du laser.....	97
E.2.3 Choix du laser.....	100
E.3 Étude du niveau de modulation.....	101
E.3.1 Effets de la polarisation.....	101
E.3.2 Résolution des grains de speckle.....	104
E.3.3 Résolution des franges d'interférence.....	105
Position du problème.....	105
Estimation du contraste de l'intensité de modulation.....	107
Réalisation pratique de l'injection de référence.....	109
Détermination des caractéristiques de la lentille d'injection.....	110
Mesure de l'amélioration de la modulation.....	113
E.3.4 Conclusions de l'étude du niveau de modulation.....	113
E.4 Séparation et recombinaison du faisceau laser.....	115
E.4.1 Séparation du faisceau laser.....	115
E.4.2 Recombinaison des faisceaux objet et référence.....	115
E.4.3 Association du séparateur et du recombineur.....	116
E.5 Conclusions.....	120
<b>F. Mesures simultanées du déplacement et du rayonnement thermique</b>	<b>121</b>
F.1 Introduction.....	121
F.2 Première méthode par décalage de phase.....	122
F.2.1 Présentation de la technique.....	122
F.2.2 Vérification expérimentale de la méthode proposée.....	125
F.3 Méthode alternative par décalage de phase.....	129
F.3.1 Présentation de la technique.....	129
F.3.2 Vérification expérimentale de la seconde méthode.....	131
F.3.3 Sources d'erreurs dans la mesure thermique.....	133
F.3.4 Généralisation pour un nombre quelconque de pas.....	136
F.3.5 Cas d'un décalage de phase de valeur inconnue.....	136
F.4 Extraction du signal thermique par filtrage fréquentiel.....	139
F.5 Application sur une structure aéronautique.....	141
F.6 Conclusions.....	144
<b>G. Observation d'objets purement spéculaires</b>	<b>145</b>
G.1 Introduction.....	145

G.2 Création de speckle sur un objet spéculaire.....	147
G.2.1 Principe de la projection de speckle .....	148
G.2.2 Étude expérimentale du déplacement du speckle en ESPI.....	150
G.2.3 Étude expérimentale du déplacement du speckle en holographie digitale.....	152
G.3 Validation expérimentale de la technique de projection de speckle en infrarouge. .	155
G.3.1 ESPI hors-plan.....	155
G.3.2 Holographie digitale.....	158
G.4 Application au test de réflecteurs spatiaux.....	162
G.4.1 Position du problème.....	162
G.4.2 Étude de la configuration géométrique pour le réflecteur parabolique FIRST..	163
G.4.3 Observation du réflecteur FIRST par ESPI.....	169
G.4.4 Observation du réflecteur FIRST par holographie digitale.....	171
G.5 Conclusions.....	174
<b>H. Conclusions générales</b>	<b>177</b>
<b>I. Annexes</b>	<b>181</b>
I.1 Mesure de rugosité des échantillons.....	181
I.2 Visibilité des franges en ESPI par projection de speckle.....	185
I.3 Observation d'un réflecteur elliptique par projection de speckle.....	186
<b>J. Bibliographie</b>	<b>187</b>

# Liste des acronymes

BF	Basses fréquences
CCD	Dispositif à transfert de charge ( <i>charge-coupled device</i> )
CMOS	Semiconducteur complémentaire d'oxyde de métal ( <i>complementary metal oxide semi-conductor</i> )
CSL	Centre Spatial de Liège
CTA	<i>Centro de Tecnologias Aeronauticas</i>
DEA	Diplôme d'études approfondies
DPSS	Solide pompé par diodes ( <i>diode-pumped solid-state</i> )
EADS	<i>European Aeronautic Defence and Space Company</i>
ESA	Agence Spatiale Européenne
ESPI	<i>Electronic speckle pattern interferometry</i>
FANTOM	<i>Full field advanced non-destructive technique for online thermo-mechanical measurement on aeronautical structures</i>
FFT	Transformée de FOURIER rapide ( <i>fast Fourier transform</i> )
HF	Hautes fréquences
HOLODIR	<i>Thermal infrared digital holography for non contact surface metrology</i>
ITO	<i>Institut für Technische Optik</i>
LWIR	Infrarouge lointain ( <i>long-wavelength infrared</i> )
MCT	Tellurure de cadmium et de mercure ( <i>mercury cadmium telluride</i> )
MWIR	Infrarouge moyen ( <i>mid-wavelength infrared</i> )
QWIP	Photodétecteur infrarouge à puits quantique ( <i>Quantum well infrared photo-detector</i> )
RMS	Moyenne quadratique ( <i>root mean square</i> )
SNR	Rapport signal sur bruit ( <i>signal to noise ratio</i> )
SBP	Produit de bande passante spatiale ( <i>space bandwidth product</i> )
TIS	Diffusion totale intégrée ( <i>total integrated scatter</i> )



# A. Introduction générale

## A.1 Contexte

Les techniques de métrologie optique à champ complet, telles que l'interférométrie classique, l'interférométrie holographique ou l'interférométrie de speckle, dépendent de la longueur d'onde  $\lambda$  du laser utilisé [1,2]. Par exemple, pour la mesure de déplacements hors-plan, moyennant quelques hypothèses, la distance entre deux franges correspond à un déplacement de  $\lambda/2$ . La capacité de l'interféromètre à résoudre les détails inférieurs aux dimensions des franges détermine la limite inférieure de la gamme de déplacements mesurables. Elle peut typiquement descendre jusqu'à  $\lambda/20$  – voire  $\lambda/100$  dans des montages optiques optimisés. Le nombre maximal de franges discernables par l'interféromètre détermine la limite supérieure – elle est typiquement de l'ordre de la centaine de franges mais varie en fonction de la résolution des caméras. Ainsi, la gamme de déplacements observables par ces techniques utilisant un laser visible va typiquement de quelques dizaines de nanomètres à une vingtaine de micromètres au mieux. Pour les réflecteurs spatiaux, les déformations importantes – pouvant aller jusqu'à  $250\ \mu\text{m}$  – ne peuvent donc pas être observées directement.

En outre, ces techniques imposent une forte contrainte sur la stabilité durant l'enregistrement des hologrammes. Cette stabilité n'est pas toujours suffisante, tout particulièrement lorsque la mesure n'est pas réalisée dans les conditions d'un laboratoire d'optique. En effet, l'interférométrie holographique et l'interférométrie de speckle consistent en l'enregistrement des structures microscopiques créées par l'interférence d'un signal lumineux provenant de l'objet avec un faisceau de référence provenant directement du laser. Durant la durée de l'enregistrement, ces structures doivent rester suffisamment stables pour permettre la mesure. Pour cela, la différence de chemins optiques de l'interféromètre ne peut pas varier de plus d'une fraction de longueur d'onde [3,4], ce qui nécessite une rigidité du dispositif optique, incluant l'objet étudié et de limiter, voire supprimer, les sources de perturbations extérieures, comme les vibrations et les turbulences de l'air.

Des configurations optiques particulières permettent de contourner ces problèmes – on peut citer les techniques de stabilisation de franges [4,5] et la compensation des vibrations de l'objet en réfléchissant le faisceau référence sur ce dernier au moyen d'un rétroreflécteur [4] – mais ces solutions sont bien souvent compliquées à implémenter.

Une gamme de déplacements supérieure couplée à une réduction du critère de stabilité peut être obtenue avec les techniques de métrologies optiques non cohérentes. Cependant, le nombre de point de mesures est limité, ce qui ne permet pas des mesures à champ complet.

Suite à ce constat, nous avons décidé d'investiguer la possibilité d'utiliser l'interférométrie holographique à une longueur d'onde plus grande, permettant d'augmenter la gamme de déplacements mesurables tout en diminuant le critère de stabilité. Nous pouvons ainsi obtenir une précision de mesure du même ordre de grandeur que celle que l'on peut atteindre actuellement avec les techniques non cohérentes mais de façon globale – chaque pixel de la caméra représentant un point de mesure.

Nous avons choisi le domaine de l'infrarouge lointain où les technologies de détecteurs matriciels arrivent actuellement à maturité. Ce domaine spectral correspond à la fois au domaine du laser CO<sub>2</sub> bien connu et à celui de la mesure thermographique à température ambiante. En plus des avantages en termes de gamme de mesures et de critère de stabilité, ce domaine nous permet également d'envisager le développement d'un instrument mixte permettant la mesure simultanée de déplacements et de températures avec une correspondance spatiale parfaite entre les deux types d'information.

## A.2 Historique de l'holographie à 10 $\mu\text{m}$

Afin de réaliser l'holographie en infrarouge lointain, l'élément le plus important est le milieu d'enregistrement. Dès le début des années 1970, plusieurs groupes de chercheurs se sont penchés sur différents matériaux présentant des propriétés intéressantes. Les premiers résultats dans ce domaine ont été obtenus par CHIVIAN *et coll.* en 1969 [6], suivis par SIMPSON et DEEDS en 1970 [7], au moyen de cristaux liquides thermochromiques pour réaliser des enregistrements à 10,6  $\mu\text{m}$  qui étaient ensuite relus avec un laser HeNe. Les travaux qui suivirent utilisèrent également des longueurs d'onde d'enregistrement et de lecture différentes, avec des matériaux thermochromiques [8] ou avec de nouveaux matériaux, comme la cire et les films de gélatine [9]. Vers la fin des années 1970, un grand nombre de matériaux différents furent étudiés par un groupe de chercheurs canadiens : les films d'acrylique et de plastique [10], les plaques de verre avec une couche mince d'huile [11,12] et la cire [13,14]. Ensuite, ces recherches furent interrompues avant de reprendre dans les années 1990 avec la découverte de nouveaux matériaux comme la résine [15], le tétrafluoréthylène [16] et les films d'acide polyacrylique [17]. Plus récemment, CALIXTO a montré la possibilité d'utiliser des matériaux organiques pour l'enregistrement d'images ou de réseaux à 10,6  $\mu\text{m}$  [18].

Tous ces matériaux sont capables d'enregistrer des motifs interférométriques grâce à des variations d'épaisseurs, produisant des hologrammes de phase qui peuvent être lus *in situ*. Bien qu'ils présentent de bonnes performances en termes d'efficacité de diffraction, leurs résolutions restent fortement limitées, avec une forte chute d'efficacité pour des densités supérieures à 10 lignes par millimètre. De plus, la lecture s'effectue toujours à des longueurs d'ondes visibles, ce qui rend leurs utilisations complexes pour des applications en temps réel. La lecture en visible est en revanche envisageable pour les techniques holographiques en double exposition, mais leur champ d'application est beaucoup plus restreint que les techniques en temps réel.



Nous constatons qu'aucun matériau photochimique n'a actuellement le potentiel suffisant pour une application de l'interférométrie holographique en infrarouge lointain. D'ailleurs, il semble ne plus y avoir actuellement de recherche en cours dans le domaine des matériaux d'enregistrement en infrarouge lointain. Nous nous sommes donc dirigés vers les techniques d'enregistrement numérique des hologrammes qui représentent une alternative plus convaincante. Nous envisageons ici les techniques d'interférométrie holographique que sont l'*electronic speckle pattern interferometry* (ESPI) [1,2] et l'interférométrie holographique digitale – cette dernière étant apparue plus récemment [1].

La toute première démonstration de l'utilisation de l'enregistrement holographique numérique à 10  $\mu\text{m}$  a été réalisée par LØKBERG et KWON en 1984 [19]. Ceux-ci ont testé avec succès la technique ESPI avec un laser  $\text{CO}_2$  associé à une caméra pyroélectrique. Bien que cette technique soit d'un grand intérêt, leur article rapporte les difficultés rencontrées avec la caméra pyroélectrique. La difficulté principale est que celle-ci ne réagit qu'aux variations de flux lumineux, ce qui a contraint les auteurs à travailler uniquement avec des intensités de speckle variables, limitant l'application de la technique à l'observation d'objets en vibration.

En 2003, ALLARIA *et coll.* [20] réalisèrent pour la première fois l'holographie digitale à 10  $\mu\text{m}$ . Ils montrent ainsi la reconstruction par la méthode Fresnel de l'hologramme d'un masque troué de 700  $\mu\text{m}$  placé dans un montage interférométrique de type MACH-ZEHNDER. Toutefois, ces travaux ne sont pas orientés vers la mesure de déplacement. Ils ont également utilisé une caméra pyroélectrique, mais d'un modèle plus récent qui est équipé d'un disque obturateur produisant la variation de l'intensité lumineuse permettant l'observation d'objets statiques.

Le même groupe a montré, en 2008, la mesure de forme tridimensionnelle d'un objet réfléchissant de nouveau avec une configuration MACH-ZEHNDER et une caméra pyroélectrique [21]. La même année, GEORGE *et coll.* ont réalisé pour la première fois l'holographie digitale avec un détecteur matriciel à microbolomètres [22]. Cette technologie de détecteur plus récente offre l'important avantage de permettre la mesure d'intensités constantes.

### A.3 Objectifs de la thèse

Dans cette thèse, nous présentons une étude détaillée de l'application des techniques d'interférométrie que sont l'ESPI et l'holographie digitale à 10  $\mu\text{m}$ .

Le premier objectif est la mesure simultanée de déplacements et de températures pour des structures aéronautiques menée dans le cadre du projet *Full field advanced non-destructive technique for online thermo-mechanical measurement on aeronautical structures* (FANTOM). Il s'agit d'un projet 7<sup>e</sup> programme-cadre financé par la Commission européenne.

Le second objectif est la mesure de déplacements de réflecteurs spatiaux dont les dimensions varient de quelques dizaines de centimètres à plus d'un mètre, avec une gamme de mesures idéales allant de quelques micromètres à plusieurs centaines de micromètres. Ces

recherches sont menées dans le cadre du projet *Thermal infrared digital holography for non contact surface metrology* (HOLODIR) financé par l'AGENCE SPATIALE EUROPÉENNE.

#### A.4 Structure de la thèse

Nous commencerons notre étude au chapitre B par un rappel théorique de l'ensemble des concepts que nous serons amenés à discuter dans cette thèse. Ainsi, nous présenterons en détails les deux techniques étudiées que sont l'ESPI et l'holographie digitale.

Au chapitre C, nous analyserons les particularités de l'infrarouge lointain et ses impacts potentiels sur les techniques étudiées. Tout d'abord, nous aborderons dans la section C.1 l'effet du rayonnement thermique. Dans la section C.2, nous présenterons les technologies existantes dans ce domaine de longueur d'onde, menant à la sélection du laser et du détecteur que nous utiliserons par la suite. Dans la section C.3, nous aborderons le problème de la réflexion engendré par l'utilisation d'une plus grande longueur d'onde qui tend à rendre les objets plus spéculaires. Finalement, dans la section C.4, nous analyserons les effets du changement de longueur d'onde pour le cas particulier de l'holographie digitale.

Ces analyses seront mises en pratique au chapitre D où nous exposerons nos premiers développements à 10  $\mu\text{m}$ . Nous y démontrerons la faisabilité de la mesure de déplacements en infrarouge lointain par ESPI et par holographie digitale.

Au chapitre E, nous étudierons comment optimiser les montages interférométriques. Nous y discuterons de la stabilité du laser, de l'optimisation de la modulation en ESPI afin d'améliorer la précision des mesures et de la méthode optimale pour la séparation et la recombinaison des faisceaux lasers.

Le chapitre F sera entièrement consacré à l'étude de la mesure de températures à partir des specklegrammes (projet FANTOM). Nous verrons comment tirer profit du flux thermique présent dans les acquisitions interférométriques afin de réaliser la mesure simultanée de déplacements et de températures.

Enfin, au chapitre G, nous nous pencherons sur le problème spécifique de l'observation des surfaces spéculaires sans application de revêtement diffusant. Une telle application est rencontrée dans le cadre du projet HOLODIR qui concerne principalement les réflecteurs spatiaux. Nous commencerons par décrire la méthode de projection de speckle que nous proposons. Nous verrons quelles sont les particularités et les contraintes qui en découlent. Ensuite, nous exposerons nos premiers développements de cette technique en ESPI et en holographie digitale. Nous en mesurerons les performances et démontrerons sa validité pour la mesure de réflecteurs spatiaux de grandes dimensions.

#### A.5 Contributions originales

Un premier apport de cette thèse est l'étude de l'impact du passage à l'infrarouge lointain sur les mesures en ESPI et en holographie digitale. Nous avons également réalisé pour la première fois la mesure quantifiée de déplacements d'objets diffusants et spéculaires avec

une caméra thermographique à microbolomètres par ESPI dans-le-plan et hors-plan, ainsi que par holographie digitale.

Un second apport est la prédiction de la taille de l'image conjuguée dans les images reconstruites par holographie digitale. Nous en avons dérivé une équation permettant de définir la taille maximale des objets afin d'éviter un recouvrement des images réelle et virtuelle dans les reconstructions.

Un troisième apport est l'étude complète de l'optimisation du montage interférométrique. Nous avons apporté le moyen de prédire théoriquement le niveau moyen de modulation dans les specklegrammes enregistrés, à partir des paramètres du montage optique et de l'objet observé. Dans ce cadre, nous avons formulé le lien entre la géométrie d'injection du faisceau référence et l'intensité de modulation au niveau des acquisitions.

Enfin, un dernier apport de cette thèse est l'étude de l'extraction du signal thermique des specklegrammes enregistrés en ESPI hors-plan, ce qui n'a jamais été réalisée auparavant. Ainsi, nous avons proposé différentes méthodes d'extraction et montrerons lesquelles donneront les meilleurs résultats et dans quelles conditions.



# B. Description générale de l'interférométrie de speckle et de l'holographie digitale

## B.1 Introduction

Dans cette thèse nous avons choisi d'étudier les techniques d'interférométrie holographique que sont, d'une part, l'holographie digitale et, d'autre part, l'interférométrie de speckle. Avant de discuter de l'utilisation de ces techniques en infrarouge, nous allons tout d'abord commencer par un rappel théorique de chacune d'entre elles. Nous allons ainsi poser et expliquer les bases théoriques dont nous nous servirons par la suite.

## B.2 Interférométrie de speckle

La première technique d'interférométrie holographique que nous allons étudier est l'ESPI, acronyme anglais signifiant *electronic speckle pattern interferometry*<sup>i</sup>. Il s'agit d'une méthode interférométrique utilisant le speckle produit par les objets observés. Elle fut étudiée pour la première fois par LEENDERTZ et BUTTERS au début des années 1970 [23,24]. Cette technique tirant profit du speckle généré par les objets, nous allons donc commencer par exposer son origine et ses principales propriétés.

### B.2.1 Phénomène du speckle

Le phénomène du speckle est dû au relief microscopique d'une surface illuminée par une source monochromatique induisant des variations de chemin optique supérieures à la longueur d'onde de la lumière. Il est produit par l'interférence créée par la superposition du très grand nombre d'ondes lumineuses réfléchies en différents points de cette surface comme le montre la figure B.1. Le résultat de cette superposition d'ondes dont la phase est aléatoirement répartie, produit un motif d'interférence granulaire appelé *speckle* – parfois désigné sous le nom de « tavelures » dans les ouvrages en français. Un exemple de motif de speckle est montré à la figure B.2. Ainsi, une surface de rugosité inférieure à la longueur d'onde de la source ne produira pas ou très peu de speckle. Cette transition entre surface spéculaire ou diffusante en fonction de la longueur d'onde utilisée et de la rugosité de celle-ci sera étudiée de façon approfondie dans la section C.3.

---

<sup>i</sup> Elle est également appelée DSPI, acronyme de *digital speckle pattern interferometry*, pour désigner l'utilisation d'un capteur numérique pour l'enregistrement des images plutôt qu'un capteur analogique. Cependant, la dénomination ESPI étant plus répandue dans la littérature, nous utiliserons celle-ci, bien que nos enregistrements soient effectués au moyen de capteurs numériques.

Malgré son aspect aléatoire, le speckle présente des propriétés statistiques, indépendantes de la rugosité de la surface du diffuseur et ne dépendant que des paramètres macroscopiques du système optique utilisé. On distingue deux types de speckle : le *speckle objectif* et le *speckle subjectif*.

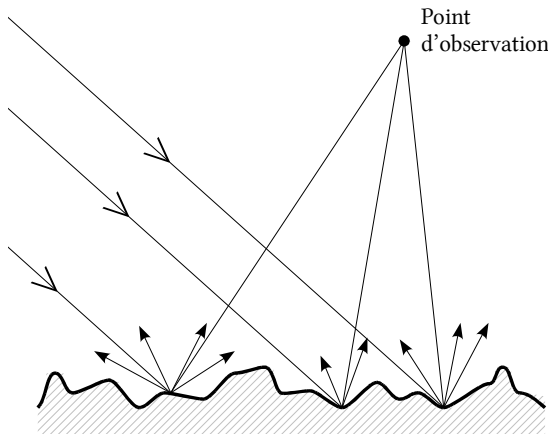


Figure B.1 : Formation du speckle objectif par une surface rugueuse illuminée en lumière cohérente.

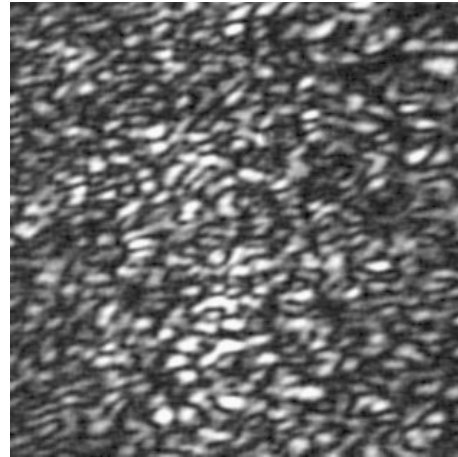


Figure B.2 : Speckle produit par une plaque d'aluminium illuminée en lumière cohérente.

### Speckle objectif

Nous pouvons estimer la taille tridimensionnelle moyenne des grains de speckle pour un diffuseur illuminé par une source lumineuse ponctuelle cohérente, notée  $S$  (voir figure B.3).

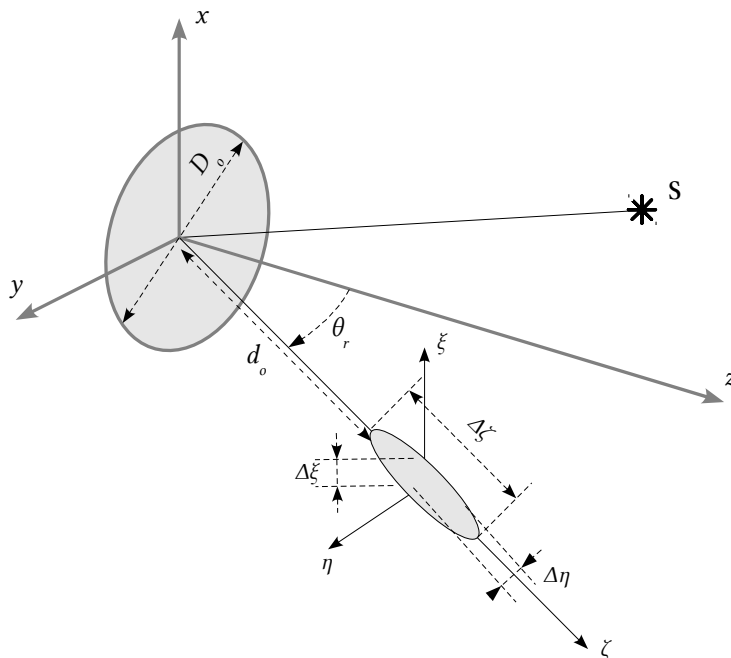


Figure B.3 : Tailles tridimensionnelles du speckle (inspiré par réf. [25]).

Les dimensions moyennes latérales,  $\Delta\xi$  et  $\Delta\eta$ , et longitudinale,  $\Delta\zeta$ , des grains de speckle sont données par les relations suivantes [25] :

$$\Delta\xi = 1,22 \frac{\lambda d_o}{D_o} \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta\eta = 1,22 \frac{\lambda d_o}{D_o \cos \theta_r} \quad (\text{B.2})$$

$$\Delta\zeta = 8 \lambda C \left( \frac{d_o}{D_o} \right)^2 \quad (\text{B.3})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière,  $D_o$  le diamètre de la surface circulaire observée,  $d_o$  la distance d'observation,  $\theta_r$  l'angle d'observation par rapport à la normale de la surface observée et  $C$  un coefficient variant en fonction de  $\theta_r$ . La valeur de  $C$  est difficile à déterminer analytiquement pour  $\theta_r \neq 0$ , cependant elle peut être calculée numériquement. La courbe d'évolution du coefficient  $C$  en fonction de  $\theta_r$  déterminée numériquement est montrée à la figure B.4.

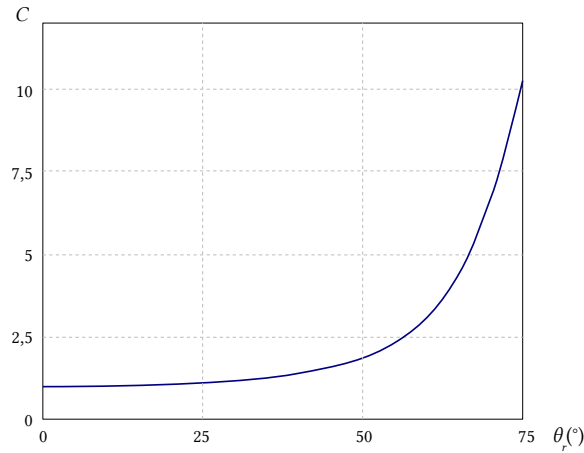


Figure B.4 : Coefficient  $C$  pour le calcul de la dimension longitudinale des grains de speckle en fonction de l'angle d'observation  $\theta_r$ . (source : réf. [25]).

Lorsque l'observateur se situe dans le voisinage de l'axe normal à la surface, le coefficient  $C$  ainsi que le cosinus de  $\theta_r$  sont alors proches de l'unité. Les équations (B.1), (B.2) et (B.3) peuvent alors être simplifiées :

$$\Delta\xi \simeq \Delta\eta \simeq 1,22 \frac{\lambda d_o}{D_o} \quad (\text{B.4})$$

$$\Delta\zeta \simeq 8 \lambda \left( \frac{d_o}{D_o} \right)^2 \quad (\text{B.5})$$

### Speckle subjectif

Le speckle subjectif, quant à lui, va dépendre du système optique à travers lequel l'objet est observé. En effet, la limite de diffraction de la lentille utilisée doit être prise en compte. Cela implique l'existence d'une dimension maximale du speckle pour une lentille donnée (voir figure B.5).

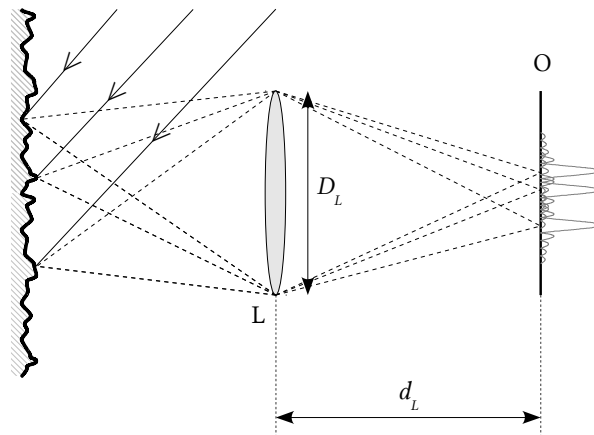


Figure B.5 : Formation du speckle subjectif (source : réf. [26]).

Ainsi les dimensions des grains de speckle s'avèrent être les mêmes que la limite de résolution optique du système, ce qui correspond aux dimensions du disque d'Airy. Les dimensions latérales des grains de speckle subjectif imagés sur un écran par une lentille L, de diamètre  $D_L$  située à une distance  $d_L$  de l'écran O sont données par la relation [27] :

$$\Delta\xi \simeq \Delta\eta \simeq 1,22 \frac{\lambda d_L}{D_L} \quad (\text{B.6})$$

On peut voir que le calcul de la dimension latérale des grains de speckle est analogue à celui du speckle objectif. En effet, nous obtenons la même relation que (B.4) où on a remplacé le diamètre de la surface illuminée par celui de la lentille imageante, et la distance de la surface par celle de cette lentille. Il en va de même pour la taille longitudinale des grains [27] :

$$\Delta\zeta \simeq 8\lambda \left( \frac{d_L}{D_L} \right)^2 \quad (\text{B.7})$$

Nous constatons également que, dans les deux cas, la dimension latérale des grains de speckle est directement proportionnelle à la longueur d'onde utilisée. Ainsi, à  $10 \mu\text{m}$  les grains seront typiquement vingt fois plus grands qu'en visible.

### Modèle du cigare

Dans le cas du speckle objectif comme du speckle subjectif, nous constatons que les grains présentent un aspect allongé le long de l'axe  $z$ . Ainsi, la structure tridimensionnelle du speckle peut-elle être vue comme un ensemble de grains en forme de « cigare » de phase et d'amplitude constantes. Transversalement, ces cigares peuvent être considérés comme séparés par une zone d'interférences destructives correspondant à des points d'amplitude nulle et donc de phase indéterminée que l'on désigne sous le nom de *singularités*.

Cette représentation schématique du speckle, appelée *modèle du cigare* [28,29], peut s'avérer utile pour certains raisonnements. Il faut cependant bien garder en mémoire que



l'amplitude et la phase des grains réels varient à l'intérieur de ceux-ci et que leurs formes sont beaucoup plus complexes que la forme de « cigare » ici suggérée [28].

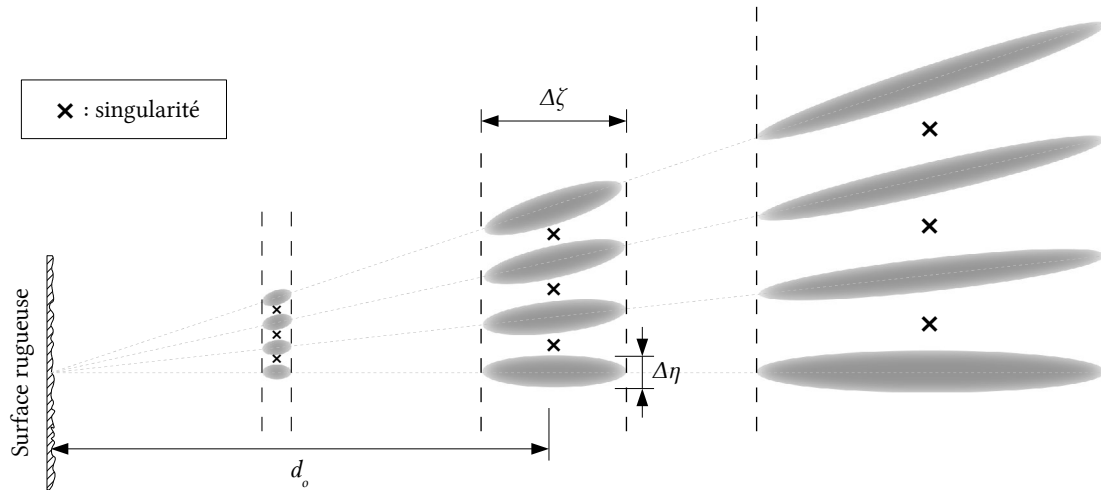


Figure B.6 : Représentation simplifiée du speckle objectif tridimensionnel selon le modèle du cigare (source : réf. [28]).

## B.2.2 Principe de l'interférométrie de speckle

Le speckle est souvent vu comme une perturbation à limiter ou supprimer. Cependant, celui-ci transporte de l'information qui peut être utilisée à des fins utiles. L'interférométrie de speckle exploite cette information en réalisant l'interférence des grains de speckle, soit avec un *faisceau de référence*, soit avec une *deuxième illumination* produisant une seconde structure de speckle interférant avec la première. Cette interférence est appelée speckle-gramme. L'interférométrie de speckle consiste à soustraire numériquement deux speckle-grammes d'un même objet avant et après déplacement de sa surface afin de remonter à la mesure de ce déplacement.

Les premières applications de l'interférométrie de speckle étaient réalisées avec des plaques photographiques. Mais très rapidement, afin de contourner les problèmes liés au long processus de développement photographique, les technologies d'acquisition électronique comme les caméras *vidicon* furent employées [30-32].

Dans les deux cas, le principe est le même. Nous écrivons l'amplitude complexe du faisceau objet en tout point du senseur [1] :

$$E_{obj}(x, y) = o(x, y) e^{i\phi_{obj}(x, y)} \quad (\text{B.8})$$

où  $o(x, y)$  et  $\phi_{obj}(x, y)$  sont des fonctions réelles représentant respectivement l'amplitude et la phase de l'amplitude complexe du faisceau objet (voir figure B.7a, page 19). Le faisceau référence coaligné est, quant à lui, noté :

$$E_{ref}(x, y) = r(x, y) e^{i\phi_{ref}(x, y)} \quad (\text{B.9})$$

où  $r(x, y)$  et  $\phi_{ref}(x, y)$  représentent l'amplitude et la phase du faisceau de référence en chaque point du détecteur (voir figure B.7b). Ces deux fronts d'onde sont superposés au niveau du

détecteur où ils interfèrent. Le senseur n'étant sensible qu'à l'intensité résultante, l'intensité détectée vaut [1] :

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= |E_{obj}(x, y) + E_{ref}(x, y)|^2 \\ &= I_{obj}(x, y) + I_{ref}(x, y) + 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)}\cos\psi(x, y) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

$I_1$  représente la figure de speckle, appelée specklegramme, enregistrée par le senseur (voir figure B.7c) et  $\psi(x, y)$  représente la différence de phase stochastique :

$$\psi(x, y) = \phi_{obj}(x, y) - \phi_{ref}(x, y) \quad (\text{B.11})$$

L'expression (B.10) a été simplifiée en utilisant les notations suivantes :

$$I_{obj}(x, y) = |E_{obj}(x, y)|^2 = o^2(x, y) \quad (\text{B.12})$$

$$I_{ref}(x, y) = |E_{ref}(x, y)|^2 = r^2(x, y) \quad (\text{B.13})$$

Si la surface de l'objet observé subit un déplacement, le chemin optique se trouve alors modifié, résultant en une modification de la phase au niveau du senseur d'une quantité notée  $\Delta\phi(x, y)$  (voir figure B.7f). Après ce déplacement, l'intensité objet vaut :

$$E'_{obj}(x, y) = o(x, y)e^{i[\phi_{obj}(x, y) + \Delta\phi(x, y)]} \quad (\text{B.14})$$

Après superposition avec le faisceau référence, nous obtenons le specklegramme (voir figure B.7d) :

$$I_2(x, y) = I_{obj}(x, y) + I_{ref}(x, y) + 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)}\cos[\psi(x, y) + \Delta\phi(x, y)] \quad (\text{B.15})$$

Le specklegramme  $I_2$  est alors soustrait au specklegramme de référence  $I_1$  par traitement numérique (voir figure B.7g). La distribution d'intensité résultante, appelée interférogramme, vaut ainsi [1] :

$$\begin{aligned} (I_1 - I_2)(x, y) &= 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)}[\cos\psi - \cos(\psi + \Delta\phi)]_{(x, y)} \\ &= 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)}\sin\left(\psi(x, y) + \frac{\Delta\phi(x, y)}{2}\right)\sin\left(\frac{\Delta\phi(x, y)}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Le premier facteur en sinus nous donne le bruit de speckle stochastique. Il est modulé par le sinus de la moitié du déphasage induit par le déplacement de la surface. Cette modulation est visible si elle présente une fréquence nettement inférieure au bruit de speckle de haute fréquence (voir figure B.7g). Pour afficher ces résultats en temps réel sur un écran, il est nécessaire d'utiliser des intensités positives. On les obtient en affichant le module  $|I_1 - I_2|$  (voir figure B.7g).

Cette modulation ne nous permet cependant pas de connaître la valeur exacte du déphasage en chaque point. En effet, la connaissance non pas du déphasage mais du sinus de sa moitié ne permet pas de remonter directement au déplacement de la surface. Ce phénomène est illustré à la figure B.8. En comparant le résultat de la phase calculée (voir figure B.8) par rapport au déphasage réellement produit par l'objet (voir figure B.7f), on s'aperçoit qu'une ambiguïté subsiste sur la pente (*positive* ou *negative*) du déplacement subi

par l'objet. À cela s'ajoute le bruit intrinsèque à la méthode provenant du speckle représenté par le premier facteur sinus de l'équation (B.16) sans lequel nous obtiendrions les courbes en pointillés. Sans informations complémentaires sur les conditions expérimentales du déplacement observé, il n'est pas possible de lever cette ambiguïté.

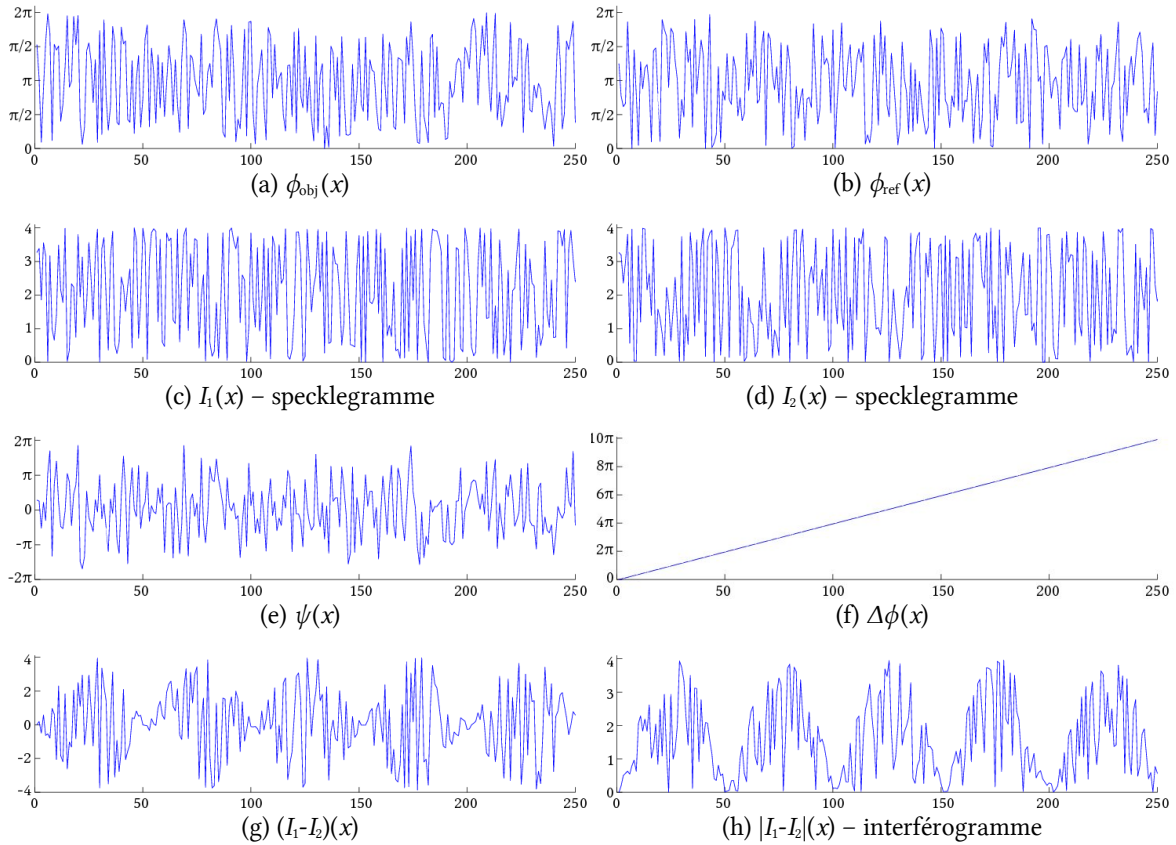


Figure B.7 : Simulation numérique de l'interférométrie de speckle à une dimension (inspiré par réf. [1]).

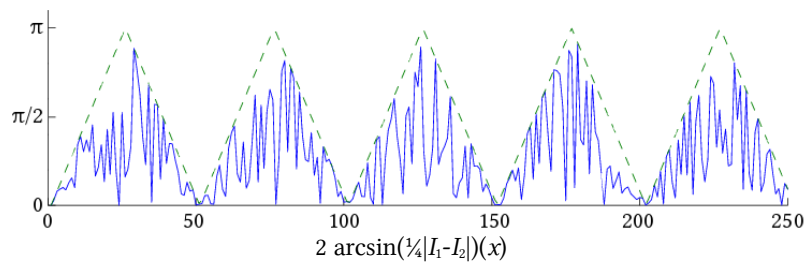


Figure B.8 : Ambiguïtés et bruits dans le calcul de la phase à partir de l'interférogramme produit dans la simulation de la figure B.7f. La courbe verte pointillée montre la valeur de la phase non bruitée.

### B.2.3 Évaluation quantitative de la phase

Afin de pallier à cette ambiguïté et d'obtenir des mesures quantifiées un grand nombre de techniques ont été imaginées [33-48]. Parmi celles-ci, deux méthodes fiables ne nécessitant pas de connaissance a priori du déplacement existent et sont très couramment utilisées.

La première consiste à superposer expérimentalement une porteuse linéaire, de pente strictement positive et supérieure à la pente maximale du déphasage que l'on souhaite mesurer ; produisant une image de phase strictement croissante, levant de ce fait l'ambiguïté [46-48].

La seconde méthode utilise plusieurs images décalées en phase. Leur combinaison permet d'obtenir la valeur de la phase directement et non plus à travers un facteur en sinus [49-51]. L'information redondante dans chacun des specklegrammes permet ainsi de mesurer la phase avec une grande précision sans ambiguïté de signe. Appelée *phase shifting* en anglais, le décalage de phase est la méthode la plus répandue pour l'évaluation quantitative de la phase. Elle fut employée en interférométrie de speckle pour la première fois au début des années 1980 [49-51]. Différentes méthodes existent en fonction de la valeur du décalage appliqué ou du nombre de pas utilisés. Une étude approfondie des performances d'un grand nombre d'entre-elles a été réalisée en 1994 par JOENATHAN [52].

La technique du décalage de phase – que nous utiliserons dans cette thèse pour la mesure de la phase par ESPI – consiste à appliquer une variation de chemin optique dans l'un des bras de l'interféromètre afin de décaler plusieurs fois la phase d'un des faisceaux d'une fraction de longueur d'onde. Ainsi,  $n$  acquisitions du specklegramme de l'objet au repos sont enregistrées, et  $n$  autres de l'objet dans son état déplacé. Les specklegrammes dans les deux états de l'objet sont données respectivement par les équations suivantes [1] :

$$I_n(x, y) = I_{obj}(x, y) + I_{ref}(x, y) + 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)} \cos[\psi(x, y) + \phi_{Rn}] \quad (\text{B.17})$$

$$I'_n(x, y) = I_{obj}(x, y) + I_{ref}(x, y) + 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)} \cos[\psi(x, y) + \Delta\phi(x, y) + \phi_{Rn}] \quad (\text{B.18})$$

où  $I_n$  représente les  $n$  acquisitions de l'objet dans son état initial,  $I'_n$  les  $n$  acquisitions dans son état modifié et  $\phi_{Rn}$  le décalage de phase appliqué lors de la  $n$ -ième acquisition. Si le décalage appliqué est connu, nous avons alors un système à trois inconnues qu'il est possible de résoudre par la connaissance de trois specklegrammes au minimum. Si le décalage appliqué est inconnu, mais constant entre chaque specklegramme, le décalage devient une inconnue supplémentaire du système d'équations et quatre specklegrammes au minimum sont nécessaires.

Le décalage de phase  $\phi_{Rn}$  et le nombre d'acquisitions peuvent être choisis arbitrairement. Il existe ainsi un très grand nombre de technique de reconstruction possible en fonction du nombre d'acquisitions et de la valeur du décalage de phase [1,53]. Un des choix les plus couramment utilisés est l'algorithme à quatre pas avec  $\phi_{R1} = 0^\circ$ ,  $\phi_{R2} = 90^\circ$ ,  $\phi_{R3} = 180^\circ$  et  $\phi_{R4} = 270^\circ$  [54]. Pour cette technique que nous utiliserons dans nos mesures par ESPI, nous avons les specklegrammes :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 + I_m \cos(\psi) & I'_1 &= I_0 + I_m \cos(\psi + \Delta\phi) \\ I_2 &= I_0 - I_m \sin(\psi) & I'_2 &= I_0 - I_m \sin(\psi + \Delta\phi) \\ I_3 &= I_0 - I_m \cos(\psi) & I'_3 &= I_0 - I_m \cos(\psi + \Delta\phi) \\ I_4 &= I_0 + I_m \sin(\psi) & I'_4 &= I_0 + I_m \sin(\psi + \Delta\phi) \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

où nous avons posé  $I_0$  est l'intensité moyenne et  $I_m$  l'intensité de modulation :

$$I_0 = I_{obj} + I_{ref} \quad (\text{B.20})$$

$$I_m = 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \quad (\text{B.21})$$

La résolution de ce système d'équation nous donne la valeur du déphasage sans ambiguïté de signe :

$$\psi = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \quad (\text{B.22})$$

$$\psi' = \psi + \Delta\phi = \arctan\left(\frac{I'_4 - I'_2}{I'_1 - I'_3}\right) \quad (\text{B.23})$$

$$\Delta\phi = \psi - \psi' = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) - \arctan\left(\frac{I'_4 - I'_2}{I'_1 - I'_3}\right) \quad (\text{B.24})$$

Nous pouvons déterminer les valeurs des phases  $\psi$  et  $\psi'$  dans l'intervalle  $[0; 2\pi[$  en tenant compte des signes des numérateurs et dénominateurs dans les équations (B.22) et (B.23). Le déphasage obtenu correspond donc au déphasage réel modulo  $2\pi$ . Cela se traduit par un saut de  $2\pi$  à 0 chaque fois que le déplacement engendre une variation de chemin optique de plus d'un multiple entier de la longueur d'onde (voir figure B.9). Afin de remonter au déplacement de l'objet, il est nécessaire de supprimer ces discontinuités. Cette opération s'appelle le *déroulage de phase* – ou *phase unwrapping* en anglais.

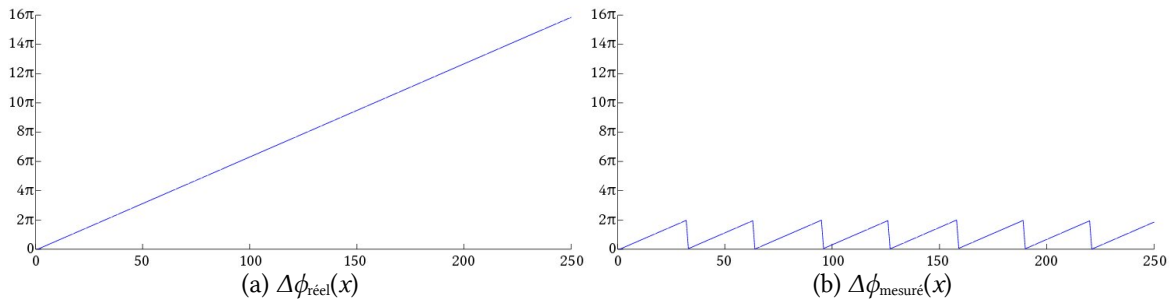


Figure B.9 : Comparaison du déphasage réel ( $\Delta\phi_{réel}$ ) et du déphasage mesuré ( $\Delta\phi_{mesuré}$ ) par simulation numérique de l'ESPI.

Il existe un très grand nombre d'algorithmes de déroulage de phase [55-60]. Pour les mesures réalisées dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé le logiciel *IntelliWave* édité par la société ENGINEERING SYNTHESIS DESIGN dans sa version 4.5.1.2. Ce logiciel propose plusieurs méthodes de déroulage ; nous avons utilisé la méthode *discontinuity minimization* (DMA) [61] nécessitant le traitement numérique le plus lourd, mais donnant les meilleurs résultats, plus particulièrement en cas de mesures fortement bruitées, comme ce sera le cas dans nos expériences.

La raison de ce bruit élevé provient des singularités dont nous avons parlé précédemment (voir modèle du « cigare », page 16). Ces singularités sont des points d'interférence destructive du speckle donnant lieu à une amplitude du signal nulle. Il en résulte une phase indé-

terminée rendant la mesure d'un déphasage impossible en ce point. Ce phénomène est illustré dans les simulations de la figure B.10. Malgré l'absence totale de source de bruit dans ces simulations, on constate en effet que la mesure effectuée est bruitée de part la nature même du speckle.

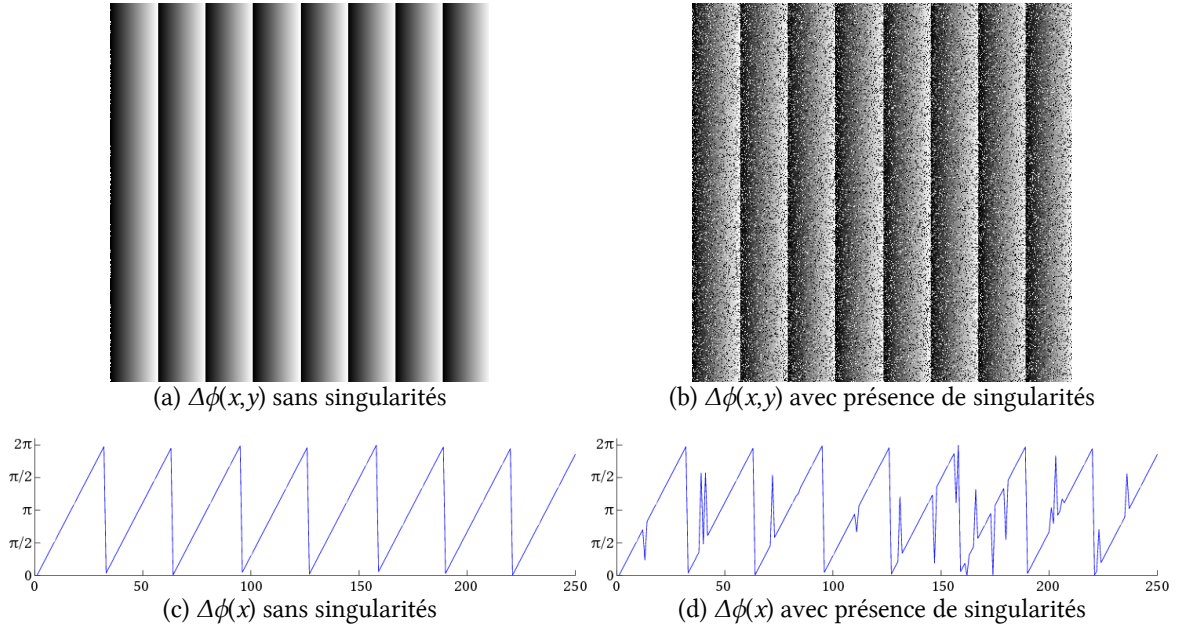


Figure B.10 : Comparaison du déphasage mesuré par ESPI avec et sans présence de singularités dans le speckle produit par l'objet observé.

### B.2.4 Diminution du bruit dans les mesures

Pour pallier à ce bruit inhérent aux mesures par ESPI, plusieurs méthodes moyennant le signal pour diminuer l'effet de ces singularités existent. La méthode la plus répandue est appelée filtrage *sinus-cosinus* [62,63]. Il s'agit d'une technique très simple qui consiste à appliquer un filtre gaussien ou médian, moyennant chaque pixel avec la valeur des pixels voisins au sinus et au cosinus de la phase mesurée. Ensuite on calcule la phase filtrée résultante :

$$\Delta\phi_{\text{filtré}} = \arctan \left\{ \frac{F_g[\sin(\Delta\phi)]}{F_g[\cos(\Delta\phi)]} \right\} \quad (\text{B.25})$$

où  $F_g$  représente la fonction qui applique le filtrage gaussien ou médian,  $\Delta\phi$  représente la phase mesurée avant filtrage et  $\Delta\phi_{\text{filtré}}$  la phase après filtrage. Ainsi, par application de cette technique sur la carte de phase bruitée de la figure B.11a, nous obtenons la figure B.11b ci-dessous.

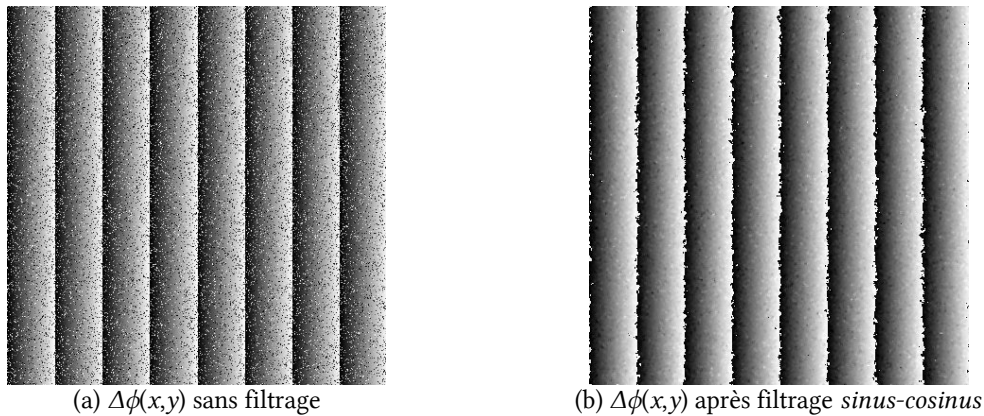


Figure B.11 : Comparaison du déphasage mesuré en simulant numériquement la technique ESPI, avant et après filtrage gaussien par la méthode sinus-cosinus.

### B.2.5 Relation entre le déphasage mesuré et le déplacement de l'objet

Maintenant que nous savons mesurer le déphasage, nous allons voir comment remonter aux déplacements de la surface de l'objet. Selon la géométrie d'illumination et d'observation d'un objet, il est possible de sélectionner la composante du déplacement mesurée. Les configurations les plus couramment utilisées sont la configuration hors-plan, dans-le-plan et le cas particulier de la shearographie.

#### Configuration hors-plan

Le déphasage  $\Delta\phi$  en chaque point de l'objet est dû à une différence  $\delta$  de chemins empruntés par les faisceaux lumineux provenant du point source **S** et réfléchis au point **P** pour finalement arriver au point d'observation **B** comme illustré à la figure B.12 ci-dessous.

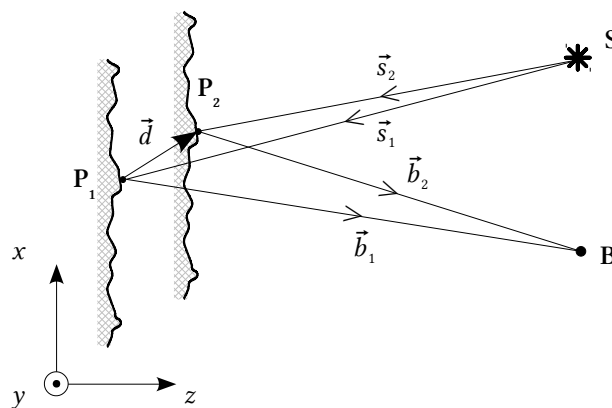


Figure B.12 : Déphasage dû à un déplacement de l'objet observé (source : réf.[1]).

Le déphasage  $\Delta\phi$  est relié à la différence de chemin optique  $\delta$  par la relation :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (\text{B.26})$$

Quand la surface de l'objet se déplace, le point  $\mathbf{P}$  se déplace de sa position initiale  $\mathbf{P}_1$  vers une nouvelle position  $\mathbf{P}_2$ . Le *vecteur déplacement*, noté  $\vec{d}$ , est ainsi défini par ces deux positions avant et après déplacement:

$$\vec{d} = \overrightarrow{\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2} \quad (\text{B.27})$$

La relation entre le déphasage et le déplacement de la surface de l'objet observé est alors donnée par [1] :

$$\Delta\phi = \vec{d} \cdot \vec{e} \quad (\text{B.28})$$

où  $\vec{e}$  est appelé le *vecteur sensibilité*, défini par la relation :

$$\vec{e} = \frac{2\pi}{\lambda} (\vec{b} - \vec{s}) \quad (\text{B.29})$$

où  $\vec{s}$  est le vecteur unitaire d'illumination et  $\vec{b}$  le vecteur unitaire d'observation. Ils sont définis comme les vecteurs bissecteurs des vecteurs unitaires d'illumination  $\vec{s}_1$  et  $\vec{s}_2$ , et d'observation  $\vec{b}_1$  et  $\vec{b}_2$  (voir figure B.12) :

$$\vec{s} = \frac{1}{2} [\vec{s}_1 + \vec{s}_2] \quad (\text{B.30})$$

$$\vec{b} = \frac{1}{2} [\vec{b}_1 + \vec{b}_2] \quad (\text{B.31})$$

Quand les vecteurs d'illumination  $\vec{s}$  et d'observation  $\vec{b}$  sont proches de la normale à la surface de l'objet et que la source  $\mathbf{S}$  et le point d'observation  $\mathbf{B}$  sont loin de celle-ci, le vecteur sensibilité est proche de l'axe  $z$ . Nous mesurons alors principalement les contributions du déplacement perpendiculairement à l'axe d'observation. On désigne cette configuration sous le nom de *configuration hors-plan*.

### Configuration dans-le-plan

La configuration dans-le-plan – également désignée sous le nom de configuration *in-plane* – fait partie de la famille des configurations comparatives. Cette famille de configuration n'utilise aucun faisceau référence envoyé directement sur le senseur. Comme illustré à la figure B.13, l'objet est illuminé par deux points sources  $\mathbf{S1}$  et  $\mathbf{S2}$ .



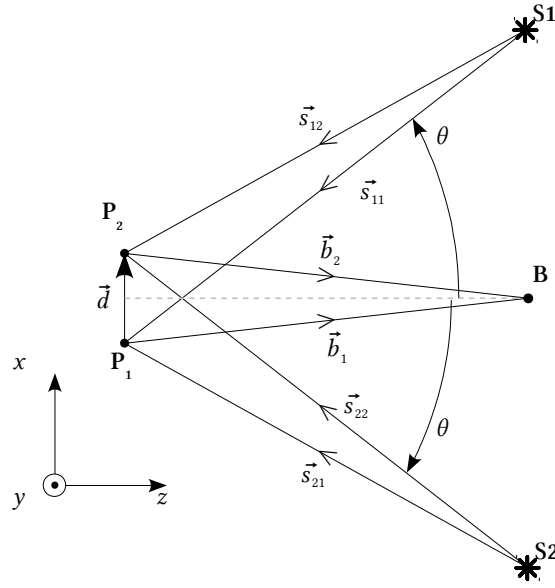


Figure B.13 : Illumination double pour la configuration dans-le-plan.

Comme nous l'avons fait pour la configuration hors-plan, nous supposons les distances des sources S1 et S2 très grandes par rapport à l'amplitude du déplacement  $\vec{d}$ . Nous simplifions ainsi les équations en posant :

$$\vec{s}_1 \simeq \vec{s}_{11} \simeq \vec{s}_{12} \quad (\text{B.32})$$

$$\vec{s}_2 \simeq \vec{s}_{21} \simeq \vec{s}_{22} \quad (\text{B.33})$$

où les vecteurs  $\vec{s}_{11}$ ,  $\vec{s}_{12}$ ,  $\vec{s}_{21}$  et  $\vec{s}_{22}$  représentent les vecteurs unitaires d'illumination comme indiqué à la figure B.13.

Pour obtenir la différence de chemin optique totale  $\delta$ , nous devons donc soustraire les différences de chemin optique de chaque illumination. Ainsi, nous avons :

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 \quad (\text{B.34})$$

où  $\delta_1$  et  $\delta_2$  représentent les différences de chemin optique pour la lumière venant respectivement des sources S1 et S2. Il en découle que le vecteur sensibilité global s'exprime comme la différence des vecteurs  $\vec{e}_{s_1}$  et  $\vec{e}_{s_2}$  qui correspondent aux vecteurs sensibilités de la source S1 et de la source S2 respectivement. Nous avons ainsi [1] :

$$\vec{e} = \vec{e}_{s_2} - \vec{e}_{s_1} = \frac{2\pi}{\lambda}(\vec{b} - \vec{s}_2) - \frac{2\pi}{\lambda}(\vec{b} - \vec{s}_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(\vec{s}_1 - \vec{s}_2) = \frac{2\pi}{\lambda}(2 \sin \theta; 0; 0) \quad (\text{B.35})$$

où nous avons considéré que S1 et S2 sont suffisamment loin de la surface observée pour supposer les vecteurs  $\vec{s}_{11}$  et  $\vec{s}_{12}$  parallèles entre-eux formant un angle  $\theta$  avec l'axe d'observation, ainsi que  $\vec{s}_{21}$  et  $\vec{s}_{22}$  parallèles formant un angle  $\theta$  également. Ainsi, en ESPI dans-le-plan, le changement de phase relatif  $\Delta\phi$  est donné par la relation [2] :

$$\Delta\phi = \vec{d} \cdot \vec{e} = d_x \cdot e_x = \frac{4\pi}{\lambda} d \sin \theta \quad (\text{B.36})$$

où  $\vec{d} = (d_x; d_y; d_z)$  est le vecteur déplacement décomposé en ses composantes  $x$ ,  $y$  et  $z$  et, de façon similaire,  $\vec{e} = (e_x; e_y; e_z)$  est le vecteur sensibilité.

### Configuration différentielle

La configuration différentielle – également appelée *shearographie*, de l'anglais *to shear* signifiant cisailier, ou encore *cisaillographie* – est une application particulière de l'interférométrie de speckle. Elle consiste à superposer deux images identiques de l'objet décalées latéralement d'une distance  $\Delta x$  selon le schéma de principe illustré à la figure B.14. Ce décalage peut être ajusté en modifiant l'orientation d'un des miroirs de l'interféromètre – c'est-à-dire en modifiant l'angle  $\theta$  à la figure B.14.

Dans cette configuration, la relation entre le déplacement de la surface et le déphasage observé est donnée par [1] :

$$\Delta\phi(x, y) - \Delta\phi(x + \Delta x, y) \approx \frac{\partial \vec{d}(x, y)}{\partial x} \cdot \vec{e} \quad (\text{B.37})$$

où le vecteur sensibilité  $\vec{e}$  vaut :

$$\vec{e} = \frac{2\pi \Delta x}{\lambda} (\vec{b} - \vec{s}) \quad (\text{B.38})$$

avec  $\vec{s}$  le vecteur unitaire d'illumination et  $\vec{b}$  le vecteur unitaire d'observation.

Ainsi, en *shearographie*, nous n'observons pas le déplacement de la surface directement, mais la dérivée de ce déplacement. Cette méthode est donc insensible aux mouvements de corps rigide [64,65].

Il est intéressant de noter que cette technique ne se limite pas au cisaillement linéaire. D'autres types de cisaillements peuvent également être observés, comme le cisaillement radial ou rotationnel, au moyen d'un arrangement optique adéquat [66].

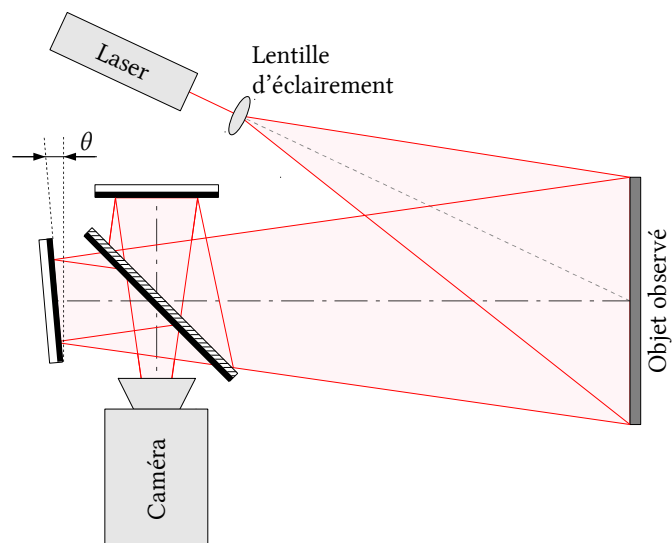


Figure B.14 : Arrangement optique pour l'observation des déplacements d'une surface par shearographie digitale.

## B.3 Holographie digitale

### B.3.1 Principe de l'holographie classique

Afin de décrire le fonctionnement de l'holographie digitale, un bref rappel des principes de l'holographie classique est nécessaire. L'holographie est une technique permettant l'enregistrement d'un signal lumineux en amplitude et en phase. Elle consiste à enregistrer l'interférence produite entre un faisceau objet et un faisceau de référence sur un matériau photosensible, puis de lire cet enregistrement en éclairant le matériau photosensible après développement par un faisceau référence identique à la phase d'enregistrement.

Cette technique fut imaginée par GABOR en 1948 [67-69]. Mais ce n'est qu'après l'invention du laser que cette technique prit son envol. En effet, les premiers hologrammes d'objets tri-dimensionnels ne furent réalisés qu'à partir de 1962 par LEITH et UPATNIEKS aux États-Unis [70-72], et DENISYUK en Union soviétique [73], soit deux ans après la mise au point du premier laser par MAIMAN [74].

### Enregistrement des hologrammes

L'enregistrement de l'hologramme dans un matériau photosensible peut être réalisé de plusieurs façons :

- soit en enregistrant la phase de l'interférence résultante de la superposition des fronts d'onde objet et référence sous forme de variation d'épaisseur ou d'indice, il s'agit dans ce cas d'un hologramme de phase ;
- soit en enregistrant l'intensité lumineuse comme une plaque photographique traditionnelle, il s'agit alors d'un hologramme en transmission.

En holographie digitale, tous les enregistrements correspondent à des hologrammes en transmission, nous n'analyserons donc ici que ce cas.

Nous écrivons l'amplitude complexe du faisceau objet en tous points du support holographique, que nous noterons  $E_{obj}(x,y)$ , sous la forme :

$$E_{obj}(x, y) = o(x, y) e^{i\phi_{obj}(x, y)} \quad (\text{B.39})$$

où  $o(x,y)$  et  $\phi_{obj}(x,y)$  sont des fonctions réelles représentant respectivement l'amplitude et la phase du faisceau objet. Nous prenons un faisceau référence collimaté. Son amplitude complexe s'écrit :

$$E_{ref}(x, y) = r e^{2i\pi \xi x} \quad (\text{B.40})$$

où  $r$  est l'amplitude uniforme de la référence et  $\xi$  est donné par la relation :

$$\xi = \frac{\sin \theta}{\lambda} \quad (\text{B.41})$$

où  $\theta$  est l'angle entre les faisceaux référence et objet, comme illustré à la figure B.15.

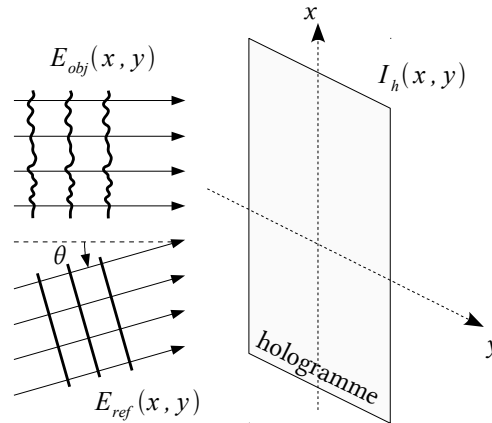


Figure B.15 : Enregistrement d'un hologramme.

Ainsi, nous avons au niveau du support holographique l'intensité, notée  $I_h(x, y)$ , résultant de la superposition du faisceau objet avec le faisceau de référence :

$$\begin{aligned} I_h(x, y) &= |E_{obj}(x, y) + E_{ref}(x, y)|^2 \\ &= r^2 + o^2(x, y) + r o(x, y) e^{-2i\pi\xi x} e^{i\phi_{obj}(x, y)} + r o(x, y) e^{2i\pi\xi x} e^{-i\phi_{obj}(x, y)} \end{aligned} \quad (\text{B.42})$$

La transmission  $\tau$  du support après enregistrement dépend de l'énergie lumineuse absorbée. Nous approximations la réponse de la plaque d'enregistrement par la relation linéaire [1,75] :

$$\tau(x, y) = a + b t_B I_h(x, y) \quad (\text{B.43})$$

où  $t_B$  est le temps de d'exposition,  $a$  la transmission du matériau photosensible pour une exposition nulle et  $b$  la pente de la réponse linéaire. En incluant dans cette équation l'expression de l'intensité lumineuse (B.42), on obtient la transmission du support holographique après enregistrement :

$$\tau(x, y) = a + b t_B \left[ r^2 + o^2(x, y) + r o(x, y) e^{-2i\pi\xi x} e^{i\phi_{obj}(x, y)} + r o(x, y) e^{2i\pi\xi x} e^{-i\phi_{obj}(x, y)} \right] \quad (\text{B.44})$$

### Lecture des hologrammes

La lecture de l'hologramme est réalisée en illuminant celui-ci après enregistrement avec le même faisceau référence seul. L'intensité lumineuse  $H$  située directement derrière l'hologramme s'écrit alors [76] :

$$\begin{aligned} H(x, y) &= \tau(x, y) \cdot E_{ref}(x, y) \\ &= H_1(x, y) + H_2(x, y) + H_3(x, y) + H_4(x, y) \end{aligned} \quad (\text{B.45})$$

où les termes  $H_i$  valent :

$$H_1(x, y) = (a + b t_B r^2) r e^{2i\pi\xi x} \quad (\text{B.46})$$

$$H_2(x, y) = b t_B r o^2(x, y) e^{2i\pi\xi x} \quad (\text{B.47})$$

$$H_3(x, y) = b t_B r^2 o(x, y) e^{i\phi_{obj}(x, y)} \quad (\text{B.48})$$

$$H_4(x, y) = b t_B r^2 o(x, y) e^{-i\phi_{obj}(x, y)} e^{4i\pi \xi x} \quad (\text{B.49})$$

Ces différents termes correspondent aux quatre composantes physiques que l'on retrouve dans les hologrammes :

- $H_1$  représente le faisceau de référence transmis à travers la plaque en ligne droite.
- $H_2$  est un terme de halo qui entoure le faisceau de référence transmis ( $H_1$ ).
- $H_3$  est identique à l'intensité objet initial à une constante multiplicative près et représente l'image virtuelle de l'objet.
- $H_4$  est le complexe conjugué de l'amplitude complexe du faisceau objet original. Il s'agit de l'image réelle de l'objet. Ce terme comprend un facteur exponentiel  $e^{4i\pi \xi x}$  qui indique que l'onde conjuguée est décalée par rapport à la normale d'un angle approximativement double de celui que fait l'onde de référence avec ce même axe comme indiqué à la figure B.16<sup>i</sup>.

L'apparition, lors de la lecture de l'hologramme, d'une onde identique en amplitude et en phase à l'onde objet au cours de l'enregistrement, nous donne la possibilité de réaliser une interférence entre cette onde objet provenant de l'hologramme et l'onde provenant directement de l'objet réel ou d'un autre hologramme<sup>ii</sup>. Si entre ces hologrammes pris à des instants différents, la surface de l'objet a bougé, son image va alors se couvrir de franges d'interférence caractéristiques du déplacement qu'il a subi.

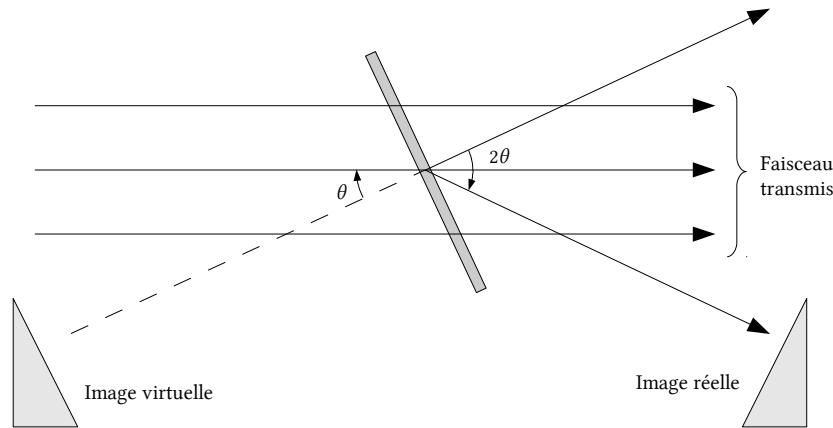


Figure B.16 : Lecture d'un hologramme.

Par analogie avec les réseaux de diffraction, on parle en holographie de termes d'ordre 0 pour les termes non déviés ( $H_1$  et  $H_2$ ), de terme d'ordre 1 pour l'image réelle ( $H_3$ ) et -1 pour l'image virtuelle ( $H_4$ ).

Lorsque l'angle entre les faisceaux référence et objet, noté  $\theta$  à la figure B.16, est nul, les quatre termes se superposent. On parle alors d'holographie en-ligne. Elle est souvent utilisée pour l'analyse de milieu transparent. Lorsqu'un angle est appliqué afin de séparer spatialement les différents ordres, on parle alors d'holographie hors-axe. Cette dernière

i Cet angle vaut en fait  $\arcsin(2 \sin \theta)$  qui vaut approximativement  $2\theta$  pour un angle  $\theta$  petits.

ii On parle alors d'interférométrie holographique à double exposition.

présente un niveau de bruit inférieur. En effet, seul un des termes est utilisé pour mesurer la phase – soit l’image réelle  $H_3$ , soit l’image virtuelle  $H_4$ . Dès lors, les trois termes ne servant pas à la mesure sont une source de bruit en cas de recouvrement, comme c’est le cas en l’holographie en-ligne.

### B.3.2 Principe de l’holographie digitale

L’holographie digitale est l’application de l’holographie avec un capteur numérique comme support photosensible<sup>i</sup>. La reconstruction de l’image n’est alors plus réalisée expérimentalement mais par traitement numérique. Ce traitement revient à multiplier la fonction de transmission de l’hologramme stocké dans l’ordinateur par l’expression analytique du faisceau référence qui est censé reproduire le faisceau référence utilisé lors de l’enregistrement et ainsi simuler numériquement sa propagation. Il est donc important en holographie digitale d’utiliser un faisceau de référence « simulable ». Le choix le plus simple est de prendre une onde plane ou sphérique.

Les fondements de cette technique ont été traités à partir des années 1970 [77-79]. Elle fut appliquée pour la première fois en 1992 par HADDAD *et coll.* [80] pour l’observation d’objets microscopiques. Deux ans plus tard, SCHNARS reconstruisit numériquement l’image d’un objet macroscopique diffusant à partir de son hologramme enregistré sur un détecteur CCD [81] et montra qu’il était possible de mesurer le déphasage dû au déplacement de la surface de l’objet observé au moyen de cette méthode [82].

En holographie digitale, les franges d’interférence créées par la superposition des ondes objet et référence doivent pouvoir être résolues par le capteur numérique. La distance  $d_f$  entre les franges d’interférence sur le capteur est déterminée selon la relation :

$$d_f = \frac{\lambda}{\sin\left(\frac{\theta_{obj}}{2}\right) + \sin\left(\frac{\theta_{ref}}{2}\right)} \quad (\text{B.50})$$

où  $\theta_{obj}$  et  $\theta_{ref}$  sont les angles d’incidence des faisceaux objet et référence, respectivement. Si ces deux angles sont identiques, nous avons :

$$\theta_{obj} = \theta_{ref} = \theta/2 \quad (\text{B.51})$$

où  $\theta$  est l’angle entre les fronts d’onde objet et référence (voir figures B.15). En remplaçant dans l’équation (B.50), nous retrouvons l’expression couramment donnée dans la littérature [83,84] :

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (\text{B.52})$$

Ainsi, pour un capteur numérique possédant des pixels de dimension  $\Delta$ , le théorème de l’échantillonnage stipule qu’au minimum deux pixels par franges sont nécessaires pour un en-

<sup>i</sup> En lumière visible, il s’agira typiquement d’un détecteur CCD.

registrement. Nous en déduisons ainsi l'angle maximal  $\theta_{max}$  permettant une reconstruction de l'image :

$$\theta_{max} = 2 \arcsin \left( \frac{\lambda}{4\Delta} \right) \quad (\text{B.53})$$

Un exemple d'enregistrement holographique est illustré à la figure B.17, où le speckle produit par un objet se recouvre de franges d'interférence quand on lui superpose un faisceau référence.

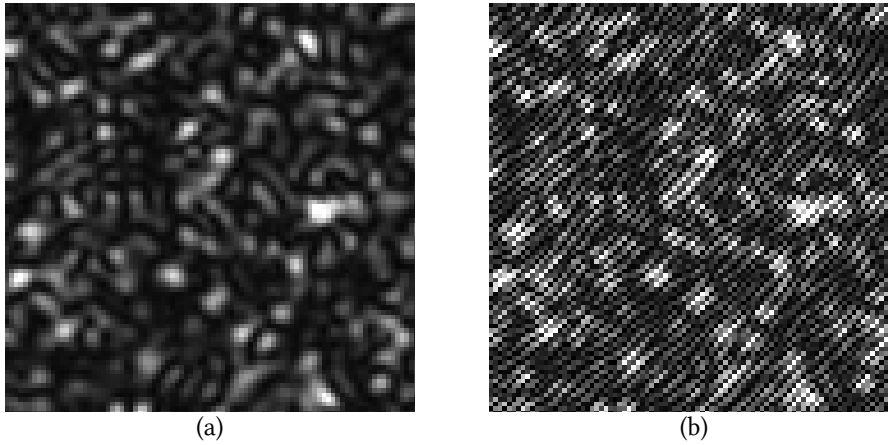


Figure B.17 : Image (a) de l'intensité objet et (b) de son interférence avec un faisceau de référence produit par simulation numérique de l'holographie digitale.

Dans le cas d'un CCD composé de pixels d'une dimension de typiquement  $10 \mu\text{m}$ , et d'un laser émettant à  $532 \text{ nm}$ , nous obtenons un angle  $\theta_{max}$  de l'ordre de  $1,5^\circ$ . Par comparaison, pour un détecteur infrarouge dont la dimension des pixels est typiquement de  $25 \mu\text{m}$ , nous obtenons un  $\theta_{max}$  de l'ordre de  $12^\circ$ . Ainsi, pour un objet situé à une distance de  $1 \text{ m}$  du senseur, nous sommes donc limités à une dimension maximale de l'objet observé de  $5,3 \text{ cm}$  en visible alors qu'en infrarouge celle-ci atteint  $49,5 \text{ cm}$ . Le champ de vue est ainsi augmenté d'un facteur 10 grâce au rapport de la longueur d'onde sur la dimension des pixels beaucoup plus favorable en infrarouge.

### B.3.3 Reconstruction numérique des images

L'hologramme est l'enregistrement de l'interférence entre le signal lumineux venant de l'objet et un signal de référence. Nous devons lui superposer la même référence afin de reconstruire le faisceau objet original en amplitude et en phase. Ainsi, nous sélectionnons à l'avance un faisceau dont les caractéristiques sont connues. Pour faciliter cette opération, un faisceau référence collimaté est généralement utilisé [85]. Nous simulons ensuite la propagation du front d'onde résultant derrière l'hologramme afin de reconstruire l'image de l'objet à la distance voulue. Ce processus est illustré à la figure B.18.

Après superposition de la référence sur l'hologramme enregistré, nous obtenons l'onde produite juste derrière l'hologramme :

$$E_h(x, y) = \tau(x, y) \cdot E_{ref}(x, y) \quad (\text{B.54})$$



où  $E_{ref}(x,y)$  est le signal référence et  $\tau(x,y)$  l'hologramme enregistré dont l'expression est donnée par l'équation (B.44).

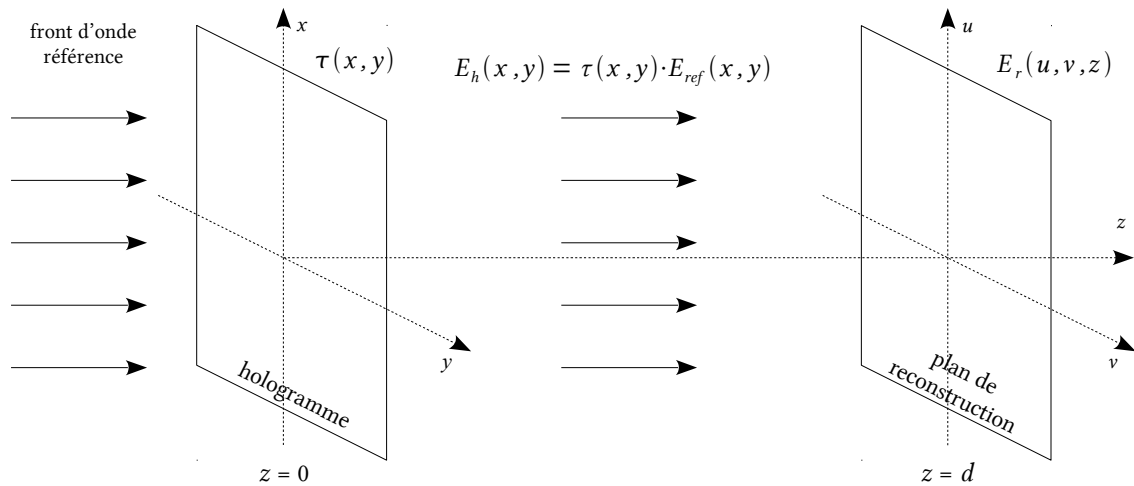


Figure B.18 : Lecture d'un hologramme par holographie digitale.

Pour obtenir la phase du faisceau objet au niveau de sa surface, nous devons calculer la propagation de cette onde lumineuse jusqu'à la distance de celui-ci. Pour cela, plusieurs méthodes de reconstruction existent en fonction de la configuration du système optique que nous allons présenter brièvement.

a) L'holographie digitale par transformée de FOURIER [1,76]

Cette technique permet la reconstruction d'un objet théoriquement situé à l'infini. En pratique, cela revient à placer l'objet au foyer du système d'imagerie, la référence étant nécessairement un faisceau collimaté ou un point source au niveau de l'objet. Elle est donc restreinte à des objets plans.

b) L'holographie digitale imageante [1]

Ici, une lentille focalise l'image de l'objet sur le senseur. Mais l'ouverture du système est limitée par la lentille utilisée contrairement aux autres cas possible. Bien que portant un nom différent, il s'agit en fait de la même méthode que l'ESPI avec reconstruction de la phase par la méthode de FOURIER dont nous avons parlé dans la section B.2.3. Cette technique présente la fusion des deux aspects : ESPI et holographie digitale. Dans le cadre de cette thèse, nous la classerons exclusivement dans la catégorie ESPI.

c) L'holographie digitale de FRAUNHOFER [1,76]

Cette méthode de reconstruction est valable pour les objets situés dans la zone de diffraction de FRAUNHOFER. Cela est réalisé lorsque la distance  $z$  de l'objet au détecteur vérifie la relation :

$$z^3 \gg \max \left\{ \frac{\pi}{4\lambda} [(x-u)^2 + (y-v)^2]^2 \right\} \quad (\text{B.55})$$

Ainsi, pour un objet de 50 cm observé à 10,6  $\mu\text{m}$  par un senseur de 1 cm, nous avons  $z \gg 7$  m. Dans la pratique, les objets que nous observerons seront situés à des distances de l'ordre de 1 à 3 m. Cette méthode est donc écartée.

d) L'holographie digitale de FRESNEL [1,76,82,85,86]

Quand la distance de l'objet est plus petite, nous arrivons dans la région de diffraction de FRESNEL. Cette méthode est valable pour la reconstruction de fronts d'onde le long de l'axe optique, à toute distance  $z$  supérieure à quelques fois la longueur d'onde [87]. Il s'agit d'un cas imposant peu de contraintes au niveau du système optique par rapport aux autres méthodes. C'est ce qui explique qu'il s'agisse de la méthode la plus couramment rencontrée dans la littérature. Il s'agit de la configuration que nous utiliserons dans le cadre de cette thèse et à laquelle nous nous référerons, à chaque fois que nous parlerons d'holographie digitale.

Pour réaliser la propagation du front d'onde derrière l'hologramme, nous utiliserons donc l'approximation de FRESNEL. Ainsi, nous calculons la distribution d'amplitude complexe derrière l'hologramme par l'intégrale de FRESNEL-KIRCHHOFF [1,76,85] :

$$E_r(u, v, z) = \frac{e^{ikz} e^{\frac{ik}{2z}(u^2+v^2)}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_h(x, y) e^{\frac{ik}{2z}(x^2+y^2)} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda z}(xu+yv)} dx dy \quad (\text{B.56})$$

où  $E_r(u, v, z)$  représente l'onde  $E_h(x, y)$  propagée à la distance  $z$ ,  $k$  le nombre d'onde qui vaut  $2\pi/\lambda$ , enfin  $u$  et  $v$  sont les coordonnées spatiales au niveau du plan de reconstruction.

En principe n'importe quel faisceau de référence peut être utilisé mais une référence collimatée est souvent préférée [85], ce qui s'écrit :

$$E_{ref}(x, y) = r(x, y) e^{2i\pi\xi x} \quad (\text{B.57})$$

Afin de simplifier les équations, nous supposons une incidence normale sur le senseur, soit  $\xi = 0$ , et une distribution d'intensité homogène  $r(x, y) = r$  :

$$E_{ref}(x, y) = r \quad (\text{B.58})$$

De plus, nous avons :

$$E_r(u, v, z)_{z=0} = E_h(x, y) = \tau(x, y) \cdot E_{ref}(x, y) = r\tau(x, y) \quad (\text{B.59})$$

Nous réécrivons ainsi l'équation (B.56) sous la forme [1] :

$$E_r(u, v, z) = -\frac{ir}{\lambda z} e^{\frac{2i\pi z}{\lambda}} e^{\frac{i\pi}{\lambda z}(u^2+v^2)} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tau(x, y) e^{\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda z}(xu+yv)} dx dy \quad (\text{B.60})$$

On remarque que cette expression est en fait une transformée de FOURIER que nous notons  $\mathcal{F}$ . Nous avons ainsi :

$$E_r(u, v, z) = -\frac{ir}{\lambda z} e^{\frac{2i\pi z}{\lambda}} e^{\frac{i\pi}{\lambda z}(u^2+v^2)} \mathcal{F} \left[ \tau(x, y) e^{\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)} \right] \quad (\text{B.61})$$

Comme nous enregistrons les images sur un senseur numérique, nous utilisons la version discrétisée de cette équation. Ainsi, l'hologramme de transmission  $\tau(x,y)$  est échantillonné sur un détecteur composé de  $N \times M$  pixels de dimension  $\Delta x \times \Delta y$ . Les variables  $x, y, u, v$  sont alors remplacées par les variables adimensionnelles  $x', y', u', v'$  :

$$\begin{aligned} x &= x' \Delta x & u &= u' \Delta u \\ y &= y' \Delta y & v &= v' \Delta v \end{aligned} \quad (\text{B.62})$$

où  $x', y', u'$  et  $v'$  sont des nombres entiers et  $\Delta x, \Delta y, \Delta u$  et  $\Delta v$  représentent les pas d'échantillonnage. Ces derniers sont liés entre-eux par les relations :

$$\Delta x = \frac{\lambda z}{N \Delta u} \quad \text{et} \quad \Delta y = \frac{\lambda z}{M \Delta v} \quad (\text{B.63})$$

L'équation (B.63) devient alors [1] :

$$E_r(u', v', z) = \frac{i r}{\lambda z} e^{\frac{2i\pi z}{\lambda}} e^{-i\pi \lambda z \left( \frac{u'^2}{N^2 \Delta x^2} - \frac{v'^2}{M^2 \Delta y^2} \right)} \sum_{x'=0}^{N-1} \sum_{y'=0}^{M-1} \tau(x', y') e^{-\frac{i\pi}{\lambda z} (x'^2 \Delta x^2 + y'^2 \Delta y^2)} e^{2i\pi \left( \frac{x' \cdot u'}{N} - \frac{y' \cdot v'}{M} \right)} \quad (\text{B.64})$$

Dans la suite de ce document, nous n'utiliserons plus que les variables discrètes. Par commodité, nous noterons à l'avenir les variables discrètes sous la forme  $x, y, u, v$  plutôt que  $x', y', u', v'$ . Ainsi, nous récrivons l'équation (B.64) sous la forme :

$$E_r(u, v, z) = \frac{i r}{\lambda z} e^{\frac{2i\pi z}{\lambda}} e^{-i\pi \lambda z \left( \frac{u^2}{N^2 \Delta x^2} - \frac{v^2}{M^2 \Delta y^2} \right)} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{M-1} \tau(x, y) e^{-\frac{i\pi}{\lambda z} (x^2 \Delta x^2 + y^2 \Delta y^2)} e^{2i\pi \left( \frac{x \cdot u}{N} - \frac{y \cdot v}{M} \right)} \quad (\text{B.65})$$

Les pixels d'un détecteur étant généralement carrés, nous simplifions l'équation en posant :

$$\Delta = \Delta x = \Delta y \quad (\text{B.66})$$

Nous pouvons également remarquer que la fraction et les facteurs exponentiels en dehors des sommations introduisent une variation de phase constante dans les reconstructions pour  $u$  et  $v$  fixés. Or, nous ne sommes pas directement intéressés par la mesure de la phase en un instant donné mais par sa variation entre deux instants distincts. Ainsi ce facteur constant peut être omis de l'équation sans impacter les résultats obtenus. Après simplification, nous obtenons l'algorithme de reconstruction des hologrammes que nous utiliserons<sup>i</sup> :

$$E_r(u, v, z) = \text{FFT} \left[ \tau(x, y) e^{-\frac{i\pi \Delta^2}{\lambda z} (x^2 + y^2)} \right] \quad (\text{B.67})$$

où FFT est la fonction *fast Fourier transform*<sup>ii</sup>. Grâce à cette équation, nous allons pouvoir reconstruire le faisceau objet original en phase et en amplitude. Son intensité est donnée par :

i Il est important de noter ici que la valeur complexe de  $E_r(u, v, z)$  de l'équation (B.67) n'est pas égale à celle donnée par l'équation (B.65). Mais les résultats fournis par ces deux équations – c'est-à-dire l'amplitude normalisée du signal et la variation de phase de celui-ci – sont rigoureusement identiques. Nous avons donc préféré garder la même notation par souci de simplification.

ii Il s'agit d'un algorithme numérique optimisé de calcul de la transformée de FOURIER.

$$I(u, v, z) = |E_r(u, v, z)|^2 \quad (\text{B.68})$$

et sa distribution de phase :

$$\phi(u, v, z) = \arctan \frac{\Im[E_r(u, v, z)]}{\Re[E_r(u, v, z)]} \quad (\text{B.69})$$

Nous calculons la valeur de l'angle  $\phi(u, v, z)$  dans l'intervalle  $[0; 2\pi[$  en prenant en compte les signes du numérateur et du dénominateur. Un exemple de reconstruction de l'intensité est montré à la figure B.19.

Il est intéressant de noter qu'un logiciel de reconstruction d'image pour l'holographie digitale, appelé *HoloVision* et développé par SKOTHEIM, est disponible gratuitement sur internet [88]. Cependant, dans le cadre de cette thèse, nous avons préféré développer le logiciel de traitement d'image par nous-même afin d'en contrôler intégralement les paramètres.



Figure B.19 : Simulation de la reconstruction d'une image par holographie digitale.

### B.3.4 Mesure du déphasage

Les images obtenues par holographie digitale étant reconstruites en amplitude et en phase, nous avons directement accès à la valeur de la phase en chaque point. Si l'objet subit un déplacement entre deux acquisitions, nous pouvons mesurer le déphasage en soustrayant simplement les deux valeurs de la phase avant et après déplacement en chaque point :

$$\Delta\phi(u, v) = \begin{cases} \phi_2(u, v) - \phi_1(u, v) & \text{si } \phi_2(u, v) \geq \phi_1(u, v) \\ \phi_2(u, v) - \phi_1(u, v) + 2\pi & \text{si } \phi_2(u, v) < \phi_1(u, v) \end{cases} \quad (\text{B.70})$$

où les indices 1 et 2 font référence respectivement à l'acquisition avant et après déplacement de l'objet. Nous obtenons ainsi la valeur du déphasage dans l'intervalle  $[0; 2\pi[$ .

### B.3.5 Relation entre le déplacement de l'objet et le déphasage

Nous avons vu dans la section B.2.5 que la relation entre le déphasage et le déplacement de la surface de l'objet en ESPI hors-plan est donnée par l'équation (B.28) (voir page 24). Cette relation reste valable en l'holographie digitale.

Les configurations ESPI utilisant plusieurs sources d'illumination ou la superposition de plusieurs images de l'objet, ne sont pas réalisables par holographie digitale, vu la nécessité d'utiliser un faisceau de référence connu. Cette technique est donc principalement utilisée pour la mesure de déplacements hors-plan. Il existe cependant des configurations spéciales, que nous ne décrivons pas ici, permettant notamment la mesure de forme tridimensionnelle [89-92] ou de cisaillement [93].

### B.3.6 Amélioration de la reconstruction

L'holographie digitale produit des images fortement bruitées. En effet, le nombre de pixel des détecteurs numériques est très petit comparé au nombre de grains photosensibles des plaques photographiques utilisées en holographie classique. À titre de comparaison, pour les détecteurs microbolomètres, la plus grande dimension de senseur est de l'ordre de  $1000 \times 1000$  pixels contre des dimensions de l'ordre de 10 à 40 nm pour les grains d'une émulsion holographique pouvant mesurer une dizaine de centimètre – soit plus de  $10^{12}$  grains. Cette faible définition est une source importante de bruit dans les images reconstruites [94,95]. GOODMAN a étudié, en holographie classique, le rapport de signal sur bruit et découvert qu'il varie suivant la relation [94] :

$$\text{SNR} = \frac{I_i}{\langle I_N \rangle} \propto \left( \frac{L}{l} \right)^2 \quad (\text{B.71})$$

où SNR est le rapport signal sur bruit – de l'anglais *signal to noise ratio* –,  $I_i$  l'intensité de l'image,  $\langle I_N \rangle$  l'intensité de bruit moyenne,  $L$  la largeur de la plaque photographique – ou du détecteur en holographie digitale – et  $l$  le diamètre des grains – que l'on peut assimiler aux pixels du détecteur en holographie digitale. En transposant cette relation pour l'holographie digitale, on obtient :

$$\text{SNR} = \frac{I_i}{\langle I_N \rangle} \propto \left( \frac{L}{\Delta} \right)^2 = N^2 \quad (\text{B.72})$$

où  $N$  représente le nombre de pixels par rangée ou colonne du senseur. Ainsi, si l'on souhaite améliorer le rapport signal sur bruit, il vaut mieux utiliser un détecteur de grande dimension constitué de pixels aussi petits que possible, ce qui revient à prendre un détecteur avec le plus grand nombre de pixels possible.

La quantité de pixels des senseurs étant bien souvent limitée – tout particulièrement en infrarouge lointain, comme nous le verrons dans la section C.2.2 –, plusieurs techniques permettant d'augmenter artificiellement le nombre de pixels d'un senseur ont été étudiées, comme la synthèse d'ouverture [96,97], l'utilisation d'un masque [98,99] ou le déplacement du senseur d'une fraction de pixel [100].

Une autre source de bruit très importante provient du faible champ de vue (voir équation (B.53), page 32). Ainsi, les termes d'ordre 0 et -1 correspondant à la référence transmise, au terme de halo et à l'image conjuguée sont généralement très mal séparés angulairement les

uns des autres, ce qui engendre des erreurs dans la mesure de la phase. Plusieurs techniques, que nous allons décrire ici, ont donc été développées afin de supprimer numériquement ces différents termes des reconstructions.

### Suppression du pic d'ordre zéro

L'avantage de procéder numériquement à la reconstruction du signal est de pouvoir le modifier en fonction de nos besoins. KREIS et JÜPTNER ont montré qu'il était possible de faire disparaître le terme d'ordre zéro [101]. Il s'agit du terme représentant le faisceau de référence transmis à travers l'hologramme sans modification. Ce terme, appelé terme DC, ne nous apporte aucune information sur l'objet observé. Ce paramètre nous sera cependant fort utile dans la section C.4.2 de cette thèse.

Afin de le supprimer des reconstructions, il suffit de retrancher l'intensité moyenne de l'hologramme en chaque pixel. Se faisant, l'intensité de l'hologramme peut alors prendre des valeurs négatives non physiques. Cela ne pose cependant aucun problème puisque la reconstruction de l'image est ici réalisée numériquement. Nous construisons ainsi l'hologramme modifié  $\tau'$  :

$$\tau'(x, y) = \tau(x, y) - \langle \tau \rangle \quad (\text{B.73})$$

où  $\langle \tau \rangle$  représente la moyenne de l'hologramme  $\tau(x, y)$  et vaut :

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{NM} \sum_{x=0}^N \sum_{y=0}^M \tau(x, y) \quad (\text{B.74})$$

L'effet obtenu par cette technique est illustrée à la figure B.20, où l'on constate aisément la suppression du pic central d'ordre zéro.

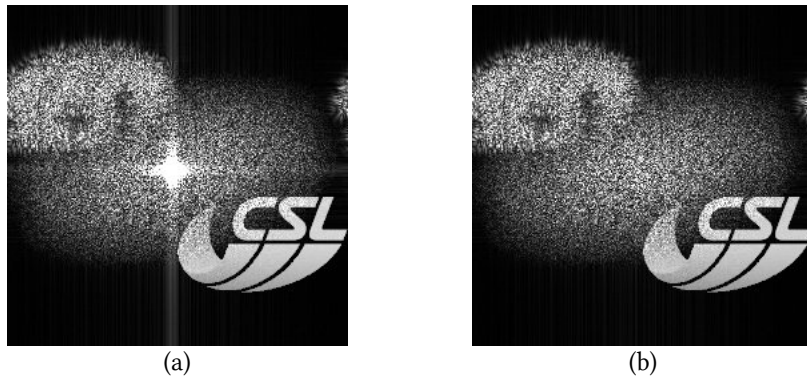


Figure B.20 : Simulation de reconstruction de l'image en holographie digitale (a) sans traitement pour enlever le terme DC, et (b) en utilisant l'équation (B.73).

KREIS et JÜPTNER démontrent également que ce terme correspond à un plateau dans l'image reconstruite dont les dimensions en pixels valent :

$$W_x = \frac{N^2 \Delta^2}{\lambda z} [\text{pixels}] \quad (\text{B.75})$$

$$W_y = \frac{M^2 \Delta^2}{\lambda z} [\text{pixels}] \quad (\text{B.76})$$

où  $W_x$  et  $W_y$  représentent les dimensions du terme DC selon l'axe  $x$  et  $y$  respectivement.

### Suppression du halo

En plus du pic d'ordre zéro, il est également possible de supprimer le terme de halo autour de celui-ci. Pour le démontrer, nous reprenons l'expression de l'hologramme sur le détecteur donnée par l'équation (B.44), en supposant  $a = 0$  et  $b t_B = 1$  pour simplifier les équations. En vertu de la relation (B.59), nous avons :

$$\tau(x, y) = I_{ref}(x, y) + I_{obj}(x, y) + E_{ref}^*(x, y)E_{obj}(x, y) + E_{ref}(x, y)E_{obj}^*(x, y) \quad (B.77)$$

On voit qu'il est possible d'éliminer les deux premiers termes par la connaissance de l'intensité des fronts d'onde objet et référence. Nous créons alors un hologramme modifié, noté  $\tau'$  dans lequel les termes de halo sont supprimés :

$$\tau'(x, y) = \tau(x, y) - I_{ref}(x, y) - I_{obj}(x, y) \quad (B.78)$$

Cette technique est appelée « soustraction HRO » dans la référence [102]. Nous utiliserons également cette dénomination quand nous voudrions y référer dans la suite de ce document.

En combinant la soustraction HRO à la suppression du terme DC, nous pouvons nous affranchir de tous les termes d'ordre zéro dans la reconstruction, ne gardant que les images réelle et virtuelle de l'objet, comme le montre la simulation de la figure B.21.

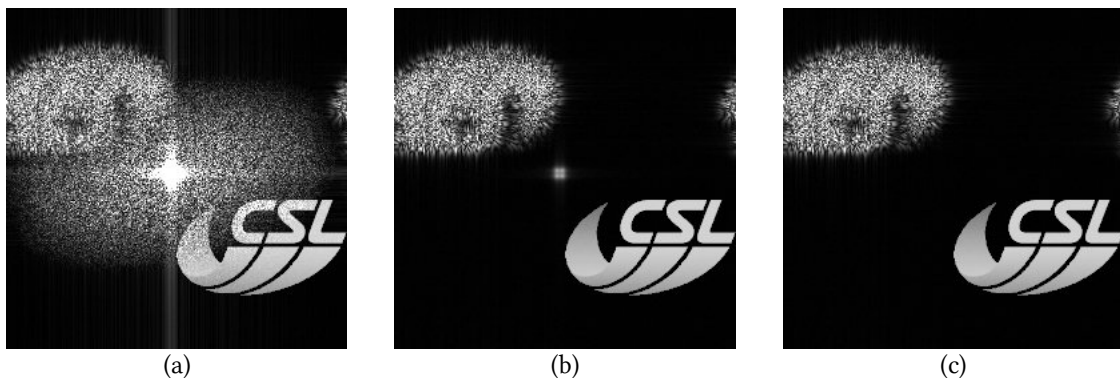


Figure B.21 : Simulation de reconstruction de l'image en holographie digitale (a) sans traitement, (b) avec traitement pour supprimer le terme de halo en utilisant l'équation (B.78) et (c) avec traitements pour supprimer à la fois le terme de halo et le terme DC.

### Suppression de l'image conjuguée

Il ne reste donc plus, sur l'image reconstruite, que l'image conjuguée comme source de bruit. Il est également possible de la supprimer par traitement numérique.

Il existe différentes méthodes pour réaliser cette opération, la plus simple est de passer par la transformée de FOURIER de l'hologramme pour ne conserver que la contribution fréquentielle de l'image virtuelle focalisée de l'objet par l'application d'un masque [103]. Cette méthode est relativement simple mais s'avère peu utile en cas de recouvrement des images

réelle et virtuelle<sup>i</sup>, comme on peut le constater à la figure B.22. Elle ne présente donc que peu d'intérêt dans le cadre de nos travaux.

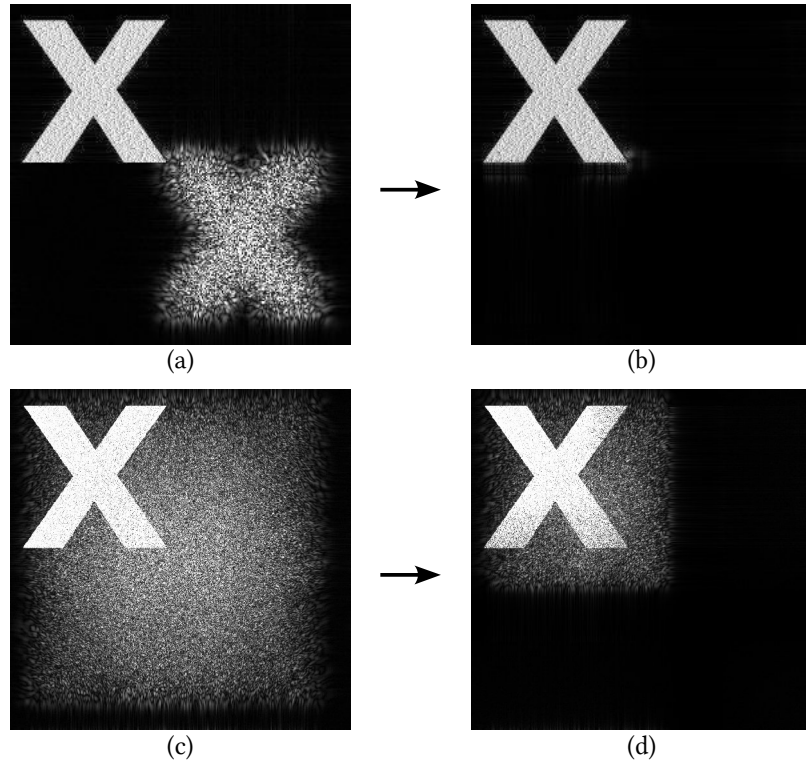


Figure B.22 : Simulation de reconstruction de l'image en holographie digitale (a,c) avec et (b,d) sans traitement pour enlever l'image conjuguée par la méthode du masquage.

Une seconde méthode, consiste en l'utilisation de la technique du décalage de phase [104-107]. Elle est principalement utilisée en holographie digitale en-ligne. En effet, dans cette configuration, le recouvrement des images réelle et virtuelle est systématique contrairement à la configuration hors axe. L'image conjuguée est ici supprimée en combinant entre-eux les hologrammes enregistrés avec un décalage de phase. La technique la plus simple à mettre en œuvre est expliquée dans la référence [107]. Ainsi, pour quatre enregistrements  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  et  $I_4$  avec un décalage de phase de  $\pi/2$ , nous calculons l'hologramme composite :

$$\tau' = R_1 I_1 + R_2 I_2 + R_3 I_3 + R_4 I_4 \quad (\text{B.79})$$

où  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  et  $R_4$  sont les références décalées en phase utilisée lors des enregistrements. Pour un faisceau référence collimaté, nous avons selon (B.57) :

$$R_1(x, y) = E_{ref}(x, y) \quad (\text{B.80})$$

$$R_2(x, y) = E_{ref}(x, y) e^{-i\pi/2} \quad (\text{B.81})$$

$$R_3(x, y) = E_{ref}(x, y) e^{-i\pi} \quad (\text{B.82})$$

$$R_4(x, y) = E_{ref}(x, y) e^{-3i\pi/2} \quad (\text{B.83})$$

<sup>i</sup> Le problème du recouvrement des images réelles et virtuelles sera abordé dans la section C.4.



La reconstruction de l'hologramme composite ainsi formé supprime tous les termes de la reconstruction, à l'exception de l'image virtuelle, comme illustré par la simulation à la figure B.23<sup>i</sup>.

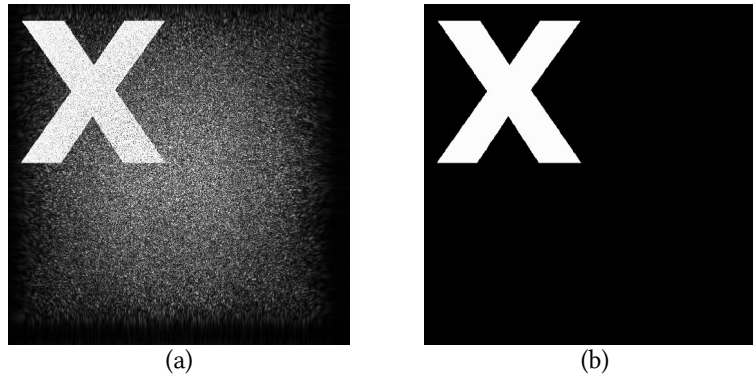


Figure B.23 : Simulation de reconstruction de l'image en holographie digitale avec (a) et sans (b) utilisation de la technique du décalage de phase pour supprimer les termes d'ordre zéro et l'image conjuguée.

### Amélioration de la résolution des images reconstruites

Enfin, pour terminer cette revue théorique de l'holographie digitale, nous devons mentionner la possibilité de réaliser des reconstructions à plus haute définition que l'hologramme enregistré. En effet, la reconstruction des images par la méthode de Fresnel utilise l'équation (B.67) qui produit une image  $E_r(u,v,z)$  de même nombre de pixel que l'hologramme de départ  $\tau(x,y)$ . Il est cependant possible d'obtenir une image finale composée d'un plus grand nombre de pixel de dimension plus petite.

Cela est réalisé par la méthode *zero-padding* qui consiste à inclure l'image de l'hologramme enregistré par le détecteur dans une image de plus grande dimension, en complétant par des pixels noirs. Cette technique construit ainsi un nouvel hologramme  $\tau'(x,y)$  défini par :

$$\tau'(x,y) = \begin{cases} \tau(x,y) & \text{si } x \in [1, N] \text{ et } y \in [1, M] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{B.84})$$

Les pixels noirs supplémentaires n'ajoutent aucune information à l'hologramme. L'image reconstruite restera donc la même que précédemment mais avec un nombre de pixel supérieur. La figure B.24 illustre ce phénomène, ici simulé numériquement. On peut voir qu'au fur et à mesure que la résolution de l'image augmente, aucune information supplémentaire n'est obtenue car nous sommes limités par le speckle.

<sup>i</sup> Par symétrie, l'inversion des signes de la phase dans les équations (B.80) à (B.83) fait disparaître l'image réelle.

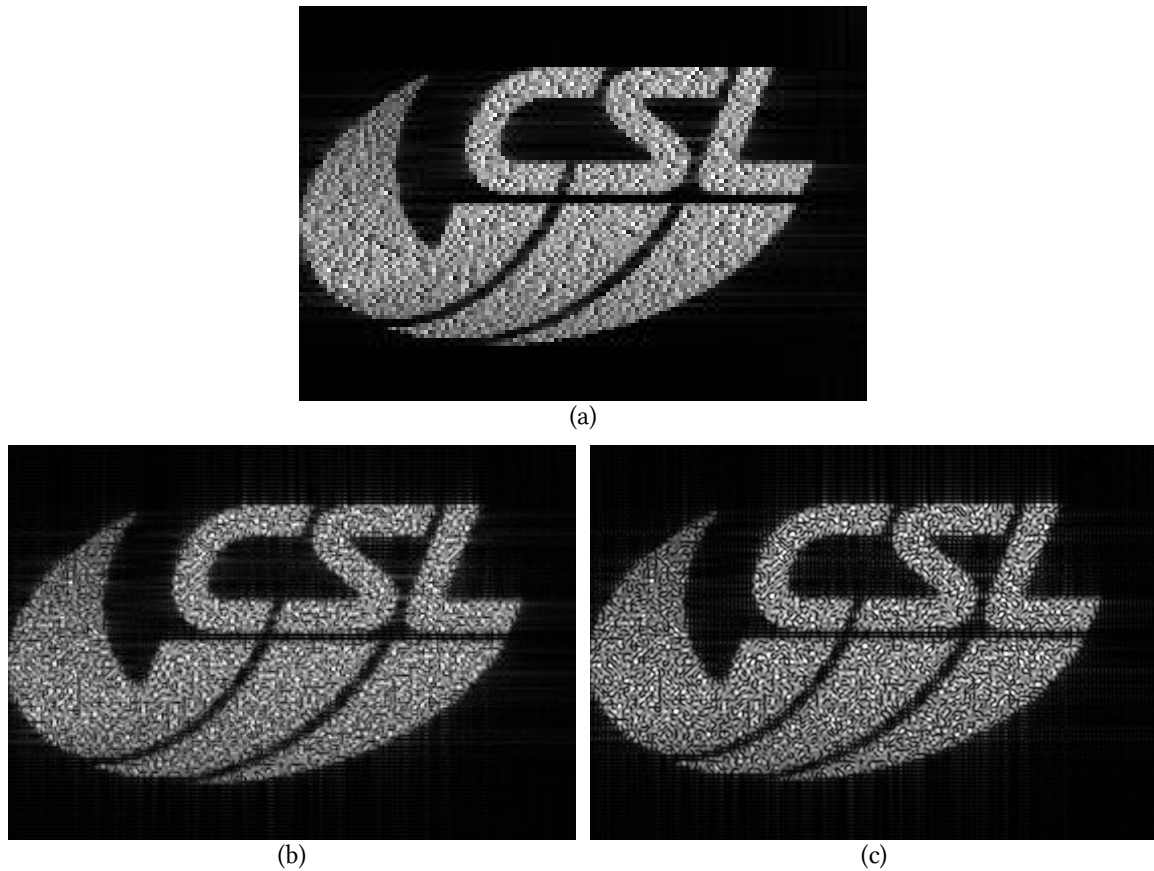


Figure B.24 : Simulation de reconstruction d'un hologramme (a) en gardant les dimensions inchangées ( $N \times M$ ), (b) avec les dimensions de l'image doublées ( $2N \times 2M$ ) et (c) avec les dimensions quintuplées ( $5N \times 5M$ ).

Cette technique peut être utilisée pour rendre l'image de l'hologramme de départ carré – c'est-à-dire un même nombre de pixels horizontaux et verticaux – afin de conserver les proportions dans l'image reconstruite. En effet, les dimensions des pixels dans l'image reconstruite sont données par (B.63) que nous recopions :

$$\Delta x = \frac{\lambda z}{N \Delta u} \quad \text{et} \quad \Delta y = \frac{\lambda z}{M \Delta v} \quad (\text{B.85})$$

Ainsi, si les pixels du détecteur sont carrés, si  $N \neq M$  nous avons  $\Delta u \neq \Delta v$ , et l'image reconstruite semblerait déformée si on appliquait pas cette technique des pixels supplémentaires.

# C. Particularités de l'interférométrie holographique en infrarouge lointain

## C.1 Effets du rayonnement thermique

L'existence de rayonnements infrarouge est connue depuis un peu plus de deux cents ans, grâce à HERSCHEL [108]. Ceux-ci trouvent leur origine dans l'émission spontanée des corps de part leur énergie thermique. À température ambiante, tous les objets émettent en infrarouge lointain – également appelé infrarouge thermique. Ces émissions thermiques sont soumises à la loi de PLANCK qui décrit la distribution d'énergie émise par un corps noir à une température donnée en fonction de la longueur d'onde. La *radiance spectrale*, notée  $L_\lambda$ , représentant la puissance du flux lumineux émis par un corps noir par unité de surface et par unité d'angle solide est donnée par [109] :

$$L_\lambda = \frac{2 h c^2}{\lambda^5 \left[ \exp\left(\frac{h c}{\lambda k T}\right) - 1 \right]} \quad (\text{C.1})$$

où  $T$  est la température du corps noir,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $h$  la constante de PLANCK et  $k$  la constante de BOLTZMAN.

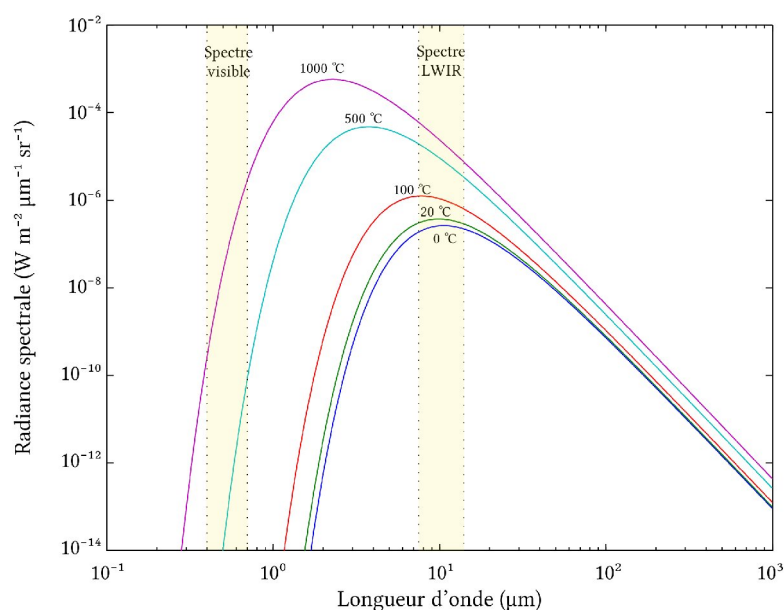


Figure C.1 : Radiance spectrale d'un corps noir d'après la loi de PLANCK.

La loi de WIEN nous permet de calculer facilement la longueur d'onde correspondant au maximum de rayonnement d'un corps noir pour une température donnée :

$$T \lambda_{max} = 2,8977 \times 10^6 [\text{nm} \cdot \text{K}] \quad (\text{C.2})$$

où  $\lambda_{max}$  est la longueur d'onde du maximum de rayonnement. À température ambiante ( $\sim 20^\circ \text{C}$ ), ce maximum correspond à une longueur d'onde de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$ . Ainsi, ces rayonnements thermiques seront présents en permanence dans nos expériences. Il est donc nécessaire d'analyser au préalable leur impact sur la qualité des mesures en ESPI ou en holographie digitale.

### C.1.1 Impact sur les mesures par ESPI

Comme nous l'avons expliqué dans la section B.2.3, l'évaluation quantitative de la phase par ESPI nécessite la technique du décalage de phase. Nous rappelons ici l'expression des acquisitions par cette technique (B.19) :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{obj} + I_{ref} + 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \cos(\psi) \\ I_2 &= I_{obj} + I_{ref} - 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \sin(\psi) \\ I_3 &= I_{obj} + I_{ref} - 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \cos(\psi) \\ I_4 &= I_{obj} + I_{ref} + 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \sin(\psi) \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

En infrarouge, nous devons y ajouter un terme de rayonnement thermique, que nous noterons  $I_{therm}$ . Ce rayonnement n'étant pas cohérent, son intensité s'ajoute aux specklegrammes par simple addition. Ainsi, nous avons :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm} + 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \cos(\psi) \\ I_2 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm} - 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \sin(\psi) \\ I_3 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm} - 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \cos(\psi) \\ I_4 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm} + 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \sin(\psi) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Nous rappelons l'équation de calcul de la phase (B.22) :

$$\psi = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \quad (\text{C.5})$$

Nous voyons ainsi que l'estimation de la phase soustrait les acquisitions deux à deux, supprimant de ce fait le terme  $I_{therm}$  à condition que celui-ci reste constant au cours de la série d'acquisitions. Le calcul de la phase en infrarouge thermique reste donc possible à condition que la température de l'objet soit constante durant chaque série d'acquisitions par décalage de phase. Par contre, entre chacune de ces séries d'acquisitions, la température peut varier librement.

Quel serait l'impact sur la mesure de la phase si le flux lumineux thermique variait ? Nous pouvons l'estimer en posant des valeurs de flux lumineux thermiques différentes dans chacune des acquisitions de (C.4), notée  $I_{therm 1}$ ,  $I_{therm 2}$ ,  $I_{therm 3}$  et  $I_{therm 4}$  :

$$\begin{aligned}
I_1 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm1} + 2\sqrt{I_{obj} I_{ref}} \cos(\psi) \\
I_2 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm2} - 2\sqrt{I_{obj} I_{ref}} \sin(\psi) \\
I_3 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm3} - 2\sqrt{I_{obj} I_{ref}} \cos(\psi) \\
I_4 &= I_{obj} + I_{ref} + I_{therm4} + 2\sqrt{I_{obj} I_{ref}} \sin(\psi)
\end{aligned} \tag{C.6}$$

En insérant ces nouvelles expressions des acquisitions dans l'expression de la mesure de la phase (C.5), nous obtenons :

$$\psi_{therm} = \arctan \left[ \frac{\sin(\psi) + \gamma_1}{\cos(\psi) + \gamma_2} \right] \tag{C.7}$$

où  $\psi_{therm}$  est la valeur mesurée de la phase en présence de flux thermique. Nous avons également posé :

$$\gamma_1 = \frac{I_{therm4} - I_{therm2}}{4\sqrt{I_{obj} I_{ref}}} \tag{C.8}$$

$$\gamma_2 = \frac{I_{therm1} - I_{therm3}}{4\sqrt{I_{obj} I_{ref}}} \tag{C.9}$$

Nous voyons ainsi que l'estimation de la phase est cette fois entachée d'une erreur puisque  $\psi_{therm} \neq \psi$ . Quand la variation thermique est suffisamment lente par rapport au temps nécessaire à l'acquisition des specklegrammes – typiquement inférieur à la seconde –, nous approximons l'évolution de l'intensité thermique par le premier terme de sa décomposition en série de FOURIER – soit une évolution linéaire. En notant  $\Delta I_{therm}$  cette variation entre chaque acquisition, les équations (C.8) et (C.9) se réduisent alors à :

$$\gamma = \gamma_1 = -\gamma_2 = \frac{\Delta I_{therm}}{2\sqrt{I_{obj} I_{ref}}} \tag{C.10}$$

et la phase mesurée en présence de variation thermique vaut :

$$\psi_{therm} = \arctan \left[ \frac{\sin(\psi) + \gamma}{\cos(\psi) - \gamma} \right] \tag{C.11}$$

Nous estimons ainsi l'erreur maximale de mesure :

$$\Delta\psi_{max} = \max |\psi_{therm} - \psi| = \max \left| \arctan \left[ \frac{\sin(\psi) + \gamma}{\cos(\psi) - \gamma} \right] - \psi \right| \tag{C.12}$$

L'évolution de  $\Delta\psi_{max}$  en fonction du module de  $\gamma$  est tracée dans le graphique de la figure C.2. Nous y constatons que l'erreur augmente lentement pour  $|\gamma| < 0,7$  tout en restant inférieure à  $\pi/2$  – soit une erreur de  $\lambda/4^i$ , ce qui peut déjà être considéré comme une mesure de bonne qualité. Ensuite, une forte augmentation de l'erreur suivie d'une saturation à  $\pi$  apparaît – ce qui correspond à une mesure totalement bruitée.

i Il est courant en interférométrie d'exprimer l'erreur de mesure en fraction de longueur d'onde ; cette dernière étant notée  $\lambda$ . Un déphasage de  $2\pi$  correspond à une fois la longueur d'onde, soit  $\lambda$ . Ainsi, pour une erreur de mesure de la phase de  $\pi/5$ , l'erreur commise représente donc un dixième de longueur d'onde, soit  $\lambda/10$ .

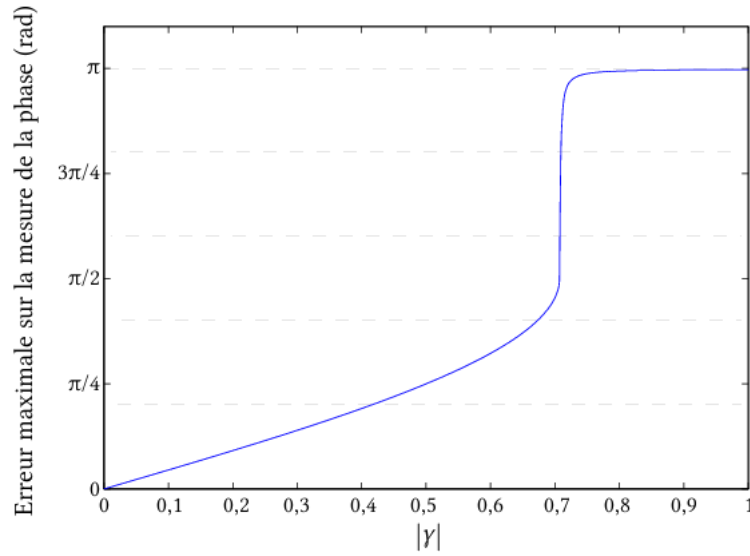


Figure C.2 : Erreur maximale commise sur la mesure de la phase en fonction du module de  $\gamma$ .

Il est donc important de s'assurer dans nos mesures de toujours avoir  $|\gamma| < 0,7$ . En termes de variations de flux thermique, cela se traduit par :

$$|\Delta I_{therm}| < 1,4 \sqrt{I_{obj} I_{ref}} \quad (C.13)$$

De façon plus générale, pour garantir une erreur inférieure à  $\Delta\psi_{max}$ , nous devons garantir :

$$|\Delta I_{therm}| < 2\gamma \sqrt{I_{obj} I_{ref}} \quad (C.14)$$

Il est donc possible d'augmenter la tolérance du système aux variations thermiques, diminuant ainsi les erreurs de mesures commises, en augmentant le flux laser utilisé de façon adéquate. Nous présentons ci-dessous un tableau donnant les valeurs de  $\gamma$  pour différentes précisions voulues sur les mesures par ESPI.

Précision de la mesure de déplacement	$ \gamma $
$\lambda/10$	0,42
$\lambda/20$	0,22
$\lambda/50$	0,09
$\lambda/100$	0,04

Tableau 1 : Précisions de la mesure de déplacements par ESPI en fonction de la variation de flux thermique entre les acquisitions par décalage de phase à quatre pas.

En pratique nous nous assurerons du respect de cette condition à partir des acquisitions. Cependant, nous pouvons le prévoir en utilisant la loi de STEFAN-BOLTZMANN qui nous permet de calculer  $\Delta I_{therm}$  :

$$\Delta I_{therm} = \varepsilon \sigma [(T + \Delta T)^4 - T^4] \quad (C.15)$$

où  $T$  est la température initiale,  $\Delta T$  la variation de température,  $\sigma$  la constante de STEFAN-BOLTZMANN et  $\varepsilon$  l'émissivité infrarouge de la surface observée. Nous faisons ici l'hypothèse

que le senseur est sensible dans tout le spectre, surestimant la variation de flux thermique. Si nous supposons l'objet parfaitement diffusant, nous pouvons calculer le flux laser réfléchi  $I_{obj}$  à partir du flux laser incident  $I_{laser}$  :

$$I_{obj} = \rho I_{laser} \quad (C.16)$$

où  $\rho$  est la réflectivité de l'objet observé qui vaut, pour un objet opaque :

$$\rho = 1 - \alpha \quad (C.17)$$

où  $\alpha$  est l'absorptivité de l'objet. Afin de relier l'absorptivité de la surface à son l'émissivité, nous utilisons la loi du rayonnement de KIRCHHOFF [109], en supposant que la surface de l'objet est isotropique et grise<sup>i</sup>. Nous pouvons alors écrire :

$$\alpha = \varepsilon \quad (C.18)$$

Il est ainsi possible d'exprimer la réflectivité de l'objet en fonction de son émissivité :

$$\rho = 1 - \varepsilon \quad (C.19)$$

Pour simplifier les équations, nous supposons l'égalité des faisceaux référence et objet. L'équation (C.14) donne alors :

$$I_{laser} > \frac{\varepsilon \sigma}{2 \gamma (1 - \varepsilon)} |(T + \Delta T)^4 - T^4| \quad (C.20)$$

Ainsi, pour une surface de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  à  $20 \text{ °C}$ , nous calculons à la figure C.3 le flux laser incident minimal en fonction de l'émissivité et de la variation de température entre chaque acquisition pour une précision de mesure de  $\lambda/20$ .

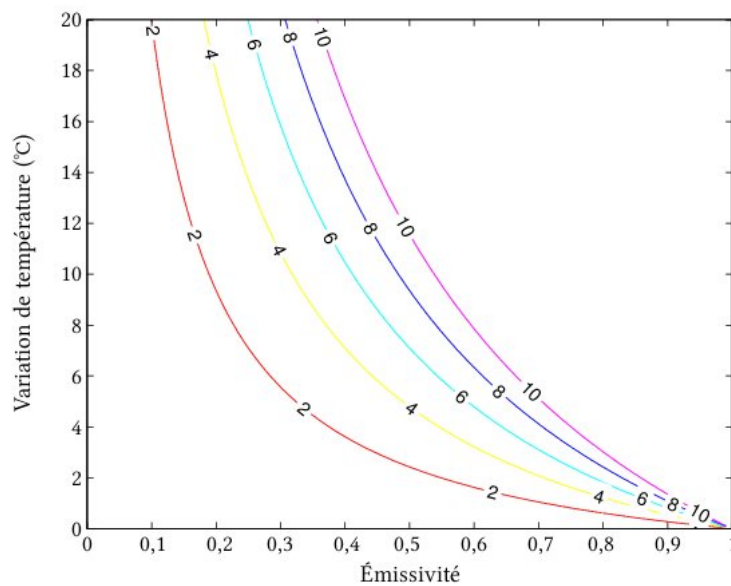


Figure C.3 : Variation de température admissible entre chaque acquisition pour la mesure en ESPI par décalage de phase pour un objet de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  en fonction du flux laser d'illumination (2, 4, 6, 8 ou 10 W) et de son émissivité en infrarouge, pour une précision de mesure de  $\lambda/20$ .

i Une surface grise est une surface dont l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde.

Si nous prenons un cas critique comme une surface en carbone qui présente une émissivité de l'ordre de 95% [110]. En supposant une puissance laser de 10 W – ce qui correspond à la puissance maximale des lasers que nous utiliserons –, nous estimons une variation de température maximale admissible de l'ordre de 0,6 °C entre chaque specklegramme, pour une précision de  $\lambda/20$  dans la mesure de la phase<sup>i</sup>. Sachant que le temps nécessaire entre deux acquisitions successives par décalage de phase est de l'ordre de 100 ms – soit 300 ms pour quatre acquisitions – nous obtenons une variation thermique maximale tolérable de l'ordre de  $\pm 2$  °C/s. Elle monte à  $\pm 4$  °C/s pour une précision de  $\lambda/10$ . Nous voyons donc que la contrainte sur la variation thermique n'est pas excessive.

Il convient toutefois de rester vigilant en présence de surfaces fortement émissives, la chute de performance étant très rapide. Ainsi, pour une émissivité de 98 %, la variation thermique maximale tolérable chute à  $\pm 0,25$  °C/s seulement. Cependant, si nous nous contentons d'une précision de mesure de  $\lambda/10$  – ce qui est déjà considéré comme une bonne mesure en ESPI – nous calculons une limite de  $\pm 1,6$  °C/s.

Nous constatons donc que la variation de température des objets observés n'est pas un obstacle à la réalisation pratique de la technique ESPI par décalage de phase, la précision des mesures pouvant être gardée à un niveau acceptable avec les moyens dont nous disposons.

### C.1.2 Impact sur les mesures par holographie digitale

Voyons à présent l'impact de ce rayonnement thermique en holographie digitale. Nous avons vu précédemment dans l'équation (B.67) que la reconstruction des images utilise la transformée de FOURIER. De plus, nous venons de voir que le rayonnement thermique était incohérent et s'ajoutait donc au signal holographique sans produire d'interférence. Nous réécrivons ainsi l'équation (B.67) en ajoutant le flux thermique, noté  $I_{therm}$  :

$$\begin{aligned} E_r(u, v, z) &= \text{FFT} \left\{ \left[ \tau(x, y) + I_{therm}(x, y) \right] e^{-\frac{i\pi\Delta^2}{\lambda z}(x^2+y^2)} \right\} \\ &= E_{hol}(u, v, z) + E_{therm}(u, v, z) \end{aligned} \quad (\text{C.21})$$

où nous avons posé :

$$E_{hol}(u, v, z) = \text{FFT} \left[ \tau(x, y) e^{-\frac{i\pi\Delta^2}{\lambda z}(x^2+y^2)} \right] \quad (\text{C.22})$$

qui correspond à la reconstruction en absence de flux thermique et

$$E_{therm}(u, v, z) = \text{FFT} \left[ I_{therm}(x, y) e^{-\frac{i\pi\Delta^2}{\lambda z}(x^2+y^2)} \right] \quad (\text{C.23})$$

qui correspond au bruit dans la reconstruction du à la présence d'un flux thermique. En holographie digitale sans lentille, dans les conditions de FRESNEL-KIRCHHOFF, le senseur est mis à nu à une grande distance de l'objet observé. Ainsi, la distribution d'intensité

<sup>i</sup> Ces 10 W correspondent à la puissance laser maximale. Nous avons ici négligé la puissance nécessaire au faisceau référence. Par expérience, nous savons que ce dernier nécessite très peu de puissance par rapport à la puissance d'illumination de l'objet pour égaliser les flux au niveau du senseur.



thermique représente une image « très floue » de l'objet. Cette distribution présente donc une fréquence spatiale très faible. Sa transformée de FOURIER sera donc une fonction concentrée au niveau des basses fréquences, c'est-à-dire au même endroit que le terme DC et le terme de halo.

Nous confirmons ceci en calculant quelques distributions de  $E_{therm}(u,v,z)$  à partir de quelques flux thermiques observés au moyen d'un senseur nu devant un objet émissif. Afin d'être représentatif, l'objet est disposé à une distance d'un mètre et la reconstruction est faite à une distance  $z = 1$  m. Les résultats, montrés à la figure C.4, confirment cette analyse.

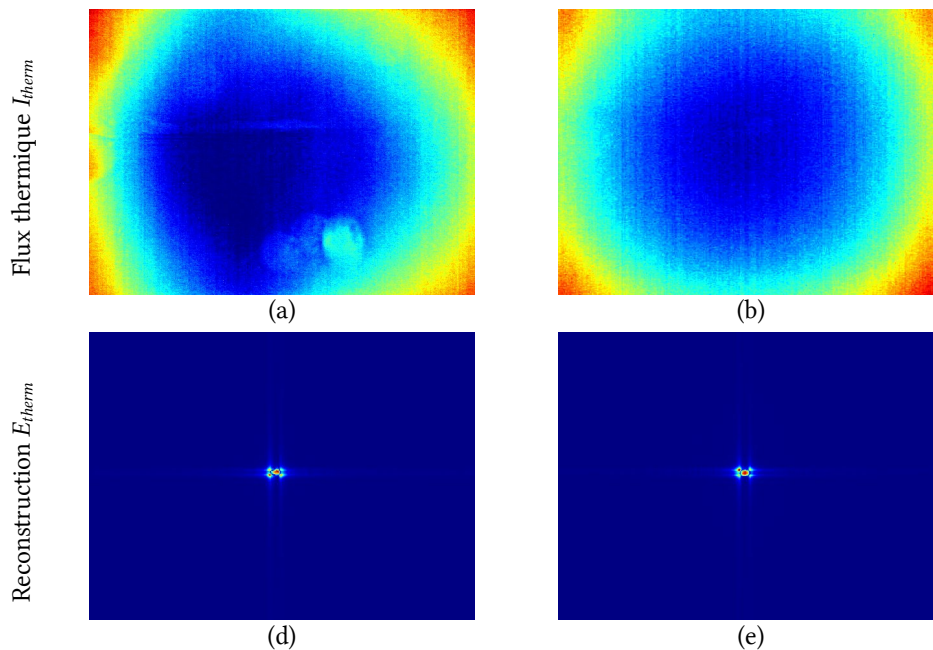


Figure C.4 : Exemples d'images thermiques obtenues avec un senseur à microbolomètres sans objectif d'imagerie (a,b) et leurs reconstructions par l'équation (C.23) à une distance représentative  $z$  de 1 m (c,d) en échelle normalisée.

Si ce flux thermique est constant au cours du temps, les mesures de déphasage réalisées par calcul de la différence de phase entre deux acquisitions ne seront pas impactées. Par contre, si ce flux varie au cours du temps, il pourrait y avoir un impact sur les mesures. Cependant, ce dernier restera limité à la zone du pic central. En configuration hors-axe, on sépare les images réelle et virtuelle pour éviter leur recouvrement. Le terme thermique se retrouve ainsi entre ces deux images.

Il est difficile de chiffrer le niveau de bruit induit par la présence d'un flux thermique lors des observations. Cependant, la faible fréquence spatiale de ce signal généralement observé nous assure l'absence de recouvrement avec l'image virtuelle de l'objet reconstruite. Ainsi la mesure de déplacements par holographie digitale ne devrait pas être fortement impactée par la présence d'un flux thermique. Nous vérifierons expérimentalement ceci dans la section D.4.

Il est intéressant de remarquer que la soustraction HRO retirant le halo en holographie digitale peut également être utilisée pour éliminer le terme thermique de la reconstruction (voir

section B.3.6 page 39). Ainsi, nous remplaçons la formule (B.78) par sa version « thermique » :

$$\tau'(x, y) = \tau(x, y) - I_{ref}(x, y) - I_{obj}(x, y) - I_{therm}(x, y) \quad (C.24)$$

où  $\tau(x, y)$  est l'hologramme enregistré,  $I_{ref}(x, y)$  le faisceau référence seul,  $I_{obj}(x, y)$  le faisceau objet seul et  $I_{therm}(x, y)$  l'intensité thermique. L'acquisition des intensités objet et thermique peut être réalisée en une seule acquisition, et celle de la référence, si elle reste constante, peut être réalisée en deux acquisitions – une acquisition de la référence superposée au thermique à laquelle on soustrait une acquisition du thermique seul – une seule fois pour toute au début de l'expérience. Ainsi, seules deux acquisitions par mesure sont nécessaires pour supprimer les termes d'ordre zéro.

## C.2 État des technologies en infrarouge

Toute expérimentation en infrarouge lointain nécessite l'utilisation de composants optiques dédiés à ce type de longueur d'onde – comme les lasers, les lentilles, les détecteurs, etc. Dans cette section, nous allons donc analyser les technologies actuelles afin de sélectionner les plus adaptées à nos besoins.

Les composants sont généralement répartis en deux domaines de longueur d'onde, correspondant aux deux principales fenêtres atmosphériques en infrarouge (voir figure C.5). La première fenêtre située dans les infrarouges moyens va de 3 à 5  $\mu\text{m}$ . On s'y réfère par l'acronyme MWIR de l'anglais *mid-wavelength infrared*. La seconde située en infrarouge lointain couvre le spectre de 8 à 14  $\mu\text{m}$ . Elle est identifiée par l'acronyme LWIR de l'anglais *long-wavelength infrared*.

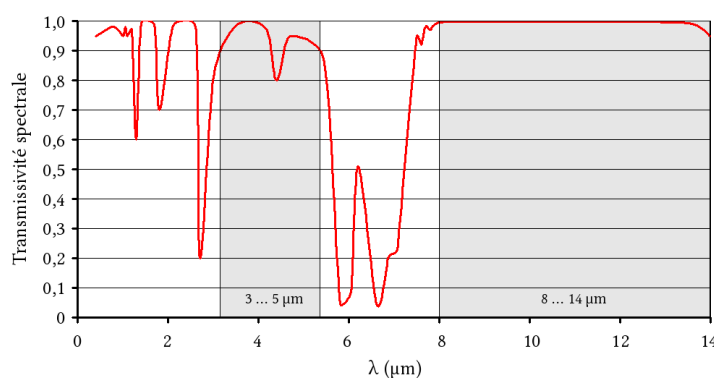


Figure C.5 : Fenêtres atmosphériques en infrarouge lointain (source : réf. [111]).

### C.2.1 Lasers en infrarouge

Il existe plusieurs lasers dans le domaine de l'infrarouge. Dans le domaine de l'infrarouge thermique nous avons le laser  $\text{CO}_2$ , le plus répandu, qui émet principalement à 10,6  $\mu\text{m}$  dans le domaine LWIR ainsi que le laser He-Ne qui émet principalement à 3,4  $\mu\text{m}$  dans le domaine MWIR. En dehors de ces deux principaux lasers gazeux, on trouve également des diodes dont le domaine spectral couvre pratiquement tout le spectre infrarouge lointain. Cependant, leurs puissances très réduites – moins d'un watt en continu – les rendent peu attractives pour nos applications.

Le laser  $\text{CO}_2$  est un des premiers lasers à avoir été développés et reste l'un des plus puissants [112]. Ses principaux atouts résident dans sa capacité de fonctionnement à haute puissance en continu, son haut rendement et sa facilité de fabrication.

La cavité d'un laser  $\text{CO}_2$  est remplie d'un mélange de gaz carbonique ( $\text{CO}_2$ ), d'azote ( $\text{N}_2$ ) et d'hélium (He). L'azote est excité par des décharges électriques dans le tube. Comme  $\text{N}_2$  est une molécule symétrique, son état minimal de vibration est métastable. Ce niveau d'énergie correspond à l'état de vibration 001 de la molécule de  $\text{CO}_2$ , comme indiqué à la figure C.6. Il se produit donc une inversion de population par le transfert de l'énergie vibratoire des molécules d'azote vers les molécules de  $\text{CO}_2$ . Le mode de vibration 001 de la mo-

lécule de  $\text{CO}_2$  étant asymétrique, il en résulte un état très instable qui se désexcite rapidement en émettant des photons à 10,6 ou 9,6  $\mu\text{m}$ .

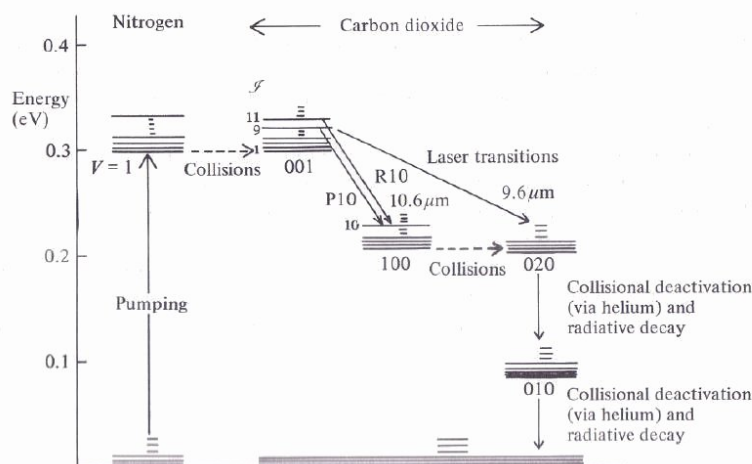


Figure C.6 : Diagramme des niveaux d'énergie dans un laser  $\text{CO}_2$  (source : réf. [113]).

Les lasers  $\text{CO}_2$  présentent un rendement énergétique extrêmement élevé. Typiquement situé entre 15 et 20%, il peut monter jusqu'à 30% dans certains lasers, permettant d'atteindre des puissances de l'ordre de 100 W en continu avec une cavité d'un mètre de long seulement [113]. Cela représente une puissance dix fois plus élevée qu'un laser à argon, ou cent fois plus élevée qu'un laser He-Ne, dont les rendements avoisinent le centième de pour cent. De plus, certains fabricants – comme ACCESS LASER COMPANY aux États-Unis, VM-TIM en Allemagne ou EDINBURG INSTRUMENTS au Royaume-Uni – proposent des lasers  $\text{CO}_2$  adaptés aux exigences de l'interférométrie en termes de stabilité de puissance du laser.

Le laser  $\text{CO}_2$  s'est donc rapidement imposé comme le laser le plus adapté pour l'utilisation des techniques interférométriques en infrarouge lointain. D'une part, contrairement au laser He-Ne, sa longueur d'onde de fonctionnement correspond au spectre de l'infrarouge thermique que nous recherchons pour des mesures thermiques en parallèle au moyen du même détecteur. D'autre part, les techniques étudiées ici nécessitent la production de speckle. Les surfaces étudiées doivent donc être diffusantes, rendant le flux réfléchi au niveau du détecteur faible par rapport au flux incident<sup>i</sup>. Ainsi la haute puissance d'émission disponible est un atout.

Dans nos premières expériences, nous avons utilisé un laser SYNRAD d'une puissance maximale de 10 W. Ce laser s'est avéré non adapté à l'interférométrie, nous avons constaté des problèmes de stabilité dont nous discutons dans la section E.2. La sélection finale du laser pour nos applications sera donc réalisée dans cette section.

## C.2.2 Détecteurs en infrarouge

Une très grande variété de technologies peut être utilisée pour la détection en infrarouge [114-116]. Cela est bien illustré par NORTON qui explique que « tout phénomène phy-

<sup>i</sup> L'étude de la diffusion en infrarouge est étudiée dans la section C.3.

sique de l'ordre de 0,1 à 1 eV est susceptible d'être proposé comme détecteur infrarouge » [117]<sup>i</sup>. Dans le but de mieux s'y retrouver, nous regroupons les technologies en deux grandes familles : *les détecteurs thermiques* d'une part et *les détecteurs photoniques* d'autre part.

### Les détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques utilisent le rayonnement incident pour réchauffer une surface absorbante. Ce réchauffement affecte une propriété du matériau réchauffé qui est mesurée au moyen d'un signal électrique – comme sa conductivité électrique, par exemple. Cette technique permet une sensibilité sur une très grande gamme de longueurs d'onde. Elle se démarque des détecteurs photoniques par la possibilité d'être utilisée sans refroidissement du détecteur. Cette propriété est illustrée à la figure C.7. Elle montre l'évolution de la détectabilité théorique  $D^*$  – correspondant au rapport signal sur bruit normalisé – de différentes technologies de senseur en fonction de leur température de fonctionnement [118]. Cette absence de système de refroidissement permet ainsi de fabriquer des caméras à moindre coût. Nous retrouvons dans cette famille les *bolomètres*, les *thermopiles* et les *détecteurs pyroélectriques*.

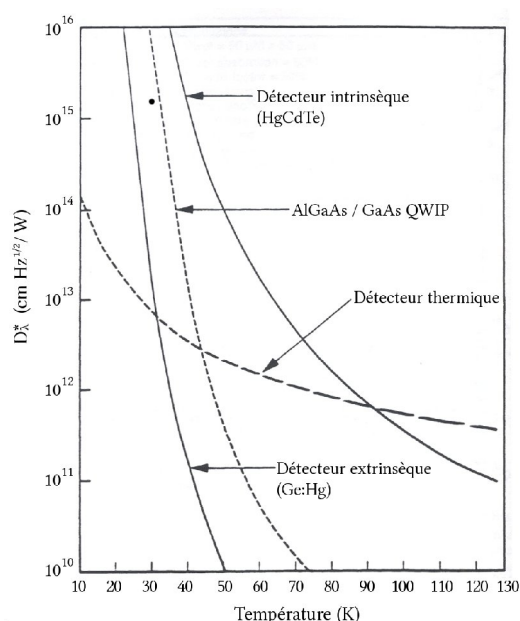


Figure C.7 : Performance théorique des détecteurs thermiques et photoniques en fonction de leur température de fonctionnement (source : réf. [118]).

Vers la fin des années 1970 et le début des années 1980, le développement des technologies de microfabrication permet de réaliser des détecteurs matriciels composés de milliers de microdétecteurs thermiques. Ces technologies restèrent restreintes aux applications militaires jusqu'aux années 1990 où leur exploitation commerciale débuta. Les senseurs matriciels de microbolomètres commencèrent alors à envahir le marché grâce à leur coût très réduit par rapport aux détecteurs photoniques nécessitant un refroidissement du senseur.

<sup>i</sup> Citation originale : « All physical phenomena in the range of about 0.1–1 eV can be proposed for IR detectors. »

Ces microdétecteurs basés sur la technologie des bolomètres sont composés de surfaces absorbantes en oxyde de vanadium ( $\text{VO}_x$ ) ou en silicium amorphe (a-Si). Ces surfaces sont fixées par des connecteurs électriques de faible conductivité thermique sur une galette en silicium par un procédé CMOS (voir figure C.8). Un réflecteur en aluminium est situé sous la surface absorbante, renvoyant les rayonnements thermiques transmis vers la surface absorbante. Cet arrangement constitue en fait une cavité quart d'onde. Par exemple, nous obtenons une réponse maximale à une longueur d'onde de  $10\ \mu\text{m}$  pour un écartement de  $2,5\ \mu\text{m}$  entre la surface et le réflecteur.

Un inconvénient de l'absence de refroidissement est la présence de bruit thermique provenant de la caméra elle-même dans les images réalisées. Pour supprimer ce bruit, les caméras non refroidies sont munies d'un obturateur interne qui sert à réaliser la calibration de mesures. Chaque fois que la température de la caméra varie, celui-ci est fermé et une acquisition est réalisée, donnant la distribution du flux parasite provenant de l'intérieur de la caméra. Cette acquisition est ensuite utilisée pour corriger les acquisitions ultérieures afin de ne mesurer que le flux provenant de la scène imagée.

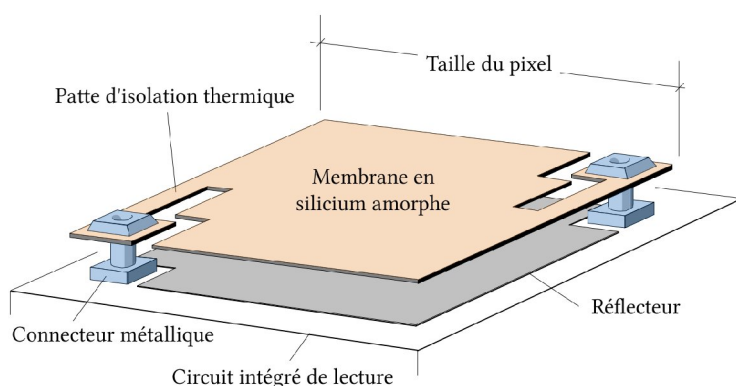


Figure C.8 : Représentation d'un microbolomètre en silicium amorphe (source : réf. [119]).

## Les détecteurs photoniques

La seconde grande famille est celle des détecteurs photoniques. Ceux-ci, contrairement aux détecteurs thermiques que nous venons de voir, mesurent directement l'excitation produite par l'absorption des photons incidents. Il en existe deux types : les *détecteurs photoémisifs* et les *détecteurs quantiques*.

Les premiers utilisent l'effet photoélectrique pour mesurer le flux de photons sur une cathode. Placés dans des tubes photomultiplicateurs, ils ont été les premiers détecteurs infrarouges développés à partir des années 1930 [109]. Le second type, les détecteurs quantiques, sont des semi-conducteurs dont l'interaction avec les photons change leur conductivité (détecteurs photoconducteurs) ou génère un courant mesurable (détecteurs photoélectriques ou photovoltaïques). Ces derniers générant leur propre courant, l'électronique de lecture en est fortement simplifiée, les rendant beaucoup plus compacts, robustes et fiables. De ce fait, ils sont largement plus répandus que les photoconducteurs. La détection ne nécessitant pas

de réchauffer un élément, leur réponse est beaucoup plus rapide et plus précise que pour les détecteurs thermiques. Cependant, ces détecteurs nécessitent un refroidissement afin d'éliminer le bruit inhérent à ces matériaux à température ambiante. Leurs meilleures performances doivent donc être mises en balance avec un prix plus élevé. Les technologies de senseurs refroidis commerciaux les plus répandues sont les QWIP, signifiant *quantum well infrared photodetector*, et les MCT, de l'anglais *mercury cadmium telluride* qui sont des alliages de type  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Tous deux sont des détecteurs quantiques photovoltaïques.

### Sélection de la caméra adaptée à nos besoins

La société INFRA TEC, partenaire du CENTRE SPATIAL DE LIÈGE dans le cadre du projet FP-7 FANTOM, nous a fourni les données des détecteurs LWIR envisageables, présentés dans le tableau 2 ci-dessous [111].

Type de détecteur	Technologie	Bande spectrale	Dimensions du senseur (pixels)	Taux de rafraîchissement	Précisions de mesure à 30 °C
Microbolomètres (non refroidi)	a-Si VO <sub>x</sub>	8 à 14 μm	1024×768	30 Hz	85 mK
			640×480	60 Hz	50 mK
			384×288	60 Hz	40 mK
Photodiode-IR (refroidi)	MCT	8 à 10 μm	640×512	120 Hz	20 mK
			384×288	300 Hz	20 mK
QWIP (refroidi)	AlGaAs/GaAs	8 à 9 μm	1024×1024	120 Hz	35 mK
			640×512	120 Hz	25mK
			384×288	260 Hz	25 mK

Tableau 2 : Détecteurs commerciaux disponibles en LWIR (source : réf. [120-129]).

Nous voyons que les technologies QWIP et MCT ne sont pas compatibles avec les lasers CO<sub>2</sub> standards, ceux-ci émettant à 10,6 μm. Il est cependant possible de sélectionner la longueur d'onde du laser de façon adéquate. Ces derniers, comme on peut le voir à la figure C.9, possèdent en effet quatre pics d'émission ajustables : 9,3 μm, 9,6 μm, 10,3 μm et 10,6 μm.

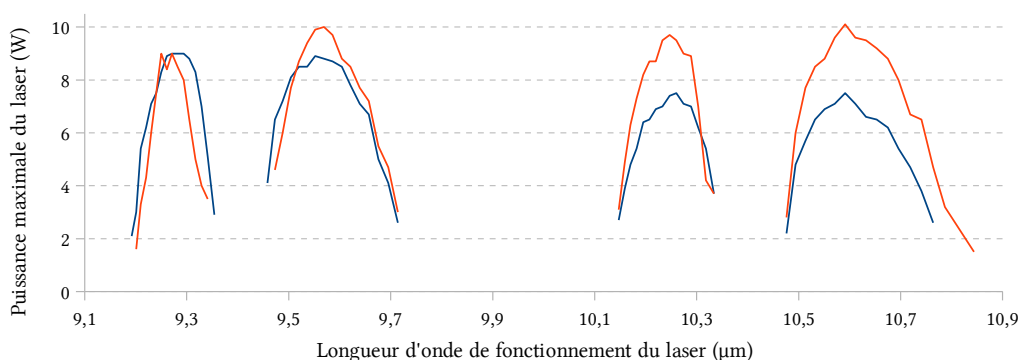


Figure C.9 : Puissance maximale de deux modèles de lasers CO<sub>2</sub> fabriqués par la société EDINBURG INSTRUMENTS en fonction de leur longueur d'onde de fonctionnement (source : réf. [130,131]).

En outre, les technologies QWIP, qui fonctionnent généralement dans le domaine spectral de 8 à 9 μm, peuvent être ajustées en fonction des besoins (voir figure C.10). Il en va de même pour les MCT (voir figure C.11). Il convient néanmoins de garder à l'esprit qu'un tel ajuste-

ment devant se faire au niveau du fabricant du capteur, le coût s'en trouve augmenté. Cette solution n'est donc pas souhaitable pour débiter nos travaux.

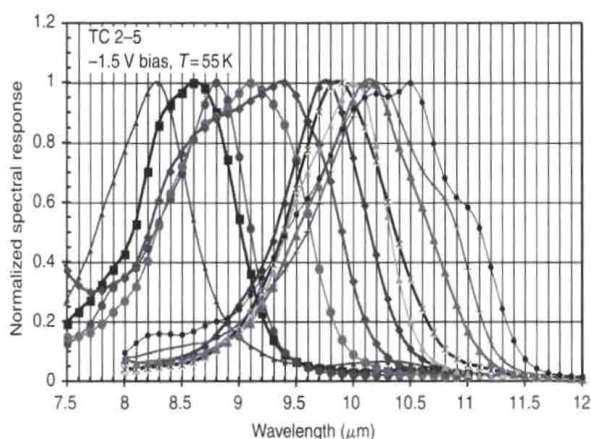


Figure C.10 : Réponse spectrale typique de capteurs QWIP (source : réf. [132]).

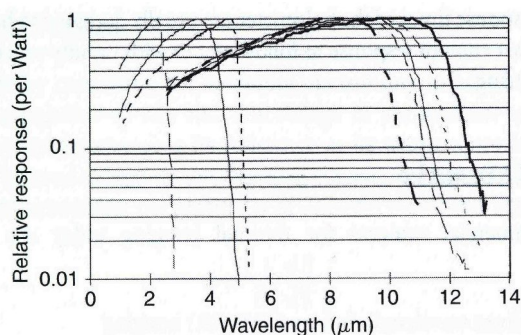


Figure C.11 : Réponse spectrale typique de capteurs MCT (source : réf. [132]).

Un autre point important est le nombre de pixels du capteur. Nous avons vu qu'en holographie digitale nous perdons la moitié de l'image à cause de la présence d'une image conjuguée. De plus, le rapport signal sur bruit est proportionnel au nombre de pixels. Un nombre de pixels le plus élevé possible est donc préférable. En ESPI, par contre, la totalité du capteur est utilisée pour la mesure de déplacements et le bruit est indépendant du nombre de pixels. La résolution des mesures est donc meilleure. L'utilisation d'un capteur de grande dimension est donc en ESPI moins importante.

Deux technologies proposent des capteurs mégapixels : les microbolomètres et les QWIP. Les QWIP mégapixels sont fabriqués par les sociétés SANTA BARBARA FOCALPLANE [128] et QWIP TECHNOLOGIES [129], toutes deux américaines. Or, la possibilité d'obtenir une licence autorisant l'exportation en Europe de technologies aussi avancées est impossible à l'heure actuelle. Cette option fut donc écartée. La seconde possibilité est le nouveau capteur à microbolomètres de  $1024 \times 768$  pixels fabriqué par la société française ULIS. Malheureusement, il est très récent et n'est pas encore disponible dans une caméra commerciale [120]. Nous avons donc opté pour un capteur à  $640 \times 480$  pixels.

Nous avons également une crainte sur la stabilité des capteurs refroidis. Ceux-ci sont, en effet, couplés à un système de refroidissement actif qui engendre des vibrations. Si celles-ci sont supérieures à la dimension des grains de speckle, elles engendreraient une décohérence partielle ou complète du signal interférométrique. Afin d'évaluer ce risque, nous avons décidé pour le projet FANTOM de procéder à des mesures de vibration sur un capteur refroidi afin d'évaluer ce risque. Au moment de la rédaction de cette thèse, cette évaluation n'a pas encore eu lieu.

Ayant pris en compte tous ces aspects, nous nous sommes orientés vers la technologie des microbolomètres. Elle présente les avantages d'être bon marché, avec une gamme de sensibilité spectrale très étendue, un nombre de pixels élevé et une disponibilité immédiate. L'aspect coût fut déterminant dans notre choix car l'utilisation conjointe avec un laser  $\text{CO}_2$



engendre un risque non-négligeable d'endommagement du senseur – dont nous allons discuter dans la section C.2.3 ci-après. Dès lors, une technologie à plus faible coût est fortement préférable dans un premier temps. Nous avons ainsi obtenu de la société INFRA TEC une caméra VARIOCAM HR HEAD de  $640 \times 480$  pixels que nous avons utilisée dans la seconde moitié de cette thèse [133].

L'objectif à long terme, au-delà du cadre de cette thèse, sera d'utiliser un instrument refroidi avec un grand nombre de pixel, c'est-à-dire un senseur MCT ou QWIP – éventuellement mégapixel dans l'hypothèse de sa disponibilité future – améliorant les performances de l'instrument final développé.

### C.2.3 Danger de l'utilisation conjointe d'un laser et d'une caméra thermographique

Comme nous le verrons dans la section C.3 certains matériaux présentent en infrarouge un caractère fortement spéculaire. Celui-ci engendre un risque de réflexion du faisceau laser dans la caméra thermographique utilisée pour nos observations. Nous savons que ce risque n'est pas négligeable : d'une part, à travers l'expérience du CSL où de mauvaises manipulations ont déjà engendrés la destruction de plusieurs pixels d'une caméra à microbolomètres ; d'autre part, la société INFRA TEC nous a clairement fait savoir que ce risque était réel. Il est important de noter qu'aucun fabricant de caméra LWIR ne garanti l'absence de risque en cas d'utilisation conjointe avec un laser  $\text{CO}_2$ .

Il est très difficile d'estimer le seuil d'endommagement d'un pixel microbolomètre. Quelques articles traitent de ce sujet mais il n'existe pas de mesures systématiques de ce phénomène [134,135]. Les résultats sont obtenus de façon expérimentale sur un détecteur donné mais sont difficile à généraliser car il existe différentes technologies de microbolomètre, comme nous l'avons vu dans la section C.2.2. PICARD et JEROMINEK donnent des seuils de  $50 \mu\text{W}$  par pixel sous vide et  $160 \mu\text{W}$  si le senseur est à l'air [135], tandis que LIDDIARD *et coll.* donne une puissance de  $3 \text{ mW}$  par pixel à l'air et estime cette limite à  $100 \mu\text{W}/\text{pixel}$  sous vide [134].

Parallèlement à ces articles, nous proposons une autre approche plus prudente qui consiste à estimer le flux maximal prévu par le constructeur de la caméra pour une utilisation courante. En effet, chaque caméra est prévue pour fonctionner dans une gamme de températures connue. Nous pouvons donc déterminer le flux lumineux au niveau du senseur produit par un objet à cette température maximale. Pour cela, nous calculons la puissance par pixel reçue d'un corps noir de température  $T$  imagé par la caméra [136] :

$$P_{\text{pixel}}(T) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} P(\lambda) d\lambda = \frac{\pi A_d}{4 F^2 + 1} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \tau_a(\lambda) \tau_o(\lambda) L_\lambda(\lambda, T) d\lambda \quad (\text{C.25})$$

où  $A_d$  est la surface d'un pixel,  $F$  le rapport d'ouverture de l'objectif de la caméra,  $\lambda_{\min}$  et  $\lambda_{\max}$  la gamme spectrale de la caméra,  $\tau_a(\lambda)$  la fraction de la lumière transmise par l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et  $\tau_o(\lambda)$  la fraction de lumière transmise par le

système optique de la caméra en fonction de la longueur d'onde. Nous rappelons que l'expression de  $L_\lambda(\lambda, T)$  est donnée par l'équation (C.1). Ainsi, pour la caméra VARIOCAM qui présente une gamme spectrale de 7,5 à 14  $\mu\text{m}$ , des pixels de  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$  et un rapport d'ouverture  $F = 1$ , cette température maximale est de 120 °C. En supposant  $\tau_a(\lambda) = \tau_o(\lambda) = 0$ , nous calculons ainsi la puissance lumineuse maximale par pixel :

$$P_{\text{pixel max}} = P_{\text{pixel}}(120 \text{ °C}) \simeq 73 \text{ nW} \quad (\text{C.26})$$

Cette puissance est inférieure de trois ordres de grandeur aux seuils mesurés par PICARD et JEROMINEK. Il est donc probable que pour la caméra VARIOCAM, la puissance de 73 nW par pixel, soit une estimation très prudente du seuil d'endommagement réel.

La puissance d'émission laser minimale produite par les lasers  $\text{CO}_2$  que nous avons utilisé dans cette thèse est de l'ordre de 300 mW. Concentrée en un seul pixel, tous les seuils que nous venons de voir sont largement dépassés. La probabilité de destruction du détecteur est donc très élevée.

Afin de prédire ce qu'il se passe quand le faisceau laser s'étend sur plusieurs pixels, nous calculons le nombre de pixels sur lesquels doit être étendu le faisceau laser afin d'arriver exactement au seuil d'endommagement. Les résultats de ces calculs, à partir des valeurs fournies par les articles [134,135] et par notre approche, sont montrés dans le tableau 3 ci-dessous. Nous avons utilisé des puissances lasers de 300 mW et 10 W correspondant respectivement à la puissance minimale et maximale des lasers utilisés dans le cadre de cette thèse.

Puissance maximale d'endommagement (nW/pixel)	Étendue minimale sur le détecteur pour une puissance laser de 300 mW (nombre de pixels)	Étendue minimale sur le détecteur pour une puissance laser de 10 W (nombre de pixels)
73	2028×2028	11.705×11.705
$50 \times 10^3$ [135]	78×78	427×427
$160 \times 10^3$ [135]	44×44	250×250
$3 \times 10^6$ [134]	10×10	58×58

Tableau 3 : Étendue du faisceau laser au niveau du senseur pour éviter un endommagement en fonction de la puissance du laser, pour les différents seuils considérés.

Ainsi, si le faisceau laser est étendu sur un nombre plus petit de pixels, le seuil d'endommagement est dépassé. Si, au contraire, le faisceau est étendu sur un nombre plus élevé de pixels, nous sommes alors en dessous du seuil d'endommagement.

Nous constatons donc qu'il est envisageable d'introduire un faisceau laser dans une caméra – pour produire un faisceau référence, par exemple – à condition de suffisamment l'étendre au niveau du senseur. Cependant, les dimensions minimales données par notre approche prudente sont relativement élevées<sup>i</sup>. Cela signifie que le niveau laser reste potentiellement dangereux. De plus, il est toujours difficile d'écarter le risque d'une concentration locale du flux laser sur le senseur. Dès lors, nous éviterons en toute circonstance l'observation directe

<sup>i</sup> Nous avons calculé une étendue minimale de 11.705×11.705 pixels du faisceau pour écarté tout risque d'endommagement, contre une taille de senseur de typiquement 320×240, ou 640×480 pixels.

d'un faisceau laser par une caméra thermographique. Dans le cas particulier de l'introduction d'une référence, nous utiliserons systématiquement un dispositif d'atténuation du faisceau laser tout en nous assurant de toujours étendre le faisceau au niveau du senseur.

## C.2.4 Éléments optiques

### Lentilles et lames séparatrices

Une grande gamme de composants optiques infrarouges existent, couvrant les besoins de l'interférométrie. Les deux principaux matériaux transparents utilisés sont le sélénure de zinc (ZnSe) et le germanium (Ge). Le premier est le matériau le plus couramment rencontré. Sa transmittance, qui est de l'ordre de 70%<sup>i</sup>, est la plus élevée dans le domaine de l'infrarouge – le germanium étant à 47 %<sup>ii</sup>. C'est donc un matériau de choix pour la production d'optique infrarouge. Le germanium, transparent dans la gamme de 1,8 à 18  $\mu\text{m}$ , a l'avantage de présenter un indice de réfraction le plus élevé avec une très faible dispersion – son indice varie de 4,088 à 4,003 pour des longueurs d'onde de respectivement 2,2 et 13  $\mu\text{m}$ . Ces deux atouts en font un matériau de choix pour la réalisation d'optique destinée à l'imagerie, permettant de réaliser facilement des lentilles de faible rapport d'ouverture. Ainsi, à l'exception de l'imagerie, les lentilles et les lames en infrarouge sont généralement réalisées en ZnSe.

Ces deux matériaux présentent des indices de réfraction élevés – 2,4 pour le ZnSe et 4 pour le germanium à 10  $\mu\text{m}$ . Il est donc nécessaire d'avoir recours à des revêtements antiréfléctifs. Le laser CO<sub>2</sub> étant pratiquement le seul laser du domaine LWIR, il en résulte que ces revêtements sont bien souvent uniquement optimisés pour la longueur d'onde particulière de 10,6  $\mu\text{m}$ . Il est néanmoins possible de demander une adaptation à une autre longueur d'onde, mais cela augmente bien souvent les prix de fabrication.

La réalisation de séparateur de faisceau est généralement réalisée en recouvrant des lames en ZnSe avec un revêtement spécialement étudié. Celui-ci est généralement prévu pour fonctionner à un angle d'incidence et une longueur d'onde bien définis – généralement une incidence de 45° à 10,6  $\mu\text{m}$ . À un tel angle d'incidence, les revêtements présentent souvent une réflectance et une transmittance différentes pour les polarisations s et p de la lumière incidente. Cependant, certains fabricants proposent des revêtements insensibles à la polarisation. De plus, ces lames sont généralement à faces non parallèles afin de réduire les interférences dues aux réflexions internes multiples.

### Polariseurs

Les premiers polariseurs en infrarouge ont été développés au début des années 1960. Ils consistaient en des grilles de fils d'or microscopiques déposées sur un substrat en plastique [137]. Cependant l'absorptivité du substrat en limite les performances. Pour pallier cet inconvénient, les polariseurs dichroïques furent proposés [138]. D'autres travaux

i Transmittance pour une épaisseur de 2 mm de ZnSe.

ii Transmittance pour une épaisseur de 1 mm de germanium.

se sont penchés sur les interférences créés dans des films minces qui fonctionnent comme une cavité de FABRY-PEROT [139,140]. La technologie des films minces permet de réaliser des lames séparatrices polarisantes qui sont des lames qui réfléchissent uniquement la polarisation  $s$  de la lumière et transmettent la polarisation  $p$ . Cependant, ces techniques ne fonctionnent qu'à des longueurs d'onde spécifiques.

Pour obtenir des polariseurs fonctionnant sur une large bande spectrale, on utilise un dispositif de réflexion à l'angle de BREWSTER qui absorbe presque totalement la polarisation  $p$  de la lumière [141]. Afin d'augmenter le taux d'extinction, plusieurs lames sont généralement utilisées selon une géométrie en chevron (voir figure C.12a) ou en K (voir figure C.12b).

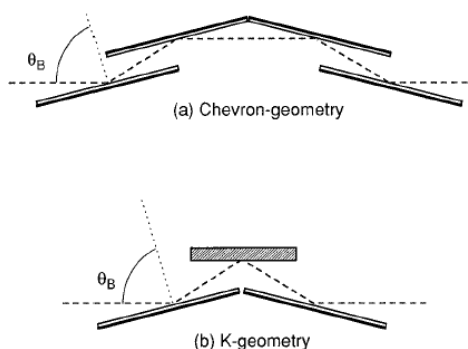


Figure C.12 : Géométrie en chevron et géométrie en K pour la réalisation de polariseur à angle de BREWSTER (source : réf. [141]).

Les polariseurs LWIR commerciaux les plus répandus sont des polariseurs à angle de BREWSTER dont les performances sont quelques fois améliorées par l'ajout de dépôts de films minces. Il convient donc de toujours rester attentif à la gamme de longueurs d'onde de fonctionnement de ceux-ci.

### Lame de phase

Les lames de phase existent en infrarouge. Il y a les lames en matériau biréfringent qui sont des dispositifs relativement compacts mais ne fonctionnent correctement qu'à une seule longueur d'onde – ainsi, ils sont généralement optimisés pour fonctionner à  $10,6 \mu\text{m}$ . Ces lames peuvent être demi-onde ou quart-d'onde.

Une autre technique consiste à modifier la polarisation par réflexion. Cela permet de réaliser des éléments quart-d'onde ou d'ordre supérieur ( $\lambda/8$  ou  $\lambda/16$ ). Elle présente l'inconvénient de fonctionner pour un angle d'incidence de  $45^\circ$  uniquement. Ainsi, cette technique n'est pas adaptée pour réaliser un ajustement de la polarisation dans un montage optique aligné.

Enfin, les prismes et les rhomboèdres permettent par réflexions internes multiples de réaliser des éléments demi-onde et quart-d'onde fonctionnant sur une large bande spectrale. Le faisceau lumineux en sortie est généralement décalé par rapport au faisceau à l'entrée du dispositif, cependant les fabricants proposent parfois un dispositif compensateur intégré permettant de garder les faisceaux d'entrée et de sortie alignés.

### C.2.5 Conclusions

Après avoir passé en revue l'état des technologies en infrarouge LWIR, nous constatons que les technologies de détecteurs et de lasers sont suffisamment matures pour envisager l'application des techniques interférométriques à ces longueurs d'onde.

Nous avons également montré qu'il en est de même pour les éléments optiques – comme les lentilles, les lames séparatrices, les polariseurs et les lames de phase. Il convient cependant de noter que ces composants sont très souvent disponibles pour une longueur d'onde de 10,6  $\mu\text{m}$  uniquement.

Des éléments fonctionnant dans une large gamme de longueurs d'onde existent. Il est également possible, chez certains fabricants, de demander un revêtement adapté à une autre longueur d'onde. Cependant ces solutions sont généralement plus onéreuses.

### C.3 Étude de la réflexion

Une des premières questions qui s'est posée quand nous avons commencé à envisager le domaine de l'infrarouge lointain est la relation entre la longueur d'onde de la lumière et la rugosité de surface des objets observés. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre B, les méthodes que nous envisageons nécessitent le phénomène de speckle. Or, si nous voulons observer à 10  $\mu\text{m}$  les mêmes objets que ceux que nous étudions habituellement en visible, le rapport de la rugosité sur la longueur d'onde sera divisé par 20. Ainsi, les objets apparaîtront naturellement plus spéculaires pour une rugosité équivalente.

Nous allons discuter de ces aspects dans cette section et présenterons ensuite les approches expérimentales qui nous ont permis d'appréhender ce phénomène.

#### C.3.1 Relations entre la rugosité de surface et la longueur d'onde

Les simulations réalisées par YAMAGUCHI [142] montrent qu'une réflexion spéculaire est observée quand la rugosité de surface *peak-to-valley*, notée  $\sigma_{pv}$ , est faible par rapport à la longueur d'onde<sup>i</sup>. À l'inverse, quand elle est plus grande que la longueur d'onde, des fluctuations d'intensités complètement aléatoires apparaissent et le pic de réflexion spéculaire ne peut plus être distingué. Ceci est visible sur la figure C.13c pour  $\sigma_{pv} = \lambda$ . Dans le cas intermédiaire, un pic spéculaire est présent mais du speckle est observable. Cependant l'intensité de ce dernier diminue rapidement. Ainsi, nous constatons à la figure C.13b que le niveau de speckle est à peine discernable pour  $\sigma_{pv} = \lambda/2$ .

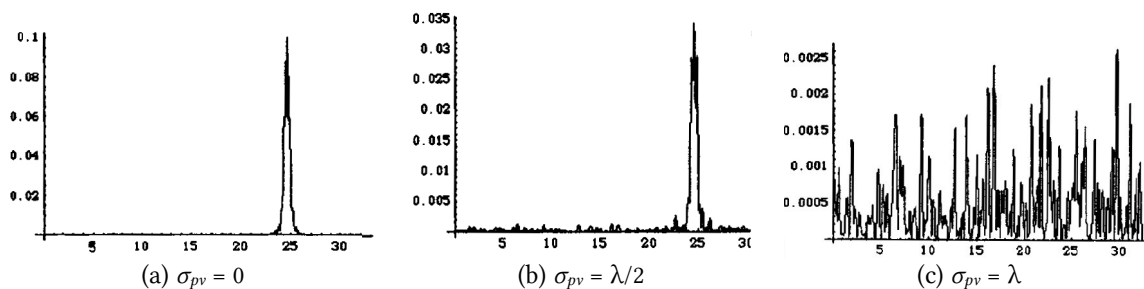


Figure C.13 : Simulation de YAMAGUCHI de l'intensité du speckle dans le champ de diffraction pour différentes valeurs de la rugosité de surface  $\sigma_{pv}$  (source : réf. [142]).

Nous pouvons observer ce comportement expérimentalement à la figure C.14 qui présente les intensités moyennes de lumière réfléchiée par des plaques d'aluminium de différentes rugosités de surface en fonction de l'angle de réflexion mesuré par rapport à la direction de réflexion spéculaire avec un laser à 532 nm. Nous avons réalisé ces mesures dans le cadre d'un mémoire de DEA en sciences appliquées [143].

<sup>i</sup> Pour le cas étudié dans l'article de YAMAGUCHI, la rugosité RMS est approximativement quatre fois plus petite que la rugosité *peak-to-valley* :  $\sigma_{pv} \simeq 4 \sigma_{rms}$ .

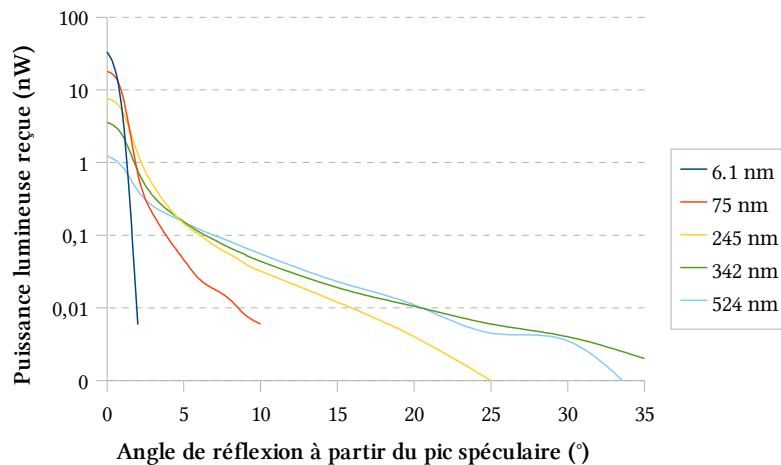


Figure C.14 : Distribution d'intensité moyenne en fonction de l'angle de réflexion par rapport au pic spéculaire, mesurée avec un laser DPSS à 532 nm, de plaques en aluminium de différentes rugosités RMS de surface, variant de 6,1 nm à 524 nm.

Ainsi, en visible, la réflexion sur une plaque de rugosité 6,1 nm ne présente dans la figure C.14 qu'un pic spéculaire sans réflexion diffuse mesurable. Ensuite, au fur et à mesure que la rugosité augmente, l'intensité réfléchi tend à devenir de plus en plus uniforme. La TIS, de l'anglais *total integrated scatter*, représente la fraction de puissance lumineuse diffusée par rapport à la puissance du faisceau réfléchi. Elle peut être estimée pour des surfaces lisses, propres et réfléchissantes par [144] :

$$\text{TIS} \simeq \left( \frac{4\pi \sigma_{rms} \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{C.27})$$

où  $\sigma_{rms}$  est la rugosité RMS de la surface et  $\theta_i$  l'angle d'incidence du faisceau incident. Si la longueur d'onde est 20 fois plus grande, nous obtiendrons une TIS 400 fois plus petite. Ainsi, nous pouvons nous attendre à une intensité du speckle de l'ordre de 400 fois plus faible si on utilise un laser CO<sub>2</sub> à 10 μm par rapport au même échantillon observé en visible par un laser de même puissance.

En fait, ce problème de spécularité apparaît déjà en lumière visible à une échelle inférieure. Il est, en effet, parfois nécessaire d'appliquer un revêtement diffusant sur les objets [145].

### C.3.2 Observations expérimentales

#### Observations qualitatives en infrarouge

Afin d'appréhender ce phénomène en infrarouge, nous avons utilisé un montage simple composé d'un laser CO<sub>2</sub>, de marque SYNRAD, d'une puissance maximale de 10 W émettant à 10,6 μm. Nous avons placé à sa sortie une lentille afin d'illuminer une plaque métallique, successivement recouverte de différents revêtements. Cette plaque est observée par une caméra thermographique commerciale (voir figure C.15).

La caméra utilisée est une THERMACAM S45 de la société FLIR SYSTEMS munie d'un capteur de 320×240 pixels composé de microbolomètres non refroidis. Elle dispose d'un objectif

de 35 mm de focale et sa résolution thermique maximale est de  $0,08\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  dans le domaine spectral de  $7,5$  à  $13\text{ }\mu\text{m}$ .

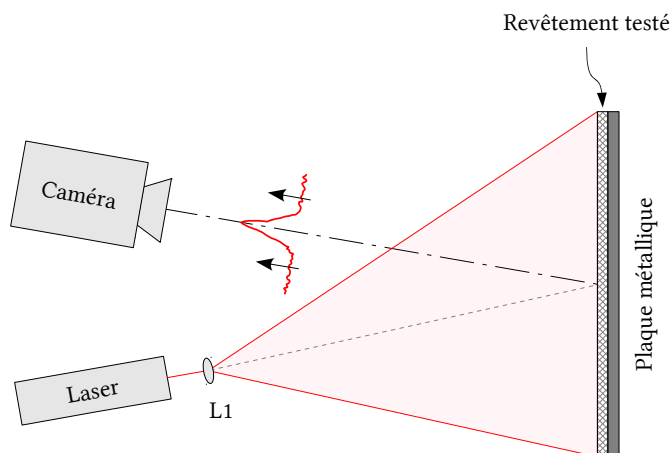


Figure C.15 : Montage expérimental utilisé pour étudier la diffusion en infrarouge de différents revêtements appliqués sur une plaque métallique.

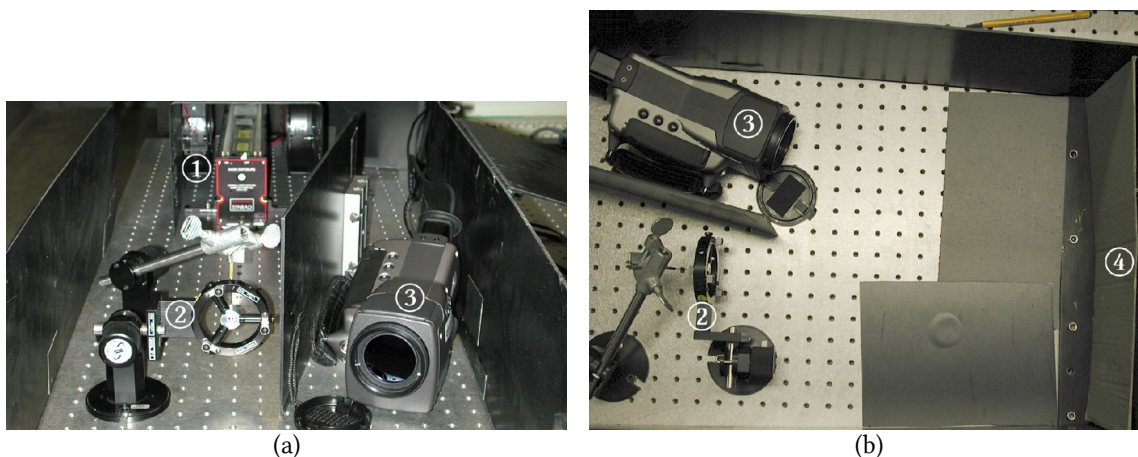


Figure C.16 : Montage optique pour l'observation de la diffusion en infrarouge au moyen de la caméra THERMACAM S45 (a) vu de face et (b) vu du haut. Les éléments numérotés indiquent (1) le laser, (2) la lentille d'illumination, (3) la caméra thermique et (4) la plaque observée.

L'observation de la plaque métallique fut impossible. Le pic de réflexion spéculaire saturait le capteur, même en utilisant la plus faible intensité laser disponible, menant à un risque d'endommagement du détecteur de la caméra. Cette première observation fut réalisée en défocalisant au maximum la caméra. Cette précaution rend le pic spéculaire plus étalé au niveau du capteur, diminuant le risque d'endommagement du capteur.

Dans le but d'éviter tout risque d'endommagement à l'avenir, la recherche d'un revêtement diffusant est donc absolument nécessaire. Nous avons ainsi testé qualitativement l'efficacité de différents revêtements, disponibles au laboratoire et dans le commerce, au moyen du montage optique illustré à la figure C.15. Le revêtement présentant les meilleures caractéristiques de diffusion et de réflectivité est une poudre blanche utilisée pour la détection de défauts par ressuage qui s'applique au moyen d'une bombe aérosol. Il s'agit du même revê-



tement déjà utilisé en interférométrie holographique en lumière visible pour améliorer la diffusion des objets testés.

Le profil du speckle observé avec cette poudre blanche est montré à la figure C.17. On peut remarquer que celui-ci est toujours fortement spéculaire et s'apparente au profil du graphe central de la figure C.13. Cependant, le niveau d'intensité du pic spéculaire est fortement atténué par rapport à de l'aluminium nu, produisant un niveau d'intensité réfléchi acceptable, sans risque d'endommagement.

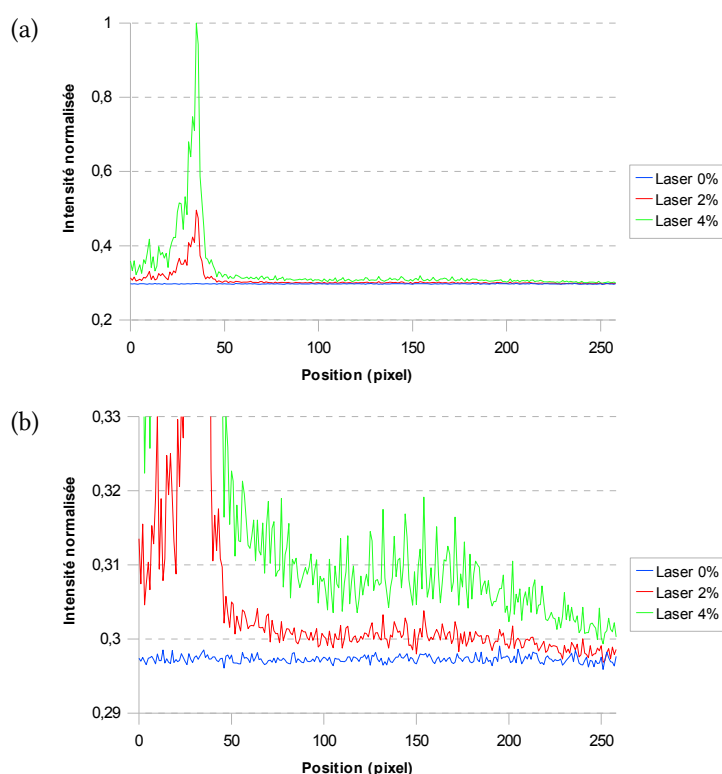


Figure C.17 : Distribution d'intensité normalisée de la lumière réfléchie sur une plaque d'aluminium, recouverte de poudre diffuseuse blanche, pour différentes intensités du laser infrarouge. À 0 watt, le laser n'émettant pas, les rayonnements observés sont purement thermiques. Le graphique (b) est un zoom de la partie basse du graphique (a) afin de faire mieux apparaître les motifs de speckle.

### Mesure de réflectivité diffuse en infrarouge

Après avoir dégrossi le problème de la diffusion par ces quelques expériences qualitatives, nous avons entamé une étude plus poussée. Le premier point à vérifier expérimentalement est la diffusion en fonction de la rugosité de surface à 10  $\mu\text{m}$ . Pour cela, nous avons sélectionné des échantillons de rugosité connue dans la gamme de 1 à 20  $\mu\text{m}$ . Les échantillons sélectionnés sont :

- un échantillon « Infragold » de la société LABSPHERE qui est un matériau spécialement conçu pour être fortement diffusant et servant d'étalon pour des instruments en infrarouge (voir figure C.18b) ;
- un échantillon en aluminium anodisé noir de rugosité calibrée (voir figure C.18a) ;

- deux échantillons fournis par la société CENTRO DE TECNOLOGIAS AERONAUTICAS (CTA) dans le cadre du projet FANTOM comme représentatifs de composants aéronautiques, l'un en fibre de carbone (voir figure C.18c) et l'autre en fibre de verre (voir figure C.18d) ;
- enfin, une plaque métallique recouverte de poudre blanche (voir figure C.18e) ;

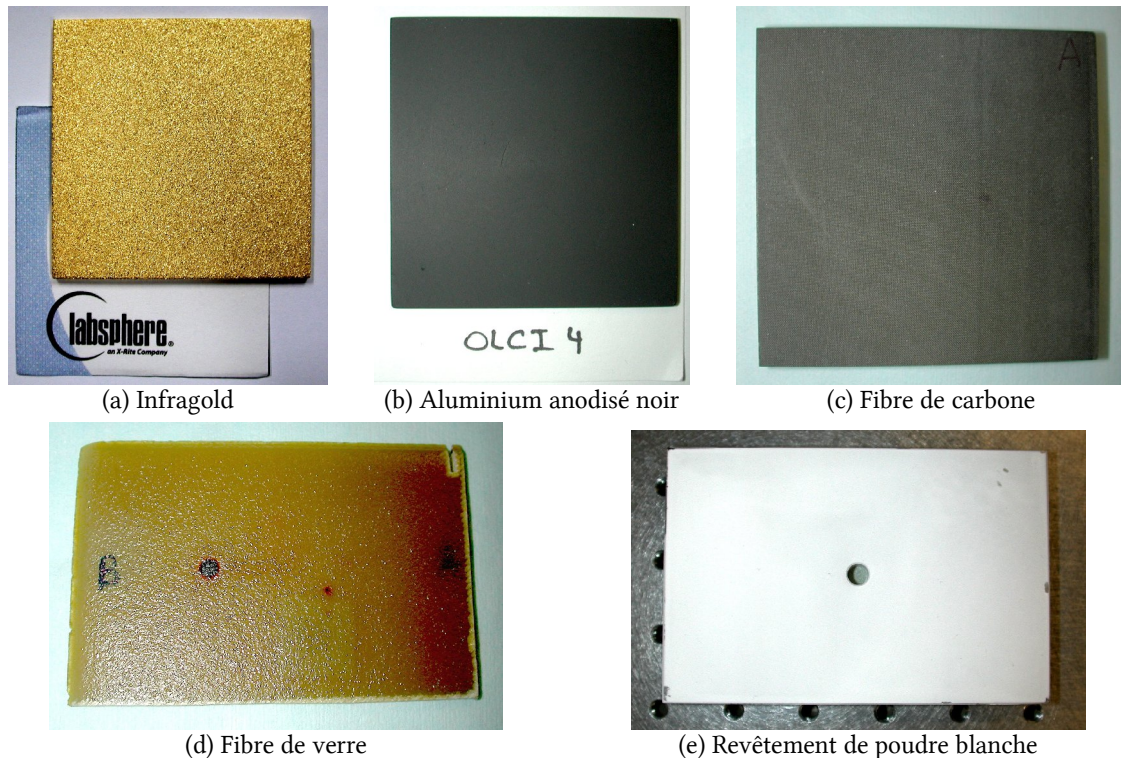


Figure C.18 : Échantillons de différentes rugosités utilisés pour les mesures de réflexion diffuse à 10  $\mu\text{m}$ .

Les mesures de rugosité de ces échantillons ont été réalisées à notre demande par l'*Institut für Technische Optik* (ITO) de l'Université de Stuttgart qui possède un profilomètre ZYGO (voir annexe I.1). Les valeurs mesurées sont indiquées dans le tableau 4 ci-dessous :

Échantillons	Rugosité (RMS)
Fibre de carbone	12,9 $\mu\text{m}$
Infragold	9,2 $\mu\text{m}$
Fibre de verre	6,5 $\mu\text{m}$
Poudre blanche	4,0 $\mu\text{m}$
Aluminium anodisé noir	2,8 $\mu\text{m}$

Tableau 4 : Mesure de rugosité des différents échantillons sélectionnés pour la mesure de diffusion en infrarouge.

Afin de mesurer le profil de diffusion de ces échantillons, nous avons réalisé le montage illustré à la figure C.19 ci-dessous. Il est composé d'un laser  $\text{CO}_2$  fonctionnant à 10,6  $\mu\text{m}$  qui est gradé allumé en permanence afin d'obtenir une puissance du faisceau aussi stable que possible. Dans ce but, un obturateur mécanique est disposé devant celui-ci pour interrompre le faisceau durant la manipulation des échantillons. Nous mesurons la distribution

lumineuse après réflexion par ces derniers au moyen d'une thermopile NEWPORT 818T-10 présentant une surface sensible de  $2,84 \text{ cm}^2$  pour une gamme de mesures de  $1 \text{ mW}$  à  $10 \text{ W}$ . Avec cette dernière, nous balayons angulairement le flux réfléchi par l'échantillon en faisant varier l'angle  $\theta_1$  entre le faisceau d'illumination et la direction de mesure comme illustré à la figure C.19 tout en la maintenant à une distance constante de l'échantillon de  $30 \text{ cm}$ . Après avoir effectué ces mesures pour différentes orientations  $\theta_2$  de chacun des échantillons, nous obtenons les résultats affichés à la figure C.20, où nous avons divisé le flux réfléchi par le flux laser incident donnant une mesure de la réflectivité diffuse. Nous y affichons les mesures en fonction de l'angle  $\theta_s$  qui représente l'angle entre la direction du pic spéculaire et l'angle  $\theta_1$  du détecteur :

$$\theta_s = 2\theta_2 - \theta_1 \quad (\text{C.28})$$

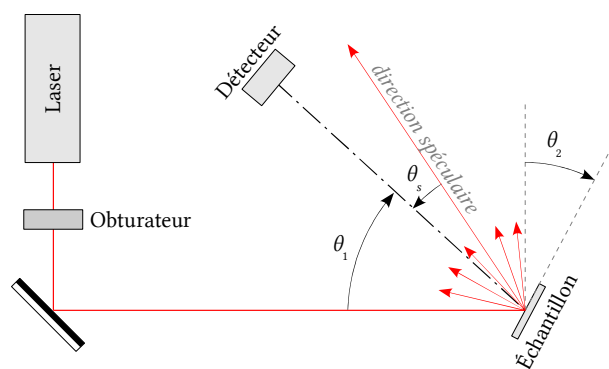


Figure C.19 : Dispositif optique utilisé pour mesurer la réflectivité diffuse à  $10 \mu\text{m}$  de différents échantillons de rugosité variable.

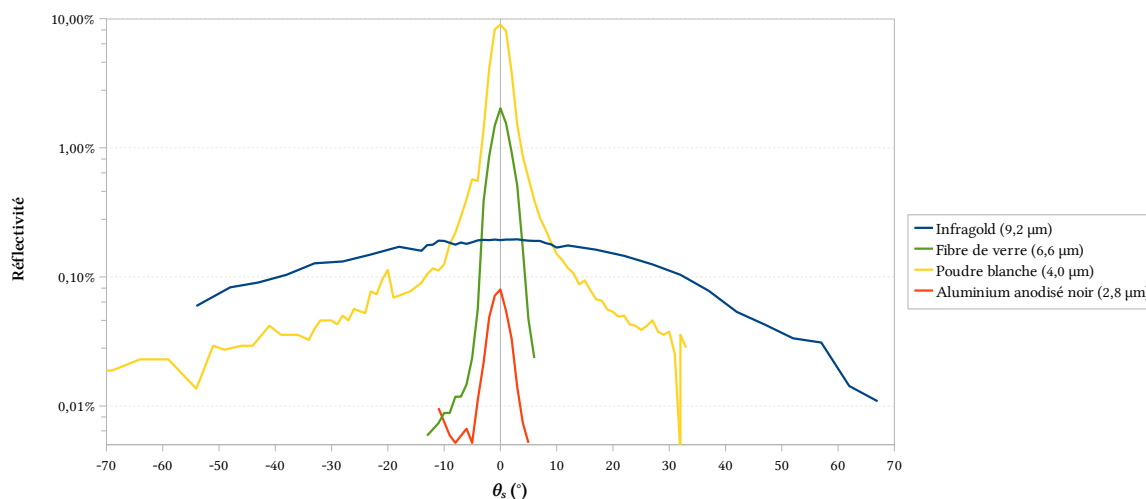


Figure C.20 : Résultat des mesures de réflectivité à  $10 \mu\text{m}$  représentant le rapport du flux réfléchi par l'échantillon par rapport au flux laser incident pour différents angles  $\theta_s$  d'observation mesurés à partir du pic spéculaire.

La fibre de carbone est absente des résultats car le flux réfléchi s'est avéré trop faible pour être mesuré. Nous pouvons voir que le même problème affecte les mesures de l'aluminium anodisé et de la fibre de verre pour des angles supérieurs à  $10^\circ$  du pic spéculaire.

En revanche, les deux échantillons restant nous donnent des mesures qui permettent de confirmer l'absence de pic spéculaire quand la rugosité est proche de la longueur d'onde –  $9,2 \mu\text{m}$  de rugosité pour l'Infragold. La poudre blanche qui présente une rugosité de moitié affiche un pic spéculaire prononcé, mais sa réflectivité est suffisante pour permettre d'observer la diffusion aux plus grands angles. Elle est en effet l'échantillon présentant la réflectivité la plus élevée pour tout angle, à l'exception de l'Infragold. Ce dernier n'étant pas un revêtement qu'on peut appliquer, nous avons donc fréquemment fait usage de la poudre blanche pour la plupart de nos expériences en infrarouge – principalement pour l'observation de structures métalliques.

## C.4 Influence de la longueur d'onde sur la reconstruction en holographie digitale

Une particularité de l'holographie digitale est le processus de reconstruction numérique des hologrammes. Nous nous sommes donc intéressé à l'impact que pourrait avoir le changement de longueur d'onde sur cette technique.

L'intégrale de FRESNEL-KIRCHHOFF (B.56) n'étant pas soluble analytiquement pour une distribution  $E_h(x,y)$  quelconque, nous nous baserons sur des simulations numériques pour cette étude. Cela nous permet également de contrôler finement l'hologramme généré et ainsi pouvoir ajuster les paramètres de reconstruction à notre guise pour nous permettre de mieux comprendre les effets de chacun de ceux-ci.

### C.4.1 Simulation du processus holographique

La première étape est de simuler l'enregistrement de l'hologramme. Nous devons pour cela, calculer la propagation du faisceau objet jusqu'au senseur numérique utilisé pour l'enregistrement. Celle-ci est donnée par l'intégrale de FRESNEL-KIRCHHOFF sous forme discrétisée [1] :

$$E(x, y, z) = \frac{i}{\lambda z} e^{\frac{2i\pi d}{\lambda}} e^{-i\pi\lambda z \left( \frac{x^2}{\Delta p^2 N^2} + \frac{y^2}{\Delta p^2 M^2} \right)} \text{FFT} \left[ \Omega(p, q) e^{-\frac{i\pi \Delta p^2}{\lambda z} (p^2 + q^2)} \right] \quad (\text{C.29})$$

où  $d$  représente la distance de l'objet par rapport au détecteur,  $E(x,y)$  l'amplitude complexe du faisceau propagé à la distance  $z$  et  $\Omega(p,q)$  l'amplitude complexe du faisceau objet au niveau de l'objet (voir figure C.21) qui vaut :

$$\Omega(p, q) = \omega(p, q) e^{i\phi_\omega(p, q)} \quad (\text{C.30})$$

où  $\omega(p,q)$  et  $\phi_\omega(p,q)$  sont l'amplitude et la phase de  $\Omega(p,q)$ .

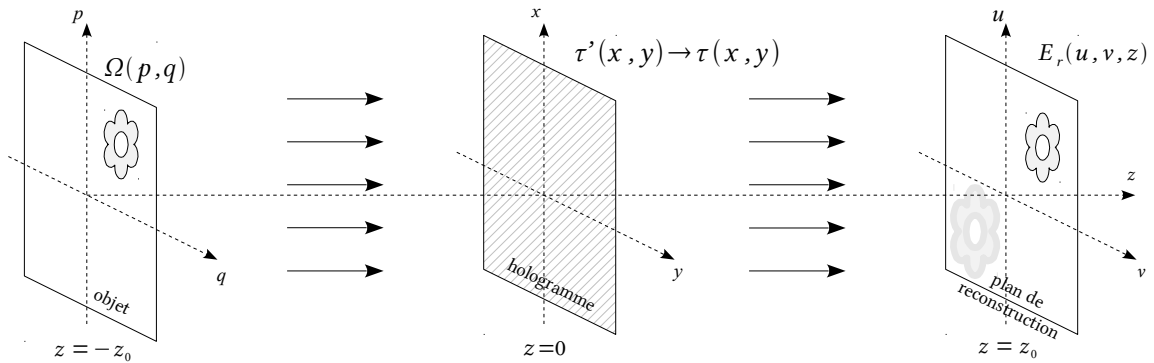


Figure C.21 : Simulation de l'acquisition et de la lecture d'un hologramme.

En vertu de la relation (B.63), nous avons pour un senseur de  $N \times M$  pixels de largeur  $\Delta$  :

$$\Delta p = \frac{\lambda z}{N \Delta} \quad \text{et} \quad \Delta q = \frac{\lambda z}{M \Delta} \quad (\text{C.31})$$

Nous pouvons réécrire l'équation (C.29) sous la forme :

$$E_{obj}(x, y) = E(x, y, z_0) = \frac{i}{\lambda z_0} e^{\frac{2i\pi z_0}{\lambda}} e^{-\frac{i\pi\Delta}{\lambda z_0}(x^2+y^2)} \text{FFT} \left[ \Omega(p, q) e^{-\frac{i\pi\lambda z_0}{\Delta^2} \left( \frac{p^2}{N^2} + \frac{q^2}{M^2} \right)} \right] \quad (\text{C.32})$$

où  $E_{obj}(x, y)$  représente l'amplitude complexe du faisceau objet au niveau du détecteur.

### Simulation du faisceau objet

Nous avons choisi, pour nos simulations, une distribution d'intensité au niveau de l'objet en forme de carré comme illustré à la figure C.22. Nous nous sommes limités à une intensité nulle partout sauf dans le premier quadrant de l'image afin d'éviter un recouvrement avec l'image conjuguée ou par les termes d'ordre zéro (terme DC et terme de halo).

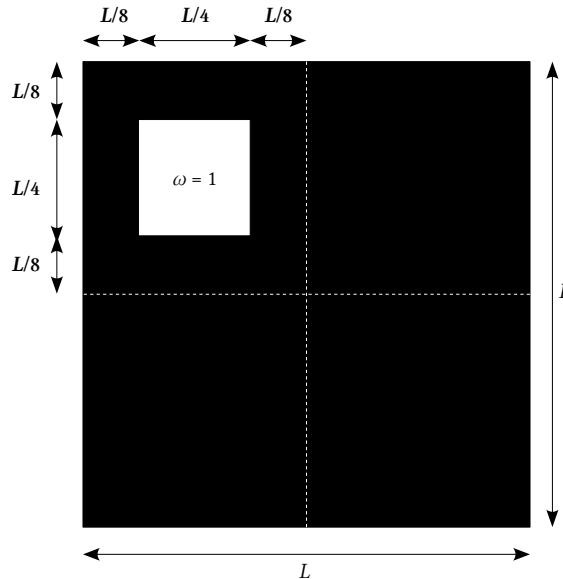


Figure C.22 : Distribution de l'intensité en forme de carré au niveau de l'objet.

Afin d'éviter une généralisation abusive, nous avons également réalisé les mêmes simulations avec deux autres distributions d'intensité :

- une distribution en X, dont l'intensité est uniforme à l'intérieur de la forme en X et nulle ailleurs, comme illustré à la figure C.23a ;
- et une distribution utilisant le logo du CSL, dont l'intensité n'est pas uniforme, comme illustré à la figure C.23b.

Afin de simuler les différences de chemin optique dues à la rugosité de la surface des objets, nous utilisons une distribution de phase aléatoire, différente en chaque pixel. Ainsi, la phase  $\phi_\omega(p, q)$  est calculé par une fonction aléatoire produisant des valeurs uniformément distribuées dans l'intervalle  $[0; 2\pi[$ .



Figure C.23 : Distribution d'intensité au niveau de l'objet, (a) en forme de X et (b) avec le logo CSL.

### Simulation de l'enregistrement holographique

Après propagation de  $\Omega(p,q)$ , nous obtenons l'amplitude complexe du faisceau objet au niveau de l'hologramme, noté  $E_{obj}(x,y)$ . Nous lui superposons un faisceau référence  $E_{ref}(x,y)$  de phase nulle et d'amplitude uniforme  $r$ , ce qui nous donne l'hologramme :

$$\tau'(x,y) = |E_{ref}(x,y) + E_{obj}(x,y)|^2 = |r + E_{obj}(x,y)|^2 \quad (C.33)$$

Cet hologramme  $\tau'(x,y)$  est ensuite dégradé afin de tenir compte du nombre de bits sur lesquels le détecteur numérise les images. De plus, un bruit pourra éventuellement être superposé à l'hologramme, pouvant provenir de sources diverses : bruit thermique, bruit de lecture, etc. Le signal ainsi dégradé représente la simulation d'un hologramme de l'objet  $\Omega(p,q)$  et est noté  $\tau(x,y)$  :

$$\tau'(x,y) \xrightarrow{\text{détecteur}} \tau(x,y) \quad (C.34)$$

Cette simulation de l'enregistrement holographique est alors traitée comme un enregistrement réel au moyen des algorithmes décrits dans la section B.3. Nous reconstruisons ainsi  $E_r(u,v,z)$  en amplitude et en phase à la distance  $z = d$  au moyen de l'équation (B.67). Afin d'éliminer l'effet des termes d'ordre zéro, nous utiliserons dans nos reconstructions la suppression du terme DC et la soustraction HRO. Ainsi, seules les images réelle et virtuelle subsisteront dans les reconstructions.

### C.4.2 Résultats des simulations

Nous avons, à chaque fois, simulé les mêmes processus en infrarouge à  $10,6 \mu\text{m}$  et en visible à  $532 \text{ nm}$ . Pour ces deux longueurs d'onde, nous avons fait varier les différents paramètres intervenant dans le processus holographique un à un. Ainsi, un seul paramètre est analysé à la fois. Les paramètres fixes utilisés dans les simulations sont indiqués dans le tableau 5 ci-dessous :

Dimension des images ( $N \times M$ )	256 × 256 pixels
Dimension des pixels ( $\Delta$ )	8,5 $\mu\text{m}$
Dynamique du détecteur	8 bits
Distance de l'objet à détecteur ( $d$ )	1 m
Niveau de bruit du détecteur	0 %

Tableau 5 : Paramètres fixes utilisés dans les simulations de l'holographie digitale.

La présence du paramètre aléatoire  $\phi_\omega(p,q)$  dans le processus de simulation induit des résultats différents dans chaque simulation réalisée et cela même si les autres paramètres sont tous rigoureusement identiques.

La figure C.24 montrent le résultat de la modification de la longueur d'onde sur la reconstruction. On constate que la dimension de l'image conjuguée est plus importante pour les longueurs d'onde plus courte. Ainsi, en infrarouge, l'étalement de l'image conjuguée est beaucoup plus faible qu'en visible.

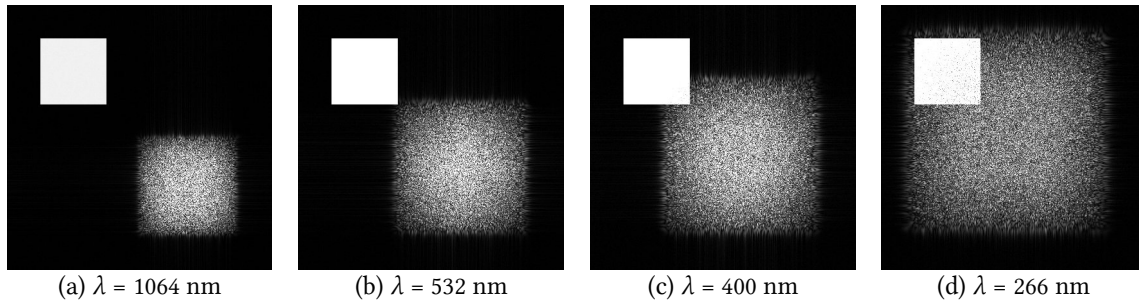


Figure C.24 : Augmentation des dimensions de l'image conjuguée en fonction de la longueur d'onde pour une image de  $1024 \times 1024$  pixels.

Cette modification est également rencontrée quand d'autres paramètres varient. Ceci est constaté pour une augmentation du nombre de pixels du détecteur, une augmentation de la dimension des pixels, une diminution de la longueur d'onde ou une diminution de la distance  $d$  entre l'objet et le senseur. En revanche, la modification des autres paramètres – à savoir le niveau de bruit du détecteur et sa dynamique – ne modifie pas la taille de l'image conjuguée.

Le point le plus critique dans ces observations est le fait que l'image conjuguée puisse recouvrir l'image virtuelle. Quand cela arrive, l'image conjuguée devient une source de bruit. En effet, l'amplitude et la phase du signal objet se retrouvent alors fortement bruitées. Il est donc préférable de trouver les valeurs des paramètres qui évitent un tel recouvrement.

Parmi les paramètres influençant les dimensions de l'image conjuguée, que nous notons  $W_{conj}$ , nous avons pu constater les relations suivantes :

$$\begin{array}{ll} z \nearrow \Rightarrow W_{conj} \searrow & \Delta \nearrow \Rightarrow W_{conj} \nearrow \\ \lambda \nearrow \Rightarrow W_{conj} \searrow & N \times M \nearrow \Rightarrow W_{conj} \nearrow \end{array} \quad (C.35)$$

où la flèche  $\nearrow$  représente le fait que le paramètre qui la précède augmente et  $\searrow$  que ce terme diminue. Nous remarquons que ces relations sont similaires à celles présentes dans les équations (B.75) et (B.76) qui donnent les dimensions du terme DC et qui valent :

$$W_x = \frac{N^2 \Delta^2}{\lambda z} [\text{pixels}] \quad \text{et} \quad W_y = \frac{M^2 \Delta^2}{\lambda z} [\text{pixels}] \quad (C.36)$$

où  $W_x$  et  $W_y$  représentent les dimensions du terme DC en nombre de pixels selon l'axe  $x$  et  $y$  respectivement.



Nous avons effectué un grand nombre de tests, y compris sur des hologrammes réalisés en laboratoire à différentes longueurs d'onde et, à chaque fois, la conclusion reste la même. Ainsi, il semble que l'image reconstruite par holographie digitale soit identique pour des paramètres de reconstruction gardant les valeurs de  $W_x/N$  et  $W_y/M$  identiques. Nous notons ces paramètres :

$$w_x = \frac{W_x}{N} = \frac{N \Delta^2}{\lambda z} \quad \text{et} \quad w_y = \frac{W_y}{M} = \frac{M \Delta^2}{\lambda z} \quad (\text{C.37})$$

Ces paramètres représentent les dimensions du terme DC par rapport à la taille de l'image. Nous allons tenter de tirer profit de cette observation. Nous commençons par observer l'influence de  $w_x$  et  $w_y$  dans les reconstructions. Ainsi, la figure C.25 montre l'évolution de la reconstruction en fonction des dimensions du terme DC. Ces simulations ayant été réalisées sur des images carrées, nous posons  $w = w_x = w_y$ . On voit clairement que l'image conjuguée grandit avec  $w$ , allant jusqu'à couvrir complètement l'objet réel.

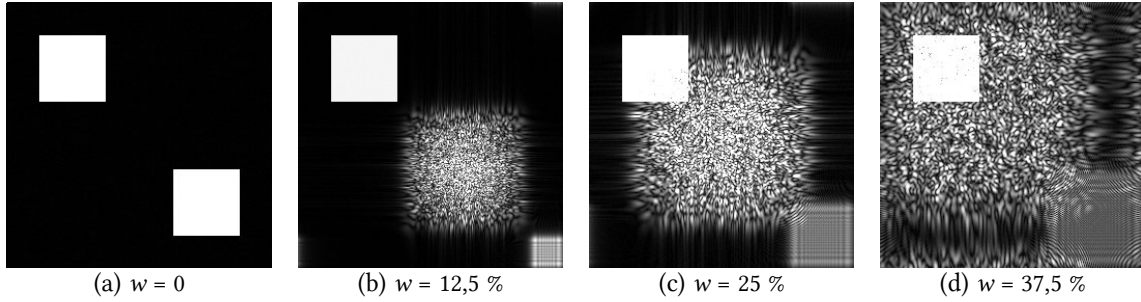


Figure C.25 : Évolution des dimensions de l'image conjuguée et du terme DC en fonction de  $w$  pour une image de  $256 \times 256$  pixels.

De plus, en analysant les images obtenues à la figure C.25, nous observons que les dimensions de l'image conjuguée exprimées en nombre de pixels suivent les relations :

$$W_{conj,x} = W_{v,x} + 2 W_x \quad (\text{C.38})$$

$$W_{conj,y} = W_{v,y} + 2 W_y \quad (\text{C.39})$$

où  $W_{conj,x}$  et  $W_{conj,y}$  représentent les dimensions de l'image conjuguée et,  $W_{v,x}$  et  $W_{v,y}$  les dimensions de l'image virtuelle focalisée, selon les axes  $x$  et  $y$  respectivement.

Nous démontrons l'invariabilité de la reconstruction pour un  $w$  identique, ainsi que les équations (C.38) et (C.39) en reprenant l'équation (C.32) à une dimension :

$$E_{obj}(x) = \frac{i}{\lambda z_0} e^{-i\pi\alpha x^2} \text{FFT}[\Omega'(p)] \quad (\text{C.40})$$

où nous avons posé :

$$\alpha = \frac{\Delta^2}{\lambda z_0} \quad (\text{C.41})$$

$$\Omega'(p, q) = \Omega(p) e^{-\frac{i\pi p^2}{\alpha N^2}} = \omega(p) e^{i\left[\phi_\omega(p) - \frac{\pi p^2}{\alpha N^2}\right]} = \omega(p) e^{i\phi'_\omega(p)} \quad (\text{C.42})$$

On voit ainsi que  $\Omega'(p)$  est identique à  $\Omega(p)$  en amplitude. La phase  $\phi_\omega(p)$  étant aléatoire pour simuler la rugosité de surface, il en est de même pour  $\phi'_\omega(p)$ . Nous superposons la référence à cette intensité objet pour former l'hologramme :

$$\begin{aligned}\tau(x) &= |E_{ref}(x) + E_{obj}(x)|^2 \\ &= r^2 + |E_{obj}(x)|^2 + r E_{obj}(x) + r E_{obj}^*(x) \\ &= \tau_{DC} + \tau_0(x) + \tau_{+1}(x) + \tau_{-1}(x)\end{aligned}\quad (C.43)$$

où  $\tau_{DC}$  est le terme DC,  $\tau_0(x)$  le terme de halo,  $\tau_{+1}(x)$  le signal objet réel et  $\tau_{-1}(x)$  le signal objet virtuelle.

La reconstruction de l'image conjuguée est obtenue en appliquant l'équation de reconstruction (C.37) au terme  $\tau_{+1}(x)$  :

$$E_{r+1}(u, z_0) = \text{FFT} \left[ \tau_{+1}(x) \Pi \left( \frac{x}{N} \right) e^{-i\pi \alpha x^2} \right] = r \text{FFT} \left[ E_{obj}(x) \Pi \left( \frac{x}{N} \right) e^{-i\pi \alpha x^2} \right] \quad (C.44)$$

où nous avons introduit la fonction porte définie comme :

$$\Pi(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } |x| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (C.45)$$

Ainsi,  $\Pi(x/N)$  représente une fonction centrée sur l'axe  $x$  de largeur  $N$  qui représente l'étendue limitée du détecteur.

En remplaçant  $\tau_{+1}(x)$  par son expression, nous obtenons :

$$\begin{aligned}E_{r+1}(u, z_0) &= \frac{ir}{\lambda z_0} \text{FFT} \left\{ \text{FFT} [\Omega'(p)] \Pi \left( \frac{x}{N} \right) e^{-2i\pi \alpha x^2} \right\} \\ &= \frac{ir}{\lambda z_0} \Omega'(-p) * \text{FFT} \left\{ \Pi \left( \frac{x}{N} \right) e^{-2i\pi \alpha x^2} \right\}\end{aligned}\quad (C.46)$$

La transformée de FOURIER est ici impossible à résoudre analytiquement. Toutefois, nous pouvons calculer sa valeur approchée au moyen de la méthode de la phase stationnaire [146,147]. Appliquée à l'équation (C.46), elle nous donne la solution :

$$E_{r+1}(u, z_0) \simeq \frac{ir}{\lambda z_0} e^{-\frac{i\pi u^2}{\alpha}} \sqrt{\frac{i}{2\alpha}} \Omega'(-p) * \Pi \left( \frac{u}{2\alpha N} \right) \quad (C.47)$$

Étant intéressé par la largeur de ce terme dans la reconstruction, seul l'amplitude de ce terme nous intéresse et nous simplifions son expression :

$$|E_{r+1}(u, z_0)| \simeq \frac{r}{\Delta} \sqrt{\frac{1}{2\lambda z_0}} \omega(-p) * \Pi \left( \frac{u \lambda z_0}{2 \Delta^2 N} \right) \quad (C.48)$$

Nous constatons que l'amplitude initiale de l'objet est convoluée par une fonction porte de largeur :

$$w_{+1} = \frac{2\Delta^2 N}{\lambda z_0} = 2w \quad (\text{C.49})$$

Ainsi, il est évident que l'image conjuguée aura une largeur identique pour un  $w_{+1}$  identique – et donc un  $w$  identique qui garantit, quant à lui, un terme DC de largeur identique. Exprimée en nombre de pixels, l'étendue de l'image conjuguée vaut :

$$W_{+1} = \frac{2\Delta^2 N^2}{\lambda z_0} [\text{pixels}] \quad (\text{C.50})$$

Ainsi, la reconstruction d'un hologramme est identique – à une constante multiplicative près – pour n'importe quelle combinaison des paramètres  $\lambda$ ,  $z_0$ ,  $N$  et  $\Delta$  gardant  $w_{+1}$  identique.

La convolution de  $\omega(-p)$  dont la largeur est celle de l'objet observé, notée  $W_{v,x}$  par une fonction porte de largeur  $W_{+1}$  engendre une étendue de la fonction  $E_{r+1}(u)$  valant :

$$W_{conj,x} = W_{v,x} + W_{+1} = W_{v,x} + 2W_x \quad (\text{C.51})$$

qui correspond à la relation (C.38). Par un raisonnement similaire à deux dimensions, on retrouve également la relation (C.39).

Pour estimer  $W_{conj,x}$  et  $W_{conj,y}$  en nombre de pixels dans l'image reconstruite, nous posons  $L_x$  et  $L_y$  les dimensions de l'objet respectivement selon l'axe  $x$  et  $y$ . Nous obtenons à partir des équations (B.63) :

$$W_{v,x} = \frac{L_x}{\Delta u} = \frac{N \Delta L_x}{\lambda z} \quad \text{et} \quad W_{v,y} = \frac{L_y}{\Delta v} = \frac{M \Delta L_y}{\lambda z} \quad (\text{C.52})$$

En remplaçant ces relations dans les équations (C.38) et (C.39), nous obtenons les dimensions de l'image conjuguée en nombre de pixels :

$$W_{conj,x} = \frac{N \Delta (L + 2N \Delta)}{\lambda z} \quad \text{et} \quad W_{conj,y} = \frac{M \Delta (L + 2M \Delta)}{\lambda z} \quad (\text{C.53})$$

Nous montrons à la figure C.26(a,h) que ces équations fonctionnent pour les cas illustrés à la figure C.25. Nous y avons superposé les limites de l'image conjuguée prédite par les équations (C.53) en bleu, et les limites du terme DC prédites par les équations (C.36) en rouge.

Cette règle s'applique également pour un objet de forme quelconque comme nous le montrons à la figure C.26(i,n) où plusieurs exemples de reconstruction sont comparés avec les dimensions prédites par les équations (C.53) en bleu. Nous avons également utilisé à la figure C.27 des images obtenues dans les expériences que nous décrirons dans la section G.4.4, et avons vérifié que les prédictions des dimensions fonctionnent également dans ces cas pratiques.

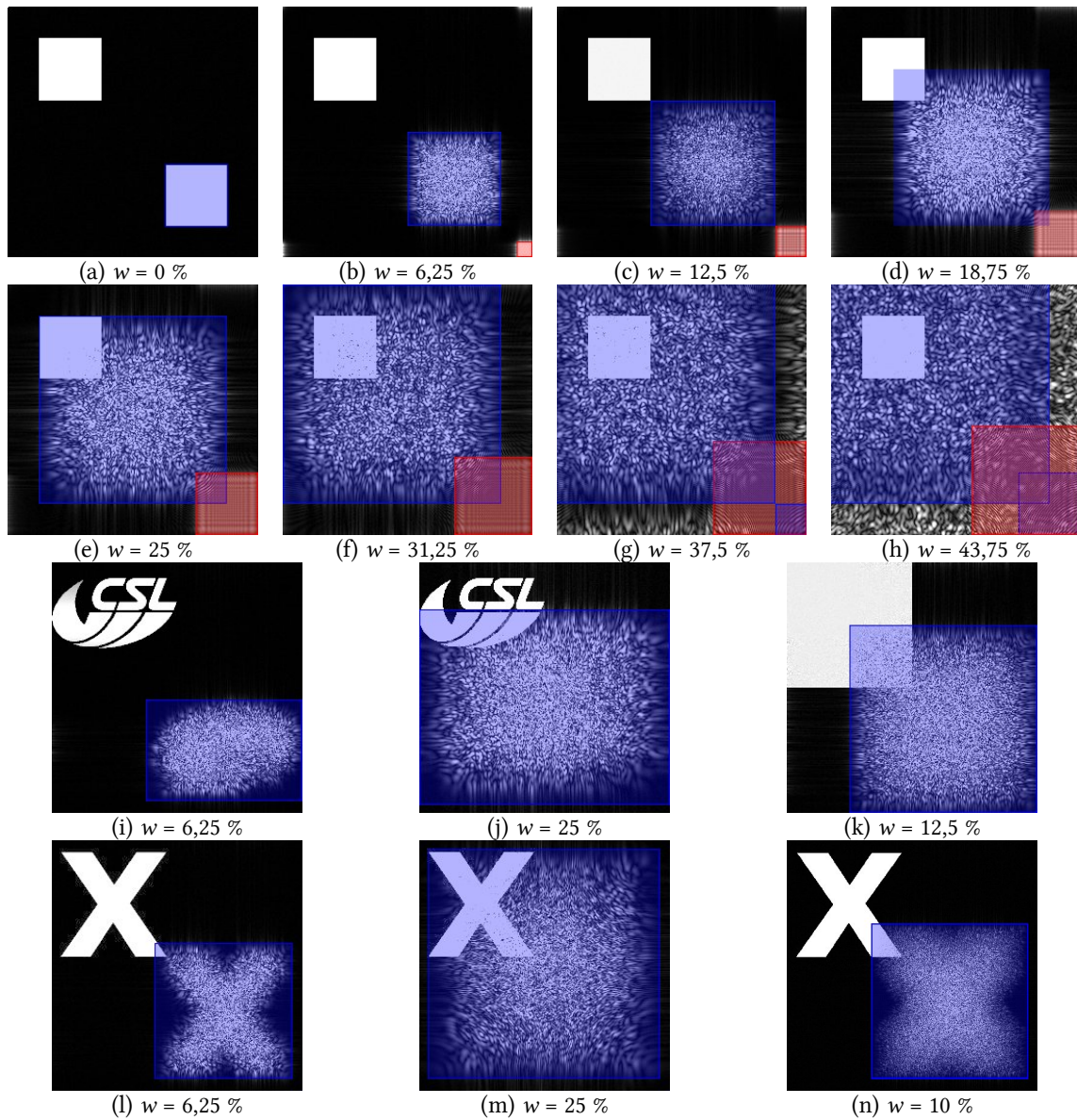


Figure C.26 : Comparaison des dimensions prédites par les équations (C.36) et (C.53) de l'image conjuguée (en bleu) et du terme DC (en rouge) avec leur reconstruction dans différentes simulations pour une image de  $256 \times 256$  pixels.

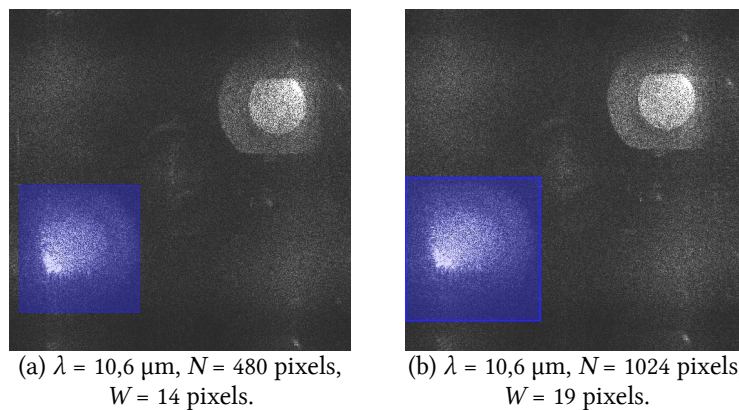


Figure C.27 : Comparaison des dimensions de l'image conjuguée et des dimensions prédites par les équations (C.38) et (C.39) pour des observations réelles tirées du chapitre G.

Nous avons ainsi à notre disposition un outil nous permettant de prédire les dimensions de l'image conjuguée dans les reconstructions, ce qui pourrait s'avérer intéressant pour vérifier à l'avance un dispositif d'observation par holographie digitale. Cet outil nous montre très clairement que l'image conjuguée sera plus petite en infrarouge, par la présence de la longueur d'onde  $\lambda$  au dénominateur des équations (C.38) et (C.39). Pour garantir que l'image conjuguée reste confinée dans un seul quadrant de l'image, nous imposons :

$$W_{conj} < \frac{N}{2} \quad (\text{C.54})$$

où nous avons supposé une image carrée  $N = M$  et avons posé la largeur de l'image conjuguée de l'objet  $W_{conj} = W_{conj,x} = W_{conj,y}$ . En remplaçant cette dernière par son expression dans (C.53), nous obtenons la condition :

$$L < \frac{\lambda z - 4N \Delta^2}{2 \Delta} \quad (\text{C.55})$$

où  $L$  représente la dimension maximale de l'objet observé. Cette équation nous servira à prédire le recouvrement éventuel des images réelle et virtuelle. Les seuls paramètres sur lesquels nous pouvons jouer sont la distance de l'objet  $z$  et la dimension  $L$  de celui-ci pour un montage interférométrique donné. Cette contrainte s'ajoute à la contrainte sur l'étendue angulaire des objets donnée par l'équation (B.53).

Ainsi, aux termes de cette étude, nous voyons que le changement de longueur d'onde est plutôt favorable. D'une part, la contrainte sur l'étendue angulaire des objets est diminuée par rapport au visible et, d'autre part, la taille de l'image conjuguée est moindre diminuant le risque de recouvrement avec l'image virtuelle utilisée pour la mesure de déplacement.

## C.5 Conclusions

L'utilisation des techniques ESPI et holographie digitale est donc possible dans le domaine infrarouge LWIR.

D'une part, la présence de rayonnement thermique n'empêche pas la mesure de déplacements et, d'autre part, les technologies de détecteurs, de lasers et les composants optiques nécessaires aux montages optiques existent et sont suffisamment mature pour envisager la réalisation d'un instrument de mesure de déplacements de structures aéronautiques ou de réflecteurs spatiaux.

Nous avons ainsi sélectionné le laser CO<sub>2</sub> comme source de lumière cohérente ainsi que la technologie de senseur microbolomètre pour l'acquisition des images. Leur utilisation conjointe entraînait des risques importants d'endommagement du senseur, plusieurs parades ont été présentées. Elles seront mises en applications dans nos premiers développements (voir chapitre D).

Une autre particularité de l'infrarouge est que les objets présentent naturellement un caractère plus spéculaire qu'en visible. En présence d'objets fortement spéculaires, nous proposons deux parades pour limiter le risque d'endommagement du détecteur utilisé. La première consiste à appliquer sur la surface de l'objet un revêtement diffusant. Nous avons identifié dans la section C.3.2 un revêtement de poudre blanche diffusante en infrarouge. Cette poudre sera systématiquement utilisée dans nos expériences aux chapitres D, E et F pour toute observation d'objets fortement spéculaires.

La seconde technique consiste à illuminer les objets spéculaires que nous souhaitons observer à travers un diffuseur transparent, ou par réflexion sur un diffuseur opaque [148,149]. L'objet observé se couvre ainsi du speckle produit par le diffuseur. Dans cette thèse, nous donnons à cette technique le nom de *projection de speckle*.

Contrairement à l'utilisation d'un revêtement, cette technique nécessite une géométrie d'illumination étudiée en fonction de la géométrie de l'objet que l'on souhaite observer. Ainsi, le montage optique doit à chaque fois être adapté. La projection de speckle est donc une technique plus difficile à mettre en place que l'utilisation d'un revêtement, mais c'est la seule technique envisageable lorsque l'application d'un revêtement n'est pas envisageable. Cette technique sera étudiée dans le chapitre G, avec pour finalité l'observation de réflecteurs spatiaux.

## D. Premiers développements à 10 $\mu\text{m}$

### D.1 Introduction

Nos travaux concernant les développements en interférométrie de speckle et holographie digitale en infrarouge ont été initiés avant que les projets FANTOM et HOLODIR ne débutent. Ainsi, dans un premier temps, nous n'avons pas disposé de financement pour l'achat de matériel. Ce chapitre présente les premières expérimentations en infrarouge réalisées avec le matériel disponible au CSL.

Nous avons ainsi débuté avec la caméra thermographique THERMACAM S45 de la société FLIR SYSTEMS. Il s'agit d'une caméra à microbolomètres non refroidie. Elle est entièrement fermée, sans possibilité d'enlever l'objectif d'imagerie. Nous avons préféré éviter d'y introduire un flux laser direct afin d'éviter tout endommagement, ce qui nous interdit d'utiliser un faisceau référence. Dès lors, la seule technique utilisable est l'ESPI dans-le-plan que nous avons décrit dans la section B.2.5 qui présente également l'avantage d'éviter le pic spéculaire de réflexion dans les acquisitions. Cette première expérience sera l'occasion de valider pour la première fois de façon expérimentale la possibilité de réaliser des mesures de déplacements par interférométrie de speckle en infrarouge au CSL et plus particulièrement, la technique ESPI en infrarouge LWIR qui a fait l'objet de peu de publications (voir section A.2).

Par la suite, nous avons pu utiliser une seconde caméra à microbolomètres. Il s'agit d'une caméra JADE II LWIR fabriquée par la société CEDIP INFRARED SYSTEMS. Cette dernière est dépourvue d'objectif d'imagerie et était utilisée auparavant par le CSL dans un interféromètre de MICHELSON développé dans un projet ESA. Malheureusement, de mauvaises manipulations datant de cette époque en ont endommagé le détecteur. De plus, celle-ci ayant vieilli, ses performances ne sont plus optimales. Elle fut cependant utilisée pour les premiers développements en ESPI hors-plan et en holographie digitale qui nécessite l'injection d'un faisceau référence directement sur le senseur dont nous présenterons les résultats.

## D.2 ESPI dans-le-plan

Le montage optique réalisé pour la mesure de déplacements pour ESPI dans-le-plan est illustré à la figure D.1. Une pièce métallique recouverte de poudre blanche diffusante, visible à la figure D.2, est illuminée par deux faisceaux, d'incidence  $\theta = 45^\circ$ , qui sont rendus divergents par deux lentilles en ZnSe. La source est un laser SYNRAD de puissance maximale de 10 W dont le faisceau est divisé en deux par une lame séparatrice R50/50. Un miroir monté sur un support mobile et dont le déplacement est finement contrôlé par un translateur piézoélectrique est disposé sur le trajet d'un des bras de l'interféromètre afin de créer le décalage de phase nécessaire à la mesure quantitative en ESPI (voir section B.2.3).

Un miroir monté sur un support mobile et dont le déplacement est finement contrôlé par un translateur piézoélectrique est disposé sur le trajet d'un des bras de l'interféromètre afin de créer le décalage de phase nécessaire à la mesure quantitative en ESPI (voir section B.2.3).

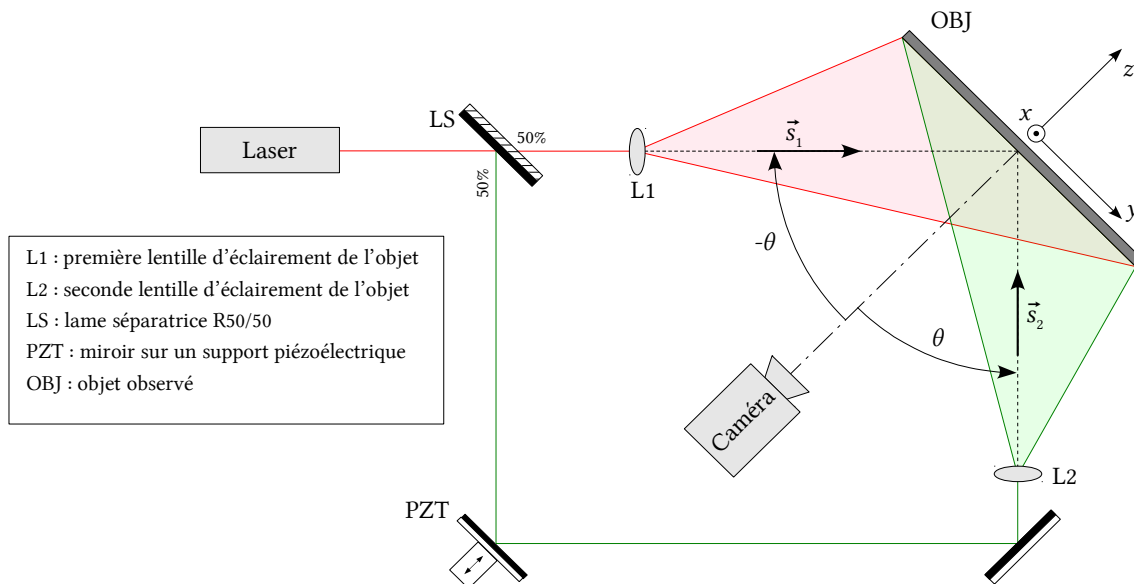


Figure D.1 : Montage optique utilisé pour réaliser les mesures de rotation d'une plaque métallique par ESPI dans-le-plan à 10  $\mu\text{m}$ .

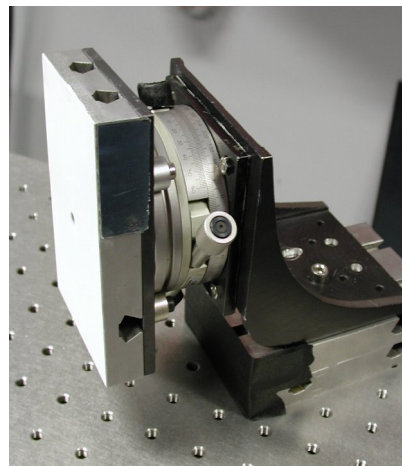


Figure D.2 : Plaque métallique utilisée pour nos mesures de rotation en ESPI dans-le-plan sur son support rotatif.



La caméra thermographique est raccordée à un ordinateur muni d'une carte d'acquisition vidéo où les images sont numérisées sur 8 bits.

Un déplacement dans-le-plan simple à mettre en œuvre est la rotation d'un objet autour d'un axe normal à sa surface. Cet axe de rotation correspond à l'axe  $z$  à la figure D.1 et l'objet observé est une pièce métallique de dimension  $L_x = 12$  cm et  $L_y = 8$  cm. Afin de vérifier nos mesures, nous avons réalisé pour chaque mesure par ESPI une contre-mesure au moyen d'un théodolite en autocollimation avec un miroir, visible à la figure D.2, collé sur la tranche de la pièce observée.

La mesure quantitative du déplacement de l'objet est réalisée au moyen de quatre décalages de phase d'un quart de longueur d'onde chacun. Quatre specklegrammes sont ainsi enregistrés à l'instant initial. À partir de ceux-ci, nous calculons la phase initiale en chaque pixel au moyen de l'équation (B.22). Après rotation, la phase modifiée est obtenue au moyen de quatre nouveaux specklegrammes de l'objet. Nous obtenons ainsi le décalage de phase,  $\Delta\phi$ , dû au déplacement de l'objet entre ces deux instants dont un exemple de mesure est illustré à la figure D.3a. Après application du filtre *sinus-cosinus* (voir section B.2.4), nous déroulons la phase et convertissons la mesure de phase en mesure de déplacements grâce à la relation (B.36) :

$$\Delta\phi = \vec{d} \cdot \vec{e} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{d} \cdot (\vec{s}_1 - \vec{s}_2) = \frac{4\pi}{\lambda} d_y \sin \theta \quad (\text{D.1})$$

où  $\vec{d} = (d_x; d_y; d_z)$  est le vecteur déplacement,  $\vec{e}$  le vecteur sensibilité et,  $\vec{s}_1$  et  $\vec{s}_2$  les vecteurs unitaires directeurs de chacune des sources de lumière (voir figure D.1). Nous obtenons ainsi la carte de déplacement de l'objet selon l'axe  $y$ . Ainsi, la mesure de déplacements correspondant à la figure D.3a est montrée à la figure D.3b.

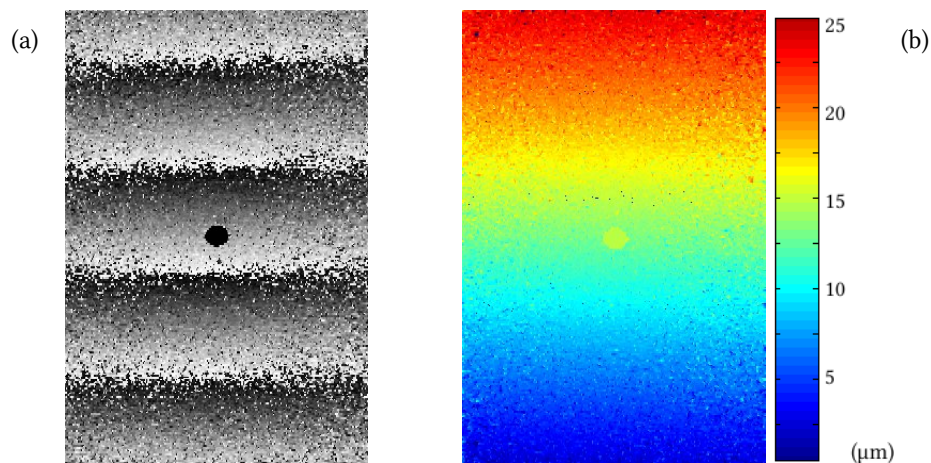


Figure D.3 : Reconstruction (a) de la phase en chaque pixel par la technique ESPI de décalage de phase et (b) de la carte de déplacement de la plaque qui en est déduite.

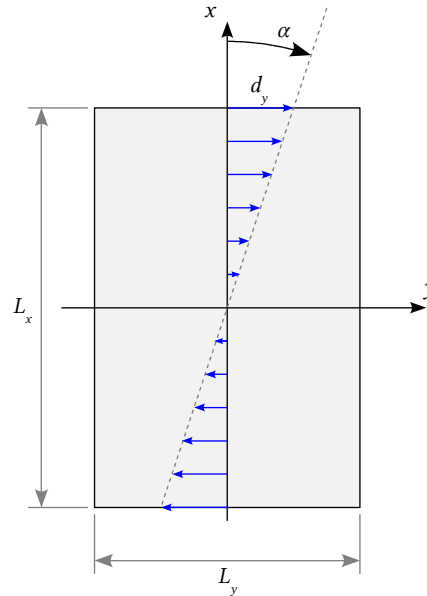


Figure D.4 : Relation entre l'angle de rotation  $\alpha$  de la plaque et le déplacement de la pièce métallique.

Le déplacement ainsi mesuré peut être corrélé avec la rotation subie par la pièce, comme cela est illustré à la figure D.4. Le déplacement relatif selon l'axe  $y$  subi entre le haut et le bas de la pièce vaut :

$$\Delta d_y = L_x \tan \alpha \quad (\text{D.2})$$

En remplaçant cette expression dans l'équation (D.1), nous obtenons l'expression de l'angle de rotation  $\alpha$  appliqué en fonction du nombre de franges dans l'image :

$$\alpha \simeq \tan \alpha = \frac{\delta\phi_x \lambda}{4\pi L_x \sin \theta} \quad (\text{D.3})$$

où  $\delta\phi_x$  représente la différence de déphasage entre le haut et le bas de la plaque. Nous le calculons en prenant la moyenne des valeurs du haut à laquelle nous soustrayons la moyenne des valeurs du bas :

$$\delta\phi_x = \langle \Delta\phi(\frac{1}{2}L_x, y) \rangle - \langle \Delta\phi(-\frac{1}{2}L_x, y) \rangle \quad (\text{D.4})$$

Il est important de remarquer que comme l'angle  $\theta$  varie le long de la surface de l'objet, le vecteur sensibilité varie lui aussi. Cependant, les distances entre, d'une part, les sources d'illuminations et l'objet, et, d'autre part, entre ce dernier et la caméra étant grandes par rapport aux dimensions de l'objet observé<sup>i</sup>, nous négligerons ces variations en supposant des angles d'incidence uniformes sur toute la surface de l'objet valant  $\pm 45^\circ$ . Cela nous donne la relation simplifiée pour la mesure de  $\alpha$  :

$$\alpha \simeq \frac{\sqrt{2} \delta\phi_x \lambda}{4\pi L_x} \quad (\text{D.5})$$

<sup>i</sup> Ces distances sont de l'ordre du mètre par rapport à une pièce d'une dizaine de centimètres.

Les mesures réalisées par cette méthode sont présentées à la figure D.5 où nous les comparons avec les mesures réalisées avec le théodolite dont la précision de mesure est de l'ordre de 1 arcsec. Ces résultats démontrent la validité des mesures par ESPI dans-le-plan en infra-rouge lointain jusqu'au point où la densité de franges devient trop importante. La précision des mesures chute alors rapidement.

La précision du théodolite nous permet de déterminer l'erreur commise dans les mesures par ESPI. La figure D.6, qui montre l'erreur en fonction du nombre de pixels par frange, nous permet d'estimer la qualité globale de nos mesures aux environs de  $\lambda/3$  avec une densité de frange supérieure à 25 pixels par frange.

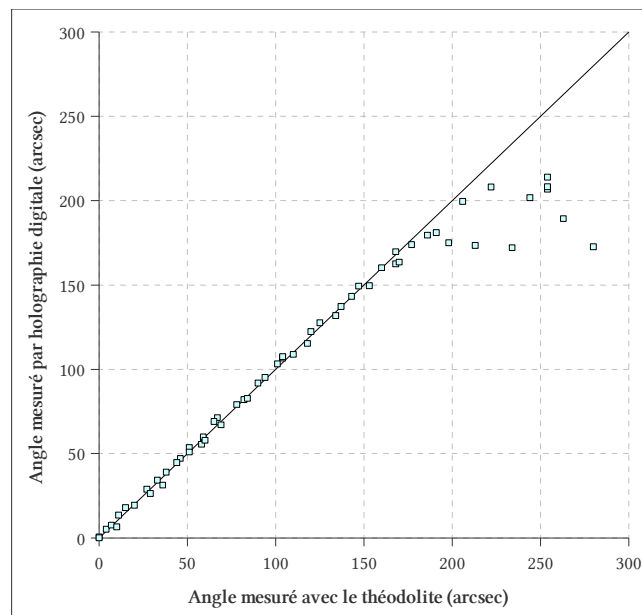


Figure D.5 : Angles de rotation mesurés par ESPI dans-le-plan par rapport aux mesures réalisées avec le théodolite. Les deux lignes rouges indiquent un écart d'une longueur d'onde dans la mesure de l'angle par ESPI.

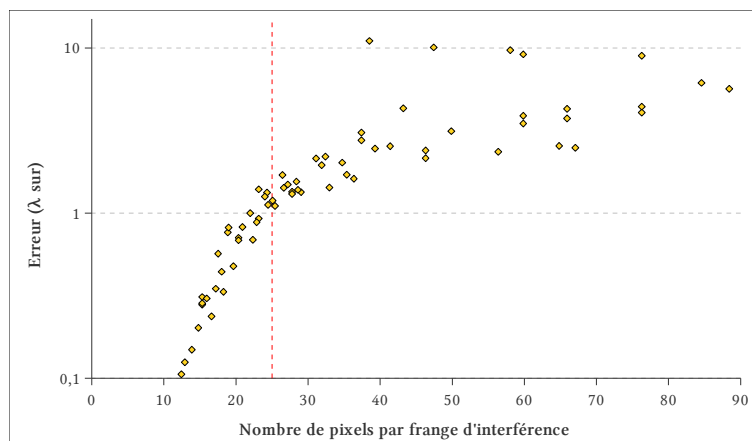


Figure D.6 : Précision de la mesure de déplacements par ESPI dans-le-plan en fonction du nombre de pixels par frange.

### D.3 ESPI hors-plan

Après cette première expérience en ESPI dans-le-plan, nous avons eu la possibilité d'utiliser une caméra pouvant fonctionner sans objectif d'imagerie permettant la configuration hors-plan. Nous devons pour une telle configuration injecter un faisceau référence directement issu du laser sur un détecteur de caméra thermographique. Nous avons donc choisi, pour cette première tentative, la configuration de la figure D.7, réalisant la combinaison du faisceau référence derrière l'objectif d'imagerie. S'agissant de notre première tentative d'illumination d'un détecteur infrarouge par un faisceau directement issu d'un laser, cette configuration permet un meilleur contrôle de la référence au niveau du senseur afin d'éviter de l'endommager<sup>i</sup>.

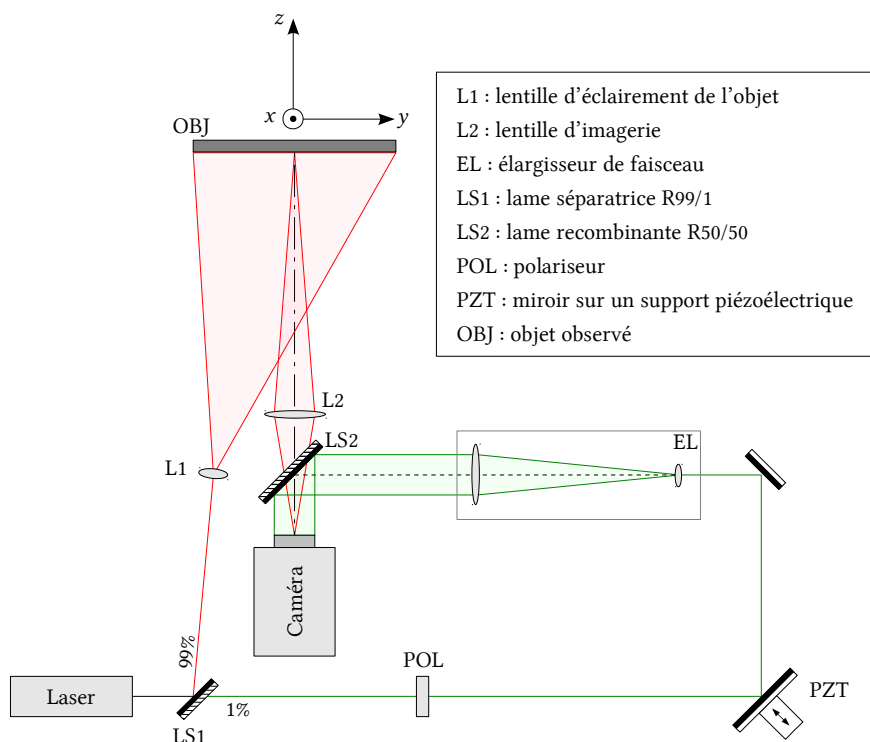


Figure D.7 : Montage optique utilisé pour réaliser les mesures de rotation sur un axe vertical d'une plaque métallique par ESPI hors-plan à 10  $\mu\text{m}$ . Le bras objet est coloré en rouge et le bras référence en vert.

Afin de dégager l'espace nécessaire pour placer une lame semi-réfléchissante entre le senseur et la lentille d'imagerie L2, nous avons démonté le capot avant et réalisé le nouveau support du détecteur montré à la figure D.8. En effet, celui-ci était initialement placé derrière une interface de fixation d'objectif, le plaçant à plus de 4 cm à l'intérieur du capot d'origine.

L'objet observé est une plaque métallique de 12×8 cm<sup>2</sup> identique à l'expérience précédente, également recouverte de poudre blanche diffusante. Il est imagé par une lentille ménisque en ZnSe de 38,1 mm de diamètre présentant une longueur focale de 63,5 mm. Cette lon-

<sup>i</sup> Nous avons en effet vu dans la section C.2.3 que le risque de destruction du senseur est non négligeable en présence d'un laser infrarouge – même en utilisant la puissance de sortie minimum.

gueur focale permet une distance entre la lentille et le détecteur suffisamment grande pour permettre de placer une lame séparatrice R50/50. La caméra est une JADE II LWIR de la société CEDIP INFRARED SYSTEMS, équipée d'un senseur à microbolomètres de  $320 \times 240$  pixels de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ . Détériorée par son vieillissement et des mauvaises manipulations antérieures à cette thèse, le détecteur présente une réponse non-uniforme et plusieurs pixels morts. Comme pour la caméra précédente, les images sont numérisées sur 8 bits au moyen d'une carte d'acquisition vidéo. Nous avons également disposé un translateur piézoélectrique dans le bras du faisceau référence pour réaliser le décalage de phase.

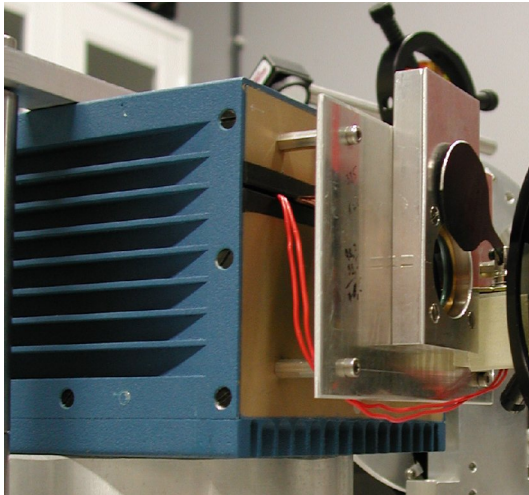


Figure D.8 : Nouveau support du détecteur et de l'obturateur de calibration réalisés afin de dégager l'espace devant le détecteur.

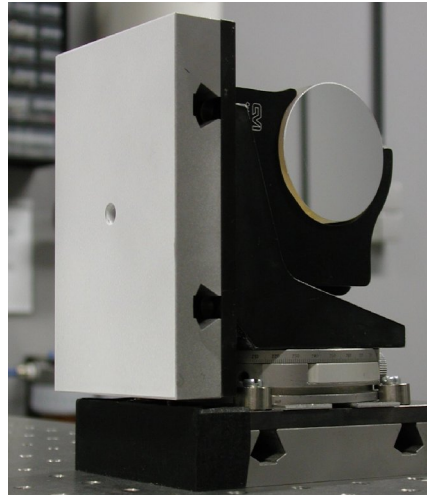


Figure D.9 : Plaque métallique recouverte de poudre blanche montée sur une plaque rotative (axe de rotation vertical) Sur un des côtés, un miroir a été fixé afin permettre la mesure de rotation avec un théodolite.

Afin de nous assurer une puissance du faisceau référence aussi faible que possible pour un premier test d'illumination du senseur, nous avons utilisé une lame séparatrice en ZnSe avec une transmittance mesurée à 1 %. Nous avons ajouté derrière cette lame un polariseur, permettant de moduler la puissance de la référence par rapport celle du signal objet afin d'optimiser la visibilité des franges. Nous avons enfin disposé derrière ce polariseur un élargisseur de faisceau créant un faisceau collimaté au niveau du senseur d'un diamètre de 45 mm. Ainsi, nous pouvons estimer l'énergie  $P_{\text{pixel}}$  reçue par chaque pixel du détecteur<sup>i</sup> :

$$P_{\text{pixel}} = \tau P_{\text{laser}} \frac{\Delta^2}{\pi R^2} \quad (\text{D.6})$$

où  $P_{\text{laser}}$  est la puissance du laser,  $\tau$  la transmittance de la lame séparatrice,  $\Delta$  la dimension des pixels et  $R$  le rayon du faisceau élargi incident. Sachant que la transmittance de lame séparatrice LS1 est de 1 %, nous calculons une puissance par pixel de  $\sim 2$  nW pour un flux laser de 300 mW – la plus faible puissance de fonctionnement du laser. Cette puissance augmente jusqu'à 57 nW quand le laser fonctionne à pleine puissance, soit 10 W. Ces deux valeurs sont en dessous de toutes les valeurs d'endommagement que nous avons vu dans la

<sup>i</sup> Il s'agit d'une estimation conservative, négligeant les pertes subies par le faisceau lumineux à travers les différents composants du montage optique autre que la lame séparatrice LS1 – comme le polariseur, l'élargisseur de faisceau ou la fenêtre du senseur, par exemple.

section C.2.3. Nous nous assurons ainsi que notre faisceau référence ne constitue pas un risque pour la caméra. Par sécurité, nous avons tout de même placé le polariseur en position croisée par rapport à la polarisation du laser avant d'allumer ce dernier. Ensuite, nous avons lentement tourné le polariseur jusqu'à égalisation des niveaux objet et référence pour produire une interférence de bonne qualité.

Un exemple de décalage de phase mesuré par ce dispositif est montré à la figure D.10a.

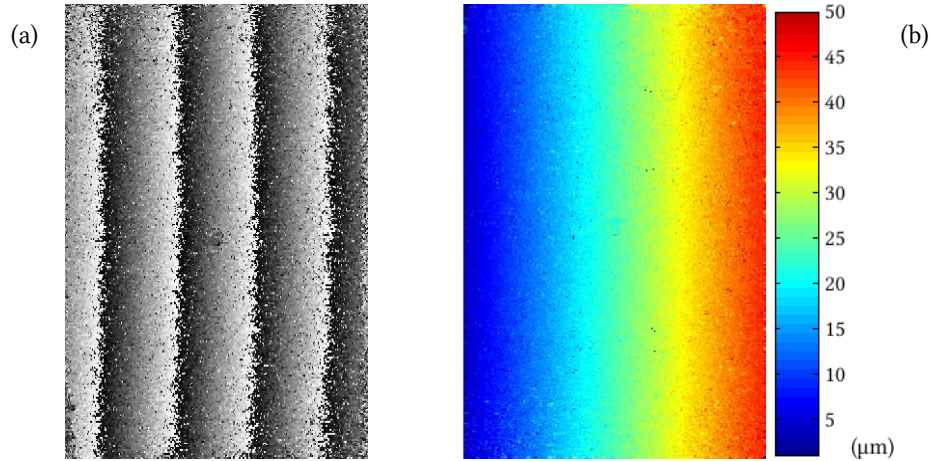


Figure D.10 : Mesure (a) du déphasage en ESPI hors-plan avant déroulage de la phase et (b) après.

Le déplacement appliqué est une rotation autour de l'axe  $x$  dans le système d'axe donné à la figure D.7 afin de produire un déplacement hors-plan. La relation entre le déphasage  $\Delta\phi$  mesuré et le déplacement en chaque point est donnée par les équations (B.28) et (B.29) :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{d} \cdot (\vec{b} - \vec{s}) \quad (\text{D.7})$$

Vu la grande distance entre l'objet et la source d'illumination, d'une part, et, l'objet et la caméra d'observation, d'autre part, nous supposons les vecteurs  $\vec{s}$  et  $\vec{b}$  normaux sur toute la surface. Nous approximations alors l'équation (D.7) par :

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} d_z \quad (\text{D.8})$$

où  $d_z$  est la composante selon l'axe  $z$  du vecteur déplacement  $\vec{d}$ . Pour les mêmes raisons que précédemment, nous négligeons ici la variation du vecteur sensibilité le long de la surface de l'objet. À partir du déplacement relatif du bord gauche de la pièce par rapport au bord droit, nous calculons l'angle de rotation appliqué à partir du déphasage :

$$\tan \alpha = \frac{\delta\phi_y \lambda}{4\pi L_y} \quad (\text{D.9})$$

où  $\delta\phi_y$  représente la différence de déphasage entre la droite et la gauche de la plaque. Nous la calculons en prenant la moyenne des valeurs de droite à laquelle nous soustrayons la moyenne des valeurs de gauche :

$$\delta\phi_y = \langle \Delta\phi(x, \frac{1}{2}L_y) \rangle - \langle \Delta\phi(x, -\frac{1}{2}L_y) \rangle \quad (\text{D.10})$$

où  $L_y$  représente la largeur de l'objet selon l'axe  $y$  (voir figure D.4). Les mesures en ESPI hors-plan sont comparées aux mesures réalisées en parallèle avec un théodolite. Ces résultats, présentés à la figure D.11, montrent la validité des mesures ESPI en configuration hors-plan à  $10 \mu\text{m}$  jusqu'au point où les franges deviennent trop denses, correspondant à une rotation d'environ 200 arcsec. Nous déterminons une qualité de mesure de l'ordre de  $\lambda/5$  pour une densité supérieure à 20 pixels par frange (voir figure D.12). Ainsi, le déplacement minimum observable – la résolution de mesure – est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$ .

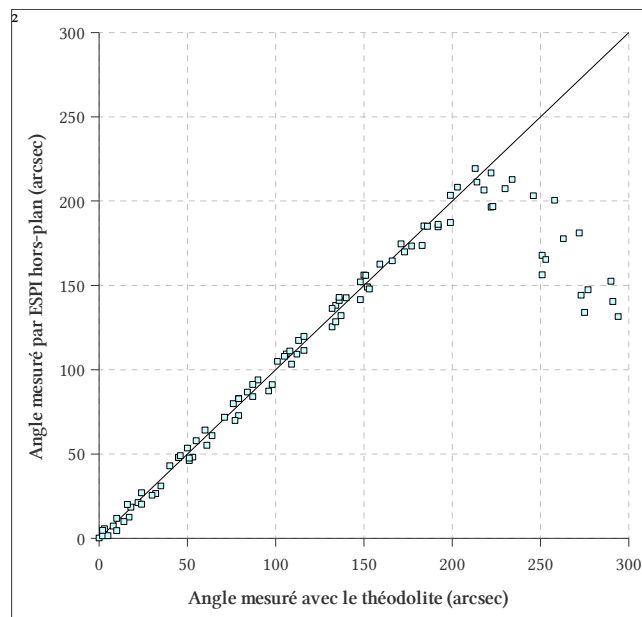


Figure D.11 : Angles de rotation mesurés par ESPI hors-plan par rapport aux mesures réalisées avec le théodolite. Les deux lignes rouges indiquent un écart d'une longueur d'onde dans la mesure de l'angle par ESPI.

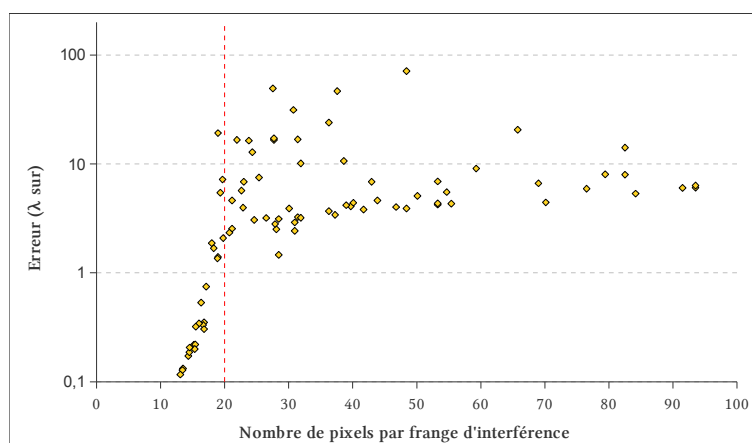


Figure D.12 : Précision de la mesure de déplacements par ESPI hors-plan en fonction de la densité de frange par pixel.

## D.4 Holographie digitale

Pour la mesure par holographie digitale, nous avons utilisé pratiquement le même montage expérimental qu'en ESPI hors-plan. La différence est que nous avons retiré la lentille d'imagerie L2 et n'avons pas utilisé le décalage de phase. Le montage ainsi modifié est montré à la figure D.13.

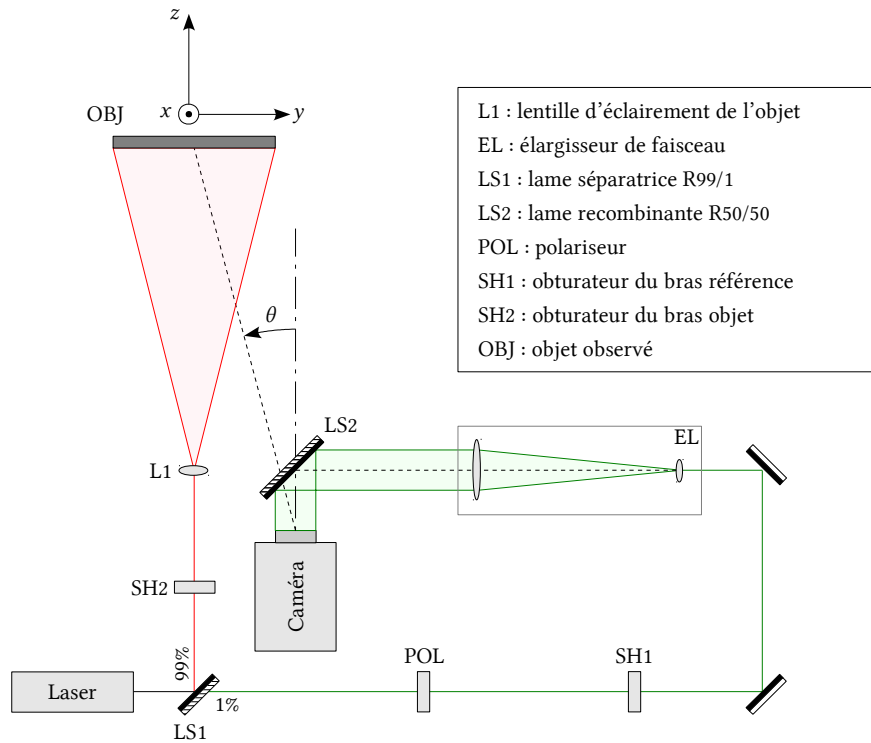


Figure D.13 : Montage optique utilisé pour réaliser les mesures de rotation sur un axe vertical d'une plaque métallique par holographie digitale à 10  $\mu\text{m}$ . Le bras objet est coloré en rouge et le bras référence en vert.

Nous avons par contre ajouté un obturateur mécanique dans les bras référence et objet pour réaliser la soustraction HRO au moyen de l'équation (C.24) (voir page 50) en enregistrant pour chaque mesure une image de l'hologramme et une image des intensités objet et thermique superposées. Une image de la référence seule, supposée stable au cours du temps, est réalisée avant les séries de mesures de déplacement. Nous utiliserons également la suppression du terme DC dans nos mesures.

En holographie digitale, la limite de résolution du détecteur nous impose le champ de vue. Celui-ci nous est donné par l'équation (B.53) et vaut :

$$\theta_{max} = 2 \arcsin\left(\frac{\lambda}{4\Delta}\right) \simeq 10^\circ \quad (\text{D.11})$$

Nous avons donc un champ de vue de 10° de part et d'autre de la référence. L'objet étant situé à une distance de 1 m, nous avons donc une limite sur la dimension latérale des objets observables fixée à 18 cm. Afin d'éviter un recouvrement de l'image conjuguée, nous vérifions le respect de l'équation (C.55) :



$$L \leq 16 \text{ cm} \quad (\text{D.12})$$

L'objet est le même que dans la section précédente, à savoir une pièce en aluminium recouverte de poudre blanche de  $12 \times 8 \text{ cm}^2$ . Aucun recouvrement des images réelle et conjuguée ne devrait donc avoir lieu, ce que nous vérifions dans la reconstruction en amplitude de l'image de l'objet montrée à la figure D.14.

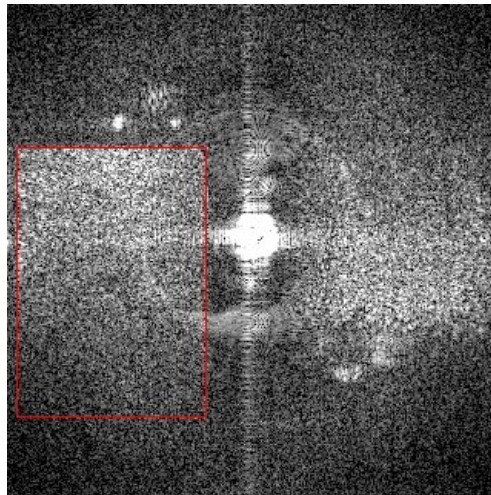


Figure D.14 : Image reconstruite par holographie digitale de la plaque métallique observée. On peut voir sur la gauche l'image focalisée (encadrée en rouge) de la plaque métallique et à gauche son image conjuguée.

Nous avons repris le même dispositif de rotation que celui utilisé pour la mesure par ESPI hors-plan (voir section D.3). Pour faciliter les mesures, la reconstruction de l'image de objet et la mesure du déphasage sont réalisées en temps réel. Un théodolite a de nouveau été utilisé pour produire une contre-mesure.

La mesure de rotation par holographie digitale est réalisée selon de schéma décrit à la figure D.15. Une image de la référence seule est réalisée dans l'état initial de l'objet, suivie d'une capture de l'interférence et du signal objet seul. Ces trois acquisitions permettent de produire un hologramme filtré par soustraction HRO duquel nous retirons le terme DC pour éliminer les termes d'ordre zéro de la reconstruction. Le front d'onde est alors propagé jusqu'à la position de l'objet. Nous identifions la position de l'objet grâce à l'amplitude du signal (voir figure D.14), la phase est obtenue par son argument complexe. Cette opération est alors répétée pour un état déplacé de l'objet. Nous réutilisons l'image de la référence déjà enregistrée précédemment. Nous soustrayons ensuite la phase initiale à la phase correspondant à l'état déplacé, nous donnant le déphasage. À partir de ce dernier, nous calculons le déplacement de l'objet, de la même façon qu'en ESPI hors-plan, au moyen de la relation (D.9) :

$$\tan \alpha = \frac{\delta\phi_y \lambda}{4\pi L_y} \quad (\text{D.13})$$

avec :

$$\delta\phi_y = \langle \Delta\phi(x, \frac{1}{2}L_y) \rangle - \langle \Delta\phi(x, -\frac{1}{2}L_y) \rangle \quad (\text{D.14})$$

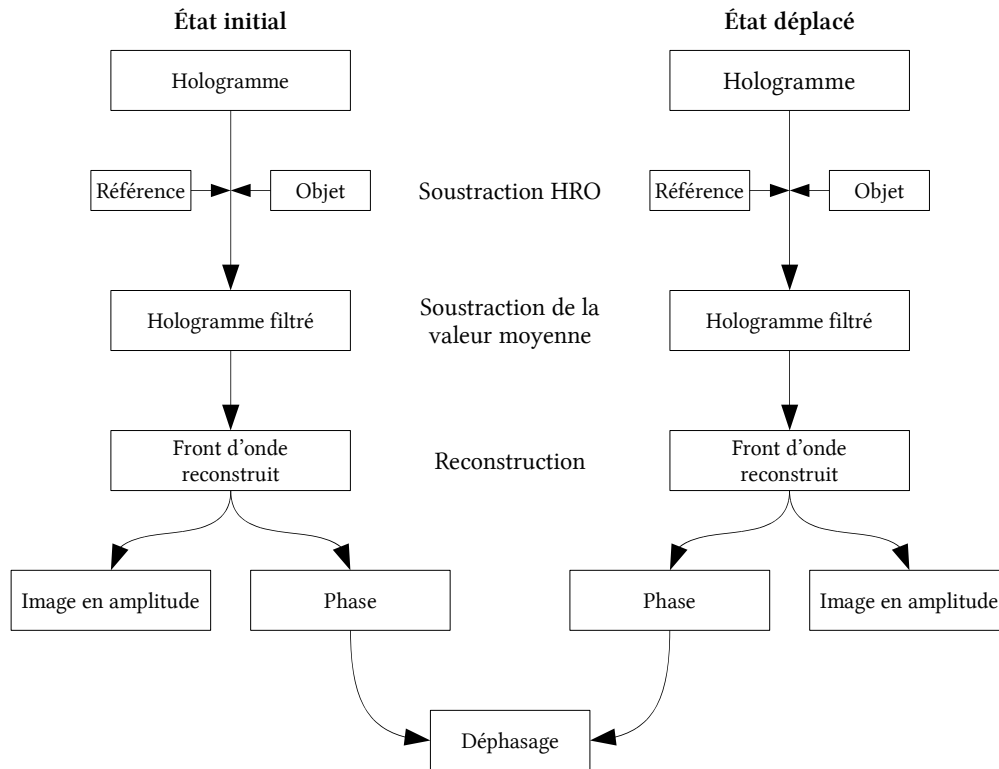


Figure D.15 : Procédure de reconstruction des images et de la mesure du déphasage.

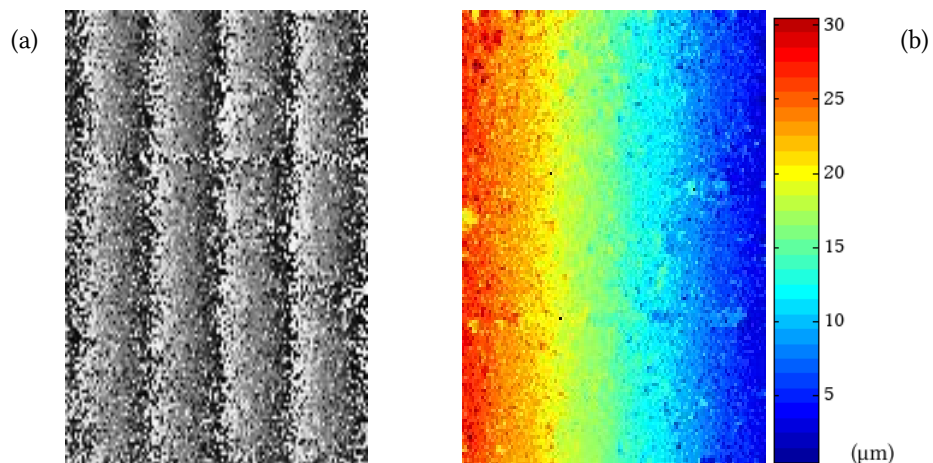


Figure D.16 : Reconstruction de la phase par holographie digitale en chaque pixel  
(a) avant et (b) après déroulage de la phase.

Un exemple de mesure du déphasage et du déplacement correspondant de l'objet est montré à la figure D.16. Les résultats obtenus, démontrant la validité de la mesure par holographie digitale à 10  $\mu\text{m}$ , sont affichés à la figure D.17. Nous remarquons que l'angle limite est plus faible qu'en ESPI. Cela est dû à la présence de l'image conjuguée de l'objet dans les reconstructions limitant l'objet imagé sur la moitié de l'image seulement.

La figure D.18 montre que nous avons une précision de mesure de l'ordre de  $\lambda/3$  pour une densité supérieure à 10 pixels par frange. Cette précision augmente aux alentours de  $\lambda/5$  pour une densité supérieure à 20 pixels par franges.

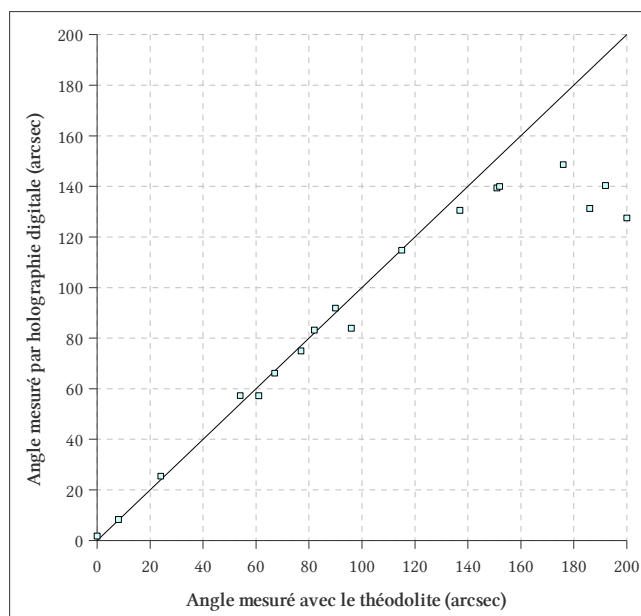


Figure D.17 : Angles de rotation mesurés par holographie digitale par rapport aux mesures réalisées avec le théodolite.

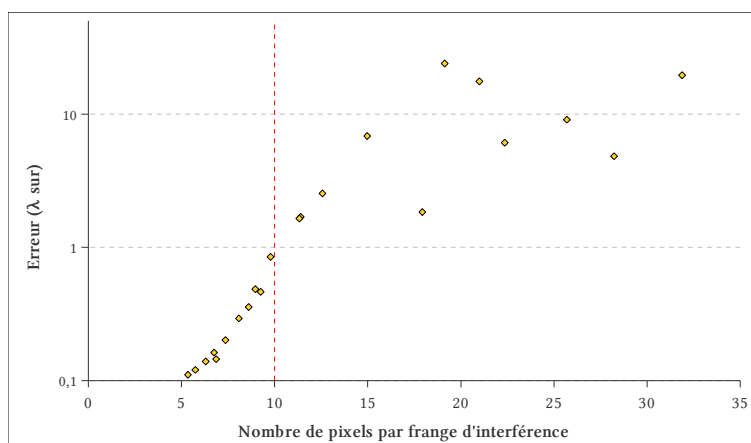


Figure D.18 : Précision de la mesure de déplacements par holographie digitale en fonction du nombre de pixels par frange.

La figure D.19 ci-dessous permet de comparer les erreurs de mesures obtenues en ESPI et en holographie digitale. Nous constatons ainsi que, dans les mesures que nous avons réalisées avec la caméra JADE II LWIR, l'holographie digitale nous a permis de résoudre des franges plus serrées que l'ESPI. Nous verrons à la section G.3, où les mesures ont été réalisées avec une caméra produisant des images de meilleure qualité et un montage optique optimisé, que cela ne sera plus le cas. La plus faible performance de la technique ESPI dans le cas présent provient donc très probablement de la non-optimisation du montage ESPI.

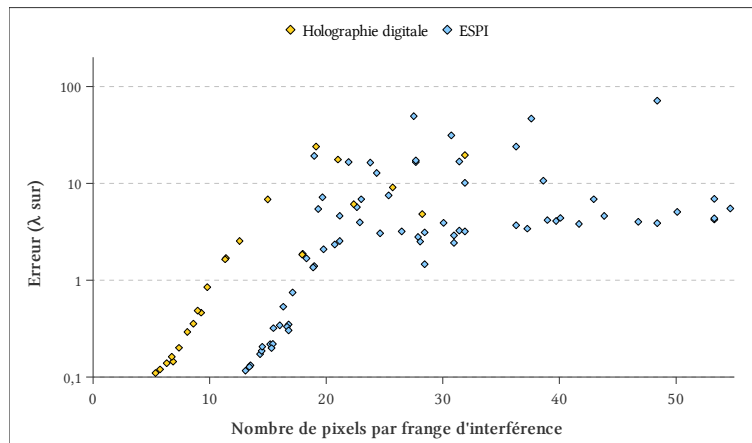


Figure D.19 : Comparaison de la précision de la mesure de déplacements par holographie digitale en fonction du nombre de pixels par frange.

## D.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons démontré, pour la première fois à notre connaissance, la mesure de déplacements par ESPI et par holographie digitale en infrarouge LWIR. Nous avons pour cela réalisé nos montages optiques avec un laser CO<sub>2</sub> fonctionnant à 10,6  $\mu\text{m}$  et des caméras à microbolomètres commerciales.

Les techniques ici proposées sont 20 fois moins sensibles qu'en visible, rendant le dispositif moins contraignant du point de vue de la stabilité. Nous constatons également que les techniques proposées couvrent bien une zone non accessible par les techniques habituelles de métrologie dont nous avons discutés dans la section A.3. Les déplacements mesurés dans ce chapitre couvrent en effet une gamme de 1 à 100  $\mu\text{m}$  avec une résolution de l'ordre de 0,3 mm/pixel en ESPI et 0,7 mm/pixel en holographie digitale.

Les performances obtenues ne sont cependant pas optimales. L'objectif du chapitre E sera d'étudier en détail l'optimisation du montage ESPI hors-plan qui a été réalisée dans le cadre du projet FANTOM.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de plusieurs publications lors de colloques internationaux [150-152] et un compte rendu détaillé est soumis pour publication dans la revue *Applied Optics*.



# E. Optimisation de la configuration optique

## E.1 Introduction

Dans les premiers développements décrits au chapitre précédent, nous avons identifié plusieurs sources d'erreurs dans les mesures de déplacements. Le projet FANTOM étant alors en cours de démarrage, nous avons entamé une étude approfondie de ses sources d'erreurs menant à l'optimisation de la configuration optique et à la sélection de nouveaux équipements : laser, caméra, lentilles, etc.

Nous commencerons ce chapitre par une discussion sur la stabilité du laser. Nous calculerons les effets du changement de fréquence du laser sur les mesures et aboutirons au choix du modèle de ce dernier.

Ensuite, nous étudierons le problème particulier de la modulation dans les specklegrammes. En effet, un des objectifs du projet FANTOM est l'étude de la mesure simultanée de déplacements et de températures. Pour cela, il est nécessaire de produire une image du flux thermique de l'objet, écartant d'emblée l'holographie digitale. Ainsi, nous avons sélectionné la technique ESPI hors-plan qui est la plus adaptée à l'observation de déplacements de structures aéronautiques. Nous étudierons donc l'optimisation de la modulation pour cette configuration particulière et verrons comment améliorer celles-ci en jouant sur différents facteurs.

Enfin, nous terminerons ce chapitre par l'étude de la séparation et de la recombinaison du faisceau laser. Nous tenterons de développer un système permettant d'ajuster facilement le flux des faisceaux dans les bras de l'interféromètre. Nous verrons comment avantageusement tirer parti du couple séparateur de faisceau et recombineur de faisceau afin d'optimiser les mesures interférométrique et thermique dans un même dispositif optique.

## E.2 Stabilité du laser

### E.2.1 Position du problème

Un des problèmes rencontrés lors de nos premiers développements en holographie digitale et en ESPI hors-plan était l'apparition de franges sur l'objet alors que celui-ci n'avait pas subi de déplacement.

Les figures E.1 (a) à (d) correspondent à divers déphasages mesurés par holographie digitale en l'absence de déplacement de l'objet. Dans l'image E.1d les franges sont devenues trop serrées pour pouvoir être résolues. La figure E.2 illustre le même phénomène observé en ESPI hors-plan.

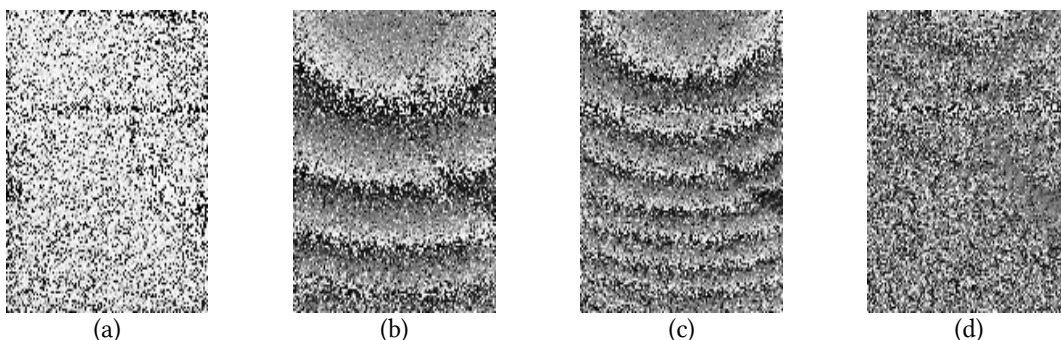


Figure E.1 : Observation du déphasage dû à une variation de longueur d'onde en holographie digitale.

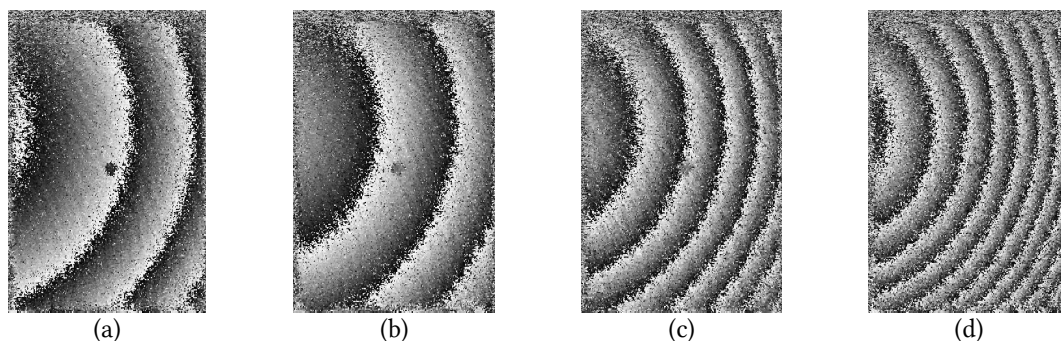


Figure E.2 : Observation du déphasage dû à une variation de longueur d'onde en ESPI hors-plan.

Avant d'analyser la manière la plus adéquate d'éviter ce problème, nous allons rappeler l'origine de ce phénomène.

Le laser consiste principalement en une cavité dans laquelle le rayonnement est produit par l'émission stimulée de photons. Les photons ainsi produits sont tous en phase, résultant en un rayonnement monochromatique. Ce dernier est confiné dans la cavité laser au moyen de deux miroirs. La lumière effectuant un grand nombre d'aller-retour entre ces derniers, l'interférence lumineuse résultante produit une onde stationnaire. Les ondes stationnaires permises dans le laser correspondent à celles pour lesquelles la distance de séparation des miroirs est égale à un multiple entier de la demi-longueur d'onde :



$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad (\text{E.1})$$

Ces différentes possibilités déterminent, ce qu'on appelle le *mode longitudinal* du laser, où  $q$  est un nombre entier qui représente le numéro d'ordre du mode. La séparation en fréquence de deux modes longitudinaux adjacents, appelée *l'intervalle spectral libre*, notée  $\Delta\nu_L$ , est donnée par :

$$\Delta\nu_L = \frac{c}{2L} \quad (\text{E.2})$$

où  $L$  est la longueur de la cavité laser et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Un laser est susceptible de changer de mode en cours de fonctionnement à cause des fluctuations de l'environnement thermique de la cavité – comme un changement de température, une variation de l'humidité ambiante ou une variation du flux d'air ou d'eau du système de refroidissement. Ce phénomène de saut de fréquence – appelé *line-hop* en anglais – est couramment rencontré dans les lasers CO<sub>2</sub> [153] et s'étend typiquement de 35 à 55 GHz pour les modèles de lasers non stabilisés fabriqués par la société LASER ACCESS COMPANY.

### E.2.2 Contraintes sur le choix du laser

Étant donné qu'un ou plusieurs lasers pourraient être achetés dans le cadre des projets FANTOM et HOLODIR, nous devons déterminer quel modèle est suffisamment stable en fréquence pour éviter un décalage de phase. On peut déterminer l'impact de ce changement de fréquence sur le déphasage mesuré de la longueur d'onde. Pour cela, nous calculons la phase d'une onde à une distance  $d$  d'une source lumineuse par la relation :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d + \phi_s \quad (\text{E.3})$$

où  $\phi_s$  est la phase au niveau de la source. Comme nous souhaitons exprimer la stabilité en fonction de la fréquence  $\nu$  de la lumière plutôt que de sa longueur d'onde, nous exprimons cette relation sous la forme :

$$\phi = \frac{2\pi \nu d}{c} + \phi_s \quad (\text{E.4})$$

Ainsi, si la fréquence de l'onde lumineuse varie d'une quantité  $\Delta\nu$ , la phase variera alors selon la relation suivante :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi d}{c} \Delta\nu \quad (\text{E.5})$$

Il est alors possible de calculer la variation de phase produite en chaque point de l'objet – chacun de ces points correspondant à une valeur de  $d$  légèrement différente.

Ainsi, nous avons introduit les paramètres géométriques du dispositif optique utilisé pour l'ESPI hors-plan présenté dans la section D.3 où nous avons observé une plaque métallique de 12×8 cm<sup>2</sup>. Nous avons alors obtenu les figures d'interférence visible à la figure E.3 dans

les images (a) à (d), que nous comparons aux franges observées aux figures E.2 (a) à (d). La valeur de la variation de fréquence dans chacune de ces simulations a été obtenue par essai et erreur afin de les faire correspondre au mieux aux figures d'interférences observées.

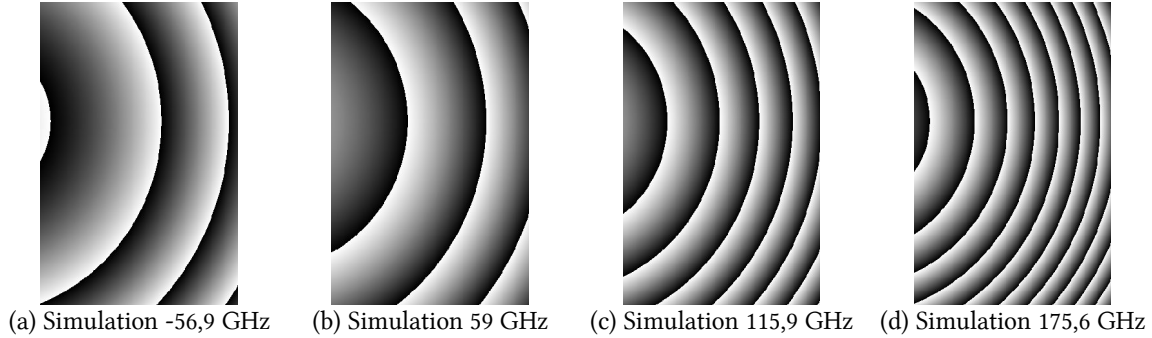


Figure E.3 : Franges d'interférence calculées en tenant compte de la géométrie du dispositif optique utilisé dans la section D.3 pour différentes variations de fréquence du laser.

La très grande similitude entre les figures observées et simulées, nous donne une raison supplémentaire de penser que l'origine du problème est bien le changement de mode du laser. De plus, les valeurs des variations de fréquence de l'ordre de 50 à 60 GHz sont compatibles avec les ordres de grandeurs de *line-hop* citées précédemment.

À partir de ce que nous venons de voir, nous pouvons définir un critère de stabilité du laser, en fonction de la tolérance sur le déphasage mesuré entre le centre et le coin de l'objet. Nous définissons donc  $\Delta\phi_m$ , le déphasage maximal observé résultant d'un changement de mode laser :

$$\Delta\phi_m = \frac{2\pi \Delta d \Delta\nu}{c} \quad (\text{E.6})$$

où  $\Delta d = d_{max} - d_{min}$  représente la différence de chemin optique entre les rayons lumineux parcourant la plus grande distance  $d_{max}$  et ceux parcourant la plus courte  $d_{min}$ . L'évolution de l'erreur de mesure due à  $\Delta\phi_m$  en fonction de la variation de fréquence du laser  $\Delta\nu$  pour un objet typique de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  à une distance d'un mètre est montrée à la figure E.4.

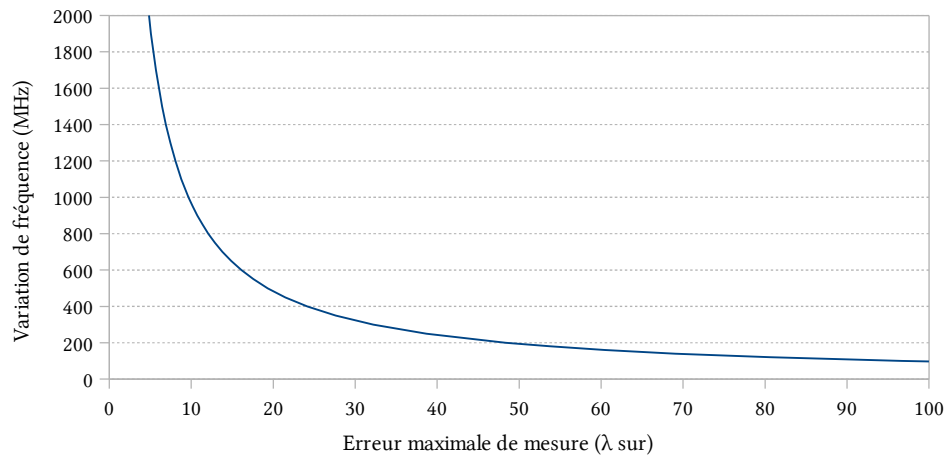


Figure E.4 : Erreur de mesure maximale due à  $\Delta\phi_m$  pour un objet de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  à une distance d'un mètre en fonction de la variation de fréquence du laser.

Il est important de garder en tête que nous avons supposé le senseur et la source lumineuse sur l'axe perpendiculaire à l'objet observé partant de son centre. Dans la pratique, le senseur et la source lumineuse ne peuvent pas se situer physiquement au même endroit, ni être alignés avec l'objet. Leur positionnement s'écartera donc de ce modèle idéal. Si l'écart est symétrique, ces valeurs varient très lentement dans le sens d'une amélioration (voir figure E.5a). Si en revanche, un seul élément s'écarte de cet axe en gardant le second aligné, alors le déphasage obtenu augmente très rapidement (voir figure E.5b). Ainsi, la minimisation des erreurs de mesures nécessite de disposer le senseur et la source lumineuse de façon symétrique à l'axe principal du système. Ainsi, un écart réaliste de 20 cm entre le senseur et la source engendre une diminution de la précision d'un facteur 2 entre ces deux configurations.

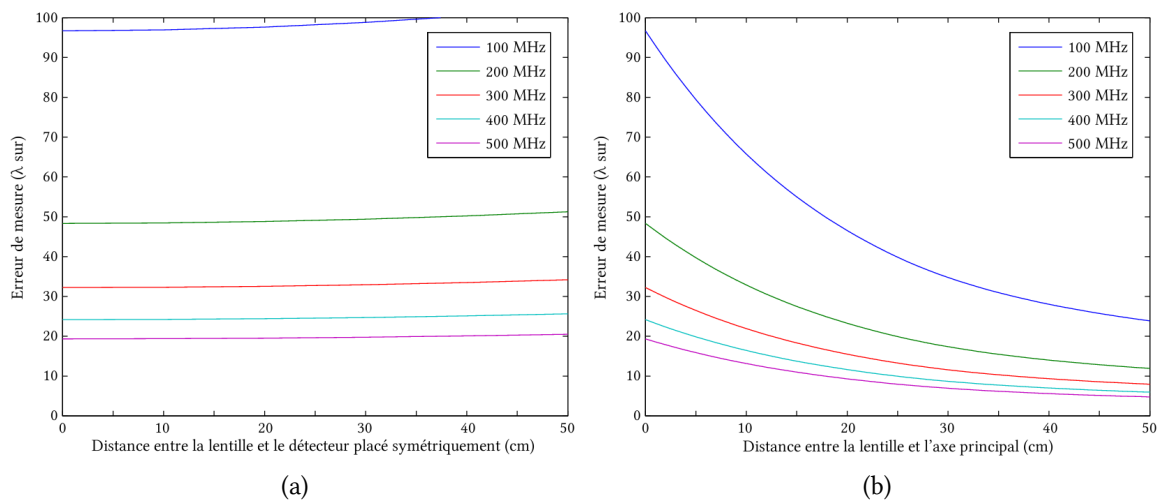


Figure E.5 : Erreur de mesure pour différentes variations de fréquence du laser en fonction de la distance entre la lentille d'illumination et le détecteur (a) symétriquement placés de part et d'autre de l'axe principal, ou (b) avec le détecteur placé sur cet axe.

### E.2.3 Choix du laser

Les précisions de mesure présentées aux figures E.4 et E.5 en fonction de la variation de fréquence doivent être comparées aux stabilités en fréquence de différents constructeurs de lasers infrarouges présentés comme optimisés pour l'interférométrie. Les performances de ces lasers sont données dans le tableau 6 pour trois constructeurs. Nous avons ajouté dans la dernière colonne l'estimation de l'erreur de mesure attendue pour un alignement de la source et du détecteur sur l'axe principal, pour une durée d'observation de 30 minutes dans le cas des stabilités temporelles. Il est important de remarquer que le constructeur ACCESS LASER COMPANY nous a fourni une valeur de stabilité fréquentielle indépendante du temps, contrairement aux deux autres constructeurs, l'erreur de mesure calculée ici est donc, pour ce modèle, indépendante du temps également.

Constructeur	Modèle du laser	Stabilité fréquentielle annoncée	Erreur de mesure attendue (pour 30 minutes)
EDINBURGH INSTRUMENTS	PL2-M	200 kHz/s	$\lambda/27$
VM-TIM	-	300 kHz/s	$\lambda/18$
ACCESS LASER COMPANY	MERIT-S	400 MHz	$\lambda/24$

Tableau 6 : Stabilité fréquentielle annoncées par les fournisseurs de laser CO<sub>2</sub> contactés.

On constate que la meilleure stabilité est donnée par le laser PL2-M. Cependant, ce modèle est également le plus encombrant et le plus lourd – 100×12×13 cm<sup>3</sup> de dimensions pour une masse de 18 kg – ce qui s'avère peu adapté au développement d'un instrument transportable pour le projet FANTOM.

L'erreur de mesure étant acceptable pour les modèles restants, la sélection du laser a été basée sur le critère de la longueur d'onde. En effet, bien que nous avons choisi la technologie microbolomètre pour nos premiers développements en infrarouge, nous avons expliqué dans la section C.2.2 que l'objectif à plus long terme du projet FANTOM sera d'utiliser un senseur MCT. Nous avons ainsi préféré le laser du constructeur VM-TIM qui nous a proposé, pour un prix inférieur, un modèle fonctionnant à 10,6 μm et à 9,6 μm, nous permettant une plus grande flexibilité dans la sélection du senseur, contrairement au laser MERIT-S fonctionnant soit à 10,6 μm, soit à 9,6 μm, mais en aucun cas les deux longueurs d'onde sur un même modèle.

### E.3 Étude du niveau de modulation

L'équation (B.10) nous donne l'intensité d'un specklegramme :

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_{obj}(x, y) + I_{ref}(x, y) + 2\sqrt{I_{obj}(x, y)I_{ref}(x, y)}\cos\psi(x, y) \\ &= I_0(x, y) + I_m(x, y)\cos\psi(x, y) \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

où  $I_0$  et  $I_m$  représentent respectivement l'intensité moyenne et l'intensité de modulation. Ainsi, idéalement, l'intensité de modulation vaut :

$$I_m = 2\sqrt{I_{obj}I_{ref}} \quad (\text{E.8})$$

Dans la pratique, il faut ajouter des effets qui tendent à diminuer la modulation dans les specklegrammes. Si l'intensité de modulation diminue, les variations d'intensité dans les specklegrammes sont plus difficilement discernables, dégradant la précision des mesures.

Dans nos premières expériences en ESPI hors-plan (voir section D.3), nous avons atteint des performances de l'ordre de  $\lambda/5$  sur les mesures de déplacement. En calculant l'intensité de modulation à partir des specklegrammes, nous constatons qu'elle vaut environ 20 % de la valeur théorique donnée par l'équation (E.8). Nous avons identifié trois phénomènes pouvant produire une diminution de  $I_m$  que nous allons passer en revue : la polarisation de la lumière, la dimension latérale des grains de speckle par rapport à celle des pixels du senseur et la résolution des franges d'interférence.

#### E.3.1 Effets de la polarisation

Les lasers utilisés produisant un faisceau de polarisation verticale – soit selon l'axe  $y$  –, l'amplitude complexe du faisceau référence est donné par :

$$\vec{E}_{ref}(x, y) = r(x, y) e^{i\phi_{ref}(x, y)} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{E.9})$$

où  $\vec{E}_{ref}$  représente le champ électrique polarisé de la référence selon la notation en vecteur de JONES [76,154]. Le faisceau objet pouvant subir une modification de sa polarisation après réflexion sur l'objet, nous noterons  $\theta$  l'angle entre la polarisation du faisceau objet par rapport au faisceau référence. Nous obtenons ainsi :

$$\vec{E}_{obj}(x, y) = o(x, y) e^{i\phi_{obj}(x, y)} \begin{bmatrix} \sin\theta \\ \cos\theta \end{bmatrix} \quad (\text{E.10})$$

où  $\vec{E}_{obj}$  représente le champ électrique polarisé du faisceau objet. L'intensité de l'interférence entre ces deux fronts d'onde au niveau du senseur est donnée par la somme des interférences selon l'axe  $x$  et l'axe  $y$ . Nous calculons donc :

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |E_{refx}(x, y) + E_{objx}(x, y)|^2 + |E_{refy}(x, y) + E_{objy}(x, y)|^2 \\ &= I_0 + I_m \cos\theta \cos\psi \\ &= I_0 + \kappa_p I_m \cos\psi \end{aligned} \quad (\text{E.11})$$

où les indices  $x$  et  $y$  réfèrent aux composantes  $x$  et  $y$  des vecteurs  $\vec{E}_{ref}$  et  $\vec{E}_{obj}$ , et  $\kappa_p$  représente *le contraste de l'intensité de modulation* dû à la polarisation. Cette relation nous montre, comme on s'y attend, qu'un angle  $\theta$  proche de  $90^\circ$  – soit une polarisation transverse à la polarisation de la référence – provoque une disparition des interférences, alors que la visibilité de ces dernières est maximale pour  $\theta = 0^\circ$  ou  $180^\circ$  – soit une polarisation parallèle à la polarisation de la référence.

Afin d'estimer  $\kappa_p$ , nous avons observé expérimentalement le comportement de la lumière après réflexion sur différents échantillons au moyen du dispositif montré à la figure E.6. Cette configuration présente des angles d'incidence et de réflexion quasi normaux à la surface qui sont représentatifs de la configuration ESPI hors-plan. Nous avons placé, devant la caméra VARIOCAM, un polariseur de type chevron avec un rapport d'extinction 500:1 afin d'observer le signal réfléchi par les différents échantillons selon leurs composantes verticale et horizontale. La figure E.7 montre un exemple d'images obtenues pour une plaque métallique recouverte de poudre blanche.

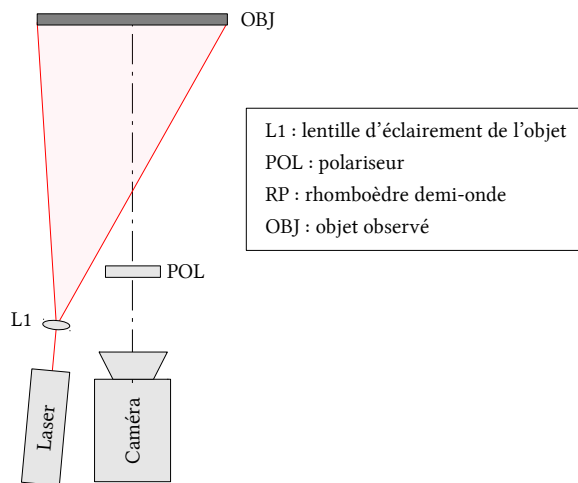


Figure E.6 : Montage optique utilisé pour l'observation de la polarisation après réflexion sur différents types de surface.

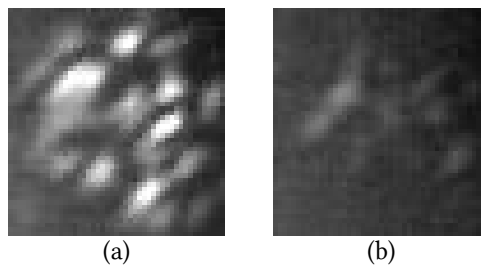


Figure E.7 : Composante (a) verticale et (b) horizontale de la polarisation du faisceau objet après réflexion par une plaque métallique recouverte de poudre blanche.

Nous quantifions ces observations en mesurant le flux moyen réfléchi sans modification, noté « polarisation // », par rapport au flux moyen réfléchi avec une polarisation transverse, noté « polarisation  $\perp$  », dont les résultats sont affichés dans le tableau 7.

Nous y avons également calculé la valeur  $\kappa_p$  correspondante. Pour cela, nous utilisons l'expression (E.10) de l'intensité du signal objet :

$$I_{obj\ y} = |E_{obj\ y}|^2 = I_{obj} \cos^2 \theta = I_{obj} \kappa_p^2 \quad (\text{E.12})$$

Nous pouvons ainsi estimer la valeur de  $\kappa_p$  pour les différents échantillons par la relation :

$$\kappa_p = \cos \theta = \sqrt{\frac{I_{obj\ y}}{I_{obj}}} = \sqrt{\frac{I_{obj\ y}}{I_{obj\ x} + I_{obj\ y}}} \quad (\text{E.13})$$

Échantillons	Polarisation //	Polarisation $\perp$	Contraste $\kappa_p$
Fibre de verre	99 %	1 %	99 %
Poudre blanche (couche fine)	90 %	10 %	95 %
Fibre de carbone	88 %	12 %	94 %
Poudre blanche (couche épaisse)	85 %	15 %	92 %

Tableau 7 : Mesure de la polarisation après réflexion sur différents échantillons d'un flux incident polarisé linéairement à 10  $\mu\text{m}$ .

Nous pouvons à présent estimer que le contraste dû à la variation de polarisation pour les échantillons considérés est au pire de 92 %. Nous comparons cette valeur, en rouge à la figure E.8, avec un profil de contraste de la modulation observé expérimentalement. Nous pouvons constater que la polarisation n'est pas suffisante pour expliquer à elle seule la faible modulation dans nos mesures.

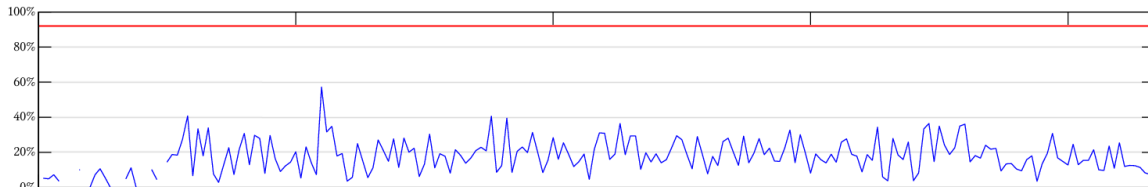


Figure E.8 : Profil du contraste de modulation observé dans les specklegrammes réalisés avec la caméra VARIOCAM de INFRA TEC (en bleu) comparé à la valeur de  $\kappa_p$  (en rouge).

Il est également intéressant de remarquer que la variation de polarisation ne semble pas liée au niveau de rugosité de la surface des échantillons comme nous pouvons le constater dans le tableau 8 qui reprend la variation de polarisation et la rugosité des échantillons utilisés. Il semble, en revanche, y avoir un lien entre la variation de polarisation et l'épaisseur du revêtement de poudre blanche. Cependant, cette étude est un sujet complexe que nous n'avons pas entrepris dans le cadre de cette thèse.

Échantillons	Polarisation $\perp$	Rugosité (RMS)
Fibre de verre	1 %	6,6 $\mu\text{m}$
Poudre blanche (couche fine)	10 %	<i>inconnue</i>
Fibre de carbone	12 %	12,9 $\mu\text{m}$
Poudre blanche (couche épaisse)	15 %	4 $\mu\text{m}$

Tableau 8 : Comparaison de la variation de polarisation avec la rugosité de surface des échantillons mesurés.

### E.3.2 Résolution des grains de speckle

Il n'est pas nécessaire en ESPI de résoudre le speckle pour pouvoir l'exploiter afin de mesurer le déphasage. Cependant, il en découle une modulation inférieure [155]. Ainsi, nous ré-écrivons l'équation (B.10) sous la forme :

$$I = I_{ref} + I_{obj} + 2 \kappa_s \sqrt{I_{obj} I_{ref}} \cos(\psi) \quad (\text{E.14})$$

où  $\kappa_s$  représente le contraste de l'intensité de modulation dû à la non résolution des grains de speckle par la caméra. Sa valeur est donnée par la relation [155] :

$$\kappa_s = \iint_{-\infty}^{+\infty} S_a(x, y) |\mu_b(x, y)| dx dy \quad (\text{E.15})$$

où  $x$  et  $y$  sont les coordonnées fréquentielles dans le plan de la lentille d'imagerie. La fonction  $S_a(x, y)$  correspond à la fonction d'autocorrélation normalisée de la pupille d'entrée de la lentille. Elle est donnée par la relation suivante [155] :

$$S_A(x, y) = \frac{8 \lambda^2 d_D^2}{\pi^2 D^2} [\arccos(g) - g \sqrt{1-g^2}] \quad (\text{E.16})$$

où  $g$  vaut :

$$g = \frac{D}{\lambda d_D} \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\text{E.17})$$

avec  $D$  le diamètre de la lentille,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière et  $d_D$  la distance entre la lentille et le senseur. Quant à la fonction  $\mu_b(x, y)$ , son expression est [155] :

$$\mu_b(x, y) = \frac{\sin(\pi x \Delta)}{\pi x \Delta} \frac{\sin(\pi y \Delta)}{\pi y \Delta} \quad (\text{E.18})$$

où  $\Delta$  représente la dimension des pixels du senseur. Nous avons ici simplifié l'équation donnée par la référence [155] en imposant des pixels exclusivement carrés. C'est généralement le cas pour les senseurs microbolomètres.

À partir des ces relations, nous pouvons calculer la valeur de  $\kappa_s$  en remplaçant les fonctions (E.16) et (E.18) dans l'équation (E.15). Cette valeur dépend du produit de bande passante spatiale noté SBP – abrégé de l'anglais *space bandwidth product* – et qui vaut :

$$\text{SBP} = \frac{\Delta D}{8 \lambda d_D} \quad (\text{E.19})$$

La figure E.9 montre la relation entre SBP et  $\kappa_s$ . Ainsi, pour la caméra VARIOCAM munie de l'objectif de focale 50 mm, nous avons un SBP de l'ordre de 0,3. Nous calculons un contraste théorique  $\kappa_s$  de l'ordre de 58 %, auquel nous ajoutons l'effet de la polarisation  $\kappa_p = 92$  %, pour obtenir le contraste global :

$$\kappa = \kappa_p \kappa_s \simeq 53 \% \quad (\text{E.20})$$



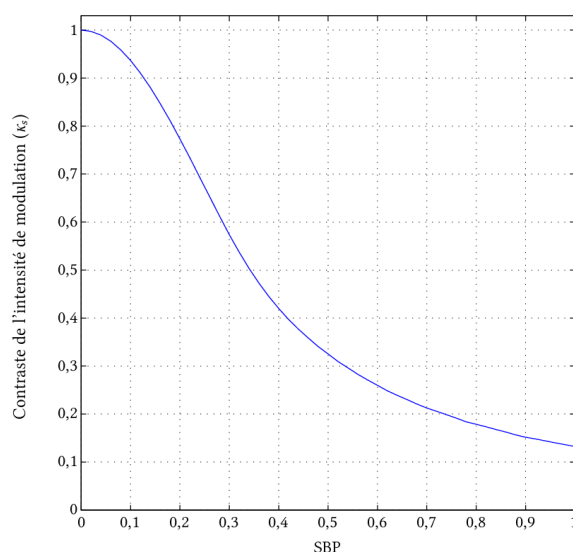


Figure E.9 : Contraste de l'intensité de modulation pour un specklegramme dont le speckle n'est pas résolu en fonction de SBP.

Nous comparons, à la figure E.10 ci-dessous, cette valeur théorique de 53 % avec le contraste de la modulation observé expérimentalement. Nous constatons que la modulation est toujours en deçà de la valeur prévue. La non-résolution du speckle dans nos observations ne suffit donc pas non plus à expliquer la faible modulation des interférences observées, même combinée à l'effet de la polarisation.

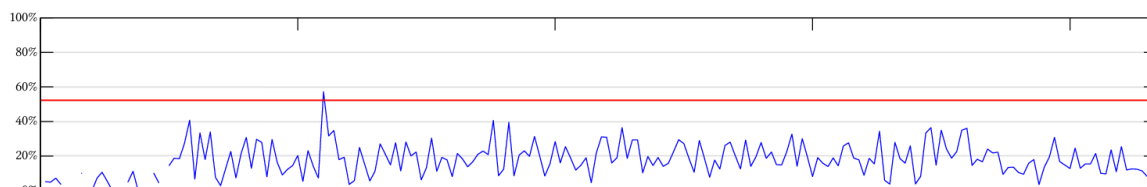


Figure E.10 : Profil du contraste de modulation observé dans les specklegrammes réalisés avec la caméra VARIOCAM de INFRA TEC (en bleu) comparé au niveau de contraste théorique prévu (en rouge).

### E.3.3 Résolution des franges d'interférence

#### Position du problème

La dernière source de diminution du contraste de l'intensité de modulation que nous avons identifiée provient de la géométrie du faisceau référence [156-158]. Il est en effet fondamental, pour obtenir une valeur élevée de l'intensité de modulation, que le faisceau référence diverge depuis la pupille de sortie de l'objectif d'imagerie. Sinon, des variations spatiales de hautes fréquences apparaissent dans l'image, dues aux variations de la phase stochastique notée  $\psi$  (voir équation B.11, page 18). En tenant compte de la géométrie d'illumination du détecteur par le faisceau référence, cette phase relative en un point  $Q$  du détecteur est donnée par [156] :

$$\psi = \phi_{obj} - \phi_{ref} + \frac{2\pi}{\lambda}(d_{OP} - d_{O'P}) \quad (E.21)$$

où le point  $O$  est le centre de la pupille de sortie de la lentille d'imagerie et  $O'$  le point de focalisation de la référence,  $\phi_{obj}$  est la phase du faisceau objet au point  $O$  et  $\phi_{ref}$  la phase du faisceau la référence au point  $O'$ . Pour plus de clarté, la géométrie du système d'injection et les différents points utilisés sont montrés à la figure E.11.

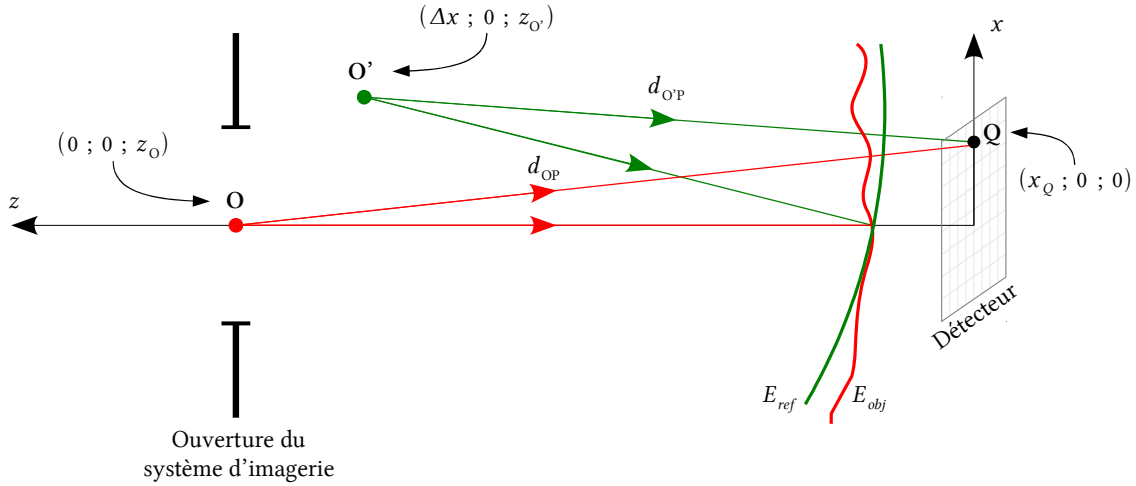


Figure E.11 : Géométrie d'injection de la référence (source : réf. [156]).

On voit ainsi que si les deux points  $O$  et  $O'$  coïncident, la phase relative  $\psi$  prend la forme idéale de l'équation (B.11). Pour analyser la tolérance sur la position relative de ces deux points, nous notons les coordonnées des points  $O$  et  $O'$  égales à  $(0; 0; z_O)$  et  $(\Delta x; 0; z_O')$ . En supposant  $z_O = z_O'$ , nous pouvons estimer l'intervalle au niveau du détecteur  $\delta x_\psi$  sur lequel la phase relative  $\psi$  varie de  $2\pi$  :

$$\delta x_\psi = \frac{\lambda z_O}{\Delta x} \quad (E.22)$$

où nous avons supposé  $\Delta x \ll z_O$ . Afin de pouvoir résoudre ces variations par le détecteur, il est nécessaire que cet intervalle soit grand par rapport à la dimension  $\Delta$  des pixels. Nous comparons donc le résultat de l'équation (E.22) à la dimension des pixels et imposons [156] :

$$\Delta x \ll \frac{\lambda z_O}{\Delta} \quad (E.23)$$

Pour la caméra VARIOCAM que nous utilisons, nous avons des pixels de  $25 \mu\text{m}$ . La distance entre la pupille de sortie et le senseur varie en fonction de la focalisation. Nous savons qu'elle est de  $21 \text{ mm}$  quand la caméra focalise à l'infini (voir figure E.19, page 111). Nous avons alors :

$$\Delta x \ll 8,5 \text{ mm} \quad (E.24)$$

Par un raisonnement similaire pour le tolérancement longitudinal, nous calculons l'intervalle de variation de la phase relative  $\psi$  de  $2\pi$  [156] :

$$\delta z_\psi = \frac{\lambda z_0^2}{\Delta z L} \quad (\text{E.25})$$

où  $\Delta z = z_0 - z_{0'}$  et  $L$  représente la diagonale du senseur. Pour que cet intervalle soit grand par rapport à la largeur des pixels, nous imposons :

$$\Delta z \ll \frac{\lambda z_0^2}{\Delta^2 \sqrt{N^2 + M^2}} \quad (\text{E.26})$$

La caméra VARIOCAM possède un détecteur de  $640 \times 480$  pixels, nous calculons ainsi :

$$\Delta z \ll 9,3 \text{ mm} \quad (\text{E.27})$$

Soit une tolérance longitudinale du même ordre de grandeur que la tolérance transversale.

### Estimation du contraste de l'intensité de modulation

Aucune référence ne discute la valeur du contraste de l'intensité de modulation dû à la variation de la phase relative sur le senseur. Nous allons donc exposer les calculs que nous avons réalisés dans le but d'estimer celle-ci.

Nous commençons par comparer la valeur théorique du specklegramme :

$$I_{\text{réel}} = I_0 + I_m \cos(\psi_{\text{réel}}) \quad (\text{E.28})$$

à ce qui est enregistré au niveau du détecteur :

$$I_{\text{détecteur}} = I_0 + I_m \cos(\psi_{\text{détecteur}}) \quad (\text{E.29})$$

où nous avons noté  $\psi_{\text{détecteur}}$  la phase stochastique observée par le détecteur et avons supposé que les variations de  $I_0$  et  $I_m$  sont résolues par le senseur et donc égales à leur valeur théorique. Nous introduisons alors  $\kappa_r$  le contraste de l'intensité de modulation provenant de l'injection de la référence :

$$\kappa_r = \frac{\cos(\psi_{\text{détecteur}})}{\cos(\psi_{\text{réel}})} \quad (\text{E.30})$$

Supposons que  $\psi_{\text{réel}}$  soit égal à  $\psi_0$  en un point  $\mathbf{Q}$  du détecteur :

$$\psi_{\text{réel}}(\mathbf{Q}) = \psi_0 \quad (\text{E.31})$$

Si  $\psi_{\text{réel}}$  varie de 0 à  $2\pi$  au niveau du détecteur sur un intervalle noté  $\delta_\psi$ , la valeur de  $\psi_{\text{réel}}$  en un point  $\mathbf{Q}'$  situé à une distance  $d_{\mathbf{Q}\mathbf{Q}'}$  de  $\mathbf{Q}$  vaudra alors :

$$\psi_{\text{réel}}(\mathbf{Q}') = \psi_0 + 2\pi \frac{d_{\mathbf{Q}\mathbf{Q}'}}{\delta_\psi} = \psi_0 + \delta\psi(d_{\mathbf{Q}\mathbf{Q}'}) \quad (\text{E.32})$$

où  $\delta\psi(d_{\mathbf{Q}\mathbf{Q}'})$  est la variation de  $\psi_{\text{réel}}$  sur une distance de  $d_{\mathbf{Q}\mathbf{Q}'}$ . À partir de cette relation, nous estimons la valeur de  $\cos(\psi_{\text{détecteur}})$  qui correspond à la valeur de  $\cos(\psi_{\text{réel}})$  moyennée sur la surface d'un pixel :

$$\cos(\psi_{\text{détecteur}}) = \frac{1}{\delta\psi(\Delta)} \int_{\psi_0}^{\psi_0 + \delta\psi(\Delta)} \cos(\psi) d\psi \quad (\text{E.33})$$

où  $\Delta$  est la largeur d'un pixel.

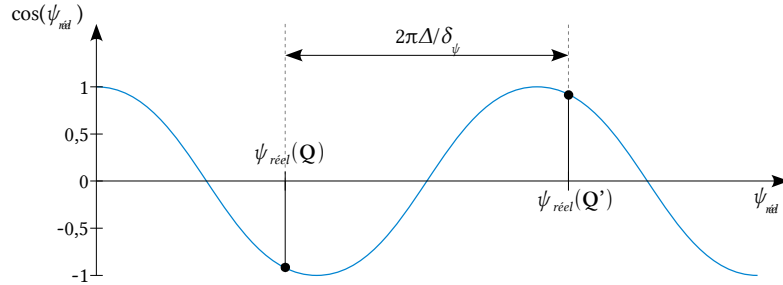


Figure E.12 : Variation  $\psi_{\text{réel}}$  entre les points Q et Q' du détecteur.

En posant que la valeur exacte de  $\psi_{\text{réel}}$  en un pixel donné est la valeur  $\psi_{\text{réel}}$  au centre du pixel, nous avons :

$$\cos(\psi_{\text{réel}}) = \cos\left(\psi_0 + \frac{\pi\Delta}{\delta_\psi}\right) \quad (\text{E.34})$$

et nous calculons le contraste :

$$\kappa_r = \frac{1}{\cos\left(\psi_0 + \frac{\pi\Delta}{\delta_\psi}\right) \delta\psi(\Delta)} \int_{\psi_0}^{\psi_0 + \delta\psi(\Delta)} \cos(\psi) d\psi \quad (\text{E.35})$$

qui est indépendant de la valeur de  $\psi_0$ . La figure E.13 montre la valeur de  $\kappa_r$  en fonction du rapport  $\delta_\psi/\Delta$  obtenue à partir de l'équation (E.35).

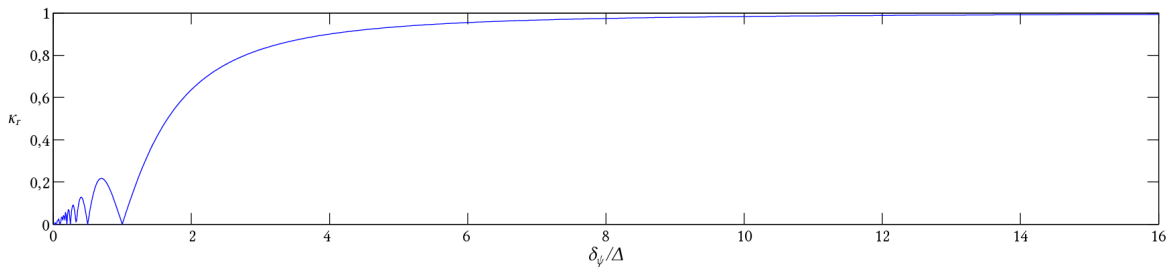


Figure E.13 : Estimation de  $\kappa_r$  en fonction du rapport  $\delta_\psi/\Delta$ .

On constate ainsi que pour obtenir un  $\kappa_r$  proche de 100 %, un  $\delta_\psi$  de minimum 10 à 12 pixels est nécessaire. Pour un  $\delta_\psi$  de minimum 10 pixels, la précision du positionnement latéral et longitudinal du point de divergence du faisceau référence doit être inférieure au millimètre. L'injection de la référence est donc délicate à réaliser, et on comprend d'autant mieux l'utilisation courante dans la littérature d'une injection réalisée derrière la lentille d'imagerie qui facilite ce positionnement. Quand la géométrie d'injection de la référence respecte ces critères, on parle alors d'une référence « douce », car produisant des variations de phase de faibles fréquences spatiales.

Une solution séduisante à ce problème serait d'amener la référence dans la caméra par une fibre optique. Cependant, cette possibilité nécessite de modifier la caméra, ce qui n'est pas possible dans le cadre de cette thèse mais pourrait être une solution envisageable à plus long terme pour le projet FANTOM.

### Réalisation pratique de l'injection de référence

Dans les montages effectués jusqu'à présent, nous nous sommes arrangés pour toujours injecter le faisceau référence entre l'objectif et le détecteur, comme illustré à la figure E.14. Cette configuration est la plus couramment utilisée en visible. Il s'agit en effet du système d'injection le plus simple, permettant d'ajuster facilement la forme du front d'onde référence au niveau du détecteur.

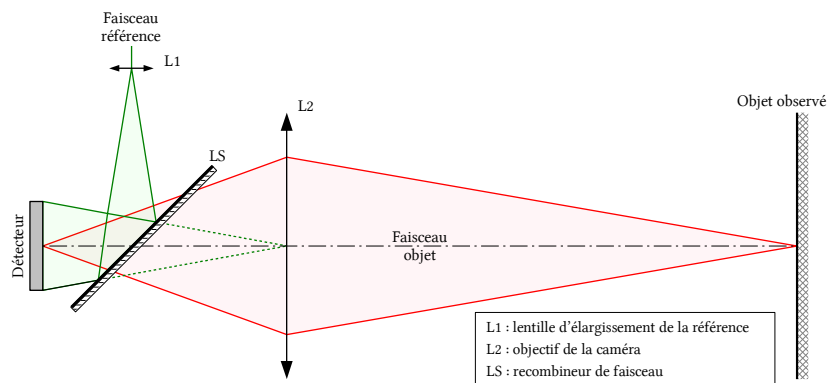


Figure E.14 : Injection de la référence derrière l'objectif de la caméra.

Ce système a été possible en utilisant la caméra JADE II LWIR. La caméra VARIOCAM possède également un objectif amovible et un dispositif identique est possible. Cependant, la mesure simultanée thermographique (projet FANTOM) nécessite un système calibré qui n'est pas compatible avec un objectif d'imagerie autre qu'un des objectifs standards prévus pour la caméra. Il est donc nécessaire dans notre montage d'injecter la référence en passant à travers l'objectif d'imagerie. Afin de produire une référence « douce » il est nécessaire que celui-ci diverge depuis la pupille de sortie de l'objectif. Pour cela, nous devons réaliser un système d'injection comme schématisé à la figure E.15.

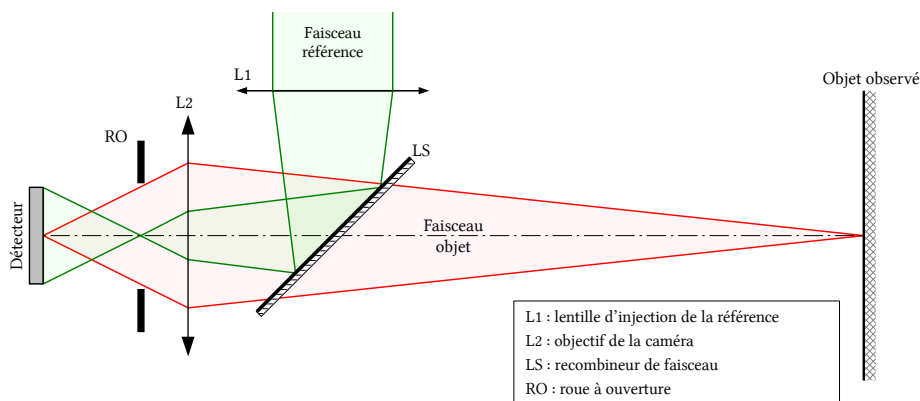


Figure E.15 : Injection de la référence devant l'objectif pour une caméra avec roue à ouverture.

Pour réaliser un tel montage, nous devons connaître les positions des points focaux de l'objectif qui ne sont pas des informations disponibles. Nous devons donc mesurer leur position expérimentalement. Dans ce but, nous avons réalisé le montage de la figure E.16, où le faisceau laser est collimaté au moyen de l'élargisseur de faisceau avant d'être injecté dans l'objectif. Nous mesurons alors la position des foyers au moyen d'un écran rugueux observé avec la caméra THERMACAM. En déplaçant cet écran, nous repérons la position des foyers avant et arrière en minimisant la taille de la tache formée, comme illustré à la figure E.17.

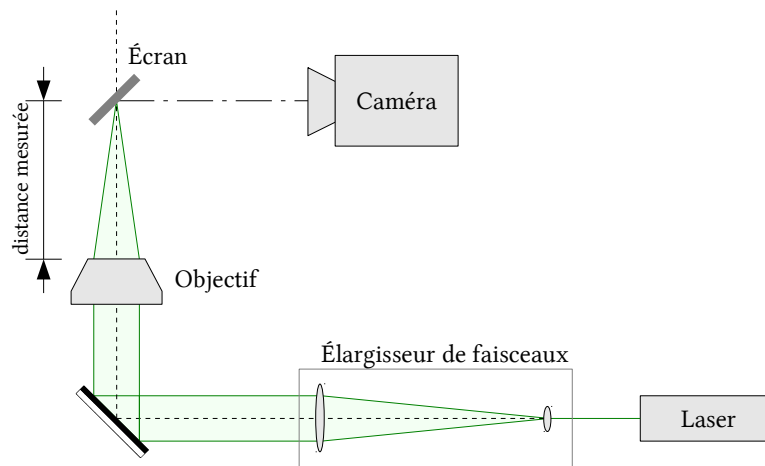


Figure E.16 : Dispositif optique utilisé pour la mesure de la longueur focale de l'objectif 50 mm de la caméra VARIOCAM (ici, mesure de la focale arrière).

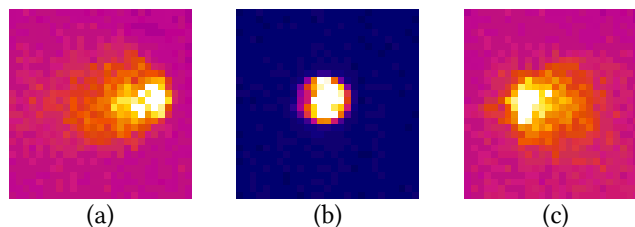


Figure E.17 : Forme de la tache lumineuse sur l'écran à une position (a) inférieure, (b) égale et (c) supérieure à la longueur focale de l'objectif.

Nous avons, de cette façon, mesuré une distance focale arrière de 24 mm et une distance focale avant de 17 mm à partir des interfaces de l'objectif. De part la méthode de mesure de la distance, nous estimons la précision de ces mesures à environ 2 mm.

### Détermination des caractéristiques de la lentille d'injection

Notre but est de focaliser le faisceau référence au niveau de la pupille de sortie de l'objectif, qui correspond à la position de la roue à ouverture de la caméra VARIOCAM.

La figure E.18 montre la configuration optique où  $p$  représente la distance entre le plan principal objet de l'objectif  $H$  et l'objet imagé par la lentille,  $p'$  la distance entre le plan principal image de l'objectif  $H'$  et l'image de l'objet et  $f$  la longueur focale de l'objectif. Nous connaissons déjà la longueur focale  $f$  de l'objectif qui vaut 50 mm et venons de mesu-

rer la position des points focaux  $F$  et  $F'$  de l'objectif. Pour nos calculs, nous allons ainsi introduire les points  $L$  et  $L'$  représentant respectivement la surface de l'objectif côté objet et côté image. Les points focaux de l'objectif étant situés en dehors de celui-ci, ces points  $L$  et  $L'$  sont situés entre les plans principaux et les foyers, comme illustré à la figure E.18.

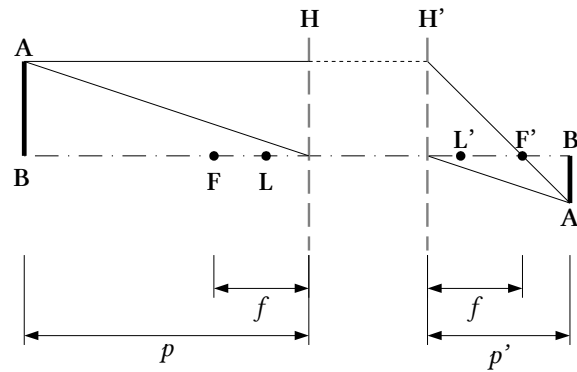


Figure E.18 : Introduction des points  $L$  et  $L'$  représentant les surfaces extérieures de l'objectif côté objet et côté image.

Pour évaluer la valeur de  $p'$  nous prenons le cas particulier où la caméra focalise à l'infini qui correspond également à la position du capteur la plus proche de l'objectif où le diamètre du faisceau référence sera maximal. Dans cette configuration, sachant que le rapport d'ouverture vaut 1, la distance du capteur à la pupille doit donc être égale au diamètre de cette pupille. Pour la caméra VARIOCAM, cette pupille correspond à la roue à ouverture. Nous avons donc mesuré le diamètre de la pupille qui est de 21 mm. Sachant que le point focal est situé à 24 mm derrière l'objectif, nous en déduisons la position de la pupille comme montré à la figure E.19 qui est de 3 mm derrière l'objectif.

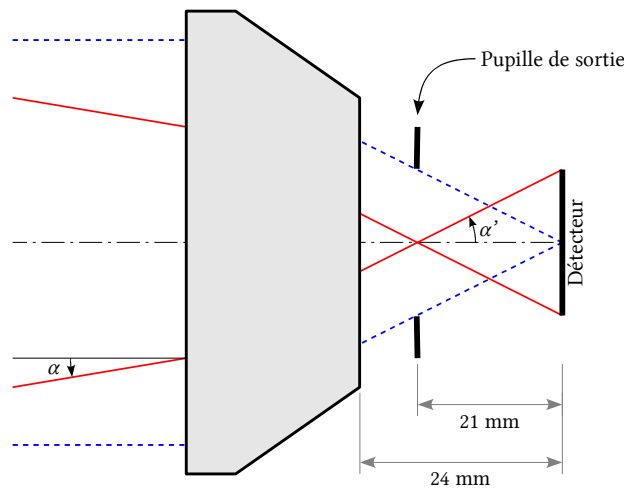


Figure E.19 : Configuration géométrique de l'injection de référence à travers l'objectif 50 mm de la caméra VARIOCAM.

Nous pouvons maintenant calculer  $p'$  et  $p$  :

$$p' = |H'B'| \approx 29 \text{ mm} \quad (\text{E.36})$$

$$p = \frac{1}{\frac{1}{f} - \frac{1}{p'}} \simeq -69 \text{ mm} \quad (\text{E.37})$$

La valeur négative de  $p$  signifie que la position du point **B** se situe de l'autre côté du plan principal **H** par rapport au dessin de la figure E.18. En introduisant le point **L** représentant la surface de la première lentille de l'objectif, nous pouvons calculer la distance du point **B** par rapport à celle-ci :

$$|\mathbf{LB}| \simeq 102 \text{ mm} \quad (\text{E.38})$$

Cette valeur représente la distance à partir de la surface avant à laquelle nous devons focaliser la référence dans l'objectif. Cependant, nous devons prendre en compte l'encombrement du recombineur de faisceaux qui est de 15 cm (voir section E.4.2). Nous en déduisons que la longueur focale nécessaire est de minimum 252 mm.

Nous allons également estimer le diamètre minimal requis pour une telle lentille afin de couvrir entièrement le détecteur avec le faisceau référence. Pour cela, nous utilisons la relation :

$$\frac{\tan \alpha'}{\tan \alpha} = \frac{p}{p'} \quad (\text{E.39})$$

où  $\alpha$  est la moitié de l'étendue angulaire de l'objet et  $\alpha'$  la moitié de l'étendue angulaire de l'image, comme illustré à la figure E.19. Connaissant les paramètres du détecteur, nous avons :

$$\tan \alpha' = \frac{\Delta \sqrt{N^2 + M^2}}{2d_D} \quad (\text{E.40})$$

où  $\Delta$  représente la dimension des pixels,  $N$  et  $M$  le nombre de pixels du détecteur et  $d_D$  la distance du détecteur à la roue à ouverture. Nous calculons ainsi le rayon de la lentille :

$$R_L = f_L \tan \alpha = f_L \frac{p' \Delta \sqrt{N^2 + M^2}}{2p d_D} \quad (\text{E.41})$$

où  $f_L$  est la longueur focale de la lentille. Ainsi, pour une longueur focale de 252 mm, nous calculons  $R_L \simeq 5$  cm, soit un diamètre minimal de 10 cm.

Nous avons donc utilisé une lentille ménisque<sup>i</sup> en ZnSe correspondant à ces caractéristiques. Cependant, pour éviter de commander une lentille trop onéreuse, nous avons préféré sélectionner une lentille de diamètre plus petit disponible en catalogue. Ainsi, la lentille sélectionnée présente une longueur focale de 254 mm (10 pouces) et un diamètre de 63,5 mm (2,5 pouces). Dès lors, le faisceau référence produit ne couvrira pas la totalité du détecteur. Mais, comme le but visé ici est de vérifier nos hypothèses sur l'origine de la faible modulation, nous n'avons pas besoin d'une couverture complète du senseur.

<sup>i</sup> En infrarouge, les lentilles ménisques produisent moins d'aberrations sphériques que les lentilles plans convexes. Elles minimisent ainsi les dimensions du point focal produit à partir d'un faisceau collimaté.



## Mesure de l'amélioration de la modulation

À la figure E.20 ci-dessous, nous comparons les niveaux de contraste de l'intensité de modulation obtenus avant (en bleu) et après modification de la lentille optimisée pour une référence « douce » (en vert). Nous mesurons ainsi une valeur moyenne de contraste de l'intensité de modulation  $\kappa$  dans nos mesures de l'ordre de 40%, alors que la limite théorique donnée par équation (E.20) est de 53% (voir page 104). Nous estimons ainsi la valeur approchée de  $\kappa_r$  dans nos mesures qui vaut approximativement 75 % contre 38 % avant de réaliser l'injection de la référence « douce ».

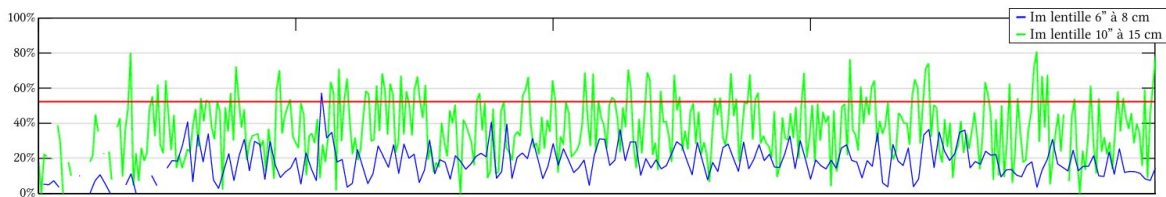


Figure E.20 : Profil du contraste de modulation observé avec le nouveau système d'injection de la référence (en vert) par comparaison au niveau précédent (en bleu) et au contraste théorique dû à la variation de polarisation et à la non-résolution du speckle dans les images (en rouge).

Nous avons vu que nous devons avoir une précision inférieure au millimètre sur le positionnement de la référence, ce qui est délicat à réaliser. Dès lors, il est fort probable qu'une grosse partie de la différence entre la modulation observée et celle prévue théoriquement provienne d'un alignement trop peu précis.

Il est difficile d'estimer la précision du positionnement dans notre montage. Bien que nous puissions estimer l'erreur maximale de positionnement du faisceau référence à partir des relations (E.22) et (E.25) – soit  $\Delta x < 3,6$  mm et  $\Delta l < 3,7$  mm –, il est important de remarquer que le calcul de la précision latérale suppose une précision longitudinale nulle, et inversement. De plus, le calcul de  $\kappa_r$  approxime la phase réelle par la phase au centre du pixel, ce qui n'est pas nécessairement le cas. Il est donc difficile d'estimer précisément l'erreur de positionnement réelle du faisceau référence dans notre montage.

Ce système d'injection de référence « douce » a été utilisé dans les mesures qui seront réalisées dans la section G.3.1. Nous y constatons une performance des mesures de l'ordre de  $\lambda/10$  pour 10 pixels par frange, qui monte à  $\lambda/16$  pour 20 pixels par frange. Il s'agit d'une amélioration d'un facteur 3 par rapport à la précision des mesures, de l'ordre de  $\lambda/5$  pour 20 pixels par franges, obtenues avec un montage non optimisé dans la section D.3.

### E.3.4 Conclusions de l'étude du niveau de modulation

Ainsi, en tenant compte des différents effets dont nous venons de discuter, l'intensité d'un specklegramme est donné par la relation :

$$I_1(x, y) = I_0(x, y) + \kappa I_m(x, y) \cos \psi(x, y) \quad (\text{E.42})$$

où  $\kappa$  est le contraste de l'intensité de modulation et vaut :

$$\kappa = \kappa_p \kappa_s \kappa_r \quad (\text{E.43})$$

Ainsi, pour obtenir une bonne précision de mesure nous voulons maximiser  $\kappa$ . Nous venons de voir dans la section précédente que l'optimisation de l'injection de la référence nous a permis d'atteindre une valeur de  $\kappa_r$  d'environ 75 %.

Nous pouvons également maximiser  $\kappa_p$  en ajoutant une lame demi-onde dans l'un des bras de l'interféromètre – dont nous discuterons dans la section E.4.1. En ajustant celle-ci, il est possible de garantir un bon alignement de la polarisation des faisceaux référence et objet. Nous pouvons ainsi obtenir  $\kappa_p \simeq 100\%$ .

Enfin, pour maximiser  $\kappa_s$ , il est nécessaire de diminuer le SBP – ce qui revient à augmenter la largeur des grains de speckle par rapport à la largeur des pixels du détecteur. Pour la caméra VARIOCAM à 10,6  $\mu\text{m}$ , le seul paramètre sur lequel nous pouvons jouer est son ouverture. Dans sa configuration standard celle-ci vaut 1, mais en diminuant le diamètre sur la roue à ouverture, il est possible d'augmenter cette valeur. La caméra VARIOCAM que nous possédons ne possède pas d'ouverture plus petite, mais cela peut être réalisé en plaçant un masque au niveau de la roue à ouverture.

Cependant, la mesure simultanée de la température – que nous aborderons au chapitre F – nous empêche de modifier l'ouverture de la caméra à notre guise. En effet, la mesure thermique nécessite de calibrer la caméra thermographique. Cette procédure relativement fastidieuse est réalisée par le fabricant pour les seules ouvertures fournies par ce dernier et qui correspondent chacune à une gamme de températures donnée. La réduction de l'ouverture de la caméra nécessite donc de passer à une gamme de mesures de températures plus élevée. Cependant, dans le cadre du projet FANTOM, la température maximale prévue est de 90 °C. Au-delà, il existe un risque d'endommagement des échantillons.

Au final, nous aboutissons dans notre montage à un contraste  $\kappa$  valant approximativement 44 %.

## E.4 Séparation et recombinaison du faisceau laser

Dans la section précédente, nous avons étudié la géométrie d'injection de la référence. Nous avons ainsi expliqué que la superposition des fronts d'onde objet et référence était réalisée par une lame semi-réfléchissante placée devant la caméra sans en préciser les propriétés qui font l'objet de cette section. Mais avant de parler de la recombinaison des faisceaux, nous devons tout d'abord étudier la séparation de ceux-ci.

### E.4.1 Séparation du faisceau laser

Nous voulons réaliser un séparateur de faisceau permettant d'ajuster le flux dans chacun des bras de l'interféromètre. Le moyen de réaliser cela est d'utiliser une lame séparatrice polarisante (voir section C.2.4) devant laquelle est placée à une lame demi-onde permettant d'ajuster l'orientation de la polarisation. Ces lames présentent en effet la propriété de transmettre la lumière selon la polarisation s et de réfléchir la polarisation p. Cependant, en sortie de ce système, les deux bras se retrouvent en polarisation transverse. Nous avons vu dans la section E.3.1 que la variation de polarisation de l'objet après réflexion est faible pour les échantillons considérés, ce qui nous oblige à redresser la polarisation d'un des bras de l'interféromètre pour une bonne mesure. Une deuxième lame de phase est donc nécessaire en sortie d'un des bras. Elle pourra également être utilisée pour compenser une variation de la polarisation du faisceau objet et obtenir un  $\kappa_p$  proche de 1 (voir section E.3.1). Ainsi, nous aboutissons au système de séparation des faisceaux répondant à nos besoins illustré à la figure E.21.

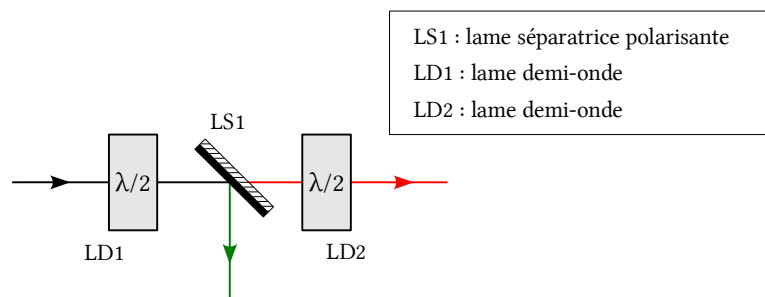


Figure E.21 : Système de séparation de faisceau infrarouge proposé.

### E.4.2 Recombinaison des faisceaux objet et référence

Nous avons ici une exigence particulière. En effet, le montage ESPI hors-plan développé doit permettre la mesure simultanée de déplacement et de température (projet FANTOM). Pour permettre une mesure de température correcte, il est nécessaire de maximiser le flux thermique venant de l'objet. Le recombineur de faisceaux doit donc présenter une transmittance la plus élevée possible dans toute la gamme de sensibilité spectrale de la caméra VARIOCAM, soit 7,5 à 14  $\mu\text{m}$ . Cependant, il doit également présenter une réflectance non-nulle pour injecter le faisceau référence dans la caméra. Contrairement au flux thermique,

le faisceau référence est monochromatique – à  $10,6\ \mu\text{m}$  ou  $9,55\ \mu\text{m}$  – et linéairement polarisé.

Pour réaliser le recombineur de faisceaux le plus adapté à ces contraintes, nous avons défini avec la société II-VI BENELUX qui nous a proposé une lame en ZnSe dont les transmittance et réflectance sont montrées aux figures E.22 et E.23.

La figure E.22 montre que le comportement en transparence maximise le flux venant de l'objet, limitant les pertes sur le signal thermique. Celui-ci représente environ 95 % du signal thermique original émis par l'objet. La figure E.23 montre l'optimisation de la réflexion du faisceau référence. En effet, nous constatons un niveau de réflexion supérieur pour les longueurs d'onde du laser –  $10,6$  ou  $9,55\ \mu\text{m}$  – pour la polarisation s qui correspond à la polarisation de la référence. La réflectivité à ces longueurs d'onde est approximativement de 5 %. Afin de garantir que la référence soit bien de polarisation s, il est nécessaire de placer la lame demi-onde LD2, montrée à la figure E.21, dans le bras objet.

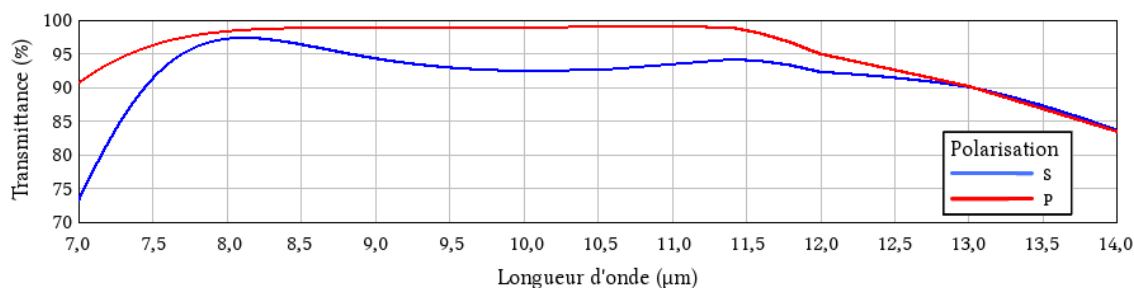


Figure E.22 : Transmittance de la lame de recombinaison, selon la polarisation s en bleu et p en rouge (source : documents fournis par la société II-VI BENELUX).

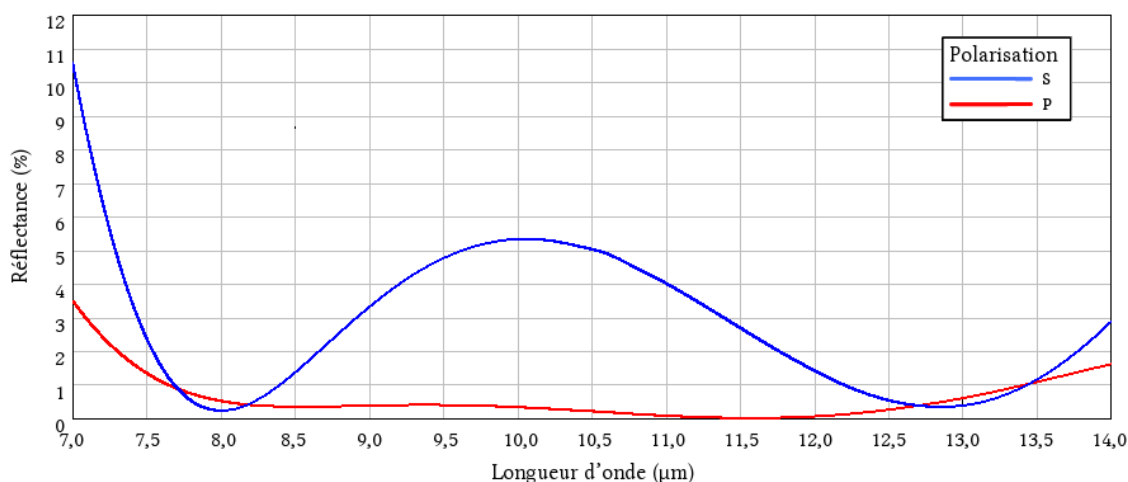


Figure E.23 : Réflectance de la lame de recombinaison, selon la polarisation s en bleu et p en rouge (source : documents fournis par la société II-VI BENELUX).

### E.4.3 Association du séparateur et du recombineur

Maintenant que nous avons sélectionné les composants pour la séparation et la recombinaison des faisceaux, nous allons étudier leur comportement une fois associés dans le montage optique. Nous reprenons à la figure E.24 le montage optique ESPI hors-plan développé jus-

qu'ici. Le laser émet un faisceau laser de polarisation verticale qui est modifié par la lame demi-onde LD1 pour formé un faisceau polarisé horizontalement de puissance  $P_H$  et verticalement de puissance  $P_V$  :

$$P_H = \rho_1 P_{laser} \quad (E.44)$$

$$P_V = (1 - \rho_1) P_{laser} \quad (E.45)$$

où  $\rho_1$  représente la fraction de la puissance laser qui est polarisée horizontalement après passage à travers la lame demi-onde LD1.

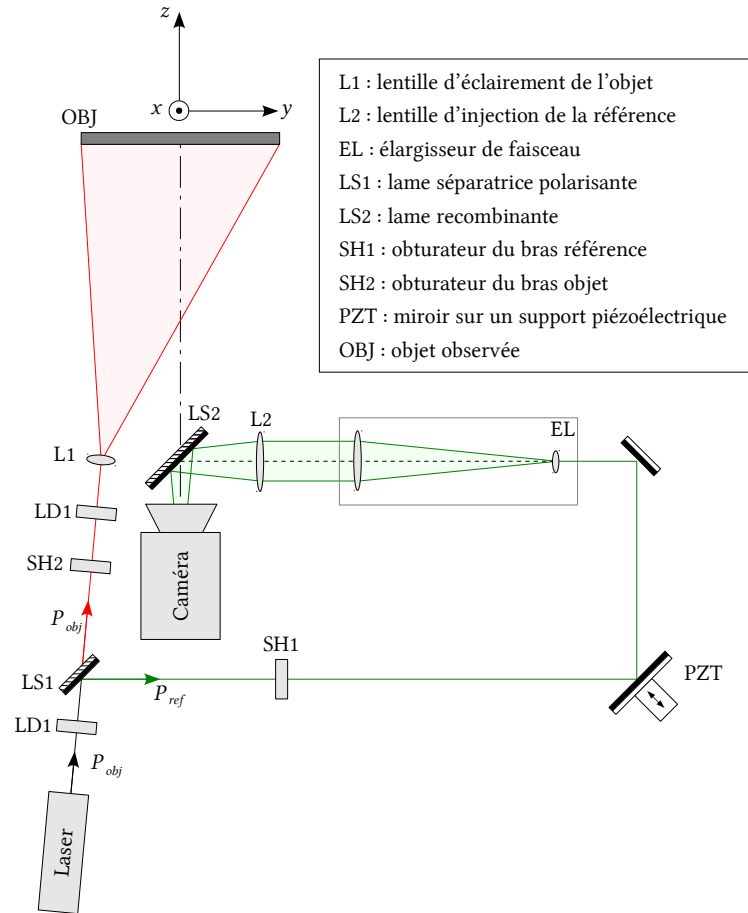


Figure E.24 : Montage optique optimisant la séparation et la recombinaison des faisceaux.

Au niveau du séparateur de faisceau, la polarisation p, horizontale, est totalement transmise et la polarisation s, verticale, totalement réfléchie. Ainsi, la variable  $\rho_1$  représente également la fraction de la puissance laser réfléchie par la lame séparatrice polarisante LS1. La puissance laser illuminant l'objet est donc  $P_V$  et, dans le bras référence, nous avons  $P_H$ .

Au niveau du recombineur, nous notons  $\rho_2$  la fraction du faisceau référence réfléchi vers la caméra et  $\tau_2$  la fraction de l'intensité objet transmise. Ainsi, les puissances des faisceaux référence  $P_{ref}$  et objet  $P_{obj}$  au niveau du senseur sont données par :

$$P_{ref} = (1 - \rho_1) \rho_2 P_{laser} \quad (E.46)$$

$$P_{obj} = \rho_1 \tau_2 \rho_{obj} P_{laser} \quad (E.47)$$

où  $P_{laser}$  représente la puissance de sortie du laser et  $\rho_{obj}$  la fraction de la puissance lumineuse illuminant l'objet et réfléchi vers la caméra. Ce dernier paramètre varie fortement en fonction de l'objet observé. Nous pouvons l'estimer en nous servant des expériences réalisées auparavant.

Si nous prenons les données de l'expérience décrite dans la section D.3, nous avons un séparateur de faisceau réfléchissant 99 % de la puissance incidente, soit  $\rho_1 = 0,99$ . Le recombineur, quant à lui, est une lame R50/50, soit  $\rho_2 = 0,5$  et  $\tau_2 = 0,5$ . Nous obtenons :

$$P_{ref} = P_{laser} \times 0,5 \% \quad (E.48)$$

$$P_{obj} = \rho_{obj} P_{laser} \times 49,5 \% \quad (E.49)$$

Pour une visibilité maximale des franges, nous égalisons les puissances et calculons  $\rho_{obj} \simeq 1 \%$ . Ainsi, pour une puissance de sortie du laser de 2 W – qui est représentative de la puissance utilisée dans nos expérimentations – nous calculons :

$$P_{ref} = 10 \text{ mW} \quad (E.50)$$

$$P_{obj} = 9,9 \text{ mW} \quad (E.51)$$

Si nous revenons à notre montage optimisé, les figures E.23 et E.22 nous donnent approximativement  $\rho_2 = 5 \%$  et  $\tau_2 = 93 \%$ . Afin d'obtenir un même niveau de puissance objet et référence que précédemment, nous devons avoir une valeur  $\rho_1$  de :

$$\rho_1 = \frac{\rho_2}{\tau_2 \rho_{obj} + \rho_2} \simeq 84 \% \quad (E.52)$$

Il est important ici de remarquer que le faisceau référence n'est réfléchi qu'à 5 % dans la caméra, dès lors 95 % de sa puissance est transmise par la lame de recombinaison. La puissance  $P'_{ref}$  de ce faisceau qui ne nous est plus utile représente malgré tout une puissance de :

$$P'_{ref} = (1 - \rho_1)(1 - \rho_2) P_{laser} = P_{laser} \times 14,9 \% \quad (E.53)$$

Sachant que la puissance maximale du laser est de 10 W, nous déduisons un flux  $P'_{ref} \simeq 1,5 \text{ W}$ . Cette valeur est relativement élevée et il serait dangereux de laisser ce faisceau se propager librement. Afin de garantir la sécurité dans ce montage, il est nécessaire de placer un absorbeur derrière le recombineur. Il pourrait, par exemple, s'agir d'une plaque en carbone, qui est un bon absorbeur infrarouge (voir section C.3.2). Idéalement cette plaque serait entourée d'une enveloppe peu émissive pour éviter d'envoyer du rayonnement thermique parasite vers la caméra – qui serait dû à son échauffement par la puissance  $P'_{ref}$  absorbée.

Nous n'avons malheureusement pas pu tester ce montage en laboratoire pour cause de non-disponibilité du recombineur. En effet, cette pièce de grande taille – 14 cm de diamètre pour couvrir tout le champ de vue de la caméra – est recouverte d'un revêtement spécialement étudié et réalisé pour nos besoins. Celui-ci nécessite donc un long temps de dévelop-

---

pement et de réalisation, et nous n'avons pas pu obtenir cet élément à temps pour être étudié expérimentalement dans le cadre de cette thèse.

## E.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude approfondie de l'optimisation des mesures.

Pour cela, nous avons commencé par l'étude de la stabilité du laser. Nous avons ainsi montré l'effet d'un changement de mode de façon théorique que nous avons comparé avec les observations réalisées avec le laser SYNRAD. Cette étude nous a mené à la sélection d'un modèle de laser adapté à nos besoins.

Ensuite, nous avons mis en évidence l'effet de la polarisation, de la non-résolution du speckle et de la non-résolution des interférences sur le niveau de modulation des speckle-grammes en ESPI. Nous avons mesuré les variations de polarisation par réflexion sur différents échantillons représentatifs et avons constaté que cette variation est faible. Nous avons ensuite montré que le contraste dû à la non-résolution du speckle était relativement important dans nos acquisitions. Après, nous avons formulé la relation entre la variation de la phase stochastique au niveau du senseur et le contraste attendu dans les speckle-grammes.

Enfin, nous avons terminé ce chapitre par l'étude du problème de la séparation du faisceau laser et de sa recombinaison. Nous avons ainsi proposé un montage optimisant à la fois la mesure de déplacements et de températures.

Au bout de cette étude, nous obtenons un instrument fournissant une meilleure qualité de mesure. Nous passons en effet d'une erreur de mesure  $\lambda/5$  à  $\lambda/10$  (voire même  $\lambda/16$  pour une densité de plus de 20 pixels par frange) en ESPI hors-plan et de  $\lambda/3$  à  $\lambda/7$  en holographie digitale.



# F. Mesures simultanées du déplacement et du rayonnement thermique

## F.1 Introduction

Un des objectifs du projet FANTOM est l'étude de la mesure de déplacements et de températures de façon simultanée. Cela est rendu possible par la sélection de la longueur d'onde à  $10\ \mu\text{m}$  qui se trouve dans le domaine de l'infrarouge thermique.

Pour cela, il est nécessaire de produire une image du flux thermique de l'objet, écartant d'emblée l'holographie digitale. Nous avons ainsi sélectionné, dans un premier temps, la technique ESPI hors-plan qui est la plus adaptée à l'observation de déplacements de structures aéronautiques.

Le moyen le plus simple de réaliser ces mesures simultanées est d'obturer le faisceau laser pour observer directement le rayonnement thermique de l'objet. Pour cela, une acquisition supplémentaire doit être réalisée. Ainsi, cette technique ne conviendra pas pour l'observation de phénomènes dynamiques. Nous nous sommes donc intéressés à la possibilité d'extraire l'information thermique à partir des specklegrammes.

La possibilité d'extraire des specklegrammes une information autre que l'interférence n'a jamais été étudiée jusqu'à présent. Cette possibilité est en effet un besoin nouveau issu du changement de longueur d'onde. Il nous paraît donc indispensable d'en étudier la faisabilité et les limitations.

Pour réaliser la mesure thermique à partir des specklegrammes, nous envisageons deux techniques :

- tirer profit des différents specklegrammes réalisés pour la mesure par décalage de phase ;
- ou tenter de séparer les informations interférométriques et thermiques par filtrage spatial.

Tout comme pour la mesure de la phase par décalage de phase, un grand nombre de méthodes peuvent être envisagées pour la mesure thermique. Nous présentons deux méthodes principales pour quatre specklegrammes par décalage de phase de  $\pi/2$ . Nous généraliserons ensuite au cas d'un nombre quelconque de pas. Après cela, nous décrirons une méthode spécifiquement adaptée à la mesure de phénomène dynamique.

Enfin, nous terminerons ce chapitre par l'étude de la technique du filtrage spatial.

## F.2 Première méthode par décalage de phase

### F.2.1 Présentation de la technique

Rappelons qu'en ESPI on enregistre des specklegrammes qui proviennent de l'interférence entre les faisceaux objet et référence sur le senseur et dont l'intensité est donnée par l'équation (B.10) :

$$I_{acq} = I_{ref} + I_{obj} + 2\sqrt{I_{ref}I_{obj}}\cos\psi \quad (\text{F.1})$$

où nous avons omis la dépendance en  $x$  et en  $y$  pour clarifier les équations. Dans le cas de l'ESPI en infrarouge, un terme de rayonnement thermique additionnel – noté  $I_{therm}$  – doit être introduit. Ce dernier n'interférant pas avec les autres fronts d'ondes, il est simplement additionné (voir section C.1). Nous avons ainsi :

$$I_{acq} = I_{ref} + I_{obj} + I_{therm} + 2\sqrt{I_{ref}I_{obj}}\cos\psi \quad (\text{F.2})$$

que nous réécrivons sous la forme :

$$I_{acq} = I_0 + I_m \cos\psi \quad (\text{F.3})$$

avec

$$I_0 = I_{ref} + I_{obj} + I_{therm} \quad (\text{F.4})$$

$$I_m = 2\sqrt{I_{ref}I_{obj}} \quad (\text{F.5})$$

où  $I_0$  représente respectivement l'intensité moyenne et  $I_m$  l'intensité de modulation.

Afin de déterminer numériquement la phase  $\psi$ , nous utilisons la technique du décalage de phase qui consiste à acquérir plusieurs images pour lesquelles un décalage de phase a été appliqué dans l'un des bras de l'interféromètre. La technique la plus courante utilise quatre images avec un décalage de phase de  $\pi/2$ . Nous obtenons ainsi les quatre specklegrammes suivant :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 + I_m \cos\psi &= I_0 + I_m \cos\psi \\ I_2 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{\pi}{2}\right) &= I_0 - I_m \sin\psi \\ I_3 &= I_0 + I_m \cos(\psi + \pi) &= I_0 - I_m \cos\psi \\ I_4 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{3\pi}{2}\right) &= I_0 + I_m \sin\psi \end{aligned} \quad (\text{F.6})$$

où nous avons supposé l'intensité thermique constante durant l'acquisition des quatre images. La phase  $\psi$  est alors déterminée au moyen de ces images par la relation (B.22) :

$$\psi = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) = \arctan\left(\frac{2I_m \sin\psi}{2I_m \cos\psi}\right) \quad (\text{F.7})$$

Nous pouvons ainsi constater que la présence de rayonnements thermiques ne constitue pas un obstacle à l'utilisation de l'ESPI en infrarouge thermique. Afin de réduire le risque de l'apparition de variations thermiques entre les quatre specklegrammes, il est cependant conseillé de minimiser le temps nécessaire à l'enregistrement de ceux-ci.

Ayant expérimenté le décalage de phase dans le chapitre D, nous nous sommes alors intéressés à la possibilité de récupérer le signal thermique à partir de ces quatre mêmes specklegrammes.

Le seul terme des specklegrammes contenant l'information thermique est  $I_0$ . Nous pouvons le calculer par les relations suivantes :

$$I_0 = \frac{I_1 + I_3}{2} \quad (\text{F.8})$$

$$I_0 = \frac{I_2 + I_4}{2} \quad (\text{F.9})$$

Afin de minimiser l'erreur sur la détermination de  $I_0$ , nous prenons la moyenne de ces deux résultats soit :

$$I_0 = \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} \quad (\text{F.10})$$

Ainsi  $I_0$  représente la moyenne des specklegrammes. Si nous connaissons les termes  $I_{ref}$  et  $I_{obj}$ , nous pouvons alors retirer l'information thermique simplement :

$$I_{therm} = \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} - I_{ref} - I_{obj} \quad (\text{F.11})$$

Cependant, si l'intensité du faisceau référence peut être mesurée au préalable,  $I_{obj}$  change à chaque mesure en fonction du déplacement subi par l'objet. Il n'est évidemment pas ici question de procéder à une acquisition supplémentaire. D'une part, cela augmenterait le nombre d'images nécessaires pour une observation. D'autre part, cette acquisition supplémentaire pourrait alors être faite avec le laser éteint, annulant l'intérêt d'extraire l'information thermique des specklegrammes. Il nous faut donc trouver le moyen de déterminer l'intensité objet.

Il est possible de récupérer cette information par la connaissance de l'intensité de modulation (voir équation F.5). Si on suppose l'intensité du faisceau référence constante à tout moment, les variations du terme  $I_m$  traduisent uniquement les variations de  $I_{obj}$ . Le terme  $I_m$  peut être déterminé au moyen des quatre specklegrammes. Nous avons en effet :

$$I_1 - I_3 = 2I_m \cos \psi \quad (\text{F.12})$$

$$I_4 - I_2 = 2I_m \sin \psi \quad (\text{F.13})$$

que nous combinons pour éliminer les facteurs sinus et cosinus :

$$I_m^2 = \frac{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2}{4} \quad (\text{F.14})$$

$$I_m = \frac{1}{2} \sqrt{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2} \quad (\text{F.15})$$

Maintenant que nous avons pu déterminer  $I_m$ , nous pouvons en extraire  $I_{obj}$  en utilisant la relation (F.5) dans l'équation (F.14) :

$$I_{obj} = \frac{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2}{16 I_{ref}} \quad (\text{F.16})$$

L'intensité  $I_{ref}$  pourra être déterminée par une mesure préalable. Cependant, l'acquisition du signal référence s'accompagnera toujours en pratique d'un bruit thermique parasite. Si seul le bras référence de l'interféromètre reste allumé pour une acquisition, l'intensité du rayonnement thermique de l'objet – sans éclairage laser – lui sera superposée.

Le moyen le plus simple de contourner cet obstacle consiste alors à réaliser deux acquisitions, une première du signal thermique de l'objet non éclairé par le laser  $I_{therm0}$ , suivie (ou précédée) d'une acquisition avec le bras référence seul  $I_{ref0}$ . Nous pouvons ensuite retrouver la valeur de  $I_{ref}$  par soustraction :

$$I_{ref} = I_{ref0} - I_{therm0} \quad (\text{F.17})$$

Nous pouvons désormais déterminer l'intensité du signal thermique rayonné par l'objet dans les quatre specklegrammes :

$$I_{therm} = I_0 - I_{ref} - I_{obj} \quad (\text{F.18})$$

Soit en remplaçant  $I_0$ ,  $I_{ref}$  et  $I_{obj}$  par leur expression respective :

$$I_{therm} = \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} - \frac{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2}{16(I_{ref0} - I_{therm0})} - (I_{ref0} - I_{therm0}) \quad (\text{F.19})$$

Nous remarquons que si aucun flux laser n'est réfléchi par l'objet en un point ou, de manière équivalente, si ce point est une singularité du champ de speckle (voir modèle du cigare, page 16), nous avons  $I_{obj} = 0$ . Les acquisitions par décalage de phase se simplifient donc et deviennent :

$$I_1 = I_2 = I_3 = I_4 = I_{ref} + I_{therm} \quad (\text{F.20})$$

Les termes de l'équation de reconstruction du flux thermique (F.19) valent alors :

$$I_{therm} = \underbrace{\frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4}}_{= I_{therm} + I_{ref}} - \underbrace{\frac{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2}{16(I_{ref0} - I_{therm0})}}_{= 0} - \underbrace{(I_{ref0} - I_{therm0})}_{= I_{ref}} \quad (\text{F.21})$$

Ainsi la reconstruction de l'intensité du signal thermique dans les pixels ne présentant pas de flux objet n'est pas empêchée. La même conclusion ne peut pas être tirée des pixels où le

faisceau référence est nul. En effet, le numérateur du deuxième terme de l'équation (F.19) devient alors nul, provoquant une division par zéro. Cette méthode nécessite donc que la référence recouvre entièrement la zone où l'on souhaite mesurer le flux thermique sans s'y annuler.

## F.2.2 Vérification expérimentale de la méthode proposée

Afin de tester la méthode que nous venons de proposer pour obtenir les images thermiques et de phase à partir des specklegrammes, nous réutilisons le dispositif expérimental de nos premières observations en ESPI hors-plan décrit dans la section D.3 et illustré à la figure F.1 ci-dessous.

Une variation de température est créée au niveau de l'objet par un réchauffeur électrique placé derrière la plaque métallique. Cette dernière est recouverte de poudre blanche.

Afin de pouvoir comparer l'image thermique calculée par rapport à l'image thermique sans signal laser, nous avons pour chaque série d'acquisitions enregistré l'image thermique en fermant les deux obturateurs SH1 et SH2 (voir figure F.1). Les résultats obtenus sont montrés à la figure F.2.

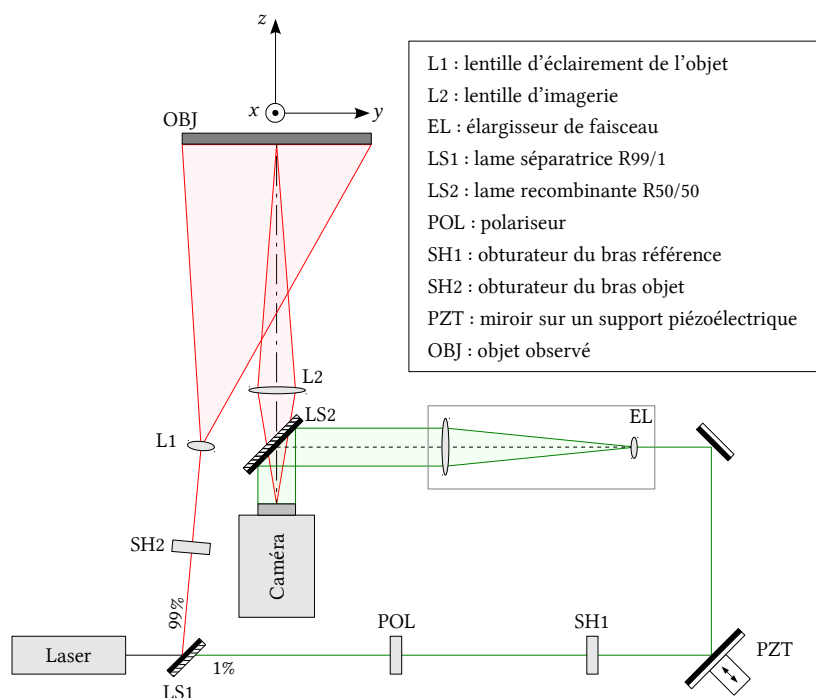


Figure F.1 : Montage optique utilisé pour réaliser des mesures conjointes de déplacements et de températures par décalage de phase à 10 µm.

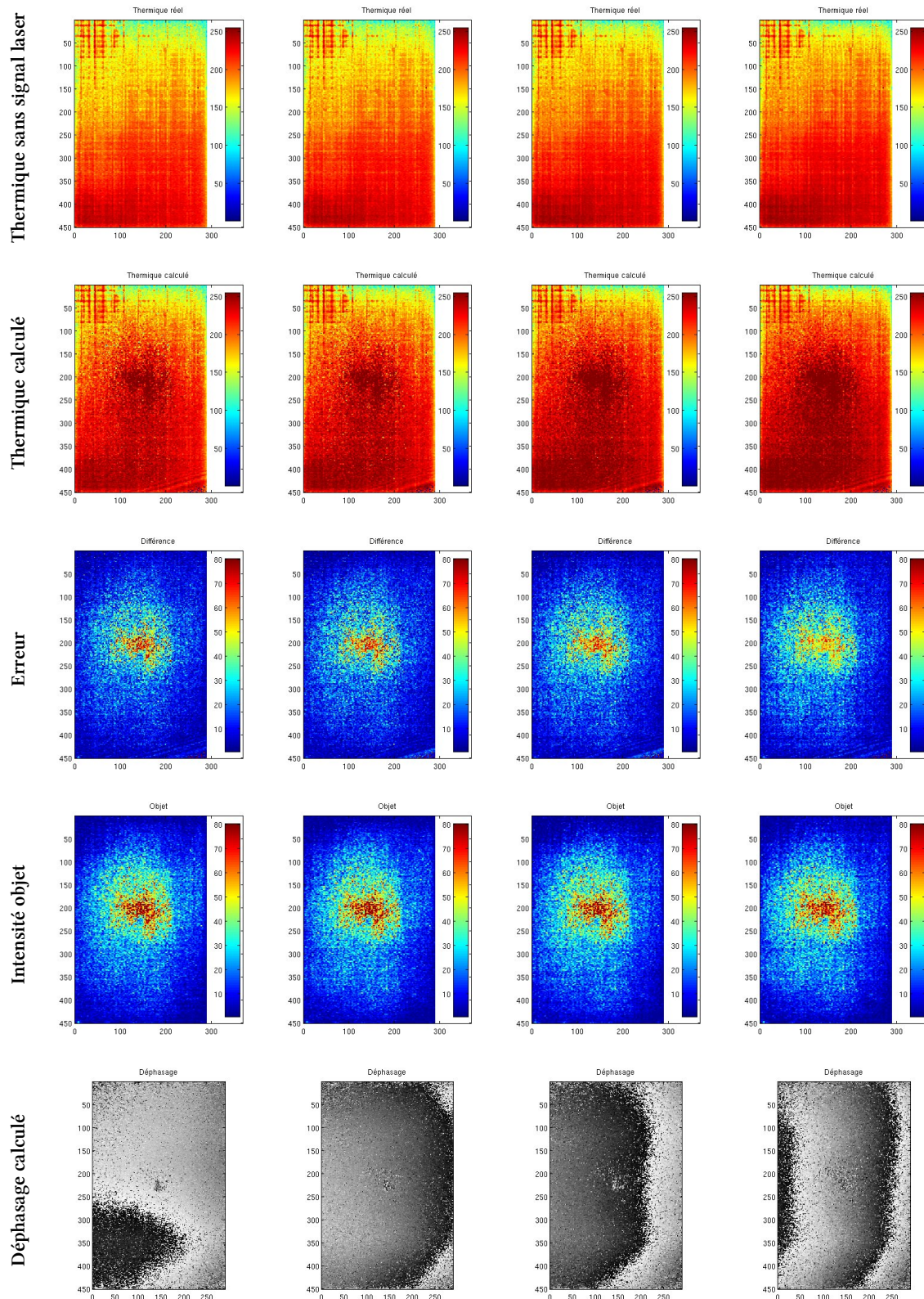


Figure F.2 : Comparaison des images thermiques sans signal laser directement observées par la caméra (1<sup>re</sup> ligne) avec les images thermiques calculées au moyen des quatre specklegrammes (2<sup>e</sup> ligne). Les différences entre ces deux images sont données à la 3<sup>e</sup> ligne que l'on compare avec l'image de l'intensité objet à la 4<sup>e</sup> ligne. Enfin, le déphasage calculé avec les mêmes quatre specklegrammes est montré à la dernière ligne.

On constate ici que les images produites sont fortement bruitées, ce qui n'est pas étonnant vu la faible qualité des images produites par la caméra CEDIP. Malgré tout, nous constatons qu'il y a des similitudes entre l'image thermique réelle observée par la caméra et celle calculée au moyen des specklegrammes. Nous remarquons également que la différence entre les images thermiques réelles et calculées ressemble fortement à la distribution de l'intensité objet.

Une analyse plus poussée des résultats montre que l'erreur provient de l'estimation de l'intensité de modulation  $I_m$ . En effet, on peut comparer la valeur de  $I_m$  calculée au moyen de l'équation (F.15) à celle obtenue au moyen de l'enregistrement du signal objet et référence de la façon suivante :

$$I_m^* = 2\sqrt{I_{ref} I_{obj}} \quad (\text{F.22})$$

où  $I_{ref}$  et  $I_{obj}$  représentent, respectivement, les enregistrements des intensités référence et objet. L'astérisque est utilisé pour différencier la valeur de l'intensité de modulation obtenue par l'équation (F.15) et celle obtenue par l'équation (F.22).

Nous constatons ainsi que la modulation calculée à partir des specklegrammes  $I_m^*$  – montrée à la figures F.3 – est très faible par rapport à la modulation théorique  $I_m = 2\sqrt{I_{obj} I_{ref}}$  – montrée à la figure F.4.

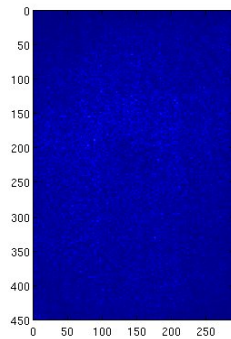


Figure F.3 :  $I_m$  calculé à partir des quatre specklegrammes.

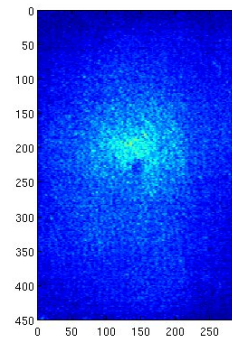


Figure F.4 :  $I_m^*$  calculé à partir des acquisitions des intensités objet et référence dont on a soustrait le flux thermique selon l'équation (F.22).

Il en découle une estimation erronée du signal objet qui n'est pas retiré efficacement. Le signal thermique ainsi calculé est en fait une superposition du signal thermique et d'une partie du signal objet.

L'origine de cette faible modulation du signal interférométrique a fait l'objet d'une étude approfondie dans la section E.3 où nous avons vu qu'il n'est pas toujours possible d'obtenir une modulation des specklegrammes égale à la valeur théorique. Nous avons alors introduit un facteur de contraste de l'intensité de modulation noté  $\kappa$  tel que :

$$I = I_{ref} + I_{obj} + 2\kappa\sqrt{I_{obj} I_{ref}} \cos(\psi) \quad (\text{F.23})$$

Ainsi, si nous arrivons à obtenir  $\kappa = 1$ , les mesures seraient idéales et la technique proposée serait applicable. Cependant, si  $\kappa < 1$ , il n'est plus possible de reconstruire l'image thermique. Nous avons bien sûr pensé à calculer la valeur de ce contraste  $\kappa$  afin de contourner le problème. Pour cela, nous posons :

$$I_m = 2 \kappa \sqrt{I_{ref} I_{obj}} = 2 \kappa_p \kappa_s \kappa_r \sqrt{I_{ref} I_{obj}} \quad (\text{F.24})$$

et nous pouvons calculer  $\kappa$  à partir des intensités de l'objet et de la référence dans une mesure préliminaire. Cependant, seul le facteur  $\kappa_p$  qui provient de la variation de polarisation par réflexion sur l'objet reste constant au cours des mesures. En effet, les facteurs  $\kappa_s$  et  $\kappa_r$  traduisent le fait que le speckle et les interférences superposées à celui-ci ne sont pas résolus. De ce fait, ils varient de façon imprévisible quand le speckle produit par l'objet varie. Ainsi, le seul moyen d'évaluer les valeurs de  $\kappa_s$  et  $\kappa_r$  est donc de connaître les intensités référence et objet. Or cette dernière est justement l'inconnue que nous cherchons à évaluer. L'introduction du facteur  $\kappa$  ne permet donc pas de diminuer l'erreur sur l'intensité thermique calculée.

La méthode proposée ici n'est donc applicable que dans le cas très particulier où le contraste de l'intensité de modulation est maximum. Nous avons vu dans la section E.3 que cette condition est impossible à réaliser avec la caméra VARIOCAM car elle ne permet pas de résoudre le speckle – c'est également le cas avec les autres caméras thermographiques dont nous disposons. Nous n'avons donc pas pu la valider expérimentalement.



## F.3 Méthode alternative par décalage de phase

### F.3.1 Présentation de la technique

Nous venons de voir que la méthode idéale proposée est inefficace quand les contrastes de l'intensité de modulation  $\kappa_s$  et  $\kappa_r$  ne sont pas parfaitement égaux à 1. Cela se produit quand les grains de speckle sont trop petits pour être résolus (voir section E.3.2) ou quand une mauvaise compatibilité du front d'onde référence et du front d'onde objet produisent des franges trop denses pour être résolues (voir section E.3.3). Le respect de ces deux conditions est très difficile à réaliser en pratique et n'est pas toujours possible techniquement. Par exemple, cette impossibilité se retrouve avec la caméra VARIOCAM qui, pour l'observation thermographique à température ambiante, utilise un rapport d'ouverture égale à 1. On peut calculer dans ce cas que le diamètre moyen des grains de speckle est de 12,9  $\mu\text{m}$ . Cette valeur est largement plus petite que les pixels du détecteur qui font 25  $\mu\text{m}$ . Il est donc impossible de résoudre les grains de speckle.

Nous pourrions éventuellement envisager de changer l'ouverture de la caméra, mais cela implique de changer la gamme de mesure de températures de la caméra vers une gamme plus élevée. Il en découle une mesure du flux thermique fortement détériorée. De plus, une autre ouverture n'est pas toujours disponible. C'est le cas de la caméra VARIOCAM que nous possédons et qui ne propose qu'une seule gamme de températures. En outre, rien ne garantit que le rapport d'ouverture correspondant à la gamme de sensibilité supérieure sera suffisamment grand pour résoudre le speckle.

Afin de contourner ces limitations, nous avons entrepris de rechercher une méthode alternative utilisant le décalage de phase pour laquelle nous abandonnons l'idée d'obtenir une quelconque information sur l'intensité objet à partir de l'intensité de modulation.

Nous repartons de l'expression des acquisitions par décalage de phase (F.6) que nous reproduisons ici :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I_0 + I_m \cos \psi &= I_0 + I_m \cos \psi \\
 I_2 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{\pi}{2}\right) &= I_0 - I_m \sin \psi \\
 I_3 &= I_0 + I_m \cos(\psi + \pi) &= I_0 - I_m \cos \psi \\
 I_4 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{3\pi}{2}\right) &= I_0 + I_m \sin \psi
 \end{aligned}
 \tag{F.25}$$

Le signal thermique se trouve dans le terme  $I_0$  qui vaut :

$$I_0 = I_{therm} + I_{ref} + I_{obj} \tag{F.26}$$

Nous avons vu dans la section F.2 que nous pouvions calculer la valeur de  $I_0$  en prenant la moyenne des quatre specklegrammes :

$$I_0 = \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} \quad (\text{F.27})$$

Dès lors, nous pouvons extraire le signal thermique via la relation :

$$I_{therm} = \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} - I_{ref} - I_{obj} \quad (\text{F.28})$$

Après déplacement de la surface de l'objet et variation de sa température, nous avons :

$$I'_{therm} = \frac{I'_1 + I'_2 + I'_3 + I'_4}{4} - (I_{ref} + \Delta I_{ref}) - (I_{obj} + \Delta I_{obj}) \quad (\text{F.29})$$

où  $\Delta I_{ref}$  et  $\Delta I_{obj}$  représentent respectivement les variations du signal référence et objet avant et après déplacement. Si nous supposons que le signal référence reste constant au cours du temps, nous pouvons alors réécrire la relation (F.29) :

$$I'_{therm} = \frac{I'_1 + I'_2 + I'_3 + I'_4}{4} - I_{ref} - (I_{obj} - \Delta I_{obj}) \quad (\text{F.30})$$

Il est possible de calculer la variation du signal thermique, notée  $\Delta I_{therm}$ , à partir des équations (F.28) et (F.30) :

$$\Delta I_{therm} = I'_{therm} - I_{therm} = \frac{I'_1 + I'_2 + I'_3 + I'_4}{4} - \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} + \Delta I_{obj} \quad (\text{F.31})$$

S'il nous est impossible d'estimer le signal objet, il nous est également impossible de déterminer sa variation  $\Delta I_{obj}$ . Nous allons donc devoir faire une hypothèse sur cette variation de signal objet afin de l'éliminer.

Pour permettre la mesure du déphasage par ESPI, le déplacement du speckle doit être inférieur à la dimension des grains – cela afin d'éviter une décorrélation totale du speckle. Si nous supposons que ce faible déplacement engendre une variation négligeable de la distribution d'intensité objet par rapport aux variations thermiques subies par l'objet, nous avons :

$$\Delta I_{therm} \gg \Delta I_{obj} \quad (\text{F.32})$$

Nous pouvons alors négliger le terme  $\Delta I_{obj}$  et nous obtenons :

$$\Delta I_{therm} = I'_{therm} - I_{therm} \simeq \frac{I'_1 + I'_2 + I'_3 + I'_4}{4} - \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} \quad (\text{F.33})$$

Ainsi, si nous réalisons une acquisition du signal thermique à l'instant initial ( $I_{therm}$ ), nous pouvons calculer le signal thermique à un instant ultérieur ( $I'_{therm}$ ) à partir des speckle-grammes en utilisant l'équation suivante :

$$\boxed{I'_{therm} = I_{therm} + \frac{I'_1 + I'_2 + I'_3 + I'_4}{4} - \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4}} \quad (\text{F.34})$$

Cette équation est la méthode alternative que nous proposons d'utiliser.

### F.3.2 Vérification expérimentale de la seconde méthode

Afin de tester cette méthode, nous réutilisons les acquisitions réalisées dans la section F.2.2 (voir figure F.2, page 126). Les résultats obtenus sont montrés à la figure F.5.

On constate que les images thermiques calculées sont à présent bien plus proches des images thermiques réelles. Cependant une partie du signal objet est toujours bien présente dans les images. Nous voyons clairement que l'erreur est très proche du terme  $\Delta I_{obj}$  représentant la variation du signal objet qui varie au fur et à mesure que le déplacement de sa surface évolue.

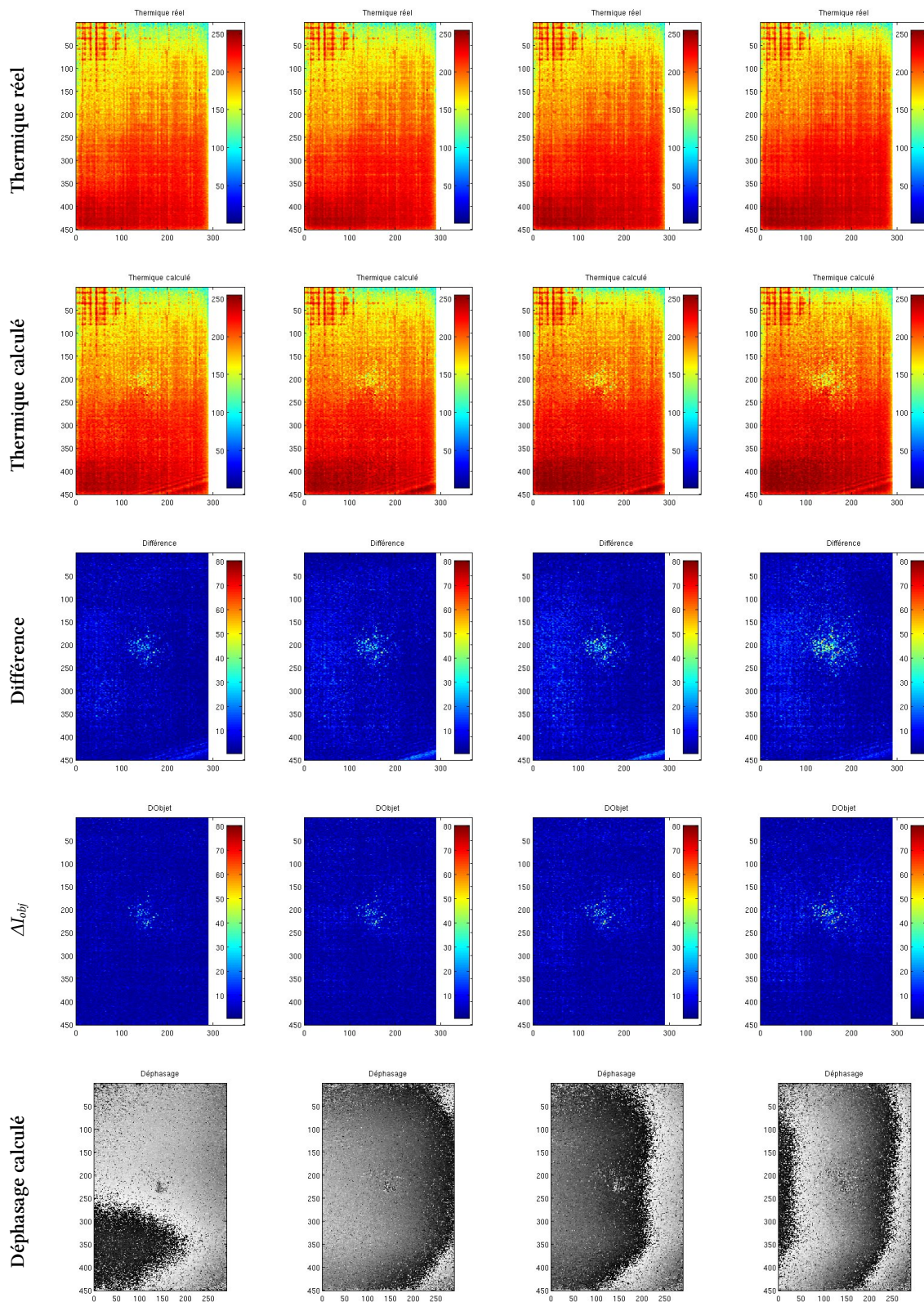


Figure F.5 : Comparaison des images thermiques réelles directement observées par la caméra (1<sup>re</sup> ligne) avec les images thermiques calculées au moyen des quatre specklegrammes (2<sup>e</sup> ligne). Les différences entre ces deux images sont données à la 3<sup>e</sup> ligne que l'on compare avec l'image de l'intensité objet à la 4<sup>e</sup> ligne. Enfin, le déphasage calculé avec les mêmes quatre specklegrammes est montré à la dernière ligne.

### F.3.3 Sources d'erreurs dans la mesure thermique

Afin d'évaluer les erreurs commises dans la reconstruction du signal thermique, nous allons identifier les sources d'erreurs et calculer l'impact de chacune d'entre elles. Pour cela, nous partons de l'équation (F.34) :

$$I'_{therm} = I_{therm} + \frac{I'_1 + I'_2 + I'_3 + I'_4}{4} - \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{4} \quad (\text{F.35})$$

Ainsi, la première source d'erreur évidente est la présence de bruit dans les images acquises par la caméra. L'incertitude sur la mesure de  $I'_{therm}$  en fonction de l'erreur commise dans chacune des acquisitions est donnée [159] :

$$u^2(I'_{therm}) = \left( \frac{\partial I'_{therm}}{\partial I_{therm}} \right)^2 u^2(I_{therm}) + \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\partial I'_{therm}}{\partial I'_i} \right)^2 u^2(I'_i) + \sum_{i=1}^4 \left( \frac{\partial I'_{therm}}{\partial I_i} \right)^2 u^2(I_i) \quad (\text{F.36})$$

où la fonction  $u(x)$  représente l'incertitude type sur la variable  $x$ . Sachant que chacune des images est enregistrées par la même caméra opérant dans les mêmes conditions, nous pouvons raisonnablement supposer que les incertitudes de mesures sont identiques pour chacune des acquisitions. Nous notons donc :

$$u(I_{therm}) = u(I'_i) = u(I_i) = u_{cam} \quad (\text{F.37})$$

où  $i$  est un entier variant entre 1 et 4, et  $u_{cam}$  est l'incertitude type sur les mesures réalisées par la caméra. En calculant les dérivées partielles dans (F.36) et en tenant compte des égalités (F.37), nous obtenons :

$$u(I'_{therm}) \simeq 1,22 u_{cam} \quad (\text{F.38})$$

Nous constatons que l'image reconstruite présente un niveau de bruit supérieur aux images produites par la caméra. Ainsi, une acquisition directe du signal thermique sera toujours préférable à une reconstruction à partir des specklegrammes.

En plus du bruit dans les acquisitions, plusieurs autres paramètres sont susceptibles d'influencer la précision des mesures. Pour cela, nous reprenons l'expression des intensités  $I_i$  et  $I'_i$  :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 + I_m \cos(\psi) & I'_1 &= I_0 + I_m \cos(\psi) \\ I_2 &= I_0 + I_m \cos(\psi + \Delta\phi_R) & I'_2 &= I'_0 + I'_m \cos(\psi + \Delta\phi_R) \\ I_3 &= I_0 + I_m \cos(\psi + 2\Delta\phi_R) & I'_3 &= I'_0 + I'_m \cos(\psi + 2\Delta\phi_R) \\ I_4 &= I_0 + I_m \cos(\psi + 3\Delta\phi_R) & I'_4 &= I'_0 + I'_m \cos(\psi + 3\Delta\phi_R) \end{aligned} \quad (\text{F.39})$$

où nous avons noté  $\Delta\phi_R$  le décalage de phase appliqué entre chaque specklegramme – qui est ici égale à  $\pi/2$  – et avec :

$$I_0 = I_{ref} + I_{obj} + I_{therm} \quad I'_0 = (I_{ref} + \Delta I_{ref}) + (I_{obj} + \Delta I_{obj}) + I'_{therm} \quad (\text{F.40})$$

Dans ces équations, nous pouvons voir plusieurs sources d'erreurs possibles. Premièrement, nous avons supposé que les variations de l'intensité objet  $\Delta I_{obj}$  dues aux déplacements du

speckle, étaient nulles dans l'équation (F.29). Cependant, les observations à la figure E.5 montrent que  $I_{obj}$  varie, ce qui constitue une source d'erreur. Nous avons également supposé le flux laser constant, ce qui nous a permis d'établir l'hypothèse  $\Delta I_{ref} = 0$ . L'erreur de mesure de l'intensité thermique due à ces variations est donnée par la différence entre  $I'_{therm}$ , l'image thermique réelle, et  $I'^*_{therm}$ , l'image thermique calculée par la méthode proposée dans l'équation (F.34) :

$$e_1(I'_{therm}) = I'^*_{therm} - I'_{therm} = \Delta I_{obj} + \Delta I_{ref} \quad (F.41)$$

où la fonction  $e(x)$  représente l'erreur de mesure commise sur la variable  $x$ , l'indice servant à identifier les différentes sources d'erreurs – l'erreur totale sera donnée par la somme de chacune de ces erreurs. La variation de l'intensité objet peut, soit provenir de la variation du speckle ( $\Delta I_{obj \text{ speckle}}$ ), soit d'une variation du flux laser ( $\Delta I_{obj \text{ laser}}$ ). Dans le deuxième cas, la variation est uniforme sur tout l'objet. Pour une variation de la puissance laser d'un facteur  $v_{laser}$ ,  $\Delta I_{obj \text{ laser}}$  est donnée par :

$$\Delta I_{obj \text{ laser}} = v_{laser} I_{obj} \quad (F.42)$$

Nous pouvons également déterminer la variation de l'intensité du faisceau référence :

$$\Delta I_{ref} = v_{laser} I_{ref} \quad (F.43)$$

De façon similaire, nous définissons  $v_{speckle}$  tel que :

$$\Delta I_{obj \text{ speckle}} = v_{speckle} I_{obj} \quad (F.44)$$

Il est important de noter qu'à la différence de  $v_{laser}$  qui est uniforme, le facteur  $v_{speckle}$  varie en chaque pixel du senseur de façon aléatoire. La valeur de  $v_{laser}$  pour le laser CO<sub>2</sub> du fabricant VM-TIM vaut  $\pm 4,5 \%$  sur une période de 30 minutes quand le laser est chaud.

En remplaçant dans l'équation (F.41), nous obtenons :

$$e_1(I'_{therm}) = v_{laser} (I_{ref} + I_{obj}) + v_{speckle} I_{obj} \quad (F.45)$$

Nous constatons ainsi que pour des variations  $v_{laser}$  et  $v_{speckle}$  données, nous avons intérêt à utiliser une puissance laser aussi faible que possible afin d'avoir des intensités objet et référence aussi faibles que possible. Dans le cas où  $v_{speckle} \gg v_{laser}$ , il convient en priorité de minimiser l'intensité objet<sup>i</sup>. C'est le cas dans les observations à la figure E.5 où nous calculons une valeur absolue moyenne de l'ordre de 30 % au minimum pour  $v_{speckle}$  contre  $\pm 4,5 \%$  pour  $v_{laser}$ .

Il est toutefois important de garder en tête l'équation (C.14) provenant de notre étude sur l'erreur de mesure de la phase (voir section C.1.1, page 46) :

$$|\Delta I_{therm}| < 2\gamma \sqrt{I_{obj} I_{ref}} \quad (F.46)$$

<sup>i</sup> Il est possible de minimiser l'erreur provenant de la stabilité de la puissance du laser. Cela peut être réalisé en calculant la valeur de  $v_{laser}$  pour chaque acquisition au moyen d'un senseur placé derrière le recombineur de faisceau décrit dans la section E.4.3 pour mesurer la variation de la puissance du faisceau référence transmis  $P'_{ref}$ .

où  $\gamma$  est un nombre qui varie en fonction de la précision voulue sur la mesure de déplacements.

Ainsi, si le laser est suffisamment stable, nous pouvons minimiser à la fois les erreurs de mesure de températures et de déphasages en utilisant une intensité objet faible et une intensité référence élevée. Cependant, plus  $I_{ref}$  augmente, plus l'erreur de mesure est sensible à  $v_{laser}$ . Ainsi, en pratique, il est impossible de minimiser l'erreur de mesure de déplacements et de température de façon simultanée en jouant sur les intensités référence et objet.

Un autre source d'erreur qui apparaît dans les équations (F.39) et (F.40) est la calibration du translateur piézoélectrique. En effet, si le décalage de phase  $\Delta\phi_R$  appliqué entre chaque specklegramme n'est pas exactement de  $\pi/2$ , l'expression des specklegrammes donnée dans les équations (F.25) n'est plus correcte. Si nous notons  $e(\Delta\phi_R)$  l'erreur commise sur décalage de phase, le décalage réellement appliqué vaut :

$$\Delta\phi_R = \frac{\pi}{2} + e(\Delta\phi_R) \quad (\text{F.47})$$

En combinant l'équation (F.33) avec les équations des specklegrammes (F.39), nous calculons à la figure F.6 l'erreur maximale commise sur la mesure de  $I_{therm}$  due à la calibration du translateur piézoélectrique, notée  $e_2(I_{therm})$ .

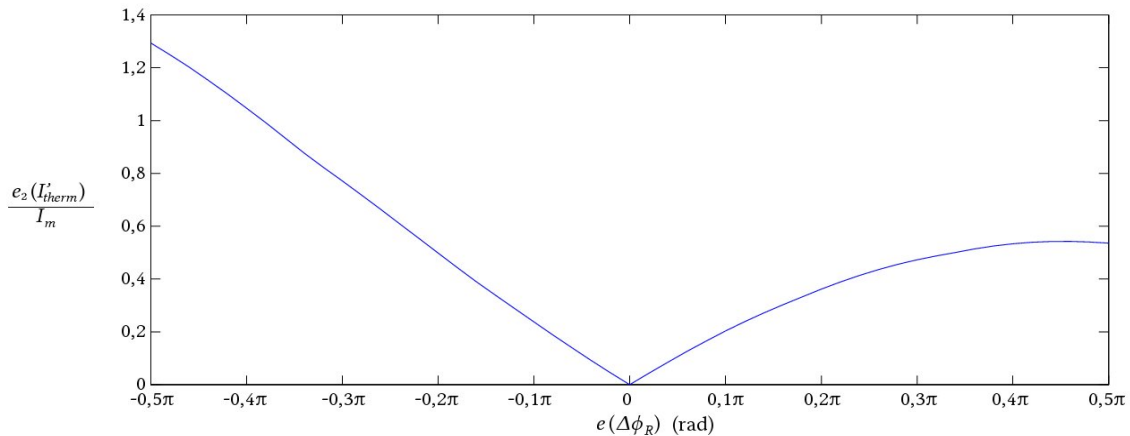


Figure F.6 : Rapport de l'erreur sur l'intensité thermique calculée sur l'intensité de modulation dans les specklegrammes en fonction de l'erreur du décalage de phase appliqué par le translateur piézoélectrique.

On constate que l'erreur est proportionnelle à l'intensité de modulation  $I_m$  dans les specklegrammes. Nous avons donc intérêt pour minimiser cette erreur, à réduire celle-ci au maximum – ce qui va à l'encontre de la minimisation de l'erreur de mesure du déphasage. Pour minimiser l'erreur sur les mesures de déplacements et de températures, il est donc nécessaire de réaliser une bonne calibration du translateur piézoélectrique. Cependant, cette erreur peut être évitée en utilisant les équations que nous présenterons dans la section F.3.5 qui mesure le décalage de phase appliqué.

### F.3.4 Généralisation pour un nombre quelconque de pas

La méthode proposée est-elle seulement valable dans le cas d'un décalage de phase de  $\pi/2$  avec quatre acquisitions ? Afin de montrer que la reconstruction de l'image thermique est valable pour un grand nombre de décalages de phase possibles, nous analysons le cas général.

Le calcul de l'intensité de modulation peut être généralisé pour un nombre  $N$  de pas pour des specklegrammes de la forme :

$$I_n = I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{2\pi n}{N}\right) \quad (\text{F.48})$$

où  $n = 1, 2, \dots, N$  avec  $N \geq 3$ . Cela revient à utiliser un décalage de phase  $\phi_{Rn}$  de la forme :

$$\phi_{Rn} = \frac{2\pi n}{N} \quad (\text{F.49})$$

dans les équations (B.17) et (B.18). Nous obtenons alors la forme généralisée du calcul de l'intensité de modulation [160] :

$$I_m = \frac{2}{N} \sqrt{\left[ \sum_{n=1}^N I_n \sin \frac{2\pi n}{N} \right]^2 + \left[ \sum_{n=1}^N I_n \cos \frac{2\pi n}{N} \right]^2} \quad (\text{F.50})$$

De plus, nous déterminons l'intensité de  $I_0$  :

$$I_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N I_n \quad (\text{F.51})$$

Nous voyons ainsi que l'intensité  $I_0$  correspond à la moyenne des specklegrammes observés. L'équation (F.34) devient alors :

$$I'_{therm} = I_{therm} + \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (I'_n - I_n) \quad (\text{F.52})$$

Le choix que nous avons fait d'utiliser quatre décalages de  $\pi/2$  n'est donc pas impératif.

### F.3.5 Cas d'un décalage de phase de valeur inconnue

Pour l'observation de phénomènes très dynamiques, les techniques proposées jusqu'à présent, qui supposent que l'objet ne bouge pas durant l'acquisition des specklegrammes, ne fonctionneront pas car les déplacements de la surface de l'objet sont alors trop rapides par rapport au temps nécessaire pour produire le décalage de phase. Cependant, plutôt que de produire un décalage de phase au moyen d'un translateur piézoélectrique, nous pouvons utiliser le décalage de phase produit par les déplacements de la surface de l'objet.

Dans ce cas, on suppose quatre specklegrammes pris à intervalles très courts pendant que la surface de l'objet se déplace. Si le déplacement entre les acquisitions provoque un déphasage de moins d'une longueur d'onde et que celui-ci peut être supposé constant entre



chaque acquisition, alors la technique peut être utilisée pour mesurer le déplacement de l'objet. Cette technique est similaire dans le principe à l'utilisation d'un translateur piézo-électrique pour produire le décalage de phase entre chaque interférogramme, à la différence près que ce décalage de phase peut varier d'un pixel à l'autre. D'autre part, cette technique engendre des contraintes sur le montage et la gamme de déplacements observables. Une étude approfondie de l'utilisation du déphasage produit par le déplacement de la surface de l'objet a été réalisée par Xavier COLONNA DE LEGA et Pierre JACQUOT dans la référence [41].

Afin d'étudier la possibilité de récupérer l'information thermique dans ce cas, nous généralisons le calcul de l'intensité de modulation pour un déphasage inconnu mais constant entre les acquisitions. S'agissant d'une inconnue supplémentaire du système d'équation, quatre specklegrammes au minimum sont nécessaires. Nous écrivons les quatre acquisitions sous la forme :

$$\begin{aligned}
I_1 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi - \frac{3\Delta\phi}{2}\right) = I_0 + I_m \cos\psi \cos\frac{3\Delta\phi}{2} + I_m \sin\psi \sin\frac{3\Delta\phi}{2} \\
I_2 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi - \frac{\Delta\phi}{2}\right) = I_0 + I_m \cos\psi \cos\frac{\Delta\phi}{2} + I_m \sin\psi \sin\frac{\Delta\phi}{2} \\
I_3 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{\Delta\phi}{2}\right) = I_0 + I_m \cos\psi \cos\frac{\Delta\phi}{2} - I_m \sin\psi \sin\frac{\Delta\phi}{2} \\
I_4 &= I_0 + I_m \cos\left(\psi + \frac{3\Delta\phi}{2}\right) = I_0 + I_m \cos\psi \cos\frac{3\Delta\phi}{2} - I_m \sin\psi \sin\frac{3\Delta\phi}{2}
\end{aligned} \tag{F.53}$$

où  $\Delta\phi$  est le décalage de phase constant appliqué entre les acquisitions. Une solution bien connue de ce système d'équation non-linéaire pour la mesure de  $\Delta\phi$  est la formule de CARRÉ [161] :

$$\psi = \arctan \frac{\sqrt{I_1 + I_2 - I_3 - I_4} \sqrt{3I_2 - 3I_3 - I_1 + I_4}}{I_2 + I_3 - I_1 - I_4} \tag{F.54}$$

Le décalage  $\Delta\phi$  entre chaque acquisition est alors donné par :

$$\Delta\phi = \arccos \frac{I_1 - I_2 + I_3 - I_4}{2(I_2 - I_3)} \tag{F.55}$$

Dans notre cas, nous sommes également intéressés par la mesure de  $I_0$ . Nous résolvons le système d'équation en posant :

$$S_1 = I_1 + I_4 \quad S_2 = I_2 + I_3 \quad S_3 = I_1 - I_4 \quad S_4 = I_2 - I_3 \tag{F.56}$$

et nous obtenons :

$$I_0 = \frac{S_1 S_4 - S_2 S_3 + 2S_2 S_4}{2(3S_4 - S_3)} \tag{F.57}$$

Nous calculons ainsi le flux thermique  $I'_{therm}$  en fonction du flux thermique initial  $I_{therm}$  par :

$$I'_{therm} = I_{therm} + \frac{S'_1 S'_4 - S'_2 S'_3 + 2 S'_2 S'_4}{2(3S'_4 - S'_3)} - \frac{S_1 S_4 - S_2 S_3 + 2 S_2 S_4}{2(3S_4 - S_3)} \quad (F.58)$$

où  $S_1, S_2, S_3, S_4, S'_1, S'_2, S'_3$  et  $S'_4$  sont donnés par les équations (F.56).  $S_1, S_2, S_3$  et  $S_4$  sont calculés à partir des specklegrammes de l'objet dans son état initial et  $S'_1, S'_2, S'_3$  et  $S'_4$  à partir des specklegrammes de l'objet dans son état modifié.

Nous avons vérifié l'équation (F.58) avec les specklegrammes réalisés dans la section F.2.2 (voir figure F.2, page 126). Les résultats obtenus sont identiques à ceux de la figure F.5 (voir page 132) avec un  $\Delta\phi$  calculé valant  $\pi/2$ .

L'utilisation de cette technique pour l'observation de phénomènes dynamiques en l'absence de mécanisme pour produire le décalage de phase permet d'utiliser quatre acquisitions successives de la caméra. Cette opération est beaucoup plus rapide que le déplacement d'un translateur piézoélectrique et permet d'observer des phénomènes beaucoup plus rapides. Pour la caméra VARIOCAM, la fréquence d'acquisition est de 50 Hz, nous effectuons donc nos quatre images en 60 millisecondes contre 300 dans notre montage actuel avec déplacement du piézoélectrique. De plus, un déplacement de l'objet inférieur à  $\lambda/2$  est toléré alors que dans le second cas, le déplacement de l'objet doit rester inférieur à la précision voulue – soit un déplacement toléré de maximum  $\lambda/20$  pour une précision de mesure de  $\lambda/10$ . Nous en déduisons une vitesse de déplacement maximale de la surface de l'objet de 88,3  $\mu\text{m/s}$  contre 2  $\mu\text{m/s}$  en utilisant un translateur piézoélectrique.

En outre, en présence de variations thermiques rapides, si nous voulons garder l'erreur de mesure inférieure à  $\lambda/10$ , nous avons vu dans la section C.1.1 que, pour une puissance de 10 W sur un objet de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ , nous pouvons accepter une variation de 0,6 °C entre chaque specklegramme. Cela nous donne une vitesse de variation thermique maximale de 10 °C/s dans le cas présent contre 2 °C/s par décalage de phase au moyen d'un translateur piézoélectrique. Ainsi, si des déplacements rapides de la surface sont couplés à des variations rapides du flux thermique, l'équation (F.58) ici proposée est alors tout à fait adaptée et produit de meilleures mesures de déplacement et de flux thermique.

## F.4 Extraction du signal thermique par filtrage fréquentiel

Dans cette section, nous allons analyser la possibilité de séparer l'information interférométrique et thermique par filtrage spatial. En effet, le signal interférométrique présente une fréquence spatiale élevée, due aux propriétés du speckle, comme illustré à la figure F.7 ci-dessous. Il est donc probable qu'une séparation des deux signaux par filtrage fréquentiel puisse être réalisée. Cette technique présenterait l'avantage de permettre la reconstruction du signal thermique à partir d'une seule acquisition. Elle éviterait donc les problèmes liés à une variation rapide du signal thermique (voir section C.1.1).

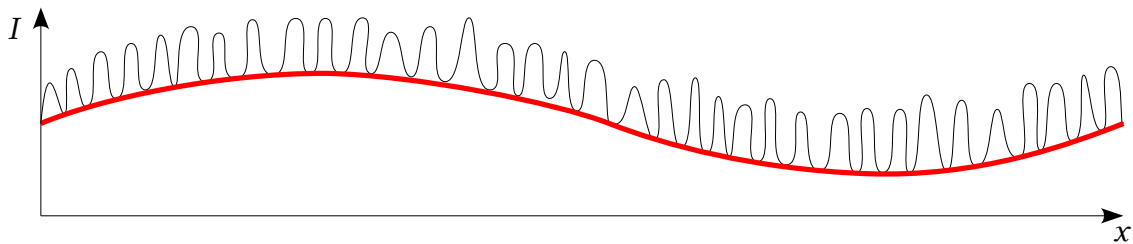


Figure F.7 : Représentation schématisée de la superposition du signal thermique, de basses fréquences spatiales (en rouge), et du signal interférométrique, de hautes fréquences spatiales (en noir).

Pour réaliser cette étude, nous allons séparer chacun des termes de l'équation (F.3) en un terme hautes et basses fréquences de la façon suivante :

$$I_{acq} = I_{HF0} + I_{LF0} + I_m \cos \psi \quad (\text{F.59})$$

où  $I_{HF0}$  et  $I_{LF0}$  représentent respectivement les composantes hautes et basses fréquences de  $I_0$ , qui valent chacune :

$$I_{HF0} = I_{HFref} + I_{HFobj} + I_{HFtherm} \quad (\text{F.60})$$

$$I_{LF0} = I_{LFref} + I_{LFobj} + I_{LFtherm} \quad (\text{F.61})$$

où les indices HF et BF représentent respectivement les composantes hautes et basses fréquences de  $I_{ref}$  l'intensité référence,  $I_{obj}$  l'intensité objet et  $I_{therm}$  l'intensité thermique.

Nous faisons l'hypothèse, pour nos calculs, que l'information interférométrique – c'est-à-dire le terme  $I_m \cos \psi$  – est un terme à hautes fréquences à cause de la variation rapide de  $\psi$  au niveau du capteur. Nous pouvons alors décomposer l'équation (F.59) en une équation pour les hautes fréquences et une équation pour les basses fréquences :

$$I_{HFacq} = I_{HF0} + I_m \cos \psi \quad (\text{F.62})$$

$$I_{LFacq} = I_{LF0} \quad (\text{F.63})$$

Entre deux états de déplacements et de températures de l'objet, la phase  $\psi$  et le signal thermique  $I_{therm}$  varient. En notant respectivement  $\Delta\psi$  et  $\Delta I_{therm}$  ces variations, nous pouvons écrire les équations pour un état modifié de l'objet :

$$I'_{HF} = I_{HF0} + I_m \cos(\psi + \Delta\psi) \quad (\text{F.64})$$

$$I'_{LF} = I_{LF0} + \Delta I_{therm} \quad (\text{F.65})$$

où nous avons supposé le terme  $\Delta I_{therm}$  comme étant exclusivement à basses fréquences. Nous voyons ainsi que l'équation hautes fréquences est similaire à l'équation (F.3). Elle peut donc être utilisée pour l'évaluation du décalage de phase produit par le déplacement de l'objet. En outre, la seconde équation nous permet de remonter aux variations du signal thermique produit par l'objet.

Il en découle la possibilité théorique de séparer les informations interférométriques et thermographiques par un filtrage adéquat. Cependant, les hypothèses faites ici nous imposent des restrictions importantes sur les observations que nous pouvons réaliser.

Par exemple, la présence de défauts dans une structure peut se traduire par des variations thermiques très localisées et donc à hautes fréquences spatiales. Ces variations à hautes fréquences sont donc des phénomènes importants à mesurer pour une application industrielle. La méthode de filtrage fréquentielle proposée ne s'adapte donc pas à ce type d'application. À cela s'ajoute le fait que, en pratique, le signal interférométrie possède des contributions basses fréquences dégradant la qualité de la reconstruction thermique réalisée.

Cette technique a été étudiée par l'*Institut für Technische Optik* (ITO) de l'Université de Stuttgart dans le cadre du projet FANTOM [162]. Mais, devant les limitations et les difficultés posées par le filtrage fréquentiel en comparaison des résultats prometteurs obtenus par la méthode du décalage de phase, nous avons préféré privilégier cette dernière. Nous n'avons ainsi pas poussé plus avant la méthode de filtrage fréquentiel.

## F.5 Application sur une structure aéronautique

Nous venons de réaliser une étude approfondie de l'observation du déplacement d'un objet avec mesure thermique simultanée. Nous allons à présent tester la technique proposée dans la section F.3 sur une structure d'hélicoptère (voir figure F.8) mesurant environ  $50 \times 30 \text{ cm}^2$  qui nous a été prêtée par la société CTA dans le cadre du projet FANTOM afin de tester notre instrument sur un échantillon représentatif. Cette structure, visible à la figure F.8, a été observée par ESPI hors-plan. Le montage optique utilisé est illustré à la figure F.9.

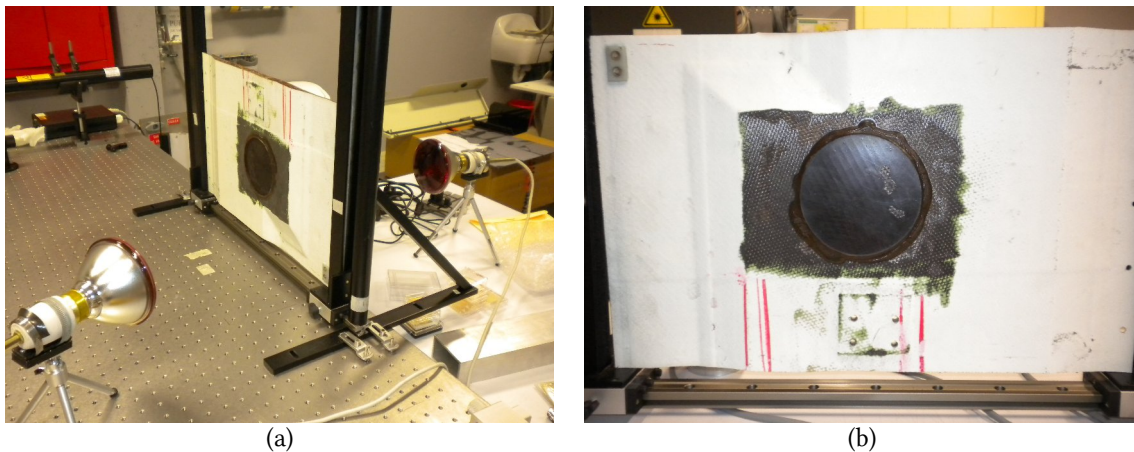


Figure F.8 : Structure d'hélicoptère utilisée comme objet représentatif d'un test de structure aéronautique..

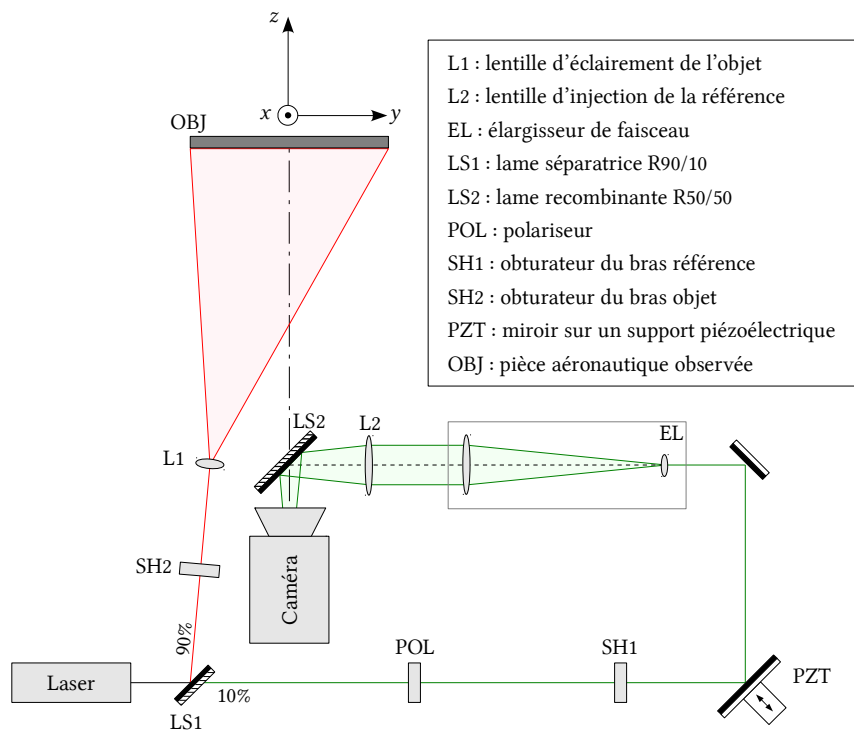


Figure F.9 : Montage optique pour l'observation simultanée du déplacement par ESPI hors-plan d'une pièce aéronautique et de sa température.

Les variations thermiques et les déplacements de la surface de la pièce sont produits en stimulant thermiquement la pièce au moyen de deux lampes disposées de part et d'autre de celle-ci, comme visible à la figure F.8a. Deux exemples de mesures réalisées sont montrés à la figure F.10. On y observe le bruit dû à une variation du speckle objet plus élevée dans la zone en bas à gauche de la forme circulaire.

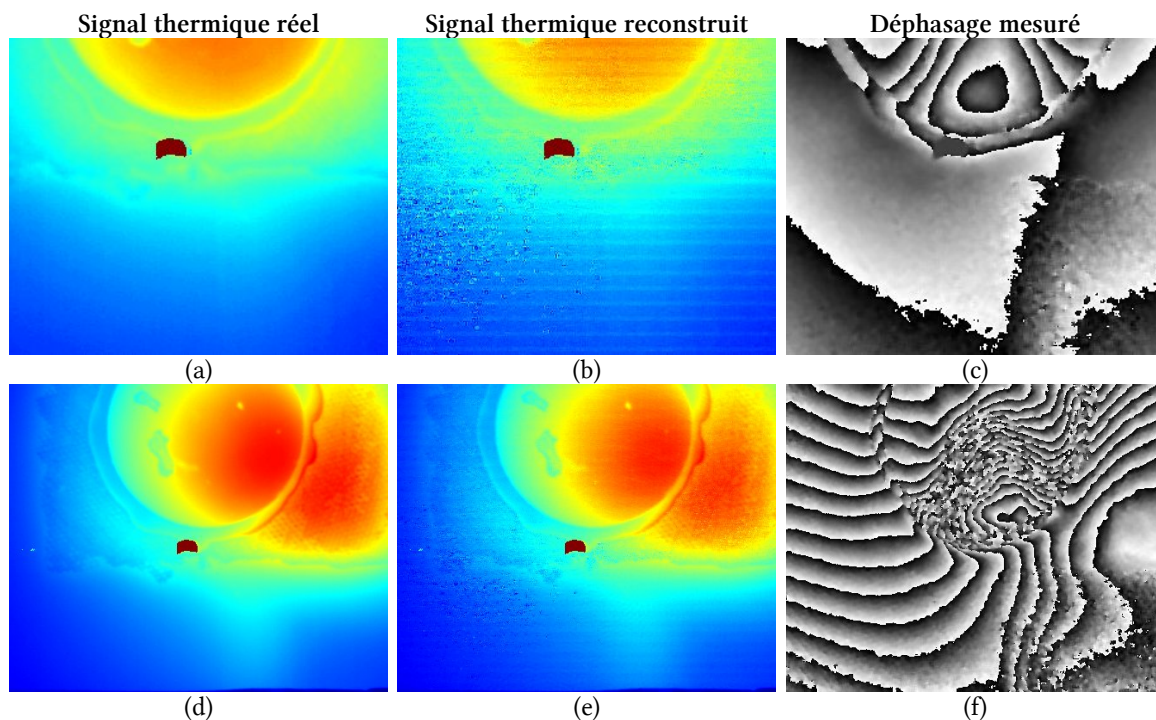


Figure F.10 : Comparaisons des images thermiques observées sans flux laser (a,d) avec les mêmes images thermiques calculées à partir des quatre specklegrammes (b,e), ainsi que les déphasages simultanément mesurés (c,f).

Afin de limiter ce bruit, nous avons tenté d'appliquer un filtrage gaussien sur la variation de signal thermique calculé. La comparaison des résultats est affichée dans les figures F.11 et F.12 ci-dessous. Nous constatons que l'erreur moyenne dans les mesures est de l'ordre de 5 à 10 niveaux de gris.

On voit bien que les variations sont globalement atténuées après utilisation du filtrage gaussien. Cependant, dans les zones où le signal thermique présente une variation spatiale élevée, l'erreur est alors localement plus élevée que dans la mesure sans filtrage. La figure F.12 montre malgré tout que l'erreur commise avec application du filtrage gaussien (courbe verte) présente un niveau d'erreur moyen plus faible. L'application d'un tel filtrage pourrait donc être utile pour améliorer les mesures, mais il est préférable de garder ce filtrage optionnel et de ne pas l'utiliser quand des variations thermiques à hautes fréquences spatiales doivent être observées.

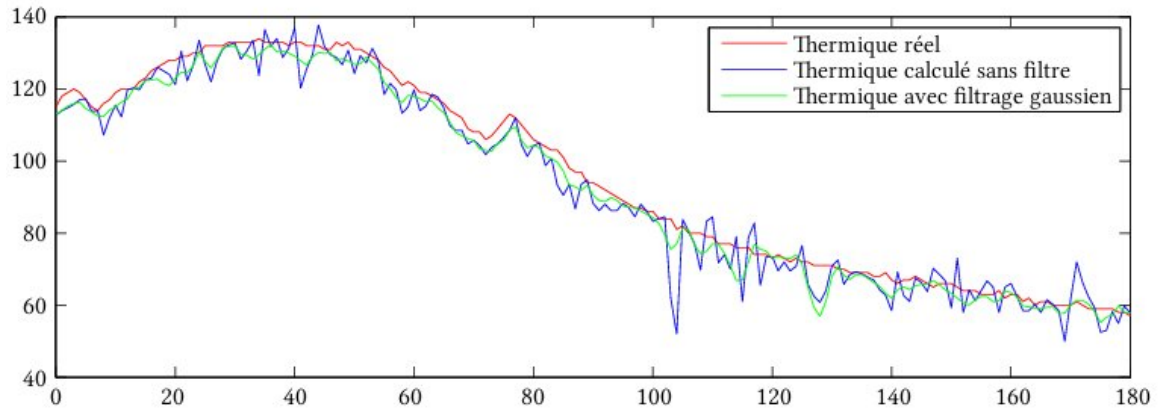


Figure F.11 : Comparaison du profil du flux thermique réel et calculé, avec et sans filtrage gaussien, exprimés en niveau de gris dans les acquisitions.

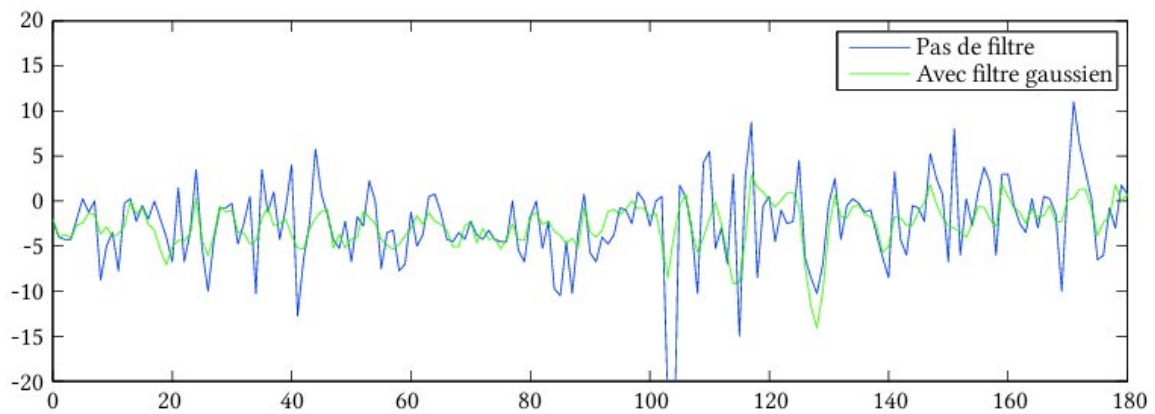


Figure F.12 : Erreur commise sur la mesure de la température avec et sans filtrage gaussien de la figure F.11, exprimés en différence de niveau de gris dans les acquisitions.

## F.6 Conclusions

Plusieurs méthodes permettent de mesurer la température d'objet à partir des specklegrammes. Parmi celle-ci, nous avons rapidement écarté le filtrage spatial qui n'est pas adapté aux besoins de la détection de défauts sur des structures aéronautiques. La méthode donnant les meilleurs résultats est d'utiliser les specklegrammes enregistrés pour la mesure du déphasage en ESPI par décalage de phase. Nous avons comparé les résultats de plusieurs algorithmes de calcul de l'image thermique et montré que les erreurs de mesures proviennent principalement de la variation de la figure de speckle objet causée par le déplacement de la surface de celui-ci.

Cette erreur peut-être diminuée mais au détriment de la précision des mesures de déplacements. Ainsi, un compromis doit être réalisé entre la précision des mesures de déplacements et celle de températures.

La meilleure qualité de mesure conjointe est obtenue en réalisant une acquisition supplémentaire en obturant le faisceau laser. Mais cette technique n'est pas valable lorsque les variations de température et le déplacement de la surface sont trop rapides comme c'est le cas pour certains tests non destructifs. Nous avons dans ce cas proposé d'utiliser le mouvement de l'objet pour produire le décalage de phase (voir section F.3.5) qui est alors la seule méthode de mesure simultanée de déplacements et de températures applicable.



## G. Observation d'objets purement spéculaires

### G.1 Introduction

La mesure de déformations de réflecteurs spatiaux de formes complexes est un problème régulièrement rencontré par l'AGENCE SPATIALE EUROPÉENNE. De plus, de nouveaux réflecteurs de formes de plus en plus complexes commencent à être développés – un exemple représentatif de réflecteur de forme complexe est montré à la figure G.1.



Figure G.1 : Exemple de réflecteur de forme complexe développé par EADS.

L'interférométrie classique est couramment utilisée pour des réflecteurs de formes simples – les miroirs paraboliques ou elliptiques sont les cas les plus fréquents. Ces mesures sont généralement réalisées en longueur d'onde visible. Bien que cela engendre une précision de mesure de l'ordre de  $0,05 \mu\text{m}$  très appréciable, le critère de stabilité qui en découle est tellement sévère qu'il empêche souvent la mesure dans de bonnes conditions.

Ce problème de stabilité est évité dans les interféromètres à  $10 \mu\text{m}$ . Cependant, les montages optiques nécessitent la fabrication de lentilles d'illumination et d'observation adaptées à chaque réflecteur mesuré. Ces lentilles, appelées *null lens*, sont généralement uniques pour un réflecteur donné et onéreuses.

Dans le cas de formes plus complexes, aucune méthode de mesure sur champ complet n'existe actuellement. Les techniques de mesure de déplacements utilisées sont alors la vidéogrammétrie [163], la stéréocorrélation [163,164] ou la projection de franges [163]. Les meilleures performances annoncées sont de 10 ppm pour la vidéogrammétrie – voire 1 ppm dans l'état de l'art –, ce qui signifie une précision de  $10 \mu\text{m}$  au mieux pour un objet faisant 1 m. Cependant, cela est réalisé en multipliant le nombre de points de vue – c'est-à-dire le

nombre de caméras observant l'objet – et le nombre de cibles disposées sur l'objet qui doit malgré tout rester limité afin de permettre l'interprétation par le logiciel de mesure. Cette technique ne permet donc pas de réaliser des mesures globales et la précision atteinte en pratique est généralement supérieure à 10 ppm.

Dans ce chapitre, nous allons exposer comment l'utilisation des techniques ESPI et holographie digitale en infrarouge permet de répondre à ces demandes particulières. Pour cela, nous proposerons l'utilisation des techniques interférométriques en infrarouge lointain qui permet d'augmenter la gamme de déplacements mesurables tout en diminuant le critère de stabilité. Ainsi, nous pourrions obtenir une précision de mesure du même ordre que celle que l'on peut atteindre actuellement avec les techniques non cohérentes mais de façon globale – chaque pixel de la caméra représentant un point de mesure.

Ces études ont été réalisées dans le cadre du projet HOLODIR financé par l'AGENCE SPATIALE EUROPÉENNE, en collaboration avec le centre de recherche MICROGRAVITY RESEARCH CENTER de l'Université Libre de Bruxelles.

## G.2 Création de speckle sur un objet spéculaire

L'observation de déplacements d'objets spéculaires par ESPI n'est pas directement possible. En effet, cette méthode nécessite le speckle (voir section B.2) qui est produit par une surface dont la rugosité est au minimum du même ordre de grandeur que la longueur d'onde utilisée. Ainsi, pour une application de ces techniques à  $10\ \mu\text{m}$ , une rugosité de quelques micromètres au minimum est nécessaire. Afin de contourner cette limitation, nous avons étudié deux méthodes :

- rendre l'objet diffusant au moyen d'une peinture ou d'une poudre diffusante appliquée sur l'objet à étudier – c'est la méthode utilisée jusqu'à présent dans les chapitres D, E et F ;
- ou utiliser un objet diffusant intermédiaire dont la lumière est réfléchi par l'objet spéculaire que nous désirons observer.

Quand l'utilisation d'un revêtement n'est pas permise – comme c'est le cas pour l'observation de réflecteurs spatiaux –, seule la deuxième méthode est applicable. Cette technique, appelée illumination diffuse ou projection de speckle, a été étudiée par HANSEN pour l'ESPI [148,149] et nous vérifierons qu'elle est également applicable en holographie digitale.

L'holographie digitale ne nécessite pas de speckle. Elle peut donc être utilisée pour la mesure de déplacements d'objets spéculaires sans revêtement diffusant, ni projection de speckle. Pour cela, le montage optique doit être adapté pour illuminer le réflecteur et collecter les rayons pour les acheminer sur le détecteur et les y faire interférer avec un faisceau référence. Bien que cela soit réalisable sans *null lens*, les premiers travaux du projet HOLODIR nous apprennent que l'illumination du réflecteur elliptique de démonstration du satellite PLANCK (voir figure G.2) nécessite des lentilles de rapport d'ouverture très faible qui s'avèrent onéreuses. Dans le cas d'un réflecteur parabolique comme le réflecteur FIRST (voir figure G.3) qui présente un diamètre de 110 cm et une longueur focale de 156 cm, les aberrations sphériques s'avèrent délicates à compenser avec des lentilles commerciales.

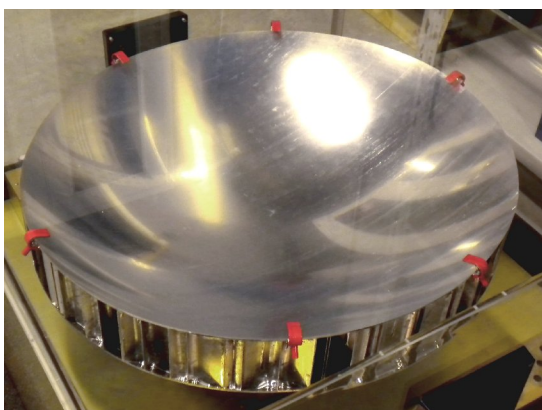


Figure G.2 : Réflecteur elliptique de démonstration du satellite PLANCK.

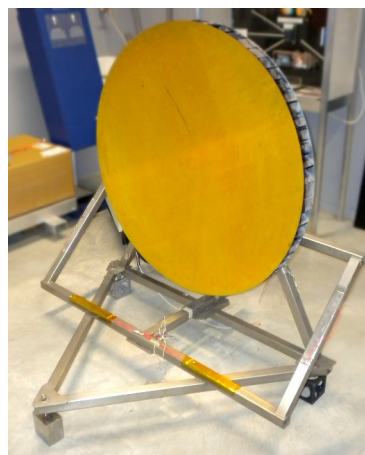


Figure G.3 : Réflecteur parabolique FIRST.

Dès lors, le développement d'optiques correctives s'avère aussi nécessaire et onéreux. Pour éviter cela, nous voulons trouver une méthode alternative, simple à mettre en œuvre quel que soit la forme du réflecteur. À cette fin, nous proposons l'utilisation de la projection de speckle, appliquée à l'ESPI et l'holographie digitale que nous allons étudier dans ce chapitre.

### G.2.1 Principe de la projection de speckle

La projection de speckle consiste à couvrir artificiellement l'objet spéculaire par du speckle généré au moyen d'un diffuseur dont l'image est observée par réflexion sur l'objet. Pour réaliser cela, la géométrie du système doit être étudiée afin de placer le diffuseur de façon à ce que sa réflexion occupe la surface de l'objet spéculaire observé. La figure G.4 montre cette configuration pour le cas d'un objet plan.

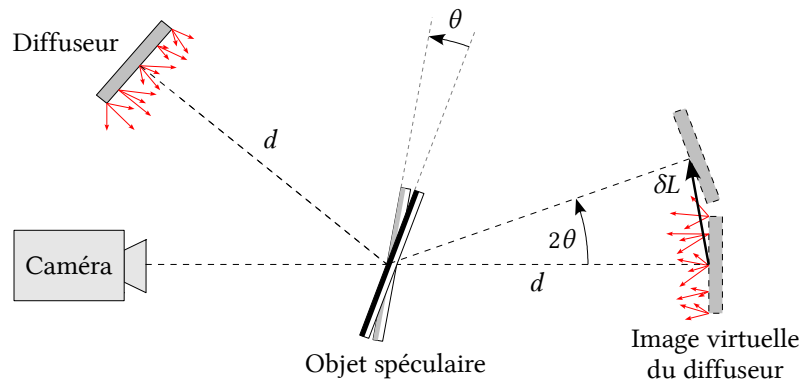


Figure G.4 : Déplacement de l'image virtuelle du diffuseur par rotation de l'objet spéculaire plan étudié.

Si l'objet spéculaire subit un déplacement hors-plan, il engendre un déplacement de l'image virtuelle du diffuseur à l'origine du speckle. Pour une rotation de l'objet d'un angle  $\theta$ , l'image virtuelle du diffuseur se déplace d'une distance, notée  $\delta L$ , qui vaut :

$$\delta L = 2\theta d \quad (\text{G.1})$$

où  $d$  est la distance entre l'objet spéculaire et le diffuseur. Ce déplacement  $\delta L$  est susceptible d'engendrer une décorrélation progressive du speckle jusqu'à devenir totale, rendant la mesure de déplacements impossible.

Cette configuration particulière a été étudiée par HANSEN [148] pour la mesure de rotation par ESPI. Il montre que les franges de déplacement sont localisées à la surface du miroir en rotation et fournit les équations permettant de prédire la visibilité de ces franges en fonction des paramètres du montage optique<sup>i</sup>. Nous utilisons ces dernières pour étudier l'effet du changement de longueur d'onde sur la visibilité des franges (voir figure G.5). Celle-ci varie en fonction de l'angle de rotation  $\theta$  appliqué à l'objet et de la distance entre ce dernier et la zone de mise au point de la caméra. À la figure G.5, nous avons pris le cas représentatif d'un diffuseur de 10 cm situé à 30 cm de l'objet. Celui-ci est observé par la caméra VARIOCAM placée à une distance de 1 m de cet objet – nous rappelons que cette caméra est

<sup>i</sup> Le lecteur intéressé trouvera ces équations dans l'annexe I.2.

munie d'un objectif de 50 mm de focale et un rapport d'ouverture de 1. Ainsi, nous comparons cette configuration en infrarouge (voir figure G.5a) et en visible (voir figure G.5b). Nous constatons que le passage à l'infrarouge diminue la contrainte sur la précision de la mise au point de l'objet.

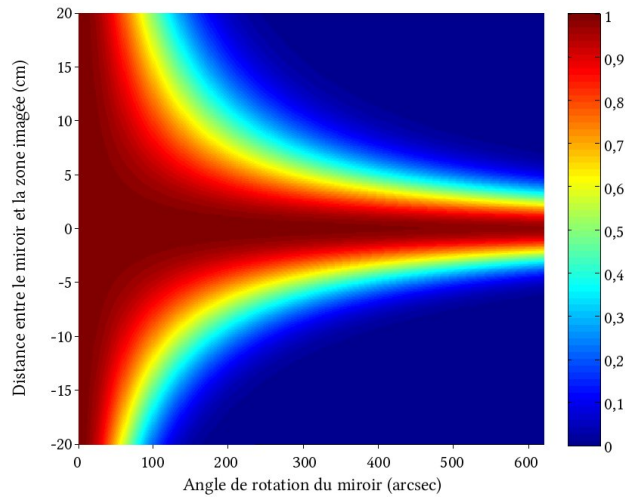
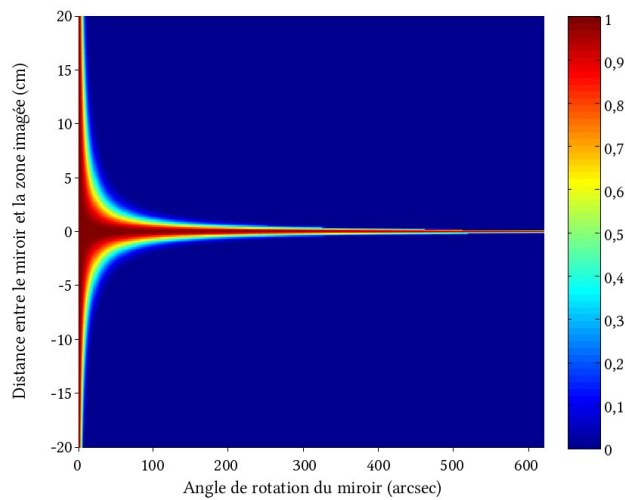
(a)  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ (b)  $\lambda = 532 \text{ nm}$ 

Figure G.5 : Visibilité des franges en fonction de la position du plan de focalisation de la caméra et de l'angle de rotation appliqué à l'objet en infrarouge (a) et en visible (b).

En outre, HANSEN démontre que le vecteur sensibilité est toujours normal à la surface de l'objet spéculaire observé quelle que soit sa forme – cela pour n'importe quelles géométries d'illumination et d'observation utilisées. Il est dès lors impossible de réaliser une configuration dans-le-plan comme cela est possible pour un objet diffusant.

## G.2.2 Étude expérimentale du déplacement du speckle en ESPI

Notre objectif est de vérifier que la projection de speckle est aussi utilisable en holographie digitale. Pour cela, nous devons comprendre l'origine de la décorrélation. Ainsi, nous allons d'abord étudier le cas de l'ESPI et comparerons les résultats au cas de l'holographie digitale.

En ESPI, nous sommes en présence de speckle subjectif. Nous avons donc réalisé des observations expérimentales du déplacement du speckle pour la rotation d'un objet spéculaire plan avec un objectif d'imagerie. Le montage optique réalisé est montré à la figure G.6. Ne disposant pas de caméra thermique permettant de résoudre le speckle en infrarouge, nous avons mené cette étude en visible avec un laser Nd-YAG fonctionnant à 532 nm.

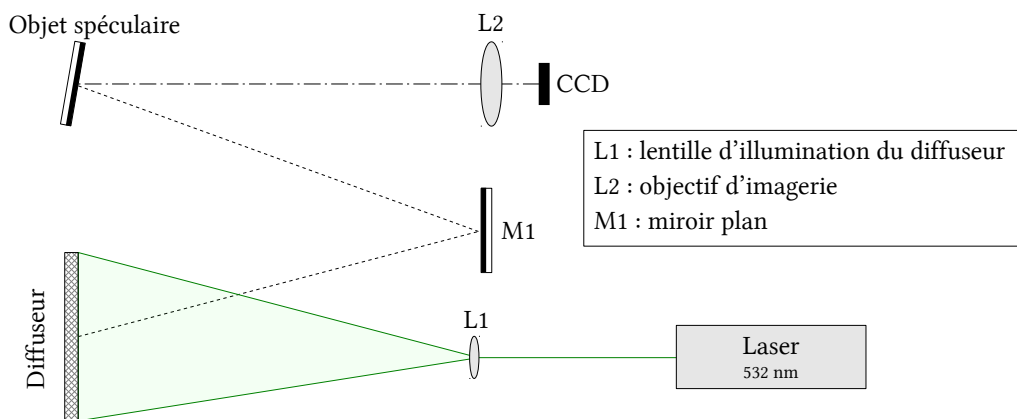


Figure G.6 : Montage optique pour l'observation du speckle projeté ESPI.

Le diffuseur est une plaque métallique trouée en son centre et recouverte de poudre diffusante blanche. Elle est observée par réflexion sur l'objet spéculaire au moyen d'un senseur CCD muni d'un objectif d'imagerie ouvert au minimum afin de maximiser la dimension des grains de speckle.

Afin de maximiser l'effet que l'on veut observer et donc  $\delta L$ , nous avons allongé la distance de l'objet spéculaire au diffuseur au moyen d'un renvoi (M1). Ainsi, le trajet lumineux entre l'objet spéculaire et le diffuseur est amené à 107 cm.

Nous avons tout d'abord observé le déplacement du speckle et du diffuseur en imageant ce dernier et en appliquant une rotation à l'objet spéculaire. Comme attendu, nous avons observé un déplacement de l'objet accompagné du speckle produit par celui-ci. Bien que la structure du speckle évolue au cours de la rotation du miroir, cette évolution est suffisamment faible pour permettre de suivre le déplacement des grains de speckle. Ce phénomène est illustré à la figure G.7 où la position du trou dans la plaque est repérée par un cercle rouge et la position du speckle par des cercles bleus – identifiant la position de plusieurs grains de speckle. On peut constater que leurs déplacements sont identiques. Ainsi, la décorrélation du speckle a lieu et devient totale lorsque le déplacement  $\delta L$  du diffuseur dans le miroir est supérieur à la largeur des grains de speckle.

Cependant, quand nous imageons l'objet spéculaire subissant la rotation, nous constatons que le déplacement du speckle devient indépendant de celui du diffuseur. En effet, bien que l'image de l'objet se déplace comme attendu, les grains de speckle restent immobiles. La décorrélation du speckle, si elle a lieu, est donc beaucoup plus faible. Il en découle une visibilité des franges plus élevée.

Un mouvement inverse du speckle par rapport au sens de déplacement du diffuseur est obtenu en imageant devant l'objet spéculaire comme illustré à la figure G.9. Ainsi, le déplacement du speckle subjectif est lié à la distance entre l'objet spéculaire subissant la rotation et la zone de mise au point de l'objectif. Plus cette distance augmente, plus la décorrélation du speckle est grande. La relation (B.6) montrant que la largeur des grains de speckle est grande en infrarouge, pour un déplacement du speckle identique la décorrélation sera donc moindre qu'en visible.

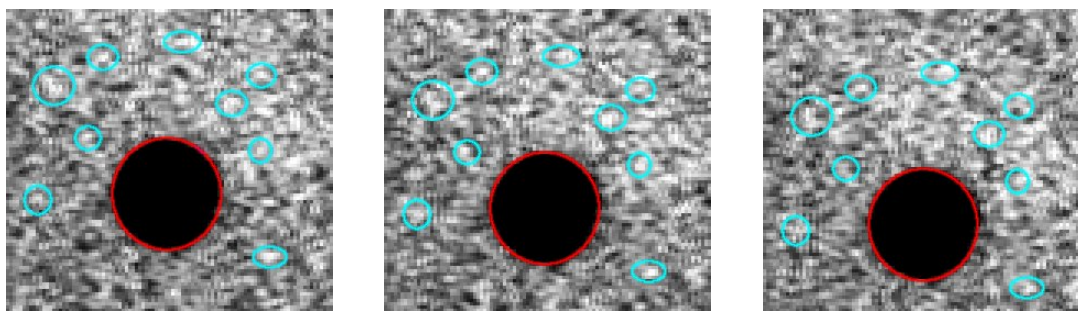


Figure G.7 : Mouvement du speckle et de l'objet pour trois angles de rotation différents de l'objet spéculaire lorsque le diffuseur est imagé.

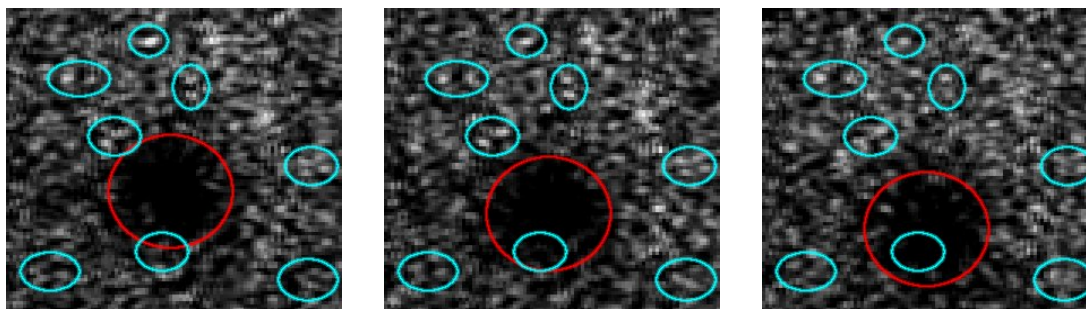


Figure G.8 : Mouvement du speckle et de l'objet pour trois angles de rotation différents de l'objet spéculaire lorsque l'objet spéculaire est imagé.

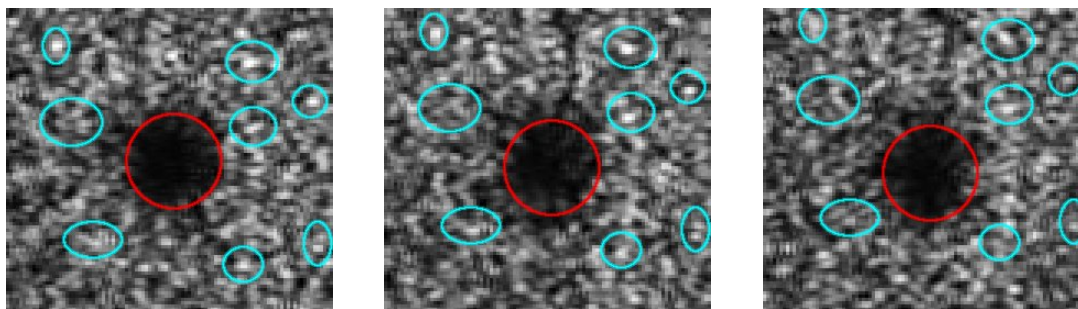


Figure G.9 : Mouvement du speckle et de l'objet pour trois angles de rotation différents de l'objet spéculaire lorsque l'on image devant celui-ci.

### G.2.3 Étude expérimentale du déplacement du speckle en holographie digitale

Contrairement à l'ESPI, l'holographie digitale n'utilise pas d'objectif pour imager l'objet spéculaire. Son image est reconstruite numériquement en propageant l'image de l'hologramme enregistré. La mise au point s'effectue donc de manière numérique en faisant varier le paramètre  $z$  de l'équation de reconstruction (B.67) (voir page 35). Nous enregistrons donc sur le senseur du speckle objectif. Ces dimensions sont liées à l'étendue du diffuseur utilisé et à sa distance au senseur par les relations (B.1), (B.2) et (B.3) (voir page 15). Dans une telle configuration, une rotation de l'objet spéculaire produira toujours un déplacement du speckle au niveau du senseur.

Le montage utilisé pour l'observation du déplacement du speckle en holographie digitale est montré à la figure G.10. Il est similaire au montage pour l'observation du speckle subjectif, à la différence que nous n'utilisons plus d'objectif et qu'un front d'onde plan est superposé au front d'onde objet pour permettre l'enregistrement holographique. Nous avons également ajouté un diaphragme devant le diffuseur pour limiter l'étendue angulaire afin d'éviter un recouvrement des différents ordres de reconstruction (voir section B.3.6). Pour maximiser le déplacement du speckle objectif, un miroir de renvoi M1 a été placé entre l'objet spéculaire et le senseur.

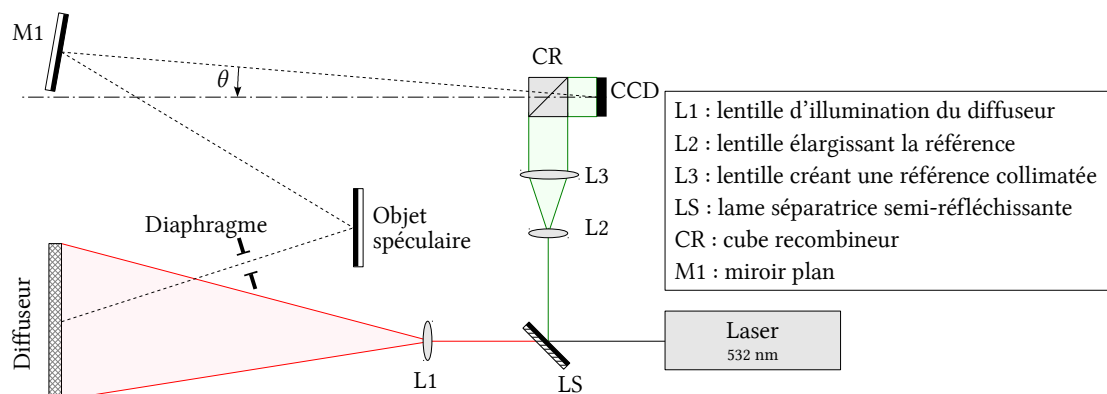


Figure G.10 : Montage optique pour l'observation du déplacement du speckle projeté en holographie digitale.

Nous avons alors appliqué une rotation à l'objet spéculaire. Le speckle objectif provenant du diffuseur enregistré dans une même zone du senseur CCD avant et après la rotation de l'objet spéculaire est montré à la figure G.11. On y constate le déplacement vertical du speckle d'une distance supérieure à la dimension latérale des grains.

Nous avons ensuite reconstruit l'hologramme correspondant à ces deux positions de l'objet spéculaire, soit à la distance du diffuseur, soit à la distance de l'objet spéculaire. La figure G.12 montre l'amplitude et le déphasage correspondant à ces reconstructions. Nous constatons que la mesure du déphasage est possible, comme le prouve la figure G.12. La décorrélation en holographie digitale n'est donc pas liée au déplacement des grains de speckle au niveau du senseur.



En regardant très attentivement, on s'aperçoit que les franges obtenues en imageant l'objet spéculaire sont moins bruitées que celles obtenues en imageant le diffuseur. Or ces reconstructions sont réalisées à partir des mêmes enregistrements, le seul paramètre ayant varié étant la distance de reconstruction. Ainsi, il semblerait que la visibilité des franges soit également maximale en imageant l'objet. Nous allons tenter de le vérifier en observant le déplacement du speckle dans l'image reconstruite.

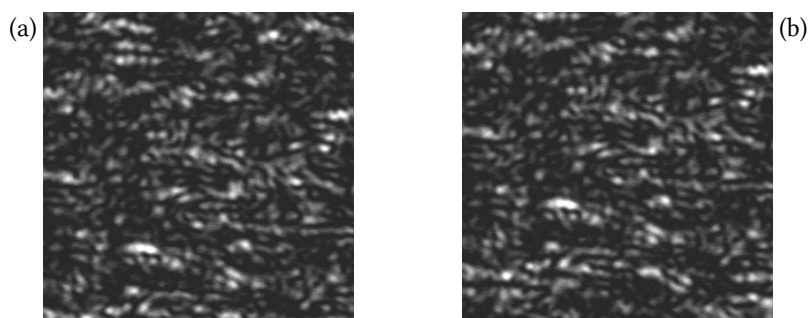
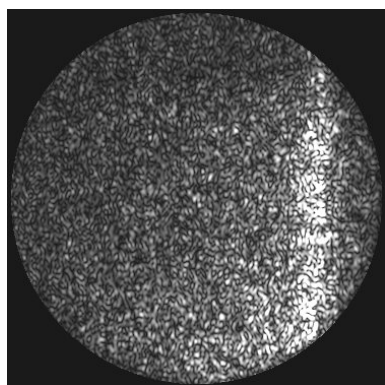
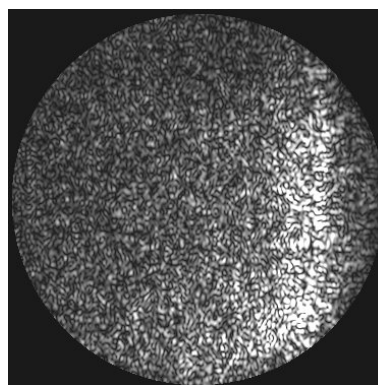


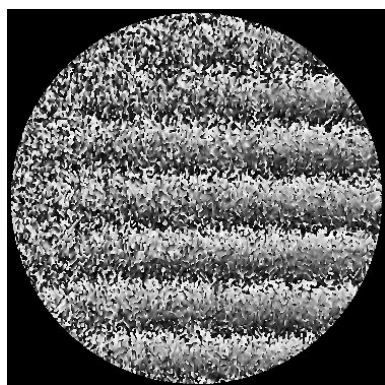
Figure G.11 : Déplacement du speckle au niveau du senseur CCD : (a) avant rotation de l'objet spéculaire et (b) après.



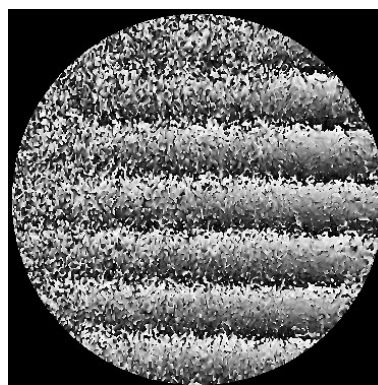
(a) Intensité de la reconstruction en imageant le diffuseur.



(b) Intensité de la reconstruction en imageant l'objet spéculaire.



(c) Déphasage mesuré par holographie digitale en imageant le diffuseur.



(d) Déphasage mesuré par holographie digitale en imageant l'objet spéculaire.

Figure G.12 : Intensité et déphasage mesuré par holographie digitale pour une rotation du miroir M2, (a,c) pour une mise au point sur le diffuseur et (b,d) pour une mise au point sur le miroir.

Pour observer le déplacement du speckle, nous avons reconstruit les images des figures G.12a et G.12b avec un plus grand nombre de pixels en utilisant l'équation (B.84). Les

figures G.13 et G.14 montrent un zoom des images ainsi reconstruites avant et après rotation. Nous constatons le même phénomène de déplacement du speckle qu'en ESPI – c'est-à-dire un speckle fixe quand on reconstruit l'image à la distance de l'objet spéculaire (voir figure G.13) ou un déplacement du speckle quand on reconstruit l'image à une autre distance (voir figure G.14). Ainsi la technique de projection du speckle est également applicable en holographie digitale et nécessite également une bonne mise au point de l'objet.

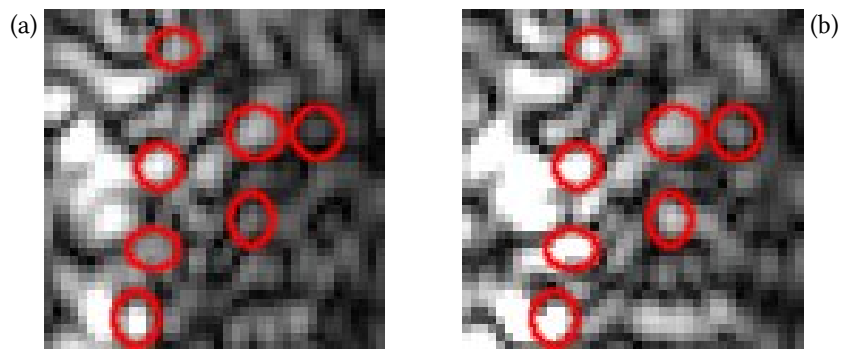


Figure G.13 : Mouvement du speckle avant et après rotation du miroir M2 quand la focalisation est réalisée sur le miroir M2.

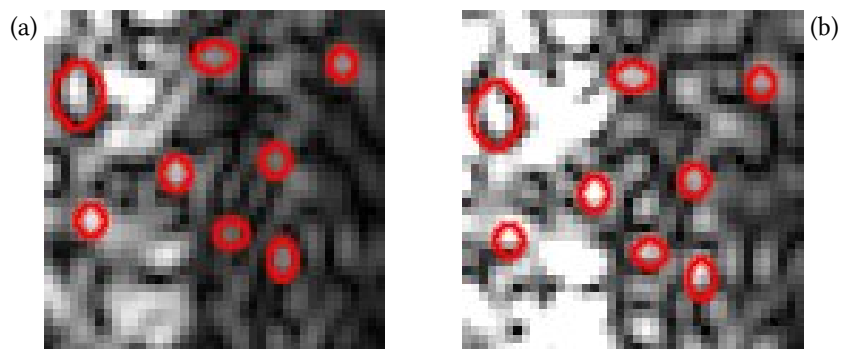


Figure G.14 : Mouvement du speckle avant et après rotation du miroir M2 quand la focalisation est réalisée sur le diffuseur.

## G.3 Validation expérimentale de la technique de projection de speckle en infrarouge

Maintenant que nous avons constaté expérimentalement l'origine de la décorrélation et montré qu'il est identique en ESPI et en holographie digitale, nous allons réaliser une série de mesures expérimentales afin de valider la technique de projection de speckle et estimer la précision de mesure obtenue sur des déplacements connus.

### G.3.1 ESPI hors-plan

La première validation est réalisée pour l'ESPI hors-plan en utilisant le montage optique décrit à la figure G.15. Le montage est similaire à celui réalisé pour la mesure par ESPI hors-plan d'un objet diffusant (voir section D.3), à la différence que le bras objet a été modifié afin de permettre la projection de speckle. Cela est réalisé au moyen d'une plaque métallique de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  recouverte de poudre blanche (voir figure G.16).

Il est important de remarquer que le montage proposé bénéficie des améliorations découlant de notre analyse au chapitre E, à l'exception du système de séparation et de recombinaison des faisceaux non disponible au moment où nous avons réalisé ces expériences.

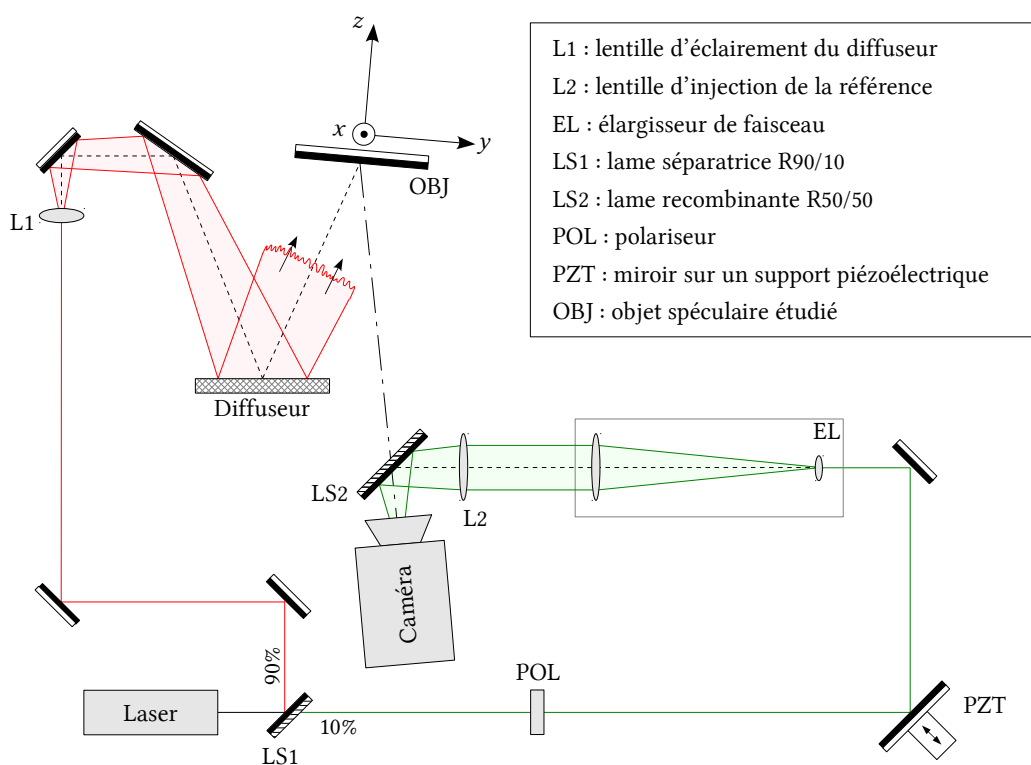


Figure G.15 : Montage optique utilisé pour observer la rotation d'un miroir par ESPI hors-plan.

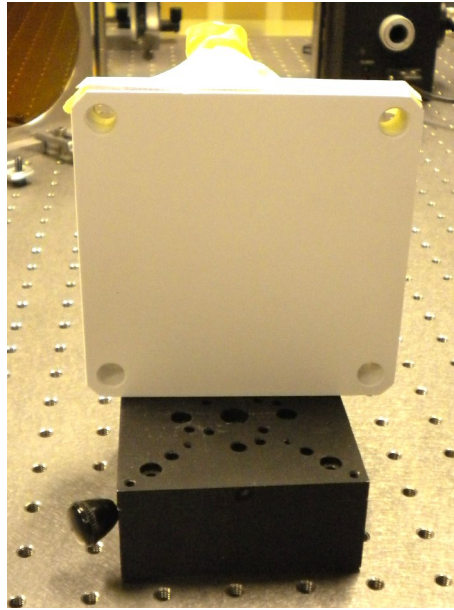


Figure G.16 : Diffuseur utilisé pour la projection de speckle en ESPI hors-plan.

Ainsi, l'injection de la référence est réalisée au moyen d'une lentille focalisant la lumière au niveau de la pupille de sortie de la caméra VARIOCAM. Le laser utilisé est un laser CO<sub>2</sub> fabriqué par la société VM-TIM, fonctionnant à 10,6  $\mu\text{m}$  et fournissant une puissance maximale de 10 W. Les images sont encodées sur 16 bits par la caméra avant d'être envoyées à l'ordinateur pour traitement.

Pour cette expérience, nous avons choisi de mesurer la rotation d'un miroir plan. Cette rotation est contre-mesurée avec un interféromètre laser en visible de la société HP permettant la mesure d'angle de rotation avec une précision de 0,1 arcsec. Un exemple de mesure par ESPI hors-plan en speckle projeté est montré à la figure G.17. Les résultats des mesures par ESPI comparées à la mesure avec l'interféromètre visible sont montrés à la figure G.18. Nous rappelons que le vecteur sensibilité est perpendiculaire à la surface pour un objet spéculaire et aucune hypothèse n'est donc faite sur sa distribution au niveau du miroir, contrairement au cas diffusif décrit dans la section D.3.

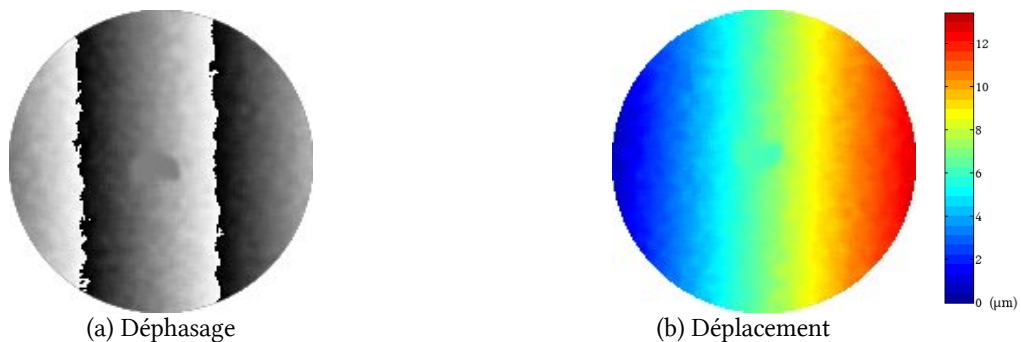


Figure G.17 : Exemple de mesure de rotation par ESPI : (a) déphasage mesuré et (b) déplacement de la surface déduit après déroulage de phase.

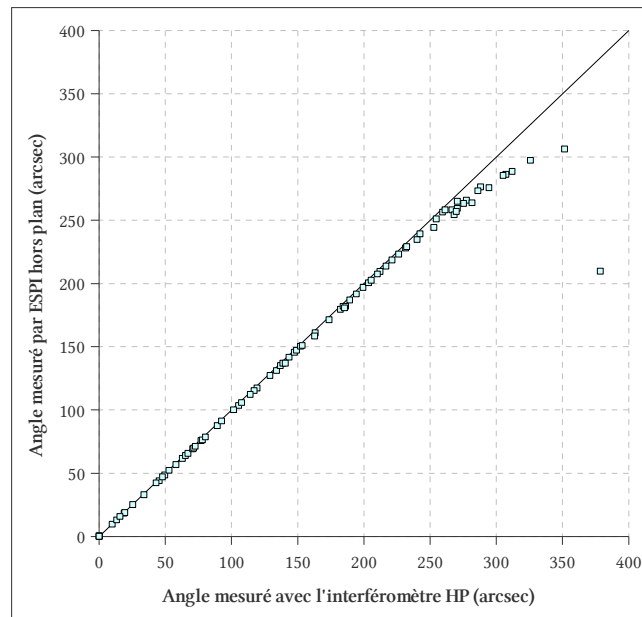


Figure G.18 : Angles de rotation mesurés par ESPI hors-plan par rapport aux mesures réalisées avec l'interféromètre HP.

Nous constatons que les mesures réalisées valident la technique proposée de projection de speckle en ESPI à  $10\ \mu\text{m}$ . Nous observons à la figure G.19 une précision de mesure de l'ordre de  $\lambda/10$  pour une densité de 10 pixels par frange minimum, correspondant à une rotation du miroir de l'ordre de 240 arcsec. Cette précision atteint même  $\lambda/16$  pour une densité de 20 pixels par frange.

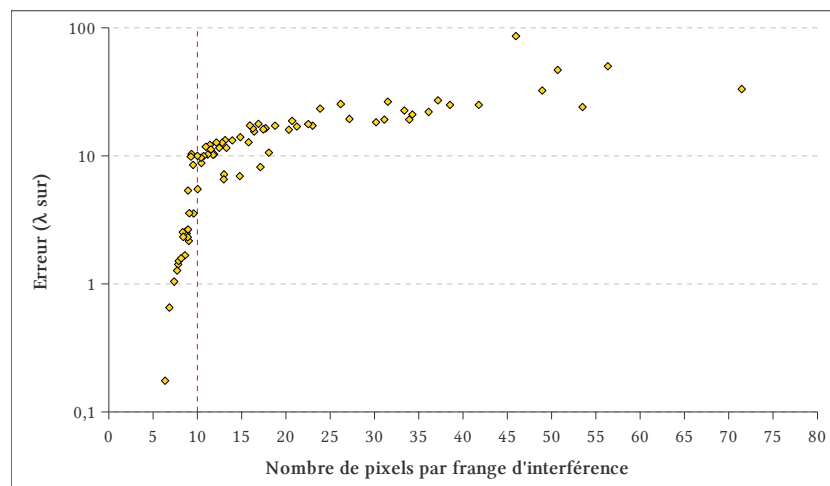


Figure G.19 : Précision de la mesure de déplacements par ESPI en fonction du nombre de pixels par frange.

### G.3.2 Holographie digitale

Nous avons ensuite procédé à la même expérience de mesure d'angles de rotation d'un miroir en holographie digitale afin de valider la technique proposée. Le montage optique utilisé est montré à la figure G.20. Il est similaire à celui réalisé en ESPI hors-plan à la différence de la caméra pour laquelle l'objectif a été enlevé. Nous superposons un faisceau référence collimaté à la lumière réfléchiée par l'objet sur le senseur. Une contre-mesure de rotation est réalisée avec l'interféromètre HP.

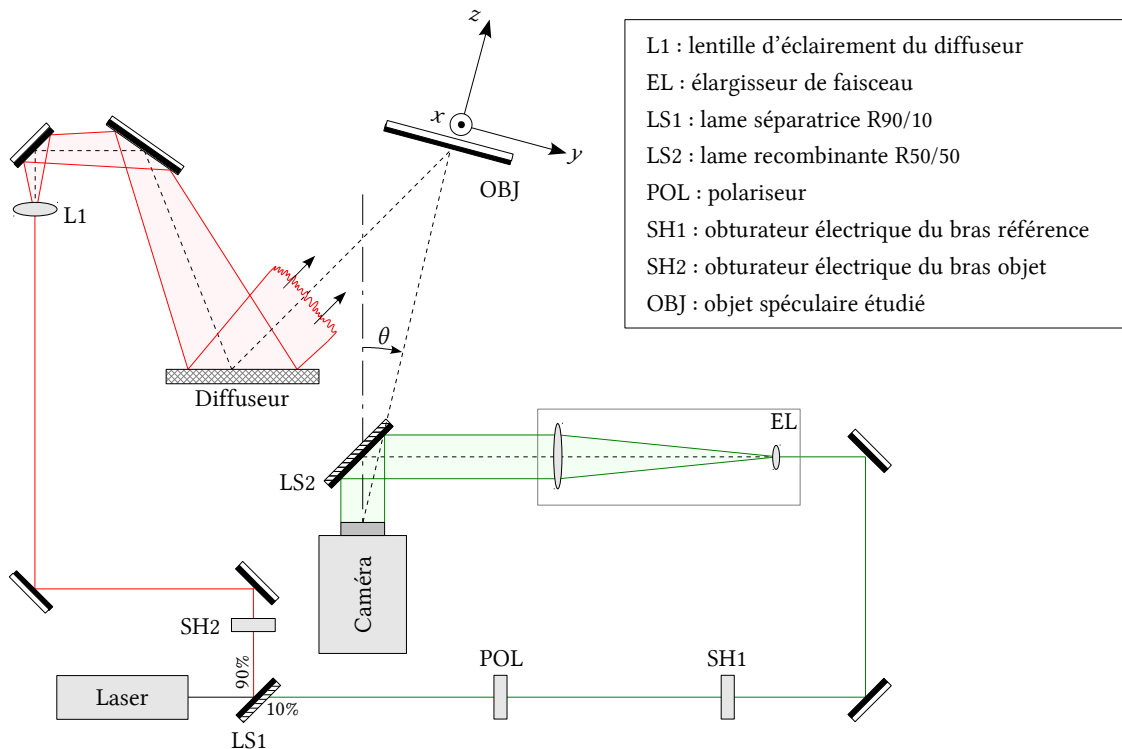


Figure G.20 : Montage optique utilisé pour observer la rotation d'un miroir par holographie digitale.

Afin d'augmenter le flux lumineux sur le senseur – trop faible avec le diffuseur utilisé dans le montage en ESPI hors-plan de la section précédente – nous avons appliqué une couche de poudre blanche plus mince qui augmente l'intensité lumineuse réfléchiée de façon spéculaire par le diffuseur.

Le principe de mesure d'angles de rotation est identique à la méthode décrite dans la section D.4. Nous avons également appliqué la suppression du terme DC et la soustraction HRO afin de supprimer les termes d'ordre zéro. La figure G.21 montre un exemple de reconstruction de l'image du miroir en amplitude tandis que la figure G.22 montre une mesure du déphasage et du déplacement correspondant après déroulage de la phase.

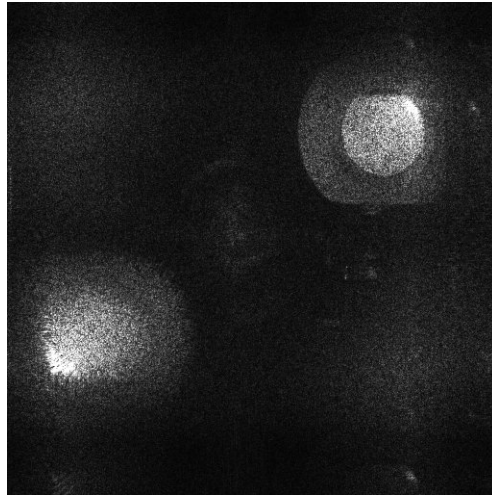


Figure G.21 : Image en amplitude du miroir reconstruit par holographie digitale.

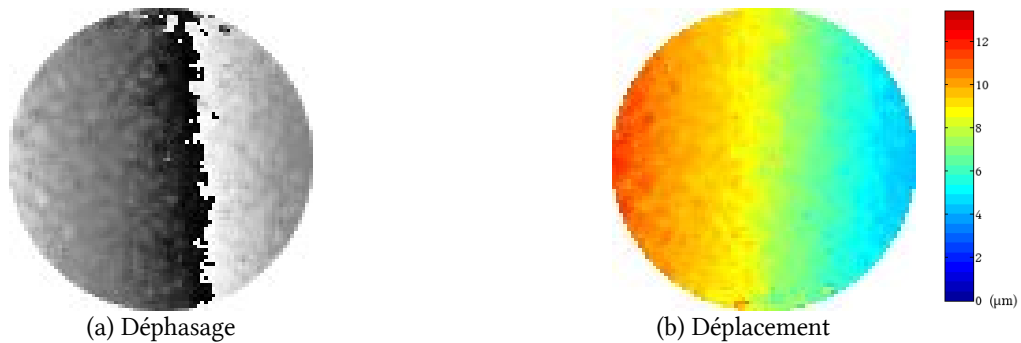


Figure G.22 : Exemple (a) de déphasage mesuré par holographie digitale après rotation du miroir et (b) le déplacement obtenu après du déroulage de phase.

Les résultats des mesures par holographie digitale et la contre-mesure avec l'interféromètre sont montrés à la figure G.23. Nous constatons que les mesures réalisées valident la technique proposée de projection de speckle en holographie digitale. Nous observons à la figure G.24 une précision de mesure de l'ordre de  $\lambda/7$  pour une densité de 13 pixels par frange minimum correspondant à une rotation du miroir de l'ordre de 85 arcsec. Les mesures réalisées présentent donc une meilleure précision que celles réalisées précédemment dans la section D.4.

N'ayant pas optimisé le montage par rapport au chapitre D.4 – contrairement à l'ESPI pour lequel nous avons optimisé l'injection du faisceau référence –, une explication possible est le capteur de meilleure qualité de la VARIOCAM – celui-ci ne présentant pas de problème d'uniformité et de vieillissement constaté sur la caméra JADE II LWIR –, ou bien le transfert des acquisitions à présent réalisé de façon numérique plutôt qu'analogique, ou encore le plus grand nombre de pixels du capteur – qui réduit le rapport signal sur bruit en holographie digitale, comme nous l'avons vu dans la section B.3.6.

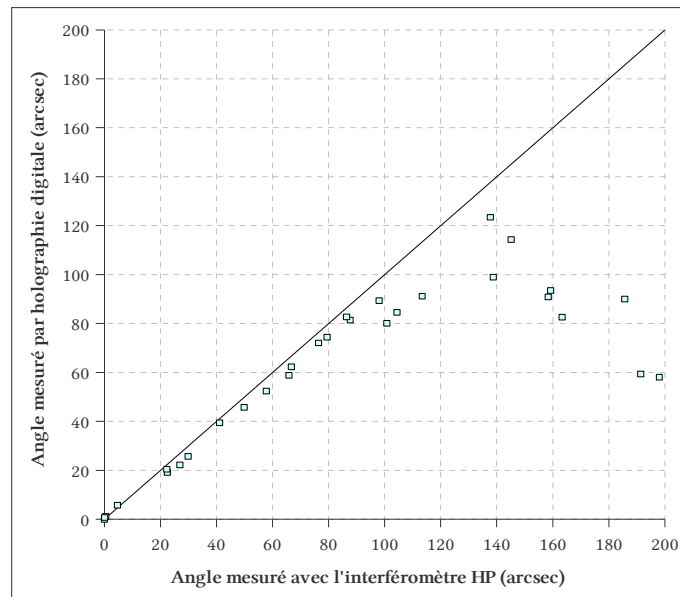


Figure G.23 : Angles de rotation mesurés par ESPI hors-plan par rapport aux mesures réalisées avec l'interféromètre HP. Les deux lignes rouges indiquent un écart d'une longueur d'onde dans la mesure de l'angle par holographie digitale.

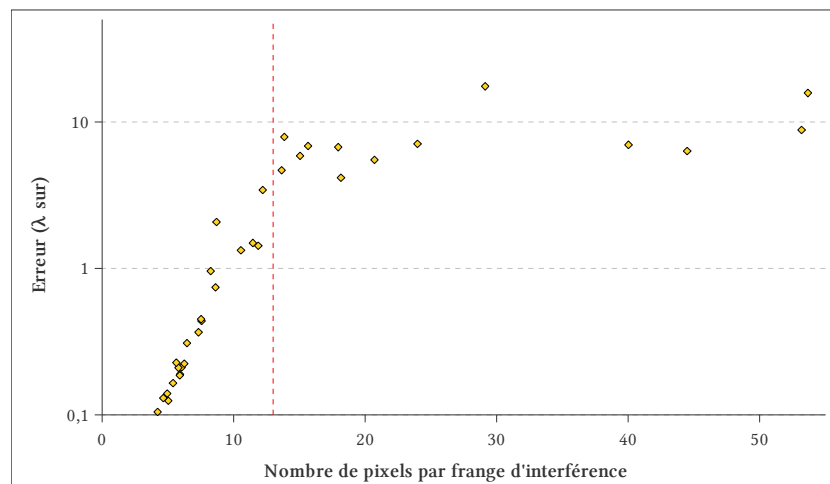


Figure G.24 : Précision de la mesure de déplacements par holographie digitale en fonction du nombre de pixels par frange.

À la figure G.25 ci-dessous comparant les erreurs de mesures obtenues en ESPI et en holographie digitale, nous constatons que la densité minimale des franges est la même dans les deux techniques – soit 10 pixels par franges, contre 10 en holographie digitale et 20 en ESPI au chapitre D.

D'autre part, la précision supérieure des mesures par ESPI y apparaît clairement. En effet, les points correspondant aux erreurs de mesure les plus faibles en holographie digitale (c'est-à-dire les points jaunes les plus élevés à la figure G.25) se situent systématiquement parmi les points correspondant aux erreurs de mesure les plus élevées en ESPI (c'est-à-dire les points bleus les moins élevés à la figure G.25).



Nous confirmons ainsi que l'ESPI produit des mesures de déplacements de meilleures qualité. L'holographie digitale compense cependant ces moindres performances par le fait qu'une seule acquisition est suffisante pour effectuer cette mesure, contre quatre en ESPI.

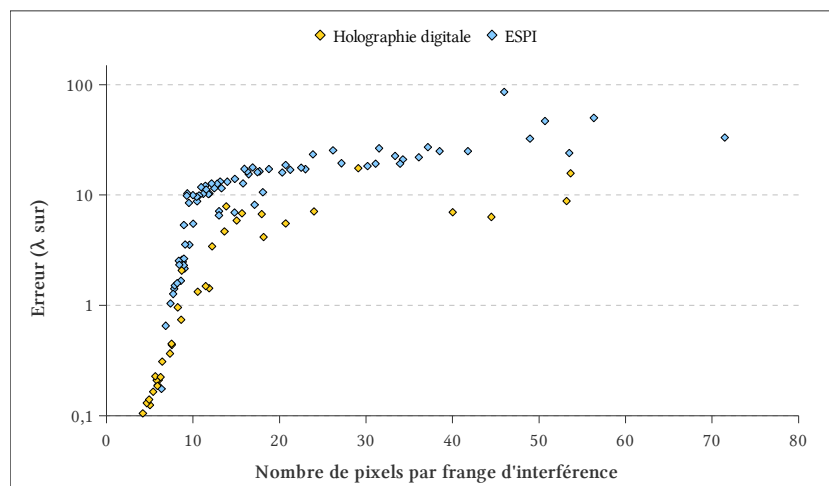


Figure G.25 : Comparaison de la précision de la mesure de déplacements par holographie digitale et par ESPI en fonction du nombre de pixels par frange.

## G.4 Application au test de réflecteurs spatiaux

Dans le cadre du projet HOLODIR, deux réflecteurs ont été choisis pour la validation de la mesure de déplacements dues à des variations thermiques en cuve à vide. Le réflecteur FIRST étant directement disponible, nous avons décidé pour cette thèse d'étudier ce cas pratique de surface spéculaire de grande dimension qui est représentatif d'un test de réflecteur spatial<sup>i</sup>. Il s'agit d'un miroir parabolique recouvert d'un revêtement réfléchissant en infrarouge d'un diamètre de 110 cm pour une longueur focale de 158 cm.

### G.4.1 Position du problème

Contrairement à l'observation d'objets rugueux, l'observation d'objets spéculaires nécessite de s'interroger sur la récupération de la lumière réfléchi par ceux-ci. Les rayons lumineux sont, à présent, réfléchis dans une seule direction particulière – la direction spéculaire. De ce fait, selon la configuration géométrique du système étudié, il peut s'avérer difficile, voire impossible, de collecter sur le senseur l'ensemble des faisceaux réfléchis par la surface observée. Dans ce cas, le signal objet au niveau du senseur ne provient plus de l'ensemble de l'objet, mais d'une partie de celui-ci seulement. Les zones ne renvoyant pas de lumière sur le senseur sont alors impossible à mesurer.

Afin d'étudier ce problème, nous avons réalisé une simulation numérique permettant de déterminer la fourchette de pentes tolérées pour un réflecteur plan. La figure G.26 montre la réflexion d'un faisceau lumineux issu de la source S arrivant au point O où nous calculons la pente  $\alpha$  qui permet de réfléchir spéculairement ce faisceau sur le détecteur D.

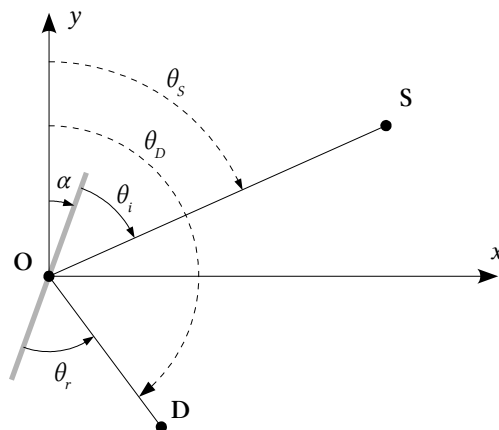


Figure G.26 : Détermination de la pente du réflecteur en fonction de la configuration géométrique du point source S et détecteur D.

Nous commençons par déterminer la valeur  $\alpha$  de la pente du réflecteur qui réfléchit les rayons lumineux venant du point S vers le point D. Elle peut être exprimée en fonction des angles  $\theta_s$  et  $\theta_D$ , visibles à la figure G.26 :

<sup>i</sup> Nous avons également étudié la configuration géométrique pour le réflecteur elliptique de démonstration du satellite PLANCK. Cependant, nous n'avons pas eu le temps nécessaire de réaliser un test expérimental de validation. Le lecteur intéressé trouvera une présentation succincte de cette étude dans l'annexe I.3.

$$\alpha = \frac{\theta_S + \theta_D - \pi}{2} \quad (\text{G.2})$$

Nous obtenons la valeur des angles  $\theta_S$  et  $\theta_D$  à partir des coordonnées  $(x_S; y_S)$  du point S,  $(x_D; y_D)$  du point D et  $(x_O; y_O)$  du point O :

$$\tan \theta_S = \tan(\alpha + \theta_i) = \frac{x_S - x_O}{y_S - y_O} \quad (\text{G.3})$$

$$\tan \theta_D = \tan(\alpha + \pi - \theta_r) = \frac{x_D - x_O}{y_D - y_O} \quad (\text{G.4})$$

où  $\theta_r$  est l'angle de réflexion et  $\theta_i$  l'angle d'incidence. Comme nous nous intéressons ici à des réflexions exclusivement spéculaires, nous imposons l'égalité de l'angle d'incidence et de réflexion :

$$\theta_i = \theta_r \quad (\text{G.5})$$

En combinant les équations (G.2), (G.3), (G.4) et (G.5), nous obtenons alors la pente  $\alpha$  en fonction des coordonnées de la source S, du détecteur D et du point de réflexion O :

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ \arctan \left( \frac{x_S - x_O}{y_S - y_O} \right) + \arctan \left( \frac{x_D - x_O}{y_D - y_O} \right) - \pi \right\} \quad (\text{G.6})$$

### G.4.2 Étude de la configuration géométrique pour le réflecteur parabolique FIRST

Nous avons choisi d'utiliser la configuration géométrique montrée à la figure G.27 qui consiste à placer la source lumineuse – qui est en fait ici le diffuseur produisant le speckle – et la pupille d'entrée du système de détection de part et d'autre de l'axe de symétrie du réflecteur à une distance double de la longueur focale – ce qui correspond à une distance  $d_x = 3,16$  m. Cette position particulière assure un bon retour des rayons de la source vers le détecteur – nous le vérifierons à la figure G.31. La distance  $d_y$  à l'axe de symétrie du détecteur et de la source est arbitrairement fixée à 10 cm, dans un premier temps.

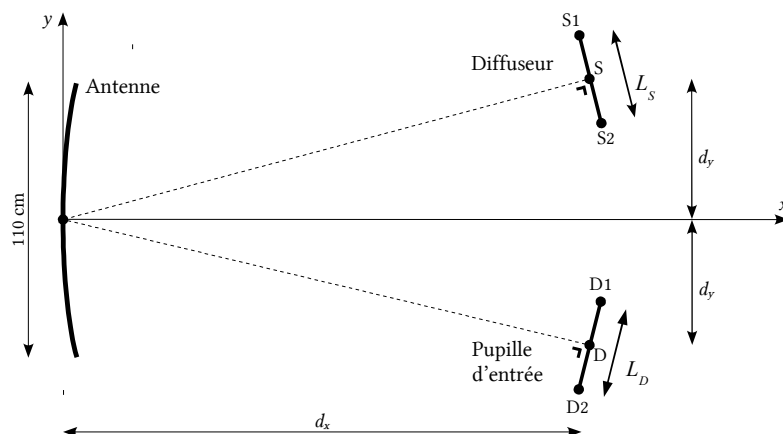


Figure G.27 : Configuration géométrique possible du test du réflecteur FIRST.

La largeur du diffuseur et celle de la pupille d'entrée du système de détection sont désignés respectivement par  $L_S$  et  $L_D$ . En utilisant la relation (G.6) pour les points extrêmes de la source et du détecteur en chaque point de la parabole, nous pouvons déduire la fourchette de déviation de pentes admissibles qui renvoient la lumière de la source **S** vers le détecteur **D**. Cette fourchette est déterminée en calculant les quatre valeurs extrêmes de l'angle  $\alpha$  correspondant à la réflexion des rayons venant des bords de la source vers les bords du détecteur. Les coordonnées de ces points pour la source **S** sont données par la relation suivante :

$$\begin{aligned} x_{S1} &= x_S - \frac{L_S}{2} \sin \left[ \arctan \left( \frac{y_S}{x_S} \right) \right] & x_{S2} &= x_S + \frac{L_S}{2} \sin \left[ \arctan \left( \frac{y_S}{x_S} \right) \right] \\ y_{S1} &= y_S + \frac{L_S}{2} \cos \left[ \arctan \left( \frac{y_S}{x_S} \right) \right] & y_{S2} &= y_S - \frac{L_S}{2} \cos \left[ \arctan \left( \frac{y_S}{x_S} \right) \right] \end{aligned} \quad (G.7)$$

De façon similaire, nous obtenons pour les points extrêmes du détecteur **D** :

$$\begin{aligned} x_{D1} &= x_D - \frac{L_D}{2} \sin \left[ \arctan \left( \frac{y_D}{x_D} \right) \right] & x_{D2} &= x_D + \frac{L_D}{2} \sin \left[ \arctan \left( \frac{y_D}{x_D} \right) \right] \\ y_{D1} &= y_D + \frac{L_D}{2} \cos \left[ \arctan \left( \frac{y_D}{x_D} \right) \right] & y_{D2} &= y_D - \frac{L_D}{2} \cos \left[ \arctan \left( \frac{y_D}{x_D} \right) \right] \end{aligned} \quad (G.8)$$

Le calcul des pentes  $\alpha$  pour ces quatre couples de points nous donne quatre valeurs de pentes. Nous déterminons alors les déviations de pente maximale et minimale admissible,  $\delta\alpha_{max}$  et  $\delta\alpha_{min}$ , en chaque point de la parabole :

$$\delta\alpha_{max}(y) = \max[\alpha_i(y) - \alpha_{parabole}(y)] \quad (G.9)$$

$$\delta\alpha_{min}(y) = \min[\alpha_i(y) - \alpha_{parabole}(y)] \quad (G.10)$$

où  $\alpha_i(y)$  représente les pentes des quatre couples de points avec l'indice  $i$  variant de 1 à 4 et  $\alpha_{parabole}(y)$  représente la pente de la parabole. Pour une longueur focale  $f$ , cette pente vaut :

$$\alpha_{parabole}(y) = \arctan \left( \frac{y}{2f} \right) \quad (G.11)$$

Ainsi, la déviation de pente maximale admissible – notée  $\delta\alpha_{dev}$  – est donnée par :

$$\delta\alpha_{dev} = \min[\delta\alpha_{max}(y), -\delta\alpha_{min}(y)] \quad (G.12)$$

Les déviations de pente maximales admissibles pour le réflecteur **FIRST** sont visibles à la figure G.28 pour trois largeurs de diffuseur et une pupille d'entrée ponctuelle – soit  $L_D = 0$ . Pour des déviations de pente supérieures à ces courbes, les rayons lumineux ne sont plus reçus au niveau de la pupille d'entrée, rendant ces régions invisibles.

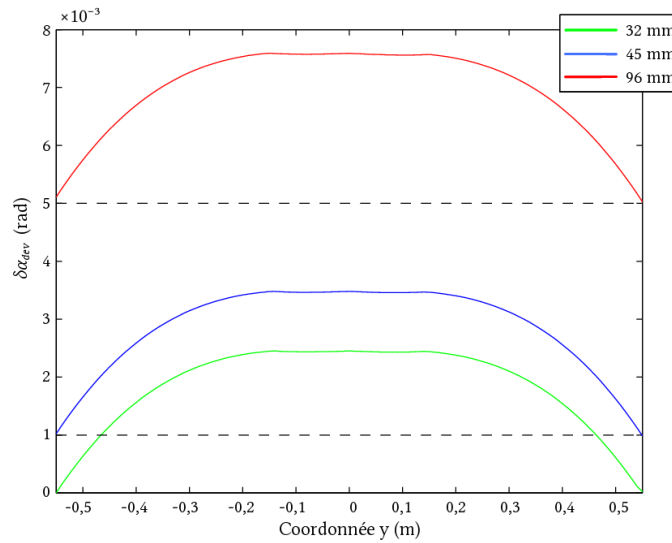


Figure G.28 : Déviations de la pente locale maximales admissibles en fonction de la coordonnée  $y$  afin de récolter les rayons lumineux au niveau de la pupille d'entrée supposée ponctuelle avec une distance  $d_y$  de 10 cm et un diffuseur de 32 mm (en vert), 45 mm (en bleu) et 96 mm (en rouge).

On constate que le système permet de collecter les rayons lumineux pour une déviation maximale nulle avec un diffuseur de 32 mm – il s'agit de la largeur minimale du diffuseur afin de couvrir entièrement la parabole de speckle –, de  $1 \times 10^{-3}$  radians pour un diffuseur de 45 mm ou enfin de  $5 \times 10^{-3}$  radians pour un diffuseur de 96 mm – ces deux dernières valeurs de déviation maximale de pente correspondent au cahier des charges du projet HOLODIR [165]. Ainsi un diffuseur de plus grande dimension entraîne une plus grande tolérance sur les déviations de pente de la parabole. Cette tolérance peut également être augmentée en prenant en compte la largeur de la pupille d'entrée du système d'imagerie. Ainsi, nous avons calculé à la figure G.29 les valeurs minimales des couples  $(L_S; L_D)$  pour des déviations de pente maximales de 0,  $1 \times 10^{-3}$  et  $5 \times 10^{-3}$  radians pour la configuration de la figure G.27 avec une distance  $d_y$  de 10 cm.

Cette figure nous montre que la relation entre la largeur du détecteur et de la pupille d'entrée est quasi linéaire et respecte la relation :

$$L_S + L_D = L_0 + \Delta L \simeq L_0 \quad (\text{G.13})$$

où  $L_0$  est la largeur minimale du diffuseur pour un détecteur ponctuel et  $\Delta L$  l'erreur commise en supposant que la somme est égale à  $L_0$  avec :

$$\Delta L \leq 0 \quad \text{et} \quad |\Delta L| < 2 \text{ mm} \quad (\text{G.14})$$

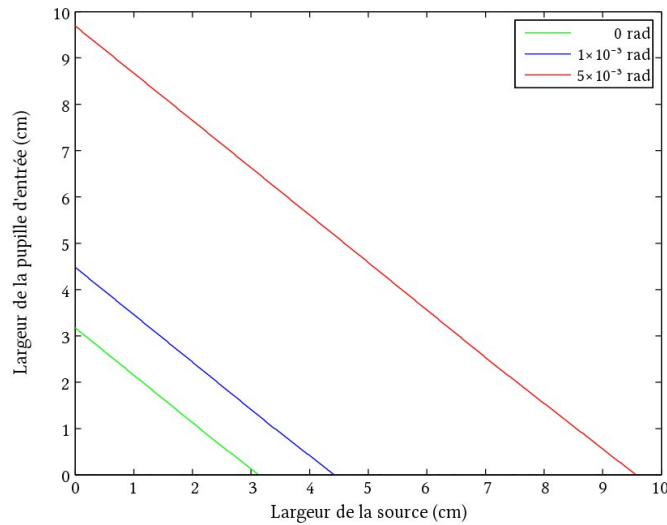


Figure G.29 : Couples de largeur diffuseur/pupille d'entrée permettant de collecter les rayons lumineux pour une déviation de pente maximale de 0 radian (en vert),  $1 \times 10^{-3}$  radians (en bleu) et  $5 \times 10^{-3}$  radians (en rouge) pour la configuration géométrique de la figure G.27 avec une distance  $d_y$  de 10 cm.

Le fait que  $\Delta L$  soit négatif ou nul nous garantit que l'équation approximative (G.13) nous donne une valeur surestimée des largeurs du diffuseur et de la pupille d'entrée. Ainsi, nous pouvons nous contenter dans nos simulations de calculer la largeur du diffuseur pour une pupille d'entrée de largeur nulle et estimer le couple de largeur diffuseur/pupille d'entrée au moyen de la relation (G.13).

On constate donc que la largeur du diffuseur peut être diminuée en augmentant le diamètre de l'objectif utilisé en ESPI. En holographie digitale, cela peut être réalisé en prenant un détecteur de plus grande dimension ou en utilisant un système afocal permettant d'obtenir une pupille d'entrée de largeur supérieure au détecteur. Dans le cas de l'ESPI avec la caméra VARIOCAM dont la pupille d'entrée fait 50 mm de diamètre, nous obtenons une largeur minimale du diffuseur nulle pour des déviations de pente inférieures à  $1,5 \times 10^{-3}$  radians. En revanche, un diffuseur d'une largeur minimale de 46 mm est nécessaire pour des déviations de pente maximales de  $5 \times 10^{-3}$  radians. Pour l'holographie digitale, la largeur minimale du capteur de la caméra VARIOCAM faisant 12 mm, les largeurs de diffuseur sont de 20 mm, 33 mm et 84 mm pour des déviations de respectivement 0,  $1 \times 10^{-3}$  et  $5 \times 10^{-3}$  radians.

La distance  $d_y$  ayant été fixée arbitrairement, nous avons alors analysé la variation de la largeur du diffuseur en fonction de ce paramètre. Les courbes montrées à la figure G.30 donnent la dimension minimale du diffuseur  $L_0$  permettant d'obtenir une déviation de pente maximale de 0,  $1 \times 10^{-3}$  et  $5 \times 10^{-3}$  radians pour un détecteur ponctuel. On y voit clairement apparaître un minimum dans la largeur minimale du diffuseur. Ce minimum apparaît pour une distance  $d_y$  valant 34 cm.

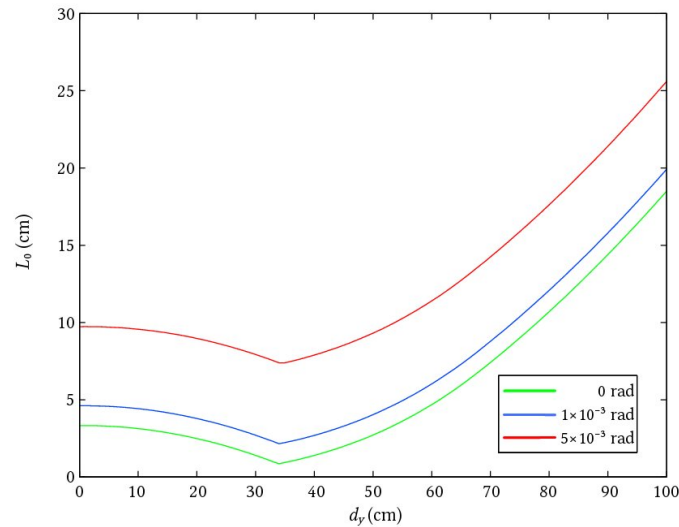


Figure G.30 : Largeur minimale du diffuseur pour une pupille d'entrée ponctuelle en fonction de la distance  $d_y$ .

La configuration géométrique ainsi optimisée nous montre qu'il est théoriquement possible<sup>i</sup> d'observer le réflecteur FIRST au moyen d'une source ponctuelle et d'un diffuseur de 9 mm, 22 mm ou 74 mm pour une déviation maximale de respectivement 0 radian,  $1 \times 10^{-3}$  radians ou  $5 \times 10^{-3}$  radians. Ces valeurs sont à comparer avec les largeurs de 32 mm, 45 mm ou 96 mm pour une valeur de  $d_y$  de 10 cm. Dans le cas d'une pupille d'entrée non ponctuelle, nous calculons que l'erreur commise en utilisation l'équation approximative (G.13) nous donne :

$$\Delta L \leq 0 \quad \text{et} \quad |\Delta L| < 6 \text{ mm} \quad (\text{G.15})$$

De façon similaire, en déplaçant la position selon l'axe  $x$  de la source et du détecteur au réflecteur, nous pouvons vérifier que l'optimum est bien obtenu, comme nous l'affirmions précédemment, à une distance de 3,16 m en regardant les résultats de la simulation à la figure G.31.

Nous confirmons ainsi que la configuration montrée à la figure G.27 pour l'observation du réflecteur FIRST est optimale pour  $d_x = 3,16$  m et  $d_y = 34$  cm, permettant de récolter les faisceaux lumineux d'un diffuseur de minimum 74 mm pour une déviation de pente maximale de la parabole de  $5 \times 10^{-3}$  radians.

<sup>i</sup> Nous n'avons ici étudié que la collecte des rayons réfléchis par le réflecteur et pas les limitations dues à l'angle d'incidence de ceux-ci sur le détecteur.

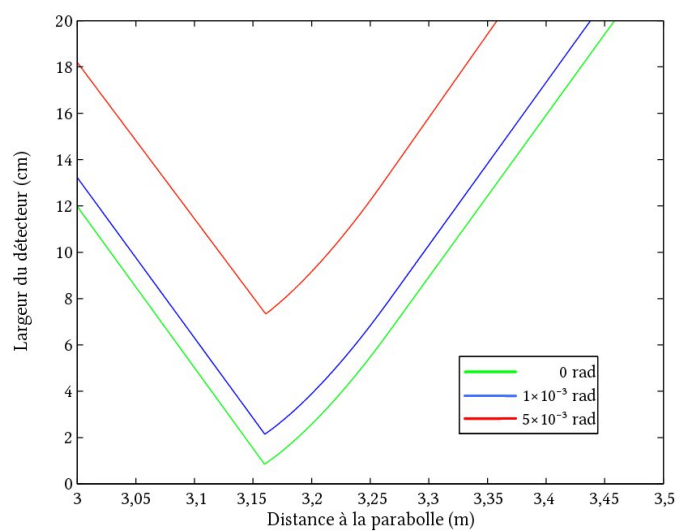


Figure G.31 : Largeur minimale du diffuseur pour une pupille d'entrée ponctuelle en fonction de la distance à la parabole  $d_x$  pour une distance  $d_y = 34$  cm.



### G.4.3 Observation du réflecteur FIRST par ESPI

Afin de démontrer expérimentalement la faisabilité de la mesure de déplacements par projection de speckle du réflecteur FIRST, nous avons réalisé le montage illustré à la figure G.32. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le réflecteur doit être placé à une distance de plus de 3 m de la caméra et du diffuseur. Il n'est donc pas possible de le fixer au banc optique. Comme nous pouvons le voir à la figure G.33, le réflecteur FIRST avec son support ont donc été posés sur le sol devant le banc optique.

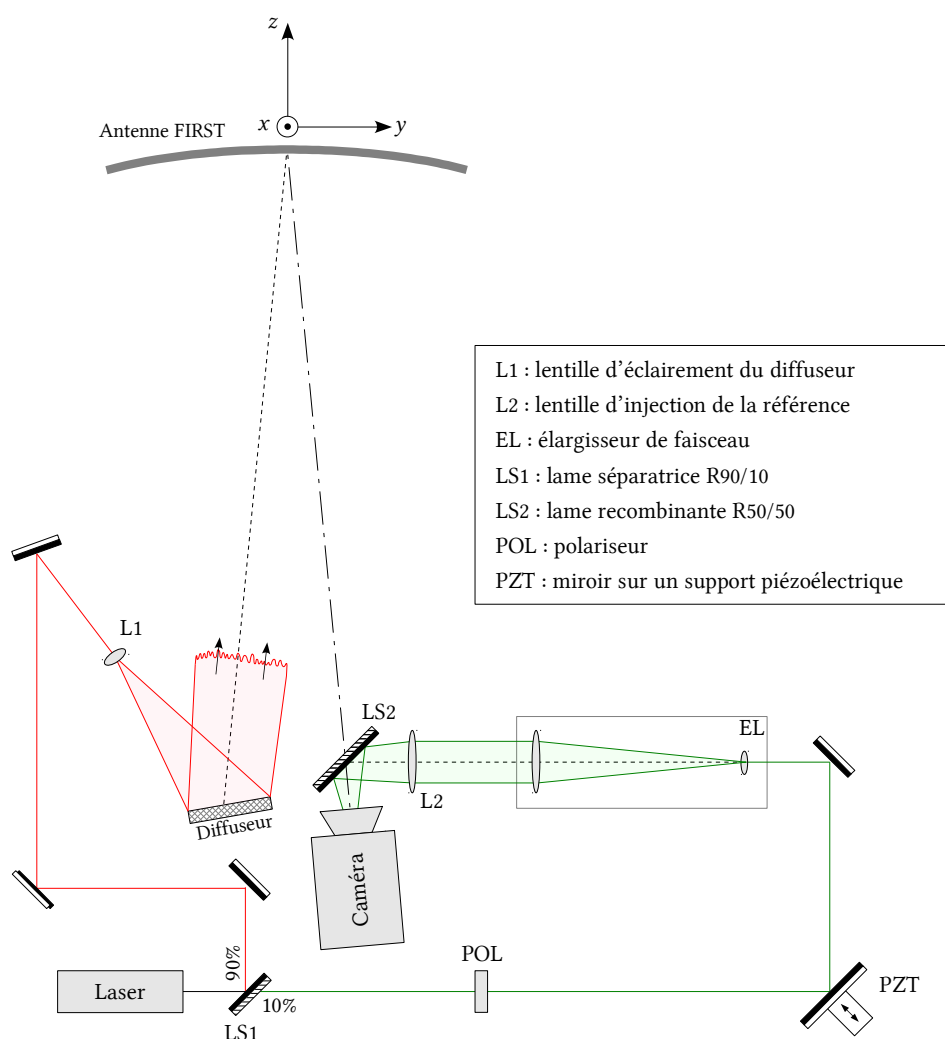


Figure G.32 : Montage optique utilisé pour observer le réflecteur FIRST par ESPI hors-plan.

Le montage est similaire à celui utilisé dans la section G.3. Le diffuseur est une plaque métallique de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  recouverte de poudre blanche et orientée de façon à maximiser le flux objet en dirigeant le pic spéculaire vers le réflecteur. Le speckle projeté sur le réflecteur FIRST est visible à la figure G.34. La mesure du déphasage est réalisée par décalage de phase au moyen d'un translateur piézoélectrique.

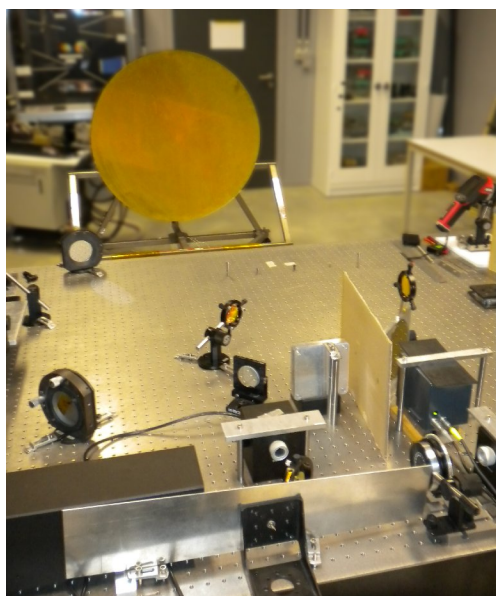


Figure G.33 : Observation par ESPI du réflecteur FIRST placé sur le sol du laboratoire.

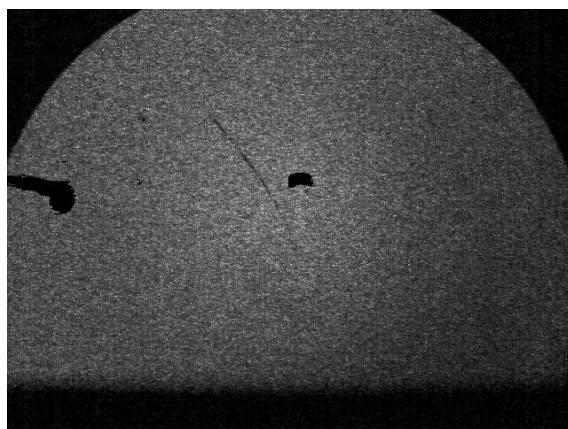


Figure G.34 : Image du speckle projeté sur le réflecteur FIRST, de laquelle le flux thermique a été soustrait.

La figure G.35 montre quelques exemples de mesures de déphasages réalisées en déplaçant légèrement le réflecteur – soit des déplacements de corps rigide. Ces mesures démontrent pour la première fois la faisabilité de la technique de projection de speckle proposée pour la mesure de réflecteurs de grandes dimensions.

Il est important de noter que le fait de poser le réflecteur sur le sol ne nous a posé aucun problème particulier pour réaliser les mesures, contrairement à ce qui aurait été probablement le cas en visible – les vibrations du sol rendant les mesures très difficiles à réaliser à ces longueurs d'onde. Ceci illustre la réduction du critère de stabilité permettant d'envisager l'utilisation de l'ESPI à  $10\ \mu\text{m}$  hors des laboratoires d'optique.

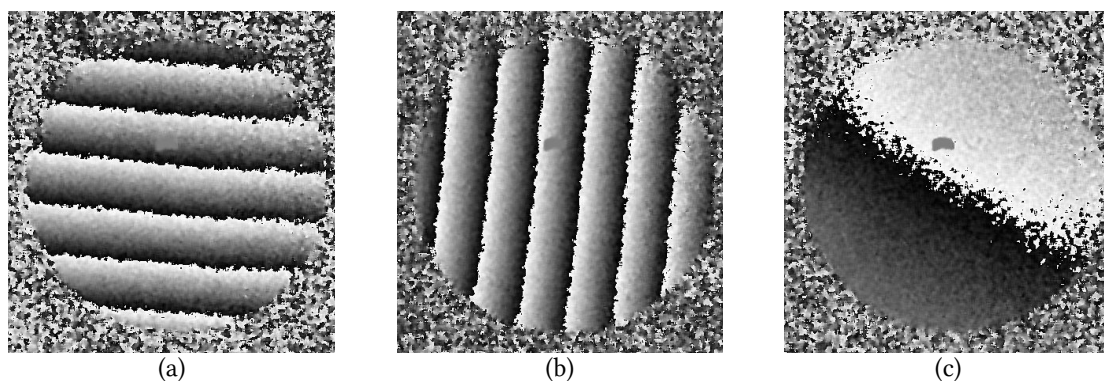


Figure G.35 : Observation en ESPI hors-plan de différents déphasages produits par le déplacement de la surface du réflecteur FIRST.

### G.4.4 Observation du réflecteur FIRST par holographie digitale

Le montage utilisé pour la mesure de déplacements du réflecteur FIRST par holographie digitale, montré à la figure G.36, est le même que celui réalisé dans la section précédente à l'exception de l'objectif d'imagerie de la caméra qui a été retiré. Nous utilisons dans les reconstructions la technique de suppression du terme DC et la soustraction HRO permettant de supprimer les termes d'ordre zéro de la reconstruction.

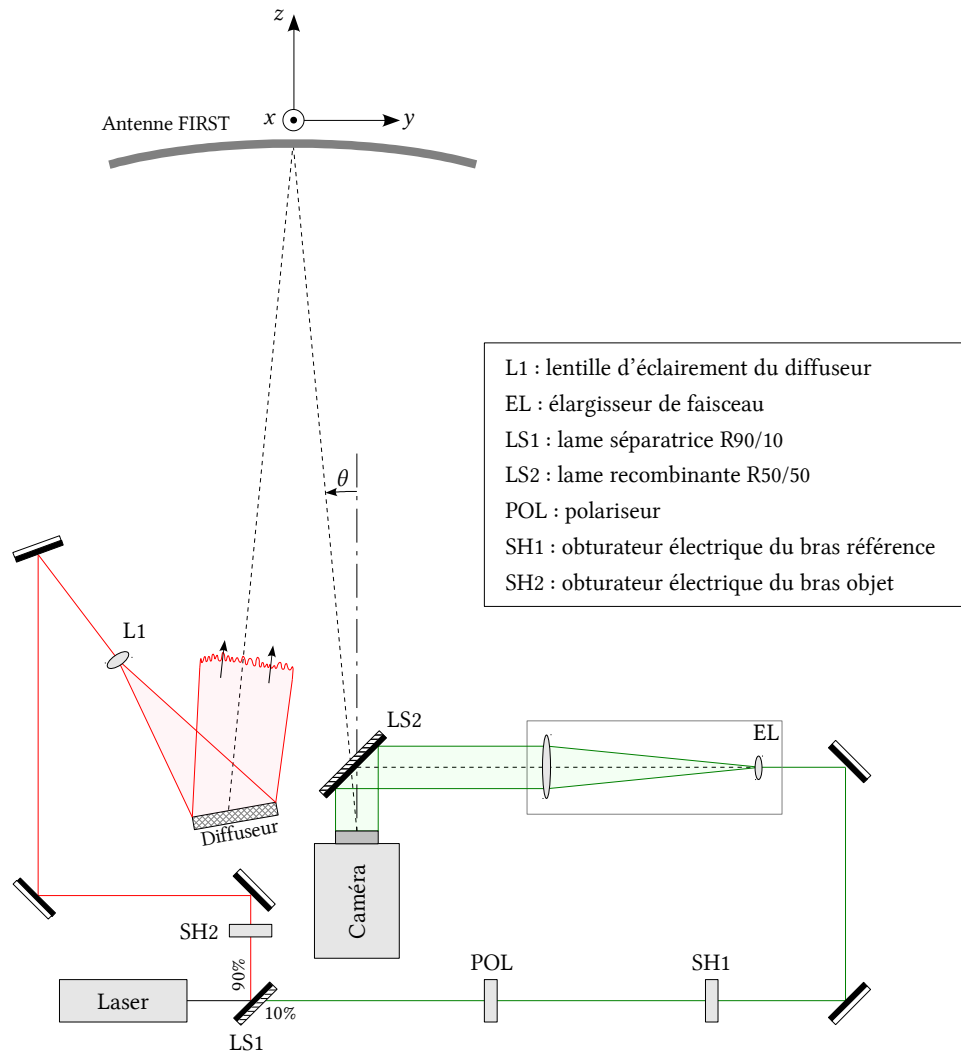


Figure G.36 : Montage optique utilisé pour observer le réflecteur FIRST par holographie digitale.

Nous vérifions que l'image conjuguée ne risque pas de recouvrir l'image réelle dans les mesures au moyen de la relation (C.55) issue de notre analyse dans la section C.4.2 :

$$L_{max} = \frac{\lambda z - 4 N \Delta^2}{2 \Delta} \simeq 67,5 \text{ cm} \quad (\text{G.16})$$

Le réflecteur présentant un diamètre de 110 cm, nous savons qu'un recouvrement des images réelle et virtuelle va se produire. Cette prédiction se vérifie en effet dans les premières observations réalisées, dont un exemple est montré à la figure G.37.

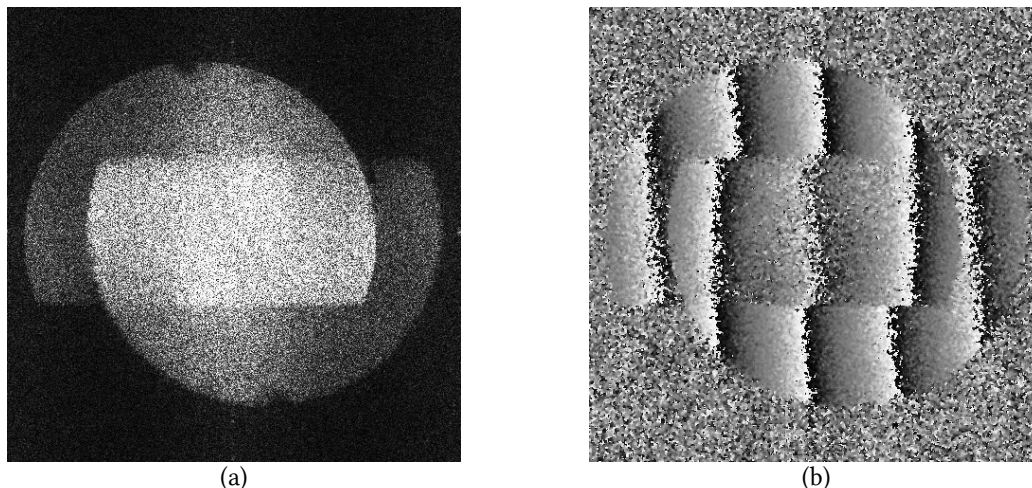


Figure G.37 : (a) Reconstruction de l'image du réflecteur FIRST par holographie digitale, où l'image réelle et virtuelle se superposent. (b) Observation du déphasage produit par un déplacement du réflecteur.

Nous avons donc utilisé un cache entre le diffuseur et la lentille d'illumination L1 afin de masquer l'illumination sur une partie du diffuseur. Nous nous sommes ainsi arrangés pour que la moitié du réflecteur seulement soit recouvert de speckle. La moitié du diamètre représente une longueur de 55 cm, qui est inférieure à  $L_{max} = 67,5$  cm, la superposition est ainsi évitée, comme nous le vérifions à la figure G.38.

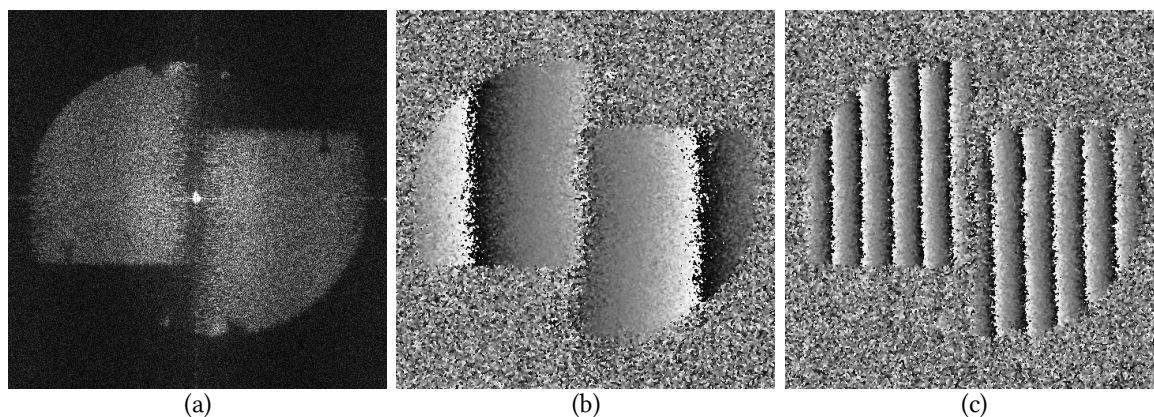


Figure G.38 : (a) Reconstruction de l'image du réflecteur FIRST par holographie digitale avec un cache devant le diffuseur afin d'éviter un recouvrement des images réelle et virtuelle. (b,c) Mesures de déphasages produits par des déplacements de sa surface.

Les déphasages montrés à la figure G.38a et G.38b démontrent la faisabilité que la technique de projection de speckle en holographie digitale pour des objets de grandes dimensions. La réduction du critère de stabilité est également constatée. L'inconvénient majeur est l'impossibilité d'observer la totalité de la surface du réflecteur en une seule acquisition à cause du recouvrement des images réelle et virtuelle.

Comme nous l'avons vu dans la section B.3.6, il est toutefois possible de supprimer l'image conjuguée de la reconstruction au moyen du décalage de phase. Nous l'avons vérifié expérimentalement en ajoutant un translateur piézoélectrique dans le montage. La figure G.39 montre le résultat obtenu. Cependant, nous perdons alors le principal intérêt de l'holographie digitale par rapport à l'ESPI qui était le plus faible nombre d'acquisitions nécessaires pour réaliser la mesure de déplacement. Le choix de la technique la plus adaptée devra donc, dans ce cas, être basé sur la précision des mesures par l'une ou l'autre des deux techniques. N'ayant pas mesuré la précision des mesures par holographie digitale avec décalage de phase, nous ne pouvons pas conclure sur ce point pour le moment.

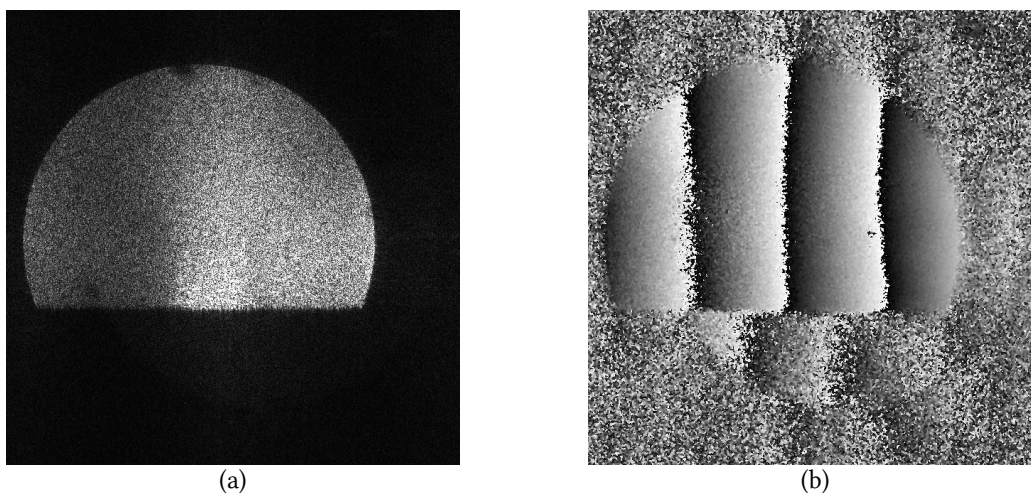


Figure G.39 : (a) Reconstruction de l'image du réflecteur FIRST par holographie digitale, où les images réelle et virtuelle se superposent. (b) Observation du déphasage produit par un déplacement du réflecteur.

## G.5 Conclusions

À travers ce chapitre, nous avons couvert la mesure de déplacements d'objets spéculaires sans utilisation de revêtement diffusant. Cela est rendu possible par la réflexion du speckle produit par un diffuseur et fonctionne pour l'ESPI comme pour l'holographie digitale avec la particularité de présenter un vecteur sensibilité toujours perpendiculaire à la surface de l'objet spéculaire. L'inconvénient de cette technique est que le déplacement de la surface engendre une décorrélation plus rapide que pour l'observation d'un objet diffusant. Nous avons ainsi identifié que cette décorrélation intervient principalement quand la caméra n'est pas correctement focalisée sur l'objet spéculaire. Cependant, la précision de la focalisation requise est inférieure en infrarouge permettant malgré tout une meilleure visibilité des franges qu'en visible.

Cette technique a été vérifiée expérimentalement en ESPI et en holographie digitale de façon quantitative avec des miroirs plans, nous permettant d'estimer la précision des mesures à  $\lambda/10$  en ESPI et  $\lambda/7$  en holographie digitale. Cependant, l'holographie digitale présente l'avantage de nécessiter un nombre inférieur d'acquisitions par mesure. La limite supérieure correspond au nombre maximal de frange que l'on peut observer. Nous avons ainsi une densité de frange maximale permettant la mesure de 10 pixels par frange en ESPI et 13 pixels par frange en holographie digitale. Pour la VARIOCAM – qui possède un détecteur de  $640 \times 480$  pixels –, cela correspond à une limite supérieure de 64 franges par image en ESPI, soit une différence de déplacement maximal d'un bord à l'autre de l'objet de  $339 \mu\text{m}$ . En holographie digitale, cette limite est de 13 pixels par frange pouvant couvrir la moitié de l'image totale, soit une différence de déplacements maximale d'un bout à l'autre de l'objet de  $261 \mu\text{m}$  maximum<sup>i</sup>.

Enfin, nous avons démontré que ces techniques permettent la mesure de déplacements de réflecteurs de grandes dimensions en réalisant des mesures de déplacement sur le réflecteur FIRST de 1,1 m de diamètre. Cette dernière expérience est représentative des besoins de l'AGENCE SPATIALE EUROPÉENNE en termes de stabilité et de précision de mesure. Elle valide donc la technique proposée. La prochaine étape sera d'effectuer ces mesures de déplacement en conditions réelles – c'est-à-dire soumis à des variations thermiques dans une cuve à vide. Ces premiers résultats encourageants font l'objet d'une publication au congrès international d'astronautique IAC 2010.

Les principaux atouts de la projection de speckle en infrarouge viennent, d'une part, de la longueur d'onde du laser  $\text{CO}_2$ . En effet, celui-ci réduit le critère de stabilité et permet la mesure de plus grands déplacements par rapport aux techniques interférométriques en visible, tout en fournissant une mesure sur champ complet – contrairement aux techniques de métrologies optiques non cohérentes. D'autre part, l'utilisation d'un diffuseur pour illuminer la surface étudiée apporte une grande flexibilité dans le montage optique, simplifiant fortement celui-ci. Ces avantages rendent envisageables la mesure de déplacements de sur-

<sup>i</sup> La moitié de l'image correspond donc soit à une image de  $320 \times 480$  pixels soit  $640 \times 240$  pixels. Le cas le plus favorable correspond donc à une longueur de 640 pixels comme en ESPI.

---

faces de formes plus complexes qu'une parabole ou une ellipse. Ainsi, dans le cadre du projet HOLODIR, nous envisageons d'appliquer cette technique au cas d'un réflecteur de forme complexe (voir figure G.1, page 145) avec un ou plusieurs diffuseurs placés de façon adéquate.





## H. Conclusions générales

Dans cette thèse, nous avons démontré, pour la première fois à notre connaissance, la faisabilité de la mesure de déplacement au moyen des techniques ESPI et holographie digitale à  $10\ \mu\text{m}$  avec un détecteur matriciel à microbolomètres pour des objets diffusants et spéculaires. La gamme de déplacements directement observables que nous avons obtenue s'étend de  $1\ \mu\text{m}$  à  $250\text{-}350\ \mu\text{m}$  selon la méthode. Nous avons montré que l'holographie digitale donne des performances moindres que l'ESPI. Cela est cependant compensé par la possibilité de déterminer les déplacements subis sur base d'une seule acquisition.

Pour appliquer ces techniques, nous avons montré qu'elles pouvaient fonctionner en présence de rayonnement thermique. De plus, nous avons montré que les technologies de détecteurs et de lasers, ainsi que les composants optiques nécessaires aux montages optiques sont suffisamment matures.

En revanche, nous avons constaté en infrarouge thermique que les objets illuminés présentent naturellement un caractère plus spéculaire qu'en visible. Afin de contourner ce problème, nous avons dû appliquer un revêtement diffusant sur les objets de rugosité de surface trop faible.

À cela s'ajoute l'étude de l'impact du changement de longueur d'onde en holographie digitale qui nous a mené à la constatation que les dimensions de l'image conjuguée dans les reconstructions pouvaient être prédites par la connaissance des dimensions de l'objet observé et des paramètres de reconstruction du système. Il est ainsi apparu que l'étendue de l'image conjuguée est diminuée par l'augmentation de la longueur d'onde, ce qui est favorable à nos applications.

Suite à nos premiers résultats encourageants, nous avons effectué une étude approfondie des performances afin de réaliser un montage optimisé. Pour cela, nous avons commencé par étudier la stabilité du laser menant à la sélection d'un modèle adapté aux besoins de l'interférométrie. Ensuite, nous avons mis en évidence l'effet de la polarisation, de la non-résolution du speckle et de la non-résolution des interférences sur le niveau de modulation des specklegrammes en ESPI. Après cela, nous avons abordé le problème de la séparation du faisceau laser et de sa recombinaison. Nous avons ainsi proposé un montage optimisant à la fois la mesure de déplacements et de températures.

Une fois la mesure de déplacements validée et optimisée, nous avons montré avec succès le couplage de celle-ci à la mesure simultanée de températures. Cette dernière est réalisée en reconstruisant l'image thermique à partir des specklegrammes obtenus par décalage de phase. Nous avons proposé plusieurs techniques de reconstruction et avons montré celle

donnant le moins d'erreurs. Cependant, celle-ci donne un niveau d'erreur de mesure plus élevé qu'une acquisition directe de l'image thermique de l'objet. L'utilisation des speckle-grammes trouvera donc une application lorsque les phénomènes observés présentent des variations temporelles importantes.

Enfin, nous avons montré qu'il existe une alternative à l'utilisation d'un revêtement diffusant. La projection de speckle permet d'appliquer l'ESPI et l'holographie digitale pour des objets spéculaires. Nous avons mis en œuvre cette technique pour le cas particulier des réflecteurs spatiaux. Nous avons ainsi présenté un instrument que nous avons validé avec un réflecteur parabolique représentatif. L'utilisation d'un diffuseur comme source lumineuse rend les montages optiques beaucoup plus simple et flexibles que les techniques interférométriques habituelles. Elle nous permet ainsi d'envisager la mesure d'un large éventail de formes.

Les développements présentés dans cette thèse ont abouti à la réalisation de quatre prototypes fonctionnels correspondant à l'utilisation de l'ESPI et de l'holographie digitale, avec et sans diffuseur. Cependant, avant de passer à la réalisation d'un instrument commercialisable, des études supplémentaires sont encore nécessaires.

D'une part, pour la mesure de déplacements et de températures simultanée, il est indispensable d'étudier de façon plus poussée l'utilisation du décalage de phase induit par le déplacement de l'objet. En effet, bien que nous ayons proposé une méthode de reconstruction du signal thermique que nous avons validée expérimentalement à la section F.3.5, le décalage de phase était produit par un translateur piézoélectrique. L'étape suivante sera donc d'étudier le cas d'un déphasage induit par le déplacement de la surface de l'objet. Cette étude servira à mettre en lumière les limites de la méthode de reconstruction proposée expérimentalement et permettra, éventuellement, d'améliorer l'équation de reconstruction afin de l'adapter au mieux aux contraintes du système. Elle permettra également de mieux préciser les plages de vitesse de variations admises du point de vue du déplacement et de la température de l'objet, que nous avons estimés dans cette thèse de façon théorique uniquement.

D'autre part, pour la mesure de déplacements d'objets spéculaires, un des points critiques est le comportement du diffuseur dont les déplacements doivent rester inférieurs à la précision voulue – de l'ordre de  $\lambda/10$  à  $\lambda/20$ , soit des déplacements maximaux tolérés de la surface du diffuseur de l'ordre de 1 à 0,5  $\mu\text{m}$ . En effet, le diffuseur agit comme une surface de référence par rapport à laquelle les déplacements de l'objet sont mesurés. Il convient donc de chiffrer l'impact ces déplacements sur les mesures et d'étudier des parades éventuelles afin de minimiser cet impact sur la précision des mesures de déplacements. Cet étude s'avère particulièrement importante dans la perspective d'une utilisation futur dans une cuve à vide. En effet, dans une telle application, l'objet à mesurer subira d'importantes variations de températures alors que le diffuseur devra être maintenu à une température aussi stable que possible pour minimiser sa déformation. Ainsi, il serait judicieux de réaliser des recherches de matériaux de support pour ce diffuseur qui soient peu sensibles aux variations

thermiques de son environnement, couplés à un revêtement diffusant adéquat du point de vue de sa rugosité et de sa réflectivité.



# I. Annexes

## I.1 Mesure de rugosité des échantillons

### Fibre de carbone

La figure I.1 ci-dessous montre le résultat de la mesure de rugosité effectuée par ITO sur l'échantillon en fibre de carbone. En haut de la figure, dans le cadre appelé *Surface Map*, les deux graphes montrent l'élévation de la surface mesurée. En dessous apparaît la valeur de la rugosité : « PV » pour la rugosité *peak-to-valley*, « rms » pour la rugosité RMS et « Ra » pour la rugosité moyenne. Les indications « Size X » et « Size Y » représentent les dimensions de la surface de l'échantillon utilisée pour la mesure. Dans le cadre *Surface Profile* en dessous, la rugosité est mesurée le long d'un profil de la surface. Ce profil correspond à la ligne horizontale visible dans le graphe en haut à gauche. Enfin, les cadres *Intensity Map* et *Measure Attributes* donne, respectivement, l'image en intensité observée par l'instrument Zygo et les paramètres de ce dernier pour la mesure.

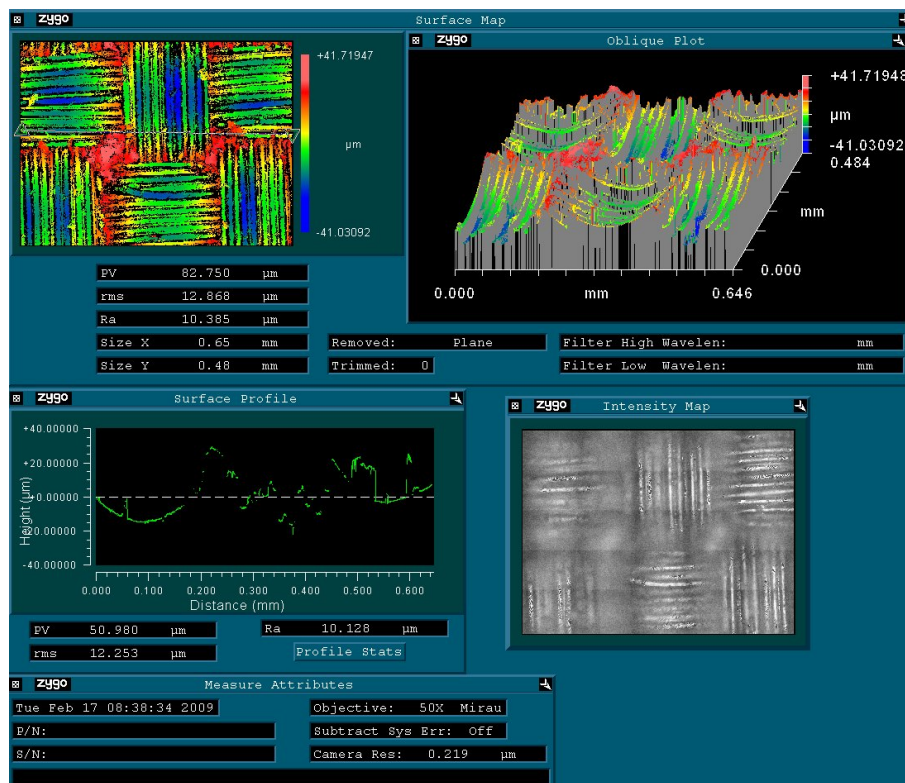


Figure I.1 : Mesure de rugosité sur la fibre de carbone (mesure réalisée par ITO).

## Fibre de verre

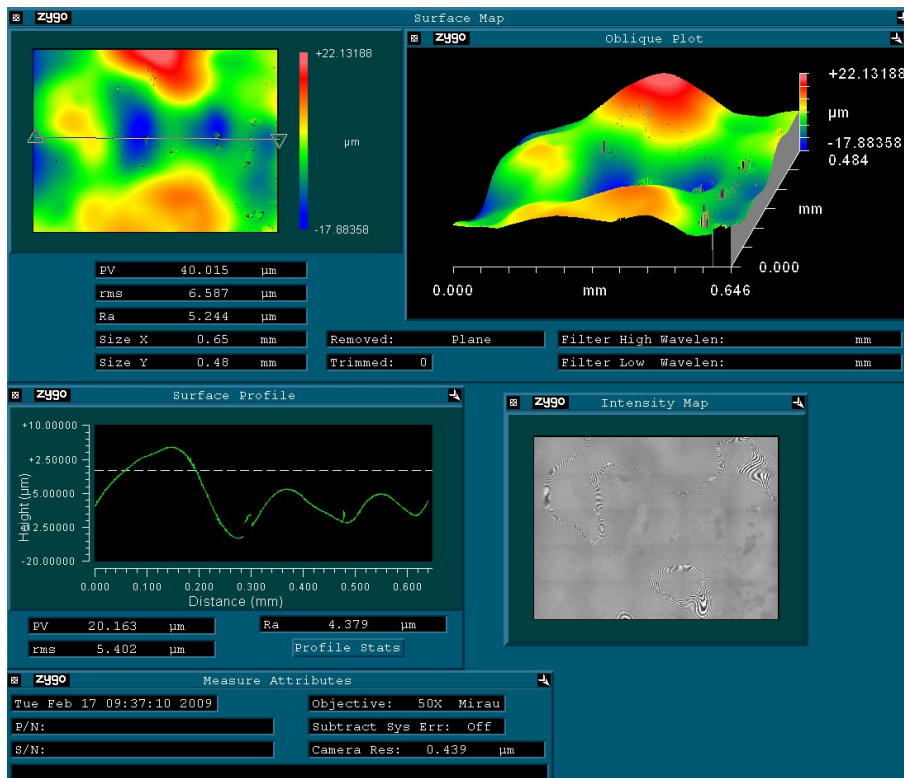


Figure I.2 : Mesure de rugosité sur la fibre de verre (mesure réalisée par rto).

## Infragold

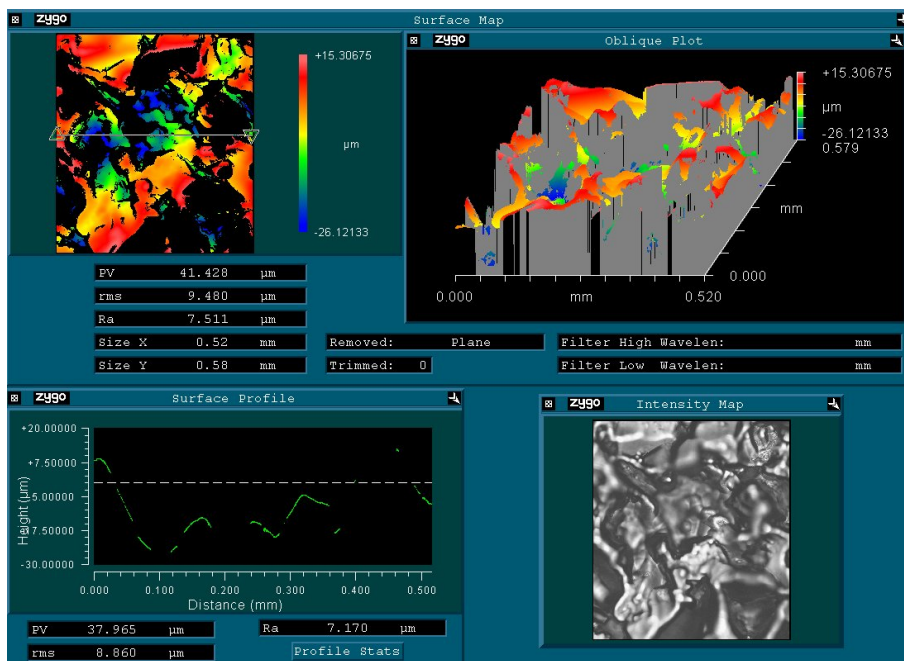


Figure I.3 : Mesure de rugosité sur l'échantillon Infragold (mesure réalisée par rto).

## Aluminium anodisé noir

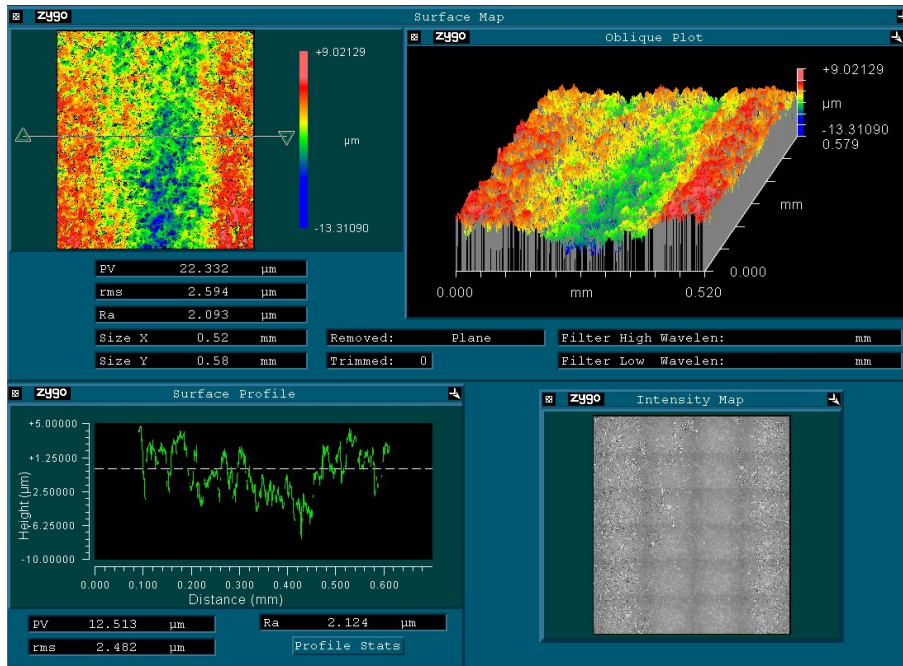


Figure I.4 : Mesure de rugosité sur l'aluminium anodisé noir (mesure réalisée par ITO).

## Aluminium

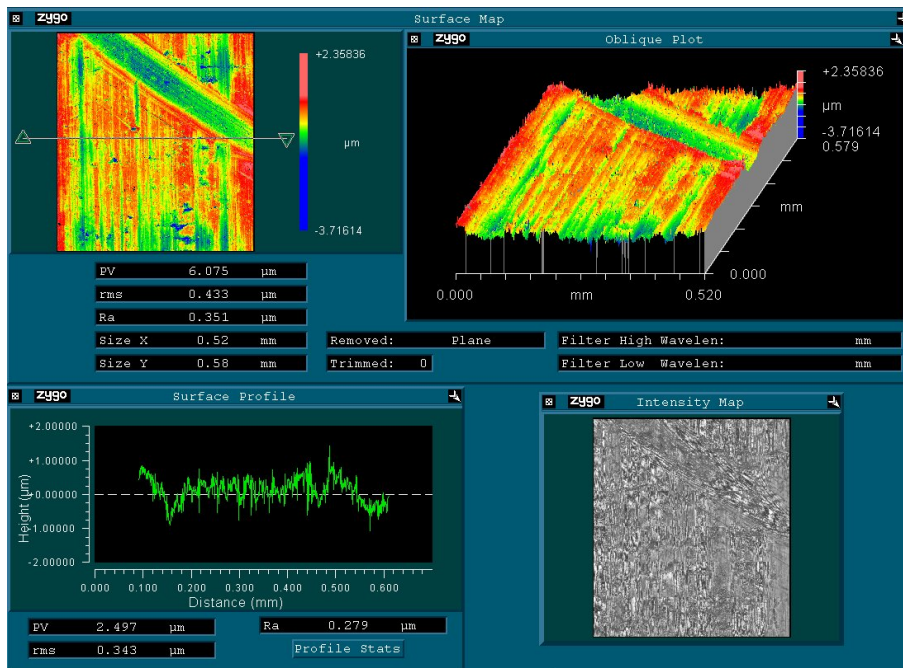


Figure I.5 : Mesure de rugosité sur la plaque d'aluminium nue (mesure réalisée par ITO).

## Poudre blanche

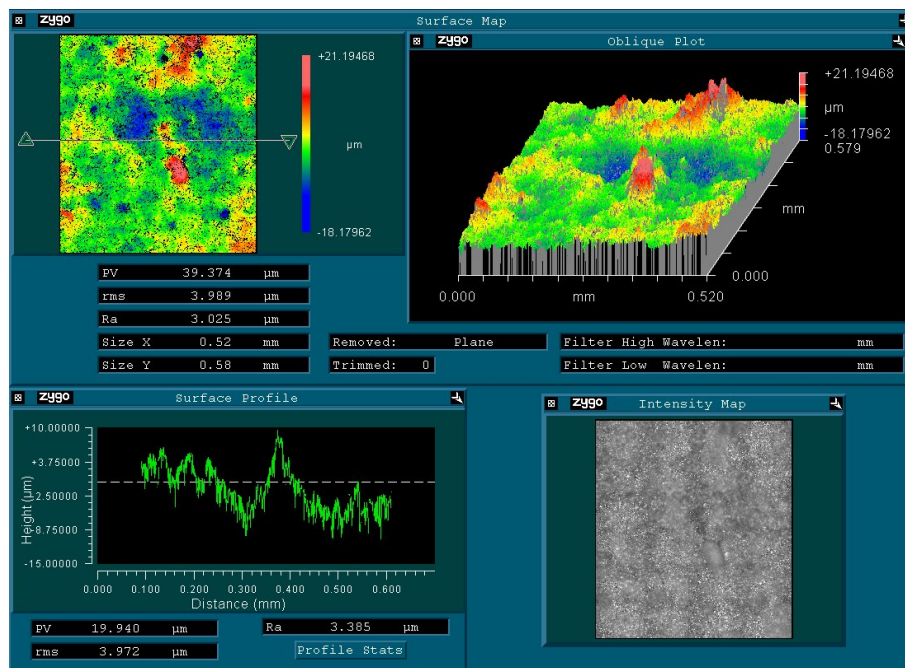


Figure I.6 : Mesure de rugosité sur une plaque d'aluminium recouverte de poudre blanche (mesure réalisée par ITO).



## I.2 Visibilité des franges en ESPI par projection de speckle

L'expression de la visibilité des franges en ESPI par projection de speckle, noté  $\gamma_{vis}$ , en fonction de l'angle de rotation  $\theta$  appliqué à l'objet spéculaire est donnée par HANSEN [148] :

$$\gamma_{vis} = \exp\left[\frac{-2L_g\theta}{r_d^2}\right] \exp\left[-\left(\frac{1}{\theta_t^2} - \frac{1}{\theta_{Lg}^2}\right)\theta^2\right] \quad (I.1)$$

où  $L_g$  représente la distance de l'objectif d'imagerie à l'objet spéculaire et où nous avons :

$$\theta_{Lg}^2 = \frac{\rho_0^2}{8L_g \Re(BA^*)} \quad (I.2)$$

$$\theta_t = \frac{\rho_0}{2|B|} \quad (I.3)$$

$$r_d = \frac{\rho_0}{|A|} \quad (I.4)$$

Dans ces équations, nous avons noté  $\rho_0$  la largeur moyenne des grains de speckle qui vaut :

$$\rho_0 = \frac{8|B|}{k^2 r_s^2} + \frac{4}{k} \Im(BA^*) \quad (I.5)$$

où  $k = 2\pi/\lambda$  et,  $A$  et  $B$  sont donnés par :

$$A = 1 - L_2 \left( \frac{1}{f} + i \frac{2}{k\sigma^2} \right) \quad (I.6)$$

$$B = (L_1 + L_g) + L_2 \left( 1 - \frac{L_1 + L_g}{f} - i \frac{2(L_1 + L_g)}{k\sigma^2} \right) \quad (I.7)$$

$L_1$  et  $L_2$  représentent respectivement les distances de l'objet spéculaire à l'objectif d'imagerie et de l'objectif au senseur,  $f$  est la longueur focale de l'objectif et  $\sigma$  est le rayon de transmission à  $1/e$  de l'amplitude de l'ouverture gaussienne de l'objectif d'imagerie.

### I.3 Observation d'un réflecteur elliptique par projection de speckle

De façon similaire à l'étude du réflecteur FIRST de la section G.4.2, nous avons étudié la configuration pour la projection de speckle pour le réflecteur elliptique de démonstration du satellite PLANCK dont le profil est montré à la figure I.7. La figure I.8 montre les largeurs minimale du diffuseur valant  $2\ \mu\text{m}$ ,  $4\ \text{mm}$  et  $19\ \text{mm}$  pour des déviations de pente maximales de  $0$ ,  $1 \times 10^{-3}$  et  $5 \times 10^{-3}$  radians. L'ellipse étant un réflecteur stigmatique, contrairement à la parabole, nous constatons que la largeur du diffuseur nécessaire est beaucoup plus petite. Ainsi, le cas extrême d'une déviation de pente nulle montre que l'observation est possible avec une source quasi ponctuelle.

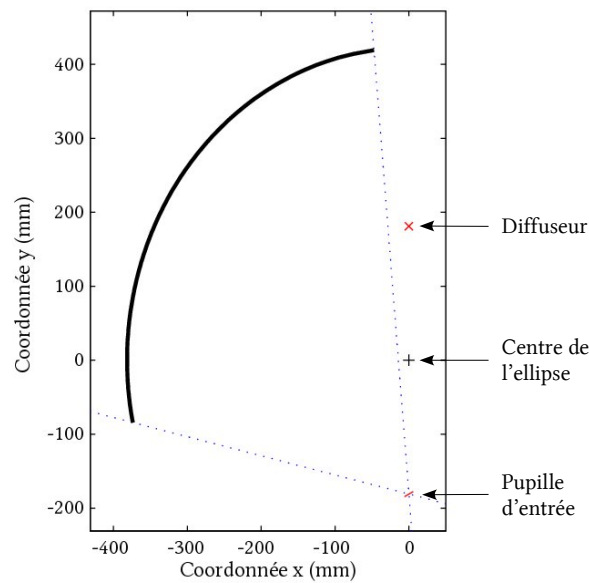


Figure I.7 : Configuration géométrique pour l'observation du réflecteur elliptique de démonstration du satellite PLANCK.

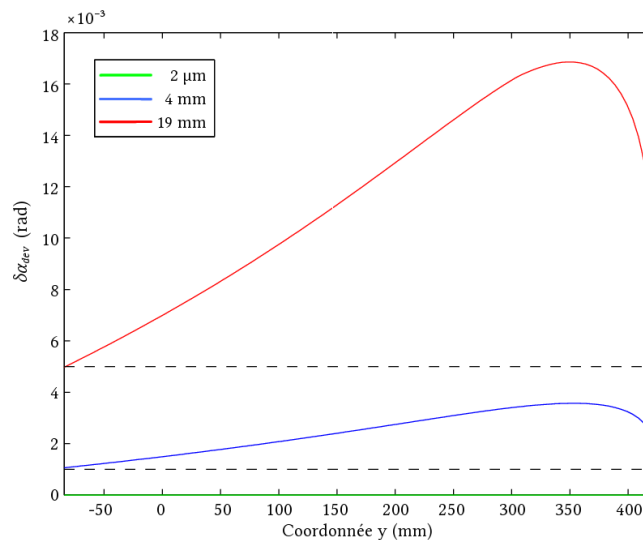


Figure I.8 : Déviations de pente maximales admissibles en fonction de la coordonnée  $y$  afin de récolter les rayons lumineux au niveau de la pupille d'entrée supposée ponctuelle avec un diffuseur de  $2\ \mu\text{m}$  (en vert),  $4\ \text{mm}$  (en bleu) et  $19\ \text{mm}$  (en rouge).

## J. Bibliographie

- [1] T. KREIS, *Holographic interferometry: principles and methods*, 1<sup>re</sup> éd., Akademie Verlag (1996).
- [2] R. JONES, C. WYKES, *Holographic and Speckle Interferometry*, 2<sup>e</sup> éd., Cambridge University Press (1989).
- [3] H.J. CAULFIELD, Q.B. HE, M.P. SCHAMSCHULA, « Reduced coherence, stability and temporal overlap requirements for holography », *Appl. Opt.* 30, p. 4170-4171 (1991).
- [4] P. HARIHARAN, *Optical holography: principles, techniques, and applications*, Cambridge University Press (1996).
- [5] C. THIZY, M. GEORGES, P. LEMAIRE, Y. STOCKMAN, D. DOYLE, « Phase control strategies for stabilization of photorefractive holographic interferometer », *Proc. SPIE 6341*, p. 63411O (2006).
- [6] J.S. CHIVIAN, R.N. CLAYTOR, D.D. EDEN, « Infrared holography at 10.6  $\mu\text{m}$  », *Appl. Phys. Lett.* 15, p. 1969 (1969).
- [7] W.A. SIMPSON, W.E. DEEDS, « Real-time visual reconstruction of infrared holograms », *Appl. Opt.* 9, p. 499-501 (1970).
- [8] R.R. ROBERTS, T.D. BLACK, « Infrared holograms recorded at 10.6  $\mu\text{m}$  and reconstructed at 0.6328  $\mu\text{m}$  », *Appl. Opt.* 15, p. 2018-2019 (1976).
- [9] S. KOBAYASHI, K. KURIHARA, « Infrared holography with wax and gelatin film », *Appl. Phys. Lett.* 19, p. 482-484 (1971).
- [10] M. RIOUX, M. BLANCHARD, M. CORMIER, R. BEAULIEU, D. BÉLANGER, « Plastic recording media for holography at 10.6  $\mu\text{m}$  », *Appl. Opt.* 16, p. 1876-1879 (1977).
- [11] M. CORMIER, M. BLANCHARD, M. RIOUX, R. BEAULIEU, « Holographie sur de minces couches d'huile », *Appl. Opt.* 17, p. 3622-3626 (1978).
- [12] J. LEWANDOWSKY, B. MONGEAU, M. CORMIER, « Real-time interferometry using IR holography on oil films », *Appl. Opt.* 23, p. 242-246 (1984).
- [13] R. BEAULIEU, R.A. LESSARD, M. CORMIER, M. BLANCHARD, M. RIOUX, « Infrared holography on commercial wax at 10.6  $\mu\text{m}$  », *Appl. Phys. Lett.* 31, p. 602-603 (1977).
- [14] R. BEAULIEU, R.A. LESSARD, M. CORMIER, M. BLANCHARD, M. RIOUX, « Pulsed IR holography on tiki-wax films », *Appl. Opt.* 17, p. 3619-3621 (1978).
- [15] R. BEAULIEU, R.A. LESSARD, S. LING CHIN, « Resist recording media for holography at 10.6  $\mu\text{m}$  », *Proc. SPIE 2042*, p. 259-263 (1994).
- [16] R. BEAULIEU, R.A. LESSARD, S. LING CHIN, « Recording of infrared radiation (10.6  $\mu\text{m}$ ) in a tetrafluoroethylene copolymer of vinylidene fluoride », *Photopolymers and applications in holography, optical data storage, optical sensors, and interconnects, Proc. of the International Conference on Lasers 94*, p. 758-762 (1994).
- [17] R. BEAULIEU, R.A. LESSARD, « Infrared holography on poly(acrylic acid) films », *Applications of Photonic Technology 4 (Photonics North 2000), Proc. SPIE 4087*, p. 1298-1301 (2000).
- [18] S. CALIXTO, « Albumen as a relief recording media for spatial distributions of infrared radiation. Fabrication of interference gratings and microlenses », *Appl. Opt.* 42, p. 259-263 (2003).
- [19] O.J. LØKBERG, O. KWON, « Electronic speckle pattern interferometry using a CO<sub>2</sub> laser », *Opt. Laser Technol.* 16, p. 187-192 (1984).
- [20] E. ALLARIA, S. BRUGIONI, S. DE NICOLA, P. FERRARRO, S. GRILLI, R. MEUCCI, « Digital holography at 10.6  $\mu\text{m}$  », *Opt. Comm.* 215, p. 257-262 (2003).

- [21] S. DE NICOLA, P. FERRARO, S. GRILLI, L. MICCIO, R. MEUCCI, P.K. BUAH-BASSUAH, F.T. ARECCHI, « Infrared digital reflective-holographic 3D shape measurements », *Opt. Comm.* 281, p. 1445-1449 (2008).
- [22] N. GEORGE, K. KHARE, W. CHI, « Infrared holography using a microbolometer array », *Appl. Opt.* 47, p. A7-A12 (2008).
- [23] J.A. LEENDERTZ, « Interferometric displacement measurement of scattering surfaces utilizing speckle effect », *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 3, p. 214-218 (1970).
- [24] J.N. BUTTERS, J.A. LEENDERTZ, « Speckle pattern and holographic techniques in engineering metrology », *Opt. Laser Technol.* 3, p. 26-30 (1971).
- [25] Q.B. LI, F.P. CHIANG, « Three-dimensional dimension of laser speckle », *Appl. Opt.* 31, p. 6287-6291 (1992).
- [26] J.W. GOODMAN, « Statistical properties of laser speckle patterns » (chap. 2), dans *Laser speckle and related phenomena*, Topics in applied physics 9, p. 9-75 (1975).
- [27] J.E. WARD, D.P. KELLY, J.T. SHERIDAN, « Three-dimensional speckle size in generalized optical systems with limiting apertures », *J. Opt. Soc. Am. A* 26, p. 1855-1864 (2009).
- [28] P. JACQUOT, « Techniques speckle : théorie et applications » (chap. 3), dans *Méthodes et techniques optiques pour l'industrie*, club CMOI, colloque international francophone, p. 79-185 (Reims, 2009).
- [29] M. FRANÇON, *Granularité laser : speckle*, Masson (1978).
- [30] J.N. BUTTERS, J.A. LEENDERTZ, « Holographic and video techniques applied to engineering measurement », *J. Meas. Control* 4, p. 349-354 (1971).
- [31] A. MACOVSKI, S.D. RAMSEY, L.F. SCHAEFER, « Time-Lapse Interferometry and Contouring Using Television Systems », *Appl. Opt.* 10, p. 2722-2727 (1971).
- [32] O. SCHWOMMA, *Holografisch-interferometrisches oder moirémetrischesverfahren*, brevet autrichien n° 298830 (1972).
- [33] K. CREATH, « Phase-measurement interferometry techniques », *Prog. Opt.* 26, p. 349-393 (1988).
- [34] J. SCHWIDER, « Advanced evaluation techniques in interferometry », *Prog. Opt.* 28, p. 272-359 (1990).
- [35] D.W. ROBINSON, G.T. REID, *Interferogram analysis*, Institute of Physics Publishing (1993).
- [36] D. MALACARA, M. SERVÍN, Z. MALACARA, *Interferogram analysis for optical testing*, Marcel Dekker (1998).
- [37] D.W. PHILLION, « General methods for generating phase-shifting interferometry algorithms », *Appl. Opt.* 36, p. 8098-8115 (1997).
- [38] Y. SURREL, « Fringe analysis », dans *Photomechanics*, Topics Appl. Phys. 77, p. 55-102 (2000).
- [39] J.M. HUNTLEY, « Fringe analysis today and tomorrow », *Proc. SPIE* 4933, p. 167-174 (2003).
- [40] M. CHERBULIEZ, P. JACQUOT, « Phase computation through wavelet analysis: yesterday and nowadays », *Fringe 2001, Proceedings of the 4<sup>th</sup> international workshop on automatic processing of fringe patterns*, p. 154-162 (2001).
- [41] X. COLONNA DE LEGA, P. JACQUOT, « Deformation measurement with object-induced dynamic phase shifting », *Appl. Opt.* 35, p. 5115-5121 (1996).
- [42] D.C. GHIGLIA, M.D. PRITT, *Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software*, Wiley (1998).
- [43] K.G. LARKIN, « Natural demodulation of two-dimensional fringe patterns. I. General background of the spiral phase quadrature transform & II. Stationary phase analysis of the spiral phase quadrature transform », *J. Opt. Soc. Am. A* 18, p. 1862-1881 (2001).
- [44] S. EQUIS, P. JACQUOT, *Phase extraction in dynamic speckle interferometry with empirical mode decomposition and Hilbert transform*, Strain, DOI: 10.1111/J.1475-1305.2008.00451.X (2008).
- [45] S. EQUIS, P. JACQUOT, « The empirical mode decomposition: a must-have tool inspeckle interferometry? », *Opt. Express* 17, p. 611-623 (2009).

- [46] M. TAKEDA, H. INA, S. KOBAYASHI, « Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry », *J. Opt. Soc. Am.* 72, p. 156-160 (1982).
- [47] D.R. MATTHYS, J.A. GILBERT, T.D. DUDDERAR, K.W. KOENIG, « A windowing technique for the automated analysis of holo-interferograms », *Opt. Lasers Eng.* 8, p. 123-136 (1988).
- [48] P.D. PLOTKOWSKI, M.Y.Y. HUNG, J.D. HOVANESIAN, G. GERHARDT, « Improved fringe carrier techniques for unambiguous of holographically recored displacements », *Opt. Eng.* 24, p. 754-756 (1985).
- [49] P. HARIHARAN, B.F. OREB, N. BROWN, « A digital phase-measurement system for real-time holographic interferometry », *Opt. Comm.* 41, p. 393-396 (1982).
- [50] P. HARIHARAN, « Quasi-heterodyne hologram interferometry », *Opt. Eng.* 24, p. 632-638 (1985).
- [51] K. CREATH, « Phase-shifting interferometry », *Appl. Opt.* 24, p. 3053-3058 (1985).
- [52] C. JOENATHAN, « Phase-measuring interferometry: new methods and error analysis », *Appl. Opt.* 33, p. 4147-4155 (1994).
- [53] K. CREATH, « Temporal phase measurement methods » (chap. 4), dans *Interferogram analysis*, Institute of Physics Publishing, p. 94-140 (1993).
- [54] J.C. WYANT, « Interferometric optical metrology: basic principles and new systems », *Laser Focus* 18, p. 65-71 (1982).
- [55] M. OWNER-PETERSEN, « Phase-map unwrapping: a comparison of some traditional methods and a presentation of a new approach », *Proc. SPIE* 1508, p. 73-82 (1991).
- [56] H. VROOMAN, A. MAAS, « Image processing algorithms for the analysis of phase-shifted speckle interference patterns », *Appl. Opt.* 30, p. 1636-1641 (1991).
- [57] K.A. STETSON, « Phase-step interferometry of irregular shapes by using an edge-following algorithm », *Appl. Opt.* 31, p. 5320-5325 (1992).
- [58] J.M. HUNTLEY, H. SALDNER, « Temporal phase-unwrapping algorithm for automated interferogram analysis », *Appl. Opt.* 32, p. 3047-3052 (1993).
- [59] R. CUSACK, J.M. HUNTLEY, H.T. GOLDREIN, « Improved noise-immune phase-unwrapping algorithm », *Appl. Opt.* 34, p. 781-789 (1995).
- [60] C. JOENATHAN, B. FRANZE, P. HAIBLE, H.J. TIZIANI, « Speckle interferometry with temporal phase evaluation for measuring large-object deformation », *Appl. Opt.* 37, p. 2608-2614 (1998).
- [61] ENGINEERING SYNTHESIS DESIGN INC., *IntelliWave™ User Manual*, rev. 4.0 (2003).
- [62] J.M. HUNTLEY, « Random phase measurement errors in digital speckle pattern interferometry », *Opt. Lasers Eng.* 26, p. 131-150 (1997).
- [63] H.A. AEBISCHER, S. WALDNER, « A simple and effective method for filtering speckle-interferometric phase fringe patterns », *Opt. Comm.* 162, p. 205-210 (1999).
- [64] Y.Y. HUNG, « Electronic shearography versus ESPI for nondestructive evaluation », *Moire techniques, holographic interferometry, optical NDT, and applications to fluid mechanics*, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng.* 1554B, p. 692-700 (1991).
- [65] Y.Y. HUNG, C.Y. LIANG, « Image-shearing camera for direct measurement of surface strain », *Appl. Opt.* 18, p. 1046-1051 (1979).
- [66] A.R. GANESAN, D.K. SHARMA, M. P. KOTHIYAL, « Universal digital speckle shearing interferometer », *Appl. Opt.* 27, p. 4731-4734 (1988).
- [67] D. GABOR, « A new microscopic principle », *Nature* 161, p. 777-778 (1948).
- [68] D. GABOR, « Microscopy by reconstructed wavefronts », *Proc. Royal Society A* 197, p. 454-487 (1949).
- [69] D. GABOR, « Microscopy by reconstructed wavefronts: II », *Proc. Royal Society B* 64, p. 449-469 (1951).
- [70] E.N. LEITH, J. UPATNIEKS, « Reconstructed wavefronts and communication theory », *J. Opt. Soc. Am.* 52, p. 1123-1130 (1962).
- [71] E.N. LEITH, J. UPATNIEKS, « Wavefront reconstruction with continuous-tone objects », *J. Opt. Soc. Am.* 53, p. 1377-1381 (1963).

- [72] E.N. LEITH, J. UPATNIEKS, « Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects », *J. Opt. Soc. Am.* 54, p. 1295-1301 (1964).
- [73] Y.N. DENISYUK, « On the reflection of optical properties of an object in a wave field of light scattered by it », *Dokl. Akad. Nauk* 144, p. 1275-1278 (1962).
- [74] T.H. MAIMAIN, « Stimulated optical radiation in ruby », *Nature* 187, p. 493-494 (1960).
- [75] H. M. SMITH, *Holographic recording materials*, Springer-Verlag (1977).
- [76] J. W. GOODMAN, *Introduction to Fourier optics*, Second Ed., Mc Graw-Hill Inc (1968).
- [77] J.W. GOODMAN, R.W. LAWRENCE, « Digital image formation from electronically detected holograms », *Appl. Phys. Lett.* 11, p. 77-79 (1967).
- [78] T.S. HUANG, « Digital holography », *Proc. IEEE* 59, p. 1335-1346 (1971).
- [79] L.P. YAROSLAVSKII, N.S. MERZLYAKOV, *Methods of Digital Holography*, Consultants Bureau (1980).
- [80] W.S. HADDAD, D. CULLEN, J.C. SOLEM, J.W. LONGWORTH, A. MCPHERSON, K. BOYER, C.K. RHODES, « Fourier-transform holographic microscope », *Appl. Opt.* 31, p. 4973-4978 (1992).
- [81] U. SCHNARS, W. JÜPTNER, « Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction », *Appl. Opt.* 33, p. 179-181 (1994).
- [82] U. SCHNARS, « Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms », *Journ. Opt. Soc. Amer. A* 11, p. 2011-2015 (1994).
- [83] T. KREIS, W. JÜPTNER, « Principles of digital holography », *Fringe 97, Proc. of the 3<sup>rd</sup> intl. workshop on automatic processing of fringe patterns*, p. 353-363 (1997).
- [84] C. WAGNER, S. SEEBACHER, W. OSTEN, W. JÜPTNER, « Digital recording and numerical reconstruction of lensless Fourier holograms in optical metrology », *Appl. Opt.* 38, p. 4812-4820 (1999).
- [85] P. PICART, J. LEVAL, « General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography », *J. Opt. Soc. Am. A* 25, p. 1744-1761 (2008).
- [86] T. KREIS, M. ADAMS, W. JÜPTNER, « Methods of digital holography: a comparison », *Proc. SPIE* 3098, p. 224-233 (1997).
- [87] W.G. REES, « The validity of the Fresnel approximation », *Eur. J. Phys.* 8, p. 44-48 (1987).
- [88] Ø. SKOTHEIM, « HoloVision: a software package for reconstruction and analysis of digitally sampled holograms », *Proc. SPIE* 4933, p. 311-316 (2003).
- [89] L.Z. CAI, Q. LIU, X.L. YANG, Y.R. WANG, « Sensitivity adjustable contouring by digital holography and a virtual reference wavefront », *Opt. Comm.* 221, p. 49-54 (2003).
- [90] T. ZHANG, I. YAMAGUCHI, « Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography », *Opt. Lett.* 23, p. 1221-1223 (1998).
- [91] C. WAGNER, W. OSTEN, S. SEEBACHER, « Direct shape measurement by digital wavefront reconstruction and multiwavelength contouring », *Opt. Eng.* 39, p. 79-85 (2000).
- [92] I. YAMAGUCHI, S. OHTA, J.I. KATO, « Surface contouring by phase-shifting digital holography », *Opt. Lasers Eng.* 36, p. 417-428 (2001).
- [93] L.Z. CAI, X.F. MENG, Y.R. WANG, X.X. SHEN, G.Y. DONG, X.L. YANG, « Virtual shearing interferometry by digital holography », *Opt. Comm.* 259, p. 64-69 (2006).
- [94] J.W. GOODMAN, « Film-grain noise in wavefront-reconstruction imaging », *J. Opt. Soc. Am.* 57, p. 493-502 (1967).
- [95] A. KOZMA, « Effects of film-grain noise in holography », *J. Opt. Soc. Am.* 58, p. 436-438 (1968).
- [96] J. MASSIG, « Digital off-axis holography with a synthetic aperture », *Opt. Lett.* 27, p. 2179-2181 (2002).
- [97] R. BINET, J. COLINEAU, J. LEHUREAU, « Short-range synthetic aperture imaging at 633 nm by digital holography », *Appl. Opt.* 41, p. 4775-4782 (2002).
- [98] M. JACQUOT, P. SANDOZ, G. TRIBILLON, « High resolution digital holography », *Opt. Comm.* 190, p. 87-94 (2001).

- [99] M. JACQUOT, P. SANDOZ, G. TRIBILLON, « Digital holography with improved resolution by spatial sampling of holograms », *Proc. Interferometry in speckle light: theory and applications*, p. 219-226 (2000).
- [100] Y. LI, F. LILLEY, D. BURTON, M. LALOR, « Evaluation and benchmarking of a pixel-shifting camera for superresolution lensless digital holography », *Appl. Opt.* 49, p. 1643-1650 (2010).
- [101] T. KREIS, W. JÜPTNER, « Suppression of the DC term in digital holography », *Opt. Eng.* 36, p. 2357-2360 (1997).
- [102] V.L. TUFT, *HoloVision 2.2 user's manual*, 1<sup>re</sup> éd., Group of Technical Optics, Norwegian University of Science and Technology (2001).
- [103] E. CUCHE, P. MARQUET, C. DEPEURSINGE, « Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography », *Appl. Opt.* 39, p. 4070-4075 (2000).
- [104] Y. TAKAKI, H. KAWAI, H. OHZU, « Hybrid holographic microscopy free of conjugate and zero-order images », *Appl. Opt.* 38, p. 4990-4996 (1999).
- [105] I. YAMAGUCHI, T. ZHANG, « Phase shifting digital holography », *Opt. Lett.* 22, p. 1268-1270 (1997).
- [106] I. YAMAGUCHI, J. KATO, S. OHTA, J. MIZUNO, « Image formation in phase shifting digital holography and application to microscopy », *Appl. Opt.* 40, p. 6177-6186 (2001).
- [107] S. DE NICOLA, P. FERRAROA, A. FINIZIOA, G. PIERATTINIA, « Wave front reconstruction of Fresnel off-axis holograms with compensation of aberrations by means of phase-shifting digital holography », *Opt. Lasers Eng.* 37, p. 331-340 (2002).
- [108] W. HERSCHEL, « Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the Sun », *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 90, p. 284-292 (1800).
- [109] X. MALDAGUE, *Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing*, Wiley-Interscience (2001).
- [110] D.G. GILMORE, *Spacecraft thermal control handbook*, Aerospace Press (2009).
- [111] M. GEORGES, C. THIZY, G. PEDRINI, G.M. HUSTINX, I. LOPEZ, I.J. ALDAVE, B. VOLLHEIM, *Specifications of the new instrument to be developed*, Deliverable D1.1, FANTOM project, FP7 grant agreement n° ACP7-GA-2008-213457 (2008).
- [112] C.K.N. PATEL, « Continuous-wave laser action on vibrational-rotational transitions of CO<sub>2</sub> », *Phys. Rev. Lett.* 136, p. A1187-A1193 (1964).
- [113] R. WILLINGALE, *Lasers and quantum optics*, notes de cours, University of Leicester, department of physics and astronomy (2007).
- [114] A. ROGALSKI, « Infrared detectors: an overview », *Infrared Phys. Tech.* 43, p. 187-210 (2002).
- [115] M. RAZEGHI, « Current status and future trends of infrared detectors », *Opto-Electron. Rev.* 6, p. 155-194 (1998).
- [116] A. ROGALSKI, « Introduction » (chap. 1), dans *Selected papers on infrared detectors: developments*, SPIE MS 179, p. xv (2004).
- [117] P.R. NORTON, « Infrared detectors in the next millennium », *Proc. SPIE* 3698, p. 652-665 (1999).
- [118] P.W. KRUSE, « A comparison of the limits to the performance of thermal and photon detector imaging arrays », *Infrared Phys. Technol.* 36, p. 869-882 (1995).
- [119] J.J. YON, E. MOTTIN, J.L. TISSOT, « Latest amorphous silicon microbolometer developments at LETI-LIR », *Proc. SPIE* 6940, p. 69401W (2008).
- [120] B. FIÈQUE, P. ROBERT, C. MINASSIAN, M. VILAIN, J.L. TISSOT, A. CRASTES, O. LEGRAS, J.J. YON, « Uncooled amorphous silicon XGA IRFPA with 17 μm pixel-pitch for high-end applications », *Proc. SPIE* 6940, p. 69401X.1-69401X.5 (2008).
- [121] J.L. TISSOT, C. TROUILLEAU, B. FIEQUE, A. CRASTES, O. LEGRAS, « Uncooled microbolometer detector: recent developments at ULIS », *Proc. SPIE* 5957, p. 59570M (2005).
- [122] J.L. TISSOT, B. FIÈQUE, C. TROUILLEAU, P. ROBERT, A. CRASTES, C. MINASSIAN, O. LEGRAS, J.J. YONA, A. ARNAUDA, « Uncooled amorphous silicon IRFPAs with 25 μm pixel-pitch », *Proc. SPIE* 6395, p. 63950C.1-63950C.7 (2006).

- [123] P. TRIBOLET, P. COSTA, P. FILLON, A. MANISSADJIAN, P. CHORIER, « Large staring arrays at SOFRADIR », *Proc. SPIE 4820*, p. 418-428 (2002).
- [124] G. DESTEFANIS, P. BALLE, J. BAYLET, O. GRAVRAND, J. ROTHMAN, « Advanced HgCdTe technologies and dual-band developments », *Proc. SPIE 6940*, p. 69402P.1-69402P.14 (2008).
- [125] A. GROMOV, C. ASPLUND, S. SMUK, H. MARTIJN, « Optimisation of QWIP performance for high-temperature and low-background applications », *Proc. SPIE 6395*, p. 639502 (2006).
- [126] SELEX SENSORS AND AIRBORNE SYSTEMS LTD., *Long wave infrared detectors*, fiche technique (2008).
- [127] AIM INFRAROT-MODULE GMBH, *2<sup>nd</sup> and 3<sup>rd</sup> gen IR-detection modules*, fiche technique (2008).
- [128] LOCKHEED MARTIN CORP./SANTA BARBARA FOCALPLANE, *Focal plane arrays: the most sensitive, fastest, uniform & operable thermal FPAs*, fiche technique (2008).
- [129] CANTRONIC SYSTEMS INC./QWIP TECHNOLOGIES, *Focal plane arrays*, fiche technique (2008).
- [130] EDINBURG INSTRUMENTS LTD., *PL2-L test record: calibration sheet 1*, fiche technique (2008).
- [131] EDINBURG INSTRUMENTS LTD., *PL2-M test record: calibration sheet 1*, fiche technique (2008).
- [132] N.A. DIAKIDES, J.D. BRONZINO, *Medical thermal imaging*, CRC Press (2007).
- [133] INFRA TEC GMBH, *VarioCAM® hr head: user manual*, brochure (2009).
- [134] K. LIDDIARD, O. STEINVALL, L. SJÖQVIST, J. PETTERSSON, *Study of laser induced damage in silicon microbolometer IR detectors*, National Technical Information Service, PB97144570 (1997).
- [135] F. PICARD, H. JEROMINEK, T.D. POPE, R. ZHANG, L.P. NGO, B. TREMBLAY, N. TASKER, C. GRENIER, G. BILODEAU, F. CAYER, M. LEHOUX, C. ALAINN, C. LAROUCHE, S. SAVARD, « Nonimaging applications for microbolometer arrays », *Proc. SPIE 4369*, p. 274-286 (2001).
- [136] J.M. LLOYD, « Fundamentals of electro-optical imaging systems analysis » (chap. 1), dans *Electro-optical systems design, analysis, and testing*, SPIE Optical Engineering Press, p. 1-53 (1993).
- [137] G. BIRD, M. PARRISH, JR., « The wire grid as a near-infrared polarizer », *J. Opt. Soc. Am.* 50, p. 886-891 (1960).
- [138] T. BRIDGES, J. KLUVER, « Dichroic calcite polarizers for the infrared », *Appl. Opt.* 4, p. 1121-1125 (1965).
- [139] D. RAMPTON, R. GROW, « Economic infrared polarizer utilizing interference effects in films of polyethylene kitchen wrap », *Appl. Opt.* 15, p. 1034-1036 (1976).
- [140] C. CHARDONNET, V. BERNARD, C. DAUSSY, A. GICQUEL, E. ANGER, « Polarization properties of thin films of diamond », *Appl. Opt.* 35, p. 6692-6697 (1996).
- [141] D. DUMMER, S. KAPLAN, L. HANSEN, A. PINE, Y. ZONG, « High-quality Brewster's angle polarizer for broadband infrared application », *Appl. Opt.* 37, p. 1194-1204 (1998).
- [142] I. YAMAGUCHI, « Fundamentals and applications of speckle », *Proc. SPIE 4933*, p. 1-8 (2003).
- [143] J.F. VANDENRIJT, « *Interférométrie par ESPI et par holographie digitale* », mémoire de DEA en sciences appliquées, Université de Liège (2006).
- [144] J.C. STOVER, *Optical scattering – Measurement and analysis*, Mc Graw-Hill Inc (1990).
- [145] J. J. J. DIRCKX, W. F. DECRAEMER, « Coating techniques in optical interferometric metrology », *Appl. Opt.* 36, p. 2276-2782 (1997).
- [146] M. BORN, E. WOLF, *Principles of optics – Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, 6<sup>e</sup> éd., Pergamon Press (1980).
- [147] R. BAMLER, B. SCHÄTTLER, « SAR data acquisition and image formation », *SAR geocoding – data and systems*, p. 53-102 (1993).
- [148] R.S. HANSEN, « Deformation measurement of specularly reflecting objects using holographic interferometry with diffuse illumination », *Opt. Lasers Eng.* 28, p. 259-275 (1997).
- [149] R.S. HANSEN, « A compact ESPI system for displacement measurements of specular reflecting or optical rough surfaces », *Opt. Lasers Eng.* 41, p. 73-80 (2004).



- [150] J.F. VANDENRIJT, M. GEORGES, « Infrared electronic speckle pattern interferometry at 10  $\mu\text{m}$  », *Proc. SPIE 6616*, p. 66162Q (2007).
- [151] J.F. VANDENRIJT, M. GEORGES, « Holographic techniques at long wave infrared wavelengths », *Proc. of the int'l symposium to commemorate the 60<sup>th</sup> anniversary of the invention of holography*, p. 300-307 (2008).
- [152] J.F. VANDENRIJT, C. THIZY, I. ALEXEENKO, I. JORGE, I. LÓPEZ, I.S. DE OCÁRIZ, G. PEDRINI, W. OSTEN, M. GEORGES, « Electronic speckle pattern interferometry at long infrared wavelengths. Scattering requirements », *Fringe 2009, Proceedings of the 6<sup>th</sup> international workshop on advanced optical metrology*, p. 596-599 (2009).
- [153] Y. ZHANG, M. ADAMS, A. CHACE, J. GEAREY, N. McDONALD, « Miniaturized CO<sub>2</sub> lasers show that size matters », *Laser Focus World 40*, p. 89-93 (2004).
- [154] E. HECHT, *Optics*, 2<sup>e</sup> éd., Addison-Wesley (1974).
- [155] T. MAACK, R. KOWARSCHIK, G. NOTNI, « Optimum lens aperture in phase-shifting speckle interferometric setups for maximum accuracy of phase measurement », *Appl. Opt. 36*, p. 6217-6224 (1997).
- [156] R. JONES, C. WYKES, *Holographic and Speckle Interferometry*, 2<sup>e</sup> éd., Cambridge University Press (1989).
- [157] G.Å. SLETTEMØEN, « General analysis of fringe contrast in electronic speckle interferometry », *Optica Acta 26*, p. 313-327 (1979).
- [158] M. LEHMANN, « Optimization of wavefield intensities in phase-shifting speckle interferometry », *Opt. Comm. 118*, p. 199-206 (1995).
- [159] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION, *Guide to the expression of uncertainty in measurement*, 1<sup>re</sup> éd. (Septembre 2008).
- [160] X.Y. SU, A.M. ZARUBIN, G. VON BALLY, « Modulation analysis of phase-shifted holographic interferograms », *Opt. Comm. 105*, p. 379-387 (1994).
- [161] P. CARRÉ, « Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures », *Metrologia 2*, p. 13-23 (1966).
- [162] M. GEORGES, C. THIZY, G. PEDRINI, I. ALEXSEENKO, *Deliverable D3.1-3.2-3.5*, FANTOM project, FP7 grant agreement n° ACP7-GA-2008-213457 (2010).
- [163] F. CHEN, G.M. BROWN, M. SONG, « Overview of the three-dimensional shape measurement using optical methods », *Opt. Eng. 39*, p. 10-22 (2000).
- [164] M.A. SUTTON, J.J. ORTEU, H.W. SCHREIER, *Image Correlation for Shape, Motion and Deformation Measurement. Basic Concepts, Theory and Applications*, Springer (2009).
- [165] D. DOYLE, I. MANOLIS, *Statement of work*, Issue 1, Rev. 0, Thermal IR Digital Holography for Non-contact Surface Metrology, réf. : TEC-MMO/2008/47 (2008).