



**HAL**  
open science

# HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES Instrumentations Optiques inférieures à la limite de diffraction

Jorge García-Márquez

► **To cite this version:**

Jorge García-Márquez. HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES Instrumentations Optiques inférieures à la limite de diffraction . Optique / photonique. Université de Versailles Saint Quentin en Yvelines, 2013. tel-01535141

**HAL Id: tel-01535141**

**<https://hal.science/tel-01535141v1>**

Submitted on 8 Jun 2017

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

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

HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES

Jorge García-Márquez

**UNIVERSITÉ DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN**

## Instrumentations Optiques inférieures à la limite de diffraction

Soutenue le 6 décembre 2013 devant le jury composé de :

Pr. Luc Chassagne  
Pr. María Yzuel  
Pr. Patrick Meyrueis  
Pr. Gilles Lerondel  
Pr. Jean Pierre Hermier  
Pr. Patrick Juncar

Université de Versailles  
Universidad Autónoma de Barcelona  
Université de Strasbourg  
LNIO- Université de Technologie de Troyes  
Université de Versailles  
LNE-Conservatoire National des Arts et Métiers

Tuteur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur

## **Instrumentations Optiques inférieures à la limite de diffraction**

**RÉSUMÉ** : Je présente ici mon parcours dans l'enseignement, l'encadrement et la direction de doctorants, mes activités technologiques et celles de recherche. Je me concentre en particulier sur la formation d'un groupe de recherche (*superresolución óptica*) dont je suis devenu le premier coordinateur jusqu'en juillet 2012 et sur mes activités de recherche au sein de ce groupe.

Motivés par les constantes avancées dans le milieu de la microscopie du vivant, nous nous sommes intéressés à la super résolution optique et spécifiquement à la théorie développée par Toraldo di Francia qui peut permettre de diviser par deux la séparation entre deux objets à examiner. Bien que la théorie ait une soixantaine d'années et que des filtres de Toraldo (plus connus sous le nom de pupilles) existent depuis des années, les processus de fabrication sont coûteux et la fiabilité n'est toujours pas garantie. Avec l'avènement des modulateurs spatiaux de lumière (SLM) à bas prix, leur utilisation comme actionneurs devient naturellement une option pour matérialiser les filtres de Toraldo rapidement, d'une façon fiable, à géométries compliquées, et avec une extraordinaire reproductibilité et répétabilité. Mais les SLM n'ont pas atteint un développement optimal en tant qu'actionneurs scientifiques : ils ont une couverture optiquement astigmatique, souffrent des fluctuations de phase et d'intensité et de dépolarisation. Des corrections et étalonnages doivent donc être mis au point avant de les utiliser comme des outils fiables.

Ma recherche à partir de 2008 a porté sur l'étude de filtres de pupille, les moyens pour les développer, l'étalonnage de ces moyens, la correction des erreurs et les algorithmes pour quantifier et maîtriser ces erreurs. Ce travail a toujours été réalisé avec un esprit de métrologue et d'instrumentaliste, ce qui était nécessaire étant donné la nature de la tâche.

Mots clés: Super-résolution optique, filtres de pupille, limite de diffraction optique, modulateurs spatiaux de lumière, décalage de phase, fluctuations de phase, microscopie, control du front d'onde, détection numérique de la phase, holographie, modulation des fronts d'onde, polarisation.

## **Optical instrumentation below diffraction limit**

**ABSTRACT:** In this manuscript I first present my teaching activities, my activities as supervisor of Ph. D. Thesis works but also my technical and scientific activities. In 2008 I have cofounded a new research in CIO known as Optical super resolution and where I have served as the first coordinator until July 2012 date of my installation in France. I have chosen my activities in this group to build up this manuscript.

Our group has been boosted by the great activity exhibited in fluorescence microscopy so we have started our research in optical super resolution, specifically in the theory proposed by Toraldo di Francia what has lead us to divide by nearly two the distance between two sampled objects. This theory has been presented 60 years ago, but the cost in pupil fabrication process and the low reliability of such devices makes it unsuitable for massive applications. Nevertheless the arriving of spatial light modulators (SLM) makes Toraldo's theory suitable again to super resolution applications; the pupils at complicated geometries can be displayed easily with great reproducibility and repeatability by SLMs. The use of SLM require some corrections prior their use as scientific actuators. Actually these devices have a front panel window astigmatic, suffer from fluctuations in phase and intensity as well as depolarization, so wavefront corrections and phase and polarization adjustments must be effectuated to obtain reliable results.

Since 2008 my research has been oriented in the study of pupil filters, the means to display them, the calibration and correction of the displayed phase in SLMs and MEMS and the design of algorithms to correctly carry out phase measurements. In my work I have always performed as a metrologist and as an instrumentalist but indeed, the nature of our measurements required it.

**Keywords:** Optical super resolution, pupil filters, optical diffraction limit, spatial light modulators, phase shifting, phase fluctuations, microscopy, wavefront control, digital phase detection, holography, wavefront modulation, polarization.

## Sommaire

PRÉAMBULE.....	7
Première partie .....	9
Présentation du parcours de recherche et d'enseignement.....	9
CHAPITRE 1 .....	10
Activités de recherche antérieures à 2008.....	10
1.1. Doctorat.....	11
1.1.1 Tests optiques et interférométrie .....	11
1.1.2 Publications .....	11
1.2. Postdoctorat .....	12
1.2.1 Métrologie des longueurs .....	12
1.2.2 Publications .....	12
1.3. Recherche et projets industriels.....	12
1.3.1 Détermination de différences de permittivités électriques dans le sous-sol: Imagerie radar .....	13
1.3.2 Modèles géologiques et mesure des déformations en et hors surface .....	13
1.3.3 Publications .....	14
[Industrie 1] J. García-Márquez et Carlos Pérez Santos, “Procedimiento para la calibración de superficies planas,” EMA (Entité Mexicaine d’ Accréditation) (2005). .....	14
CHAPITRE 2 .....	15
Activités d'enseignement et autres responsabilités .....	15
2.1. Enseignement au Centro de Investigaciones en Óptica .....	15
2.1.1 Enseignement .....	16
2.1.2 Séminaires .....	16
2.1.3 Tutorats .....	17
2.1.4 Encadrement et direction de thèses .....	17
2.2. Enseignement hors CIO .....	18
2.2.1 Universidad de Guanajuato .....	18
2.2.2 Universidad Iberoamericana en León .....	18
2.2.3 Université de Versailles Saint-Quentin.....	19
2.3. Autres responsabilités .....	19
2.3.1. Rapporteur .....	19
Deuxième partie .....	20
Travaux menés au sein du groupe de super-résolution optique du CIO.....	20
CHAPITRE 3 .....	21

Super-résolution optique .....	21
3.1. Introduction.....	21
3.2. Microscopie en illumination structurée .....	23
3.3. Microscopie STED (Stimulated Emission Depletion) .....	27
3.4. Formation d'images: la théorie d'Abbe .....	28
3.5. Filtres de pupille .....	29
3.5.1 Les Filtres de Toraldo di Francia .....	30
3.5.2 Processus d'obtention des fonctions pour l'expansion de la fonction impulsionnelle .....	31
3.5.3 Obtention d'une pupille super-résolvante et de sa fonction impulsionnelle à l'aide d'un LCoS SLM. ....	34
3.6. Conclusions.....	38
CHAPITRE 4 .....	39
Modulateurs du front d'onde : correction du front d'onde et des fluctuations.....	39
4.1. INTRODUCTION .....	39
4.1.1 Les applications des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides.....	39
4.1.2 Le choix d'un modulateur spatial de lumière de type Liquid-Crystal-on-Silicon (LCoS).....	40
4.2. Correction du front d'Onde .....	41
4.3. Fluctuations du front d'onde.....	44
4.4. Réduction de fluctuations .....	48
4.4.1 Mesure de la phase .....	49
4.4.2 Mesure de l'intervalle dynamique de la phase à différents états de polarisation .....	50
4.4.3 Commentaires .....	53
4.5. Inspection de modulation d'un SLM.....	54
4.6. Signature topographique dans un TN LCoS-SLM.....	57
4.6.1 Les problèmes de mesure de la phase avec un champ fluctuant .....	58
4.6.2 Détection numérique de la phase .....	58
4.6.3 Phase signature à l'intérieur du panneau LCoS-SLM.....	60
4.7. Conclusions.....	60
CHAPITRE 5 .....	61
Algorithmes de récupération de phase .....	61
5.1. Introduction.....	61
5.2. Récupération de la phase par décalage de phase: Algorithmes insensibles aux défauts de réglage .....	63
5.3. Analyse de premier ordre des algorithmes à décalage de phase .....	64
5.3.1 Non linéarités d'un détecteur de lumière .....	66

5.3.2 Algorithmes généralisés de décalage de phase pour des images d'interférence à nombre fini d'harmoniques .....	67
5.4. Algorithmes à deux étapes pour la récupération de la phase .....	69
5.5. Conclusions.....	72
CHAPITRE 6.....	73
Perspectives de recherche .....	73
6.1. Introduction.....	73
6.2. Microscopie de contraste de phase .....	73
6.2.1 Extraction de la phase avec des filtres à tourbillon échelonné.....	74
6.3. Conception optique de réflecteurs et lentilles pour les émetteurs et capteurs des systèmes de communication Li-Fi .....	76
Conclusions et perspectives générales.....	78
Activités académiques.....	78
Activités de Recherche et industrielles .....	78
BIBLIOGRAPHIE.....	80
Troisième partie .....	91
Annexes .....	91
ANEXE 1 .....	92
Curriculum vitae .....	92
A1.1 Formation et titres universitaires (mexicains) .....	93
A1.2. Responsabilités collectives.....	94
A.1.3 Synthèse du dossier : Enseignement, encadrement de thésards, activités contractuelles et publications .....	94
A1.4 Synthèse des activités d'enseignement .....	99
A1.5 Synthèse des activités de recherche.....	102
A1.5.1 Résumé des activités en microscopie d'illumination structurée .....	103
A1.5.2 Résumé des activités en super-résolution optique et microscopie.....	103
A1.5.3 Résumé des activités relatives à la mesure de la phase .....	104
A1.5.4 Résumé des activités relatives aux modèles géologiques et mesure des déformations en et hors surface.....	105
A1.5.5 Résumé des activités relatives à la métrologie des longueurs .....	105
A1.5.6 Résumé des activités relatives à la détermination de différences de permittivités électriques dans le sous-sol.....	106
A1.5.7 Résumé des activités au LISV-UVSQ.....	106
A1.6 Publications et communications .....	107

A1.6.1 Revues internationales (peer-reviewed).....	107
A1.6.2 Special Issue .....	109
A1.6.3 Communications dans des congrès avec publication des actes .....	109
A1.6.4 Conférences invitées .....	111
A1.6.5 Communications dans des congrès sans publication des actes.....	111
A1.6.6 Rapports .....	111
ANEXE 2 SÉLECTION D'ARTICLES .....	113
A2.1. Spatial phase stepping wavelength meter .....	113
A2.2. Three-dimensional displacement fields measured in a deforming granular -media surface by combined fringe projection and speckle photography .....	113
A2.3. Recursive wavefront aberration correction method for LCoS spatial light modulators .....	113
A2.4. Hybrid pupil filter design using Bessel series .....	113
A2.5. Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator .....	113



# PRÉAMBULE

De septembre 1999 à juillet 2001, j'ai réalisé un post doctorat en France au sein de l'équipe Longueur de l'Institut National de Métrologie/Conservatoire National des Arts et Métiers (INM/CNAN) et lors de ma deuxième année j'ai bénéficié d'un CDD (12 mois) en tant qu'ingénieur de recherche. En juillet 2001, j'ai réintégré le *Centro de Investigaciones en Óptica* (CIO, Centre de Recherche en Optique), centre public de recherche mexicain dépendant du *Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología* (Conseil National de Sciences et Technologie CONACyT). A mon retour au CIO, j'ai constaté que l'équipe de recherche dont j'avais fait partie était dissoute. Il fallait recommencer à zéro. Au CIO, les contrats ne sont jamais définitifs (pas de « vrais » CDI). Mes activités professionnelles ne reflètent pas un long parcours basé sur la continuité dans le thème de recherche, mais plutôt un parcours qui alterne les activités technologiques, d'enseignement et de recherche. Ce mémoire abordera spécifiquement les cinq dernières années de mon parcours, qui ont vu la fondation d'une équipe de recherche en super-résolution optique, équipe qui par ailleurs est devenue l'une des plus importantes au CIO par la qualité de ses travaux et malgré le budget limité avec lequel nous avons travaillé. Au cours de ces cinq dernières années, nous avons obtenu la super-résolution optique (avril-juin 2012), notre effectif est passé de deux chercheurs (Enrique Landgrave et moi) à un ingénieur d'étude, six chercheurs et deux doctorants. Je parlerai dans ce mémoire de la sélection du sujet de recherche, de l'organisation de l'équipe, de la sélection des membres et des élèves ainsi que de nos efforts pour trouver des financements; de la collaboration avec d'autres équipes en Europe et surtout, de ma recherche.

Du point de vue technique, mon parcours a été marqué par les activités d'accréditation de services de métrologie, de services d'étalonnage et de projets pour l'industrie. En ce qui concerne l'enseignement, le CIO étant une institution publique à vocation de recherche, il forme aussi des élèves en physique en collaboration avec la *División de Ciencias e Ingeniería* de l'Université de Guanajuato (DCI-U. Gto) et offre deux programmes de master en optique et optronique ainsi qu'un doctorat. J'ai contribué à la formation des étudiants inscrits aussi bien en master et doctorat qu'en licence. Les diplômés sont reconnus par le CONACyT comme ayant le plus haut niveau au Mexique. Le CIO est devenu l'une des institutions de recherche en optique très bien notée au niveau international [1]. C'est pourquoi les étudiants Mexicains ou étrangers ayant été acceptés au CIO bénéficient tous d'une bourse.

J'ai divisé mon mémoire en trois parties. Pour la première (chapitre 1 et 2), dans le premier chapitre, je présente mes activités technologiques et de recherche antérieures à 2008, date de formation du groupe de recherche pour la super-résolution. Dans le second chapitre, je décris mes activités d'enseignement, d'encadrement et direction de thèses, d'animation de séminaires et de rapports pour des revues à comité de lecture.

La deuxième partie (chapitres 3 à 6) est consacrée à la recherche au sein de mon groupe. Notre sujet consistait à réaliser de façon simple des pupilles optiques pour parvenir expérimentalement à dépasser

la limite théorique de résolution optique. Car en optique, il existe une limite physique qui empêche la formation d'images d'objets inférieurs en taille à 200 nm approximativement. Bien que pendant 60 ans il y ait eu des avancées théoriques et techniques pour franchir cette limite, ce n'est qu'avec l'arrivée des SLM que les chercheurs ont pu progresser significativement. Les applications technologiques des pupilles super-résolvantes trouvent leur application dans des domaines divers de l'instrumentation optique tels que: *i*) la microscopie à champ étendu, la microscopie STED, la 4pi ou celle de différence à émission; *ii*) l'astronomie ou les instruments optiques embarqués dans des satellites, et *iii*) les applications technologiques utilisées en photolithographie. L'avènement de modulateurs spatiaux de lumière (SLM) promet la mise au point de pupilles optiques avec les avantages suivants : simplicité pour la mise au point des pupilles super-résolvantes, haute qualité de formation d'image, et hautes reproductibilité et répétabilité. Il y a, cependant, quelques aspects à corriger avant la mise en place des SLM car ceux-ci ont été conçus pour effectuer des tâches propres à l'électronique de consommation et non à la recherche. Dans le chapitre 3, j'introduis la super-résolution optique ; je présente quelques techniques de la microscopie qui servent à l'obtenir mais qui ne sont pas généralisables aux autres domaines. Je présente aussi notre proposition de pupilles qui ont été conçues pour travailler avec des SLM à cristaux liquides et avec des dispositifs micro-électro-mécaniques (MEMS). Finalement, je montre nos résultats pratiques. Dans le chapitre 4, je montre les difficultés rencontrées et résolues pour la mise au point métrologique de nos modulateurs de lumière. Dans le cinquième chapitre, je parle d'une ligne de recherche lancée avec un autre collègue mais qui avait pour but de nous servir pour l'étalonnage des modulateurs de lumière. Je pouvais prévoir, après nos premières manipulations, qu'il allait nous falloir l'étalonnage in-situ du front d'onde des SLM. Ce sujet de recherche a progressé parallèlement aux SLM étant donné les difficultés pour caractériser ces derniers. Dans le chapitre 6, je présente les perspectives de recherche qui s'inscrivent dans la continuité de mon travail (en France).

Finalement, dans la troisième partie de ce mémoire je fais un résumé d'une vingtaine de pages consacré aux activités d'enseignement et aux responsabilités académiques, aux activités de recherche et je présente une liste de mes publications.

## **Première partie**

# **Présentation du parcours de recherche et d'enseignement**

# CHAPITRE 1

## Activités de recherche antérieures à 2008

A la fin de mes études universitaires de premier cycle (BAC + 4,5), je voulais continuer avec un master scientifique en optique. Mon directeur de mémoire de licence en électronique était un opticien. Je savais qu'il y avait des ponts entre l'électronique et l'optique, les équations de Maxwell et de nombreuses analogies. Par la suite, j'ai trouvé davantage de ressemblances entre les deux disciplines. Pour mon doctorat j'ai travaillé sous la direction de Daniel Malacara. Je me suis donc consacré à l'interférométrie, aux tests optiques, à l'holographie et aux méthodes de récupération de la phase ou de la forme des objets. L'holographie, l'interférométrie et l'analyse de franges ont bien des éléments en commun avec la théorie de communications. On parle toujours un même langage, celui des systèmes linéaires et l'outil mathématique par excellence devient la transformée de Fourier.

Après ma soutenance je suis parti en France pour travailler avec M. Yves Surrel à l'Institut National de Métrologie (INM). Nous avons développé un lambda-mètre sans parties mobiles avec un interféromètre fibré. Puis, de retour au Mexique j'ai travaillé pour la Direction de Technologie et Innovation du CIO. Pendant les premières années j'ai fait de la métrologie, du travail pour l'accréditation d'un laboratoire industriel, des étalonnages de surfaces plates. Presque en simultané, j'ai décroché mon premier grand projet industriel pour une entreprise régionale d'assainissement et distribution d'eau potable. Il s'agissait de trouver un moyen pour détecter les fuites d'eau souterraines. Ce projet m'a permis d'appréhender les techniques propres aux radaristes et au traitement d'images et l'analyse de signaux. Postérieurement, un nouveau projet qui impliquait la géologie m'a permis de retrouver mon métier d'opticien et j'ai pu effectuer des mesures des champs de déformations pour caractériser des modèles des couches terrestres à échelle du laboratoire. Ce projet a été financé par l'Etat. Le but du projet devait nous permettre d'estimer l'affaissement des sols lors d'une extraction prolongée d'eau de nappes phréatiques. Le projet a été mené à bien et mes collègues et moi en avons diffusé les résultats.

## 1.1. Doctorat

### 1.1.1 Tests optiques et interférométrie

J'étais membre de l'équipe de M. Malacara, le travail de recherche consistait à faire progresser les méthodes de mesures des surfaces optiques. Il était nécessaire de connaître les surfaces à mesurer du point de vue mathématique, les difficultés liées à leur manufacture, les propriétés de nouveaux types de surfaces optiques, les sphères; il fallait aussi savoir les mesurer et développer des tests pour le faire. Finalement, un dernier objectif était celui d'estimer la phase de la surface optique. Parmi les tâches qui nous incombait en tant que doctorants du Pr. Malacara, nous devions relire les livres qu'il préparait. J'ai travaillé à la relecture de trois de ses livres dont un sur des algorithmes de mesure de phase et un qui traitait des instruments optiques. Nous avons eu des remerciements dans la préface de ses livres. C'est ainsi que j'ai commencé à découvrir plus profondément les techniques pour effectuer des tests optiques, pour l'évaluation d'aberrations, les étapes de conception de lentilles pour éviter les aberrations et les algorithmes pour évaluer le front d'onde et estimer sa phase. Par ce biais, j'ai appris la métrologie optique et là, je me suis rendu compte qu'effectivement l'optique et l'électronique ont beaucoup en commun. Le premier travail consistait à étudier des surfaces susceptibles d'être utilisées en optique de correction visuelle, notamment les surface sphère-cylindriques et les toriques. Ce travail a été suivi par un travail sur des interféromètres sans franges visibles, par exemple, d'un interféromètre cyclique.

Mon doctorat portait sur l'étude de récupération de la phase dans le domaine spatial, c'est-à-dire, dans la figure d'interférence. Il s'agit de trouver la phase ou forme de l'objet à partir d'un seul motif de franges d'interférence à franges fermées. Pour cet effet on ajoute a) une porteuse des franges radiales ou bien b) une porteuse linéaire de façon à contenir les aberrations. La détermination de la phase a lieu dans le domaine spatial et non celui des fréquences. La méthode cherchait à résoudre un problème difficile puisque nous voulions récupérer la phase qui contenait une ambiguïté de signe. Dans le cas a), la phase peut être déterminée avec une certaine erreur. Ici, le filtrage est responsable de la perte des basses fréquences bien qu'une opération de convolution itérative permette de réduire cette erreur. Si on veut éviter ces inconvénients on utilise l'option b), la porteuse linéaire qui est, elle, sensible à l'ambiguïté de signe. Les analogies holographiques de ce travail ont été à l'origine de l'approche que j'ai utilisée 10 ans plus tard pour faire des corrections du front d'onde à un SLM (*Spatial Light Modulator*).

### 1.1.2 Publications

- [1] D. Malacara-Doblado, D. Malacara-Hernández and J. García-Márquez, "Axially astigmatic surfaces: different types and their properties", *Opt. Eng.*, **35**(12), 3422-3426 (1996).
- [2] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández and D. Malacara-Doblado., "Interferometers without observable fringes", *Opt. Eng.* **36**(10), 2863-2867 (1997).
- [3] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández and M. Servín, "Analysis of interferograms with a spatial radial carrier or closed fringes, and its holographic analogy", *Appl. Opt.* **37**(34), 7977-7982 (1998).

## 1.2. Postdoctorat

### 1.2.1 Métrologie des longueurs

Pendant mon séjour postdoctoral, j'ai travaillé avec M. Yves Surrel, professeur au Conservatoire National des Arts et Métier, à Paris sur la mesure de formes par lumière structurée. Nous faisons partie d'une équipe de métrologie de longueur de l'Institut National de Métrologie, dont le responsable était M. Patrick Juncar. Nous avons pu développer un lambdamètre (ou *wavemeter*) sans parties mobiles. Le lambdamètre consiste en un coupleur fibré 2X2. Le laser de référence injecte une extrémité du coupleur (une fibre) tandis que le laser à longueur d'onde inconnu injecte la deuxième fibre. Un obturateur électromécanique permet que soit le laser de référence, soit l'inconnu soit sélectionné pour effectuer une mesure de phase qui consiste à faire interférer la lumière émergeant de deux extrémités des fibres du coupleur. Les deux fibres font office d'interféromètre de Young et une CCD enregistre les franges d'interférence. On évalue le rapport entre la longueur d'onde de référence et celle qui est inconnue. Les données de plus de 300 000 capteurs sont calculées avec des techniques de décalage spatial de la phase et le nombre total de points est ajusté pour obtenir une estimation de la mesure. Les résultats montrent une bonne répétabilité ainsi qu'une bonne reproductibilité et une très basse incertitude de mesure avec une dispersion relative de mesure de l'ordre de  $10^{-7}$ .

### 1.2.2 Publications

[4] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández, Z. Malacara and D. Malacara-Doblado., "Holographic and moiré aspherical compensators", *Rev. Méx. Fís.*, **45**(4), 355-359 (1999).

[5] J. García-Márquez, Y. Surrel, and Y. Millerieux , « Laser wavelength measurement with a fibre lambda meter », *Electron. Lett.* **39**(21), 1509-1511 (2003).

[8] Y. Surrel, J. García-Márquez, J. Fodor and P. Juncar "Spatial phase stepping wavelength meter", *Meas. Sci. Technol.*, **16**, pp. 821-827 (2005).

## 1.3. Recherche et projets industriels

Après mon séjour en France et à mon retour au CIO en Août 2001, le groupe de recherche en interférométrie était presque dissout. J'ai été promu à chercheur associé C et j'ai demandé à travailler en 2002 pour la Direction de Technologie afin de travailler sur des projets de type industriel. En 2002 j'ai travaillé avec Mme. Strojnik et M. Páez sur l'évaluation des télescopes et des mesures de surfaces asphériques. En 2003 j'ai participé à un appel d'offre pour utiliser de nouvelles techniques capables de détecter des fuites d'eau. Les détails de cette recherche font l'objet de la section 1.3.1.

Au C.I.O. au sein de la direction de Technologie, j'ai été nommé responsable de l'obtention de l'accréditation du service d'étalonnage des surfaces optiques planes. Les travaux ont commencé en 2004. Une étude extensive et systématique du problème a été entreprise avec la collaboration d'un ingénieur du C.I.O. (M. Carlos Perez), et après avoir discuté les résultats avec des collègues du Centre National de Métrologie du Mexique (CENAM) nous avons présenté les résultats et réussi l'accréditation (2005). Par la suite, je suis devenu le responsable scientifique de l'équipe. À présent, c'est le seul service parmi les laboratoires secondaires à étalonner avec traçabilité les surfaces plates dans tout le pays avec plus de

50 étalonnages tous les ans. Les essais d'aptitude de notre service sont évalués tous les trois ans. Tous les six mois nous faisons des répétitions R&R. Le résultat final a été une publication à comité de lecture, un rapport évalué par l'entité mexicaine d'accréditation et une offre de service d'étalonnage -le seul- qui s'occupe de l'étalonnage des surfaces planes de l'industrie mexicaine.

En 2005 j'ai été désigné comme chef d'un projet pour développer un prototype d'instrument optique pour l'industrie militaire mexicaine (qui fait partie du ministère de la défense). Le système consistait en une source lumineuse, une partie optique et une partie électronique. Toutes les parties ont été conçues et développées par notre équipe. L'équipe de travail était formée par un mécanicien, deux électroniciens et deux opticiens. Après les tests du prototype, le projet a été classé confidentiel.

En 2006 et grâce au travail avec le géologue qui collaborait dans mon projet, nous avons décidé de commencer un nouveau projet qui devrait nous apporter des connaissances sur les comportements des plaques, la subduction des plaques et nous avons étudié les conséquences du pompage d'eau dans les nappes phréatiques.

### **1.3.1 Détermination de différences de permittivités électriques dans le sous-sol: Imagerie radar**

Une entreprise mexicaine de distribution d'eau potable et de l'assainissement et le CONACyT ont lancé un appel de projet pour faire des études visant à localiser des fuites d'eau dans le réseau citoyen. Le financement était privé-public (50%-50%). Ma proposition a été retenue et ce projet devenait le projet le plus important que j'avais obtenu. Il a eu une durée de quatre ans, de janvier 2004 à février 2009. J'étais le responsable d'une petite équipe de quatre chercheurs (dont moi-même et un géologue).

Une fois que les simulations ont été faites pour montrer que la détection des permittivités électriques différentes était possible, j'ai présenté notre proposition à l'entreprise intéressée dans le cadre de cet appel d'offre. Notre proposition a été retenue et nous avons acquis un géoradar et des antennes pour pouvoir atteindre des différentes profondeurs. Nous avons commencé le travail de calibrage de notre système de détection par rapport aux différents types de sol dans la région d'intérêt ainsi que l'évaluation des signaux. Il s'agissait d'utiliser un géoradar et de mesurer les caractéristiques des sols à différents stades de saturation. L'antenne principale du radar est de l'ordre de 1 GHz avec des bandes centrées sur 300 MHz, 900 MHz et 1.2 GHz. La capacité de pénétration pour cette antenne est faible, approximativement 2 m. et les signaux ont été filtrés pour pouvoir trouver, d'une façon mieux contrastée, les différentes réflexions. La principale conclusion a été que dans le cas de grandes fuites, les sols absorbent rapidement l'eau et deviennent saturés rapidement, ce qui empêche l'identification du point de rupture des tuyaux avec certitude. Des résultats ont été publiés dans des actes de congrès, le prototype a été fourni à la société et le rapport a été envoyé à la commission d'évaluation. Une demande de brevet a été déposée mais n'a pas abouti. En outre, deux élèves ont fait leur stage et leurs mémoires d'ingénieur sur ce projet.

### **1.3.2 Modèles géologiques et mesure des déformations en et hors surface**

Une collaboration plus étroite avec l'équipe de géologues a suivi celle de l'imagerie radar. Nous avons lancé une série de manipulations visant à mesurer les champs de déplacements hors surface dans un milieu granulaire en déformation en utilisant des méthodes de lumière structurée. Nous avons rapidement formé une équipe de deux opticiens - M. B. Barrientos et moi- et de deux géologues. Immédiatement après les premiers résultats encourageants, j'ai sollicité un financement dans un appel

de projets, afin de continuer les expériences. Nous avons rapidement fait avancer l'expérience en introduisant une nouvelle mesure hors cahier des charges, celle des champs de déformation sur la surface (2D) avec une technique de photographie granulaire (*speckle*). La méthode nous a permis de mesurer les évolutions spatiales et temporelles du champ de déplacement 3D d'une surface granulaire représentant un modèle de la croûte terrestre soumis à des forces de compression. Le détail et la résolution obtenus nous ont permis d'évaluer expérimentalement les micromécaniques de la surface des milieux granulaires non cohésifs et secs. Elle nous a permis d'identifier la mécanique stochastique des particules et les effets micro inertiels dans des conditions de flux quasi-statique. Cette collaboration continue plus sporadiquement et quelques résultats sont encore en évaluation. Mon collègue B. Barrientos ayant un doctorant qui travaille sur le sujet, je suis devenu membre du comité de suivi du doctorant (M. Carlos Mares) et chargé de son encadrement. Résultats: deux publications dans une revue à comité de lecture, et deux autres dans un *special issue*.

### 1.3.3 Publications

[6] G. Paez, M. Strojnik and J. García-Márquez, “On telescope performance evaluation”, *Journ. Mod. Opt.* **51**(2), 183-196 (2004).

[7] J. García-Márquez, N. Alcalá, M. Montoya, C. Pérez, M. Gutiérrez. y J. Moya., “Medición de planitud con un interferómetro tipo Fizeau: Cálculo de incertidumbres”, *Rev. Mex. Fis.* **51**(1), pp. 114-120 (2005).

[9] M. Montoya, G. Páez, D. Malacara-Hernández and J. García-Márquez, “A simple method for changing the state of polarization from elliptical into circular” *Rev. Mex. Fís.* **51**(5), pp. 510-515 (2005).

[10] M. Cerca, B. Barrientos-García, J. García-Márquez y C. Hernández-Bernal, “Obtención del relieve digital mediante proyección de luz estructurada en modelos analógicos de extensión” *Boletín de la Sociedad Geológica Mexicana*, Tomo **LIX**, Núm. 1, pp-101-113 (2007).

[11] B. Barrientos-García, M. Cerca, J. García-Márquez and C. Hernández-Bernal, “Three-dimensional displacement fields measured in a deforming granular-media surface by combined fringe projection and speckle photography”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10**, 104027 (2008).

[12] D. Carreón-Freyre, M. Cerca, B. Barrientos-García, G. Ochoa-González, J. García-Márquez, “Modeling land subsidence: underground loss of mass inducing flow in physical and numerical experiments,” *Bollettino di geofisica teorica ed applicata*, **49**(2), 447-451 (2008).

[13] M. Cerca, B. Barrientos-García, R. Portillo, J. García-Márquez, “Surface kinematics of analogue brittle-ductile thrust wedges,” *Bollettino di geofisica teorica ed applicata*, **49**(2), 210-214 (2008).

[Industrie 1] J. García-Márquez et Carlos Pérez Santos, “Procedimiento para la calibración de superficies planas,” EMA (Entité Mexicaine d' Accréditation) (2005).

[Industrie 2] Jorge García-Márquez, Ricardo Flores, Ricardo Valdivia, Dora Carreón, Zacarías Malacara, and Arturo Camposeco, “Digital radar-gram processing for water pipelines leak detection” *Proc. SPIE.* **6046**, 60461E-1, (2005).



## CHAPITRE 2

# Activités d'enseignement et autres responsabilités

Le doctorat est une période de préparation pour une vie dans la recherche ; c'est ce que M. Malacara, mon directeur de thèse, nous a transmis; il nous a demandé de relire avec lui des articles qu'il recevait comme *topical editor*. Il m'a fait présenter des travaux dans des congrès à l'étranger, notamment aux États Unis. En effet la seule façon d'apprendre le travail quotidien d'un chercheur tel que les rapports pour des revues scientifiques et les conférences lors des congrès internationaux, c'est avec un tutorat. De la même façon, je cherche à transmettre maintenant mes meilleures expériences du doctorat et de ma vie dans la recherche aux doctorants que j'ai eu l'opportunité d'encadrer ou de diriger. Mon travail au sein d'autres équipes de chercheurs m'a aussi enrichi par leur façon de travailler et d'aborder les problèmes. C'est justement cet ensemble d'expériences et des réflexions que je tiens à communiquer aux élèves.

Une activité qui me semble importante pour la vie académique est celle qui est relative aux discussions sur les articles de revues telles que Nature, Science, PNAS ou bien, sur les lectures des prix Nobel. Avec quelques collègues au CIO, nous rassemblions les intéressés autour d'une grande table et nous discutons des documents cités ci-dessus. Les discussions portaient aussi sur l'organisation académique d'autres universités dans d'autres pays, sur l'importance d'incorporer des projets industriels comme une façon de financer le laboratoire ou sur les brevets. Nous nous rendions compte que lors de ces séminaires informels, les élèves se motivent et avancent dans leur recherche, mais ils s'intéressent aussi aux problèmes abordés par d'autres membres du groupe et y cherchent des solutions.

Je tiens à préciser que dans l'enseignement donné au Mexique, les classes sont normalement composées de 10 à 25 élèves et l'enseignant fait lui-même les CM, TP et TD. Chaque cours dont je parlerai ici contient donc les trois éléments sauf mention contraire.

### 2.1. Enseignement au Centro de Investigaciones en Óptica

Le C.I.O. est un laboratoire public de recherche dans le domaine d'optique des instruments, métrologie optique, optique d'ondes, fibres optiques, lasers, nanostructures et optique fempto-seconde. Il doit

contribuer à la formation d'ingénieurs opticiens, et de spécialistes à vocation de recherche. En association avec l'*Universidad de Guanajuato* il offre le programme d'ingénieur physicien. Le CIO a été habilité par le Ministère d'Education mexicain (Secretaría de Educación Pública, SEP) et le Conseil de Sciences et Technologie (CONACyT), dont il dépend, pour délivrer des diplômes de master en sciences (BAC+6,5 ans) et doctorat (BAC+9,5 ans). Le CIO a aussi la consigne de contribuer aux innovations industrielles, au brevetage des innovations et principalement à la recherche. Le CIO a très tôt défini des paramètres de qualité pour l'obtention du diplôme de doctorat. Parmi les critères pour décrocher un diplôme de doctorat, sont obligatoires : une présentation orale dans un congrès international, la publication de deux articles de recherche dans des revues à comité de lecture (avec un facteur d'impact moyen supérieur à 1 pour chaque revue) et un niveau d'anglais B2. Le master, lui, commence à BAC+4,5. Les cursus comprennent 16 matières différentes de 45 heures chacune. Douze matières sont obligatoires dont deux de travaux pratiques, les quatre autres sont des séminaires dispensés par le groupe de recherche d'accueil et peuvent être pratiques. Un mémoire est rédigé et soutenu à la fin d'une période de 8 mois de recherche. Les doctorants sont aussi obligés de suivre des cours, quatre matières au total pour ceux qui ont un master en optique ; il s'agit principalement de cours de type séminaire. Les élèves issus d'autres filières vont suivre 8 cours, dont quatre de type séminaire. Le CIO, à l'heure actuelle, fait partie d'un groupe d'institutions mexicaines de formation de chercheurs, reconnu pour avoir un enseignement du plus haut niveau et à ce titre, tous les aspirants acceptés ont une bourse d'état.

### 2.1.1 Enseignement

Les matières que j'ai enseignées dans les divers programmes du CIO sont (pour des cours allant de 40 à 60 heures)

1. Optique d'Ondes : Ondes, interférence, types de franges, théorie de la cohérence spatiale et temporelle, interféromètres, polarisation, théorie scalaire de la diffraction, approximations de Fresnel-Kirchhoff, Rayleigh-Sommerfeld, Huygens-Fresnel et Fraunhofer. Ces sujets sont étudiés de manière approfondie. Ces cours sont parfois étayés par des expériences dans la salle de manipulations.
2. Travaux Pratiques: aberrations, formation d'images, évaluation des systèmes optiques par interférence ou par diffraction, filtrage spatial, analogies entre les communications électroniques (AM, FM) et les types de franges, capteurs de fibres optiques, holographie numérique, projection de lumière structurée, *speckle*, vortex optiques, optique adaptative, microondes et fondements des lasers.
3. Circuits électroniques : circuits RLC, diodes, transistors, amplificateurs opérationnels, réponse en fréquence des transistors BJT et JFET et les applications au filtrage des signaux. Ces cours sont accompagnés par des expériences dans la salle de manipulations.
4. Cours de préparation d'optique : cours de 40 heures pour mettre à niveau les aspirants au master et au doctorat. Le cours est suivi par les élèves n'ayant pas eu de formation en optique. Pour être admis pour poursuivre leurs études en optique, ils doivent réussir les examens de ce cours. Le contenu est divisé en 20 heures d'optique Gaussienne et 20 heures d'optique d'ondes.

### 2.1.2 Séminaires

Ces cours sont choisis en accord avec le groupe de recherche. Normalement, il s'agit de l'étude d'articles sur le sujet de recherche du groupe. Il est possible aussi que le groupe décide d'explorer un nouveau

domaine et le séminaire devient ainsi l'occasion pour tous les membres d'effectuer une étude approfondie sur un thème différent. Les sujets que j'ai dirigés sont :

1. Analyse de franges : Méthodes de récupération de la phase, méthodes dynamiques avec une seule capture d'intensité, méthodes à balayage de phase (PSI).
2. Microscopie de super-résolution : microscope classique à champ élargi, microscope confocal, microscope STED, microscope SIM et microscopie PALM.
3. Correction du front d'onde : Capteurs du front d'onde, interféromètre de déplacement latéral, capteurs Shack-Hartman, interféromètre Fizeau. Modulateurs spatiaux de lumière, correction du front d'onde, modulateurs MEMS et PZTs.

### 2.1.3 Tutorats

Une activité fréquente au C.I.O. est le tutorat. Les tuteurs font partie d'un comité de surveillance et d'évaluation continue auprès des doctorants. Deux chercheurs suivent de près les progrès dans la recherche de chaque doctorant pour l'encadrer et éviter une interruption ou un abandon d'études. Nous discutons avec eux des méthodes, des techniques, de l'équipement nécessaire pour mener les manipulations, enfin, des nouveaux articles dans leur domaine, des thèses et parfois, nous les invitons aussi à nos réunions de travail dans un groupe. Normalement, nous devenons aussi les rapporteurs de leur thèse. J'ai eu 10 doctorants sous tutorat.

### 2.1.4 Encadrement et direction de thèses

J'ai participé à mon retour au Mexique en 2001 à l'encadrement de la thèse d'Iván Moreno au sein de l'équipe infrarouge. Celui-ci est devenu enseignant chercheur à l'*Universidad de Zacatecas* et maintenant est membre du *Sistema Nacional de Investigadores (SNI)*<sup>1</sup>. Une publication dans un acte de congrès est sortie de cette collaboration. A l'heure actuelle, Iván Moreno et moi commençons une collaboration sur les caractéristiques d'illumination pour minimiser le BER (*Bit Error Ratio*) dans la communication LiFi. Ensuite, j'ai eu l'opportunité de prendre en charge la phase finale de la thèse de Víctor Durán, qui est lui aussi devenu enseignant chercheur dans une autre université, celle de Guadalajara à Lagos de Moreno. J'ai participé à un encadrement de début de thèse plus récemment. Avec le directeur de cette thèse, j'ai pu définir le sujet de recherche par rapport à mes besoins pour mon projet. Le doctorant en question est Alejandro Téllez-Quiñones, devenu maintenant mon collaborateur. J'ai déjà parlé de la formation d'un groupe de recherche formé par le chercheur Enrique Landgrave et moi-même. Vers janvier 2009, nous travaillions sur la correction du front d'onde d'un SLM avec un interféromètre Fizeau et avons remarqué qu'il fallait étalonner le SLM sur place, c'est à dire, dans le montage de notre manipulation qui consiste en un interféromètre de Twyman-Green. J'ai proposé à Daniel Malacara, directeur de thèse de M. Téllez-Quiñones, que le sujet de thèse porte sur le calcul du front d'onde dont nous avons besoin. Cette thèse a ouvert un sujet de recherche nouveau, celui des algorithmes à décalage de phase tel qu'on le verra au chapitre 5.

---

<sup>1</sup> L'appartenance au SNI distingue la qualité de recherches effectuées par ses membres. Il y a quatre catégories : candidats, titulaires I, II et III. Le taux moyen de publication par an est de 1 article *peer-reviewed* pour les SNI-I. Pour en faire partie, les dossiers sont évalués par des commissions composés par des chercheurs de niveau SNI-III. L'appartenance est évaluée tous les quatre ans. Une moyenne de deux articles par an dans la période peut être récompensée par le niveau SNI-II.

Après la constitution du groupe de recherche, j'ai commencé à chercher de bons candidats doctorants pour les engager à travailler sur des sujets de thèse tels que l'ingénierie des pupilles et l'instrumentation pour des microscopes. Deux élèves ont répondu aux appels, d'abord Yuliana Hermosillo-Calderón qui, ayant fini le travail de recherche, s'occupe actuellement de l'écriture de sa thèse. Elle a publié deux articles dans des revues à comité de lecture (Facteur d'impact total  $2 \times 1,84$ ) en partie décrits dans le chapitre 4. Avec elle, je suis devenu pour la première fois directeur de thèse. Mon deuxième doctorant a aussi fait son mémoire de master (bac+6,5) avec moi et il a jusqu'à présent publié deux articles, un troisième est en évaluation. Depuis mon départ en France en juillet 2012, il est en codirection avec un des membres du groupe au CIO. Ses publications parlent essentiellement de mesures temporelles de phase d'un SLM, il commence son travail de recherche sur la récupération de la phase (topographie) des objets avec un filtrage à vortex généré par un SLM. L'avantage de ce type de filtres est qu'il suffit d'une seule mesure d'intensité pour calculer la topographie d'un objet avec une fonction en quadrature. Ce type de méthodes pourrait servir à trouver la forme de petits objets sous un microscope.

## 2.2. Enseignement hors CIO

### 2.2.1 Universidad de Guanajuato

J'ai eu l'opportunité d'enseigner à l'*Université de Guanajuato* car une filière de physique et Ingénierie Physique est offerte par le CIO et l'Université de Guanajuato. Mon enseignement n'est pas régulier parce qu'il y a sureffectif dans l'enseignement. Parfois, j'enseigne l'un des deux cours suivants.

*Électronique* : ce module de 60 heures (travaux pratiques compris) vise à apprendre aux élèves à analyser les circuits électroniques passifs et actifs, la réponse en fréquence du transistor BJT et JFET et les applications au filtrage des signaux.

*Travaux pratiques d'optique* : un module de 60 heures également. Ici sont abordés les mêmes sujets qu'en master d'optique décrits dans la section 2.1.1.

### 2.2.2 Universidad Iberoamericana en León

J'ai travaillé pendant 9 ans dans cette université, d'abord pour donner un cours sur les systèmes linéaires, puis j'ai enseigné aussi un séminaire de recherche qui visait à apprendre aux étudiants comment répondre de manière efficace à un appel d'offre et décrocher un projet. Voici les cours:

*Analyse des systèmes linéaires* : Ce cours a pour objectif d'initier les étudiants aux systèmes linéaires, aux signaux discrets et continus, à la convolution et aux systèmes linéaires invariants dans le temps, aux séries de Fourier, au filtrage, aux transformations discrètes de Fourier, à la caractérisation en temps-fréquence des signaux, aux modulations AM-FM-PAM, à la transformée de Laplace et la transformée Z. Le cours est entièrement théorique et a une durée de 96 heures (six heures par semaine pendant 16 semaines).

*Séminaire de recherche* : Cours de 32 heures. J'ai été chargé par le Département de Génie de cette université de préparer un cours pour apprendre aux élèves à mener à bien un projet. Pour cela, j'ai commencé par leur montrer comment se préparer pour répondre aux appels d'offre du Ministère de la

Marine qui est toujours à la pointe dans le domaine technologique. La première évaluation était orientée vers la recevabilité du dossier et sa pertinence. Une deuxième étape consistait à évaluer les simulations numériques du système et dans la troisième, ils devaient rédiger un rapport final et un brevet fictif. J'avais fait venir préalablement au séminaire un spécialiste de l'Office Mexicain de Protection Industrielle (IMPI) pour parler du sujet.

### 2.2.3 Université de Versailles Saint-Quentin

Après mon arrivée en France en juillet 2012 je me suis incorporé à l'enseignement à l'Université de Versailles Saint-Quentin où je suis devenu vacataire à l'ISTY, à l'IUT (tous deux à Vélizy) et à l'UFR de sciences à Versailles. Voici l'ensemble de l'enseignement et le nombre d'heures de chacun :

*Travaux Dirigés d'Électronique 2 et Automatique* : Niveau, CPI; 27 heures. Révisions, théorème de superposition, de Thévenin et Norton, de Millman, puissance moyenne, tension efficace, théorème de Tellegen, puissance apparente. Stabilisation du point de fonctionnement des transistors, fonction amplification, régime petits signaux. Réponse d'un système linéaire, filtrage, réponse d'un système du second ordre. Systèmes linéaires à boucle fermée, stabilité, sensibilité. Stabilité des systèmes du premier, second, troisième ordres, diagrammes de Bode, évaluation de la précision d'un système

*Travaux de Réalisation, Électronique* : première année de Génie Electrique et Informatique Industrielle IUT; 48 heures. Thermomètre intérieur (0-60°) avec affichage 7 segments. Je donne à nouveau ce cours en 2013.

*CM d'Instrumentation et mesure* : Niveau, master 2 CSER, 9 heures. Les normes, les instituts nationaux de métrologie, le système international, l'estimation de l'incertitude, les erreurs systématiques et les erreurs aléatoires, les sept unités primaires et leur matérialisation. Je donne à nouveau ce cours en 2013 mais cette année, il est de 18 heures au lieu de 9.

## 2.3. Autres responsabilités

### 2.3.1. Rapporteur

Pour les revues à comité de lecture suivantes: Applied Optics (à partir de 1998), Journal of the Optical Society of America A (1999), Journal of Optics A: Pure and Applied Optics (2006), Measurement Science and Technology (2007), Chinese Optics Letters (2011), Optics and Lasers in Engineering (2012), Optics Letters (2012), Optics Express (2013), assistant d'editor entre 1997 et 1998 pour la Revista Mexicana de Física.

-Membre du corps éditorial du CIO (2003)

-Pour le *Consejo Nacional de Ciencia Tecnología* (CONACyT) dans le cadre d'évaluation des projets.

## **Deuxième partie**

### **Travaux menés au sein du groupe de super-résolution optique du CIO**

## CHAPITRE 3

# Super-résolution optique

### 3.1. Introduction

La haute résolution optique ou super-résolution optique évoque une résolution au-delà de la limite de résolution établie en 1873 par le physicien allemand Ernst Abbe [2]. Le critère d'Abbe est valable pour une illumination cohérente dans un microscope et est relié à la périodicité plus petite d'un objet – notamment d'un réseau de diffraction– dont les traits peuvent être encore distingués sur le plan image. Une définition plus courante de résolution est celle qui considère la distance la plus grande à laquelle deux objets ponctuels paraissent s'amalgamer. De cette sorte, la plupart des critères de résolution sont concernés par les propriétés de la fonction d'étalement du point, plus couramment connu comme fonction impulsionnelle (FI) du système optique. Les critères les plus connus sont ceux de la limite de Rayleigh, la limite de Sparrow [3] et la largeur à mi-hauteur (ou LMH et en anglais: full width at half maximum FWHM). Ces critères sont utiles pour l'observation d'un spécimen. La FI elle-même est définie comme une fonction Bessel à cause de la pupille optique à géométrie circulaire du système. Il faut noter que l'on peut trouver des systèmes optiques rectangulaires dont la fonction impulsionnelle serait donnée par une fonction *sinus cardinalis* dont le profil unidimensionnel est presque identique à celui de la fonction Bessel.

La résolution optique implique un système optique sans aberrations ou limité par diffraction; c'est donc la diffraction qui limite la capacité d'un instrument optique à produire des images avec une résolution angulaire aussi bonne que la limite théorique de l'instrument. Cette résolution de l'instrument est proportionnelle à la taille de l'objectif utilisé et inversement proportionnelle à la longueur d'onde ( $\lambda$ ) de la lumière observée [4–6]. Les images des petits objets apparents limitées par la diffraction et observées par des télescopes, par exemple, ont la taille du disque d'Airy. Ce disque n'est rien d'autre que le cercle d'énergie maximale de la réponse impulsionnelle d'un système optique à pupille circulaire défini par la fonction Bessel. Un système optique aberré aura, suivant le type d'aberration, un étalement du disque d'Airy et de ses anneaux. Les formes classiques mais rarement isolées des aberrations d'astigmatisme et de coma servent d'exemple de l'étalement de la FI.

A partir des années 90, divers groupes de recherche, principalement aux États-Unis et en Allemagne, ont réussi à contourner la limite de résolution en microscopie par des méthodes qui mettent en action la fluorescence et les effets quantiques. C'est le cas de la microscopie STED (*Stimulated Emission Depletion Microscopy*) [7,8] ou de la métrologie optique toujours accompagnée de la fluorescence, comme dans le cas de la SIM (*Structured Illumination Microscopy*) [9,10] et la SMI (*Spatially Modulated Illumination Microscopy*) [11–13]. Il y a bien d'autres techniques microscopiques pour contourner la limite de résolution (par exemple [14]), je me contente ici de citer celles que je considère comme importantes pour le développement de ce mémoire. Dans le premier cas, celui de la microscopie STED, le microscope à balayage de point utilise un faisceau d'excitation superposé à un faisceau STED à forme de tore qui éteint immédiatement les molécules excitées à la périphérie du point d'excitation, ce qui confine l'émission fluorescente à l'intérieur du tore. L'extinction saturée a pour conséquence un point fluorescent bien au-dessous de la limite de diffraction (environ 20 nm) [15].

La microscopie d'illumination structurée (SIM) va créer un motif ou réseau d'illumination sur l'objet à coordonnées cartésiennes. Pour cet effet, un réseau de diffraction ou de franges d'interférence est placé dans le plan objet conjugué au moyen de l'objectif de microscope, projeté sur l'objet [9]. Un déplacement du réseau d'un pas déterminé permet de faire des mesures d'intensité en utilisant une caméra CCD et de retrouver la phase de l'objet par l'intermédiaire d'un algorithme dans l'espace de Fourier [16]. Avec cette méthode il est possible de surpasser la résolution optique d'un facteur de deux par rapport à la microscopie conventionnelle de champ étendu.

La microscopie d'illumination modulée spatialement (SMI) est une méthode de microscopie de fluorescence de champ étendu, qui utilise une illumination structurée axialement pour obtenir des informations additionnelles de haute résolution contenant les positions relatives de régions étiquetées par fluorescence. La structure d'illumination est obtenue par deux faisceaux laser en contre-propagation produisant une interférence cohérente qui génère un champ d'ondes stationnaires. Cette technique appartient au domaine de l'optique connu sous le nom anglais du *point spread function Engineering* (modélisation de la réponse impulsionnelle) [17]. Une deuxième technique microscopique –appelée localisation– est ajoutée au SMI [18] et consiste à activer et à désactiver de très petites sections de l'échantillon. Autrement dit, on excite quelques électrons de l'échantillon pour provoquer l'émission de quelques photons et synchroniquement une photo est prise avec une CCD (Charge-Coupled Device). Ce processus est répété maintes fois et les photographies sont superposées par logiciel jusqu'à obtenir la formation d'une image avec une résolution d'une dizaine de nanomètres.

La limite de Rayleigh nous dit que deux sources ponctuelles sont séparées quand le maximum de la fonction impulsionnelle (FI) de l'image d'une source coïncide avec le premier minimum de la FI de la deuxième source. Cependant, la FI peut devenir arbitrairement petite en utilisant des filtres de Toraldo di Francia [5] avec pour conséquence une augmentation de l'énergie contenue dans les lobes secondaires [5,19–31]. En effet, l'énergie totale sous la fonction Bessel doit être répartie entre le cercle d'Airy et tous ses anneaux. Une apodisation réduit l'intensité des anneaux pour relocaliser l'énergie qui se trouve dans le cercle d'Airy, avec comme conséquence une augmentation du diamètre du cercle. D'un autre côté, si on veut que le cercle devienne plus petit –cas de super résolution– alors, l'énergie à l'intérieur du cercle doit être évacuée vers les anneaux. Le travail de Toraldo di Francia visait à trouver une redistribution de l'énergie vers les anneaux plus éloignés du cercle d'Airy. Cependant, il n'est pas pratique de réduire le diamètre du cercle d'Airy au-dessous de 50% du diamètre original. Aujourd'hui, on trouve des applications de filtres super-résolvants dans l'astronomie [32]; en ablation laser [33] où la largeur de la FI est diminuée pour usiner avec un laser femto-seconde; en microscopie confocale 4Pi [34–37] où sont employés des filtres binaires de phase, pour citer quelques exemples.



Parmi les techniques présentées jusqu'ici, celles utilisées en microscopie, telles que STED, SIM et SMI, présentent le grand avantage de pouvoir discerner des petites structures, STED travaillant dans un champ très étroit (microscopie confocale), SIM et SMI dans un champ étendu. Toutes les trois se servent de la modélisation de la fonction impulsionnelle optique; STED à travers les modulateurs spatiaux de lumière (SLM: Spatial Light Modulator), SIM à travers les réseaux de diffraction sur le plan de la pupille optique et SMI sur le plan de la pupille mais par interférence. En plus, comme on peut le déduire de la microscopie de localisation, la limite de résolution ne peut plus être exprimée avec la limite de Rayleigh mais avec des techniques de comptage de photons provenant de deux images ponctuelles. Quant à la méthode de Toraldo, le facteur de gain en résolution est nettement plus modeste mais il y a deux avantages qu'il faudra prendre en compte pour des applications: a) Les images obtenues ne sont pas traitées numériquement après l'acquisition, ce qui permet d'observer des phénomènes en champ étendu et in-vivo; b) les applications ne sont pas restreintes à la microscopie.

L'objectif de ce chapitre est de montrer les résultats obtenus en super résolution optique en passant par les manipulations de la pupille optique avec des filtres du type Toraldo. Le but est également de décrire les moyens nécessaires pour sa réalisation, notamment les SLM; de décrire la correction du front d'onde pour réunir toutes les conditions nécessaires à la réussite de la mise en place des filtres; de présenter les techniques pour maîtriser les défaillances des SLM et finalement, de faire une description de la codification des filtres. Comme je l'ai dit dans le préambule, les pupilles super-résolvantes peuvent être utilisées en microscopie ou en instrumentation astronomique. La suite logique de mon travail est l'application dans l'un de ces domaines. C'est la raison pour laquelle j'ai commencé à fréquenter le club d'imagerie optique non conventionnelle ou microscopie, en France (ESPCI 2013) et d'autres collègues dans la Péninsule Ibérique (RIAO 2013 à Porto). A la suite de ces journées et avec Emmanuel Schaub de l'Université de Rennes nous parlons de mettre au point une configuration 4PI qui permettra d'atteindre une résolution axiale de  $\lambda/4$  pour son application dans l'imagerie de second harmonique (SHG). Cela est pour l'instant à l'état de projet pour le futur proche.

Dans ce chapitre, je parlerai brièvement des aspects généraux de quelques types de microscopie, de la fonction impulsionnelle et des FI super résolutoires. Finalement, je montrerai nos meilleurs résultats obtenus après quatre ans d'efforts.

### 3.2. Microscopie en illumination structurée

L'intention de cette section est de mettre en évidence les possibilités que nous offre la SIM vu les connaissances théoriques et matériels nécessaires pour sa mise en œuvre, connaissances dont notre équipe est forte comme en témoignent le nombre de travaux de trois des membres de l'équipe. La SIM consiste à projeter une grille sur l'échantillon en passant par l'objectif de microscope. La fréquence spatiale de la grille est limitée par la diffraction, il n'y a rien d'extraordinaire dans cela, son rôle est dans la formation d'un motif de moiré entre la grille projetée et sa réflexion déformée par l'échantillon. Le moiré contient l'information fréquentielle récupérée de l'échantillon, information de basses et de hautes fréquences jusqu'à deux fois celles résolues par le même objectif de microscope limité par diffraction. La figure 1 montre le principe des mesures de phase à partir de l'effet moiré. Ce type de mesures est bien connu dans la métrologie optique comme en témoignent les travaux de révision [16,38]. En [9] un ensemble de 9 mesures sont prises pour avoir une image super- résolvente de l'échantillon, le premier ensemble consiste en une mesure dans un état de référence suivie d'une deuxième pour laquelle un décalage de phase est réalisé. La troisième mesure est effectuée lors d'un nouveau décalage de phase de la même grandeur que la précédente. L'information ainsi obtenue vient apporter des données de

l'intensité de l'échantillon dans l'axe perpendiculaire aux fentes. Pour trouver les informations de l'échantillon dans d'autres axes, il faut projeter les réseaux de diffraction à, par exemple,  $\pm 120^\circ$ . Le même processus de décalage de phase est ainsi entrepris.

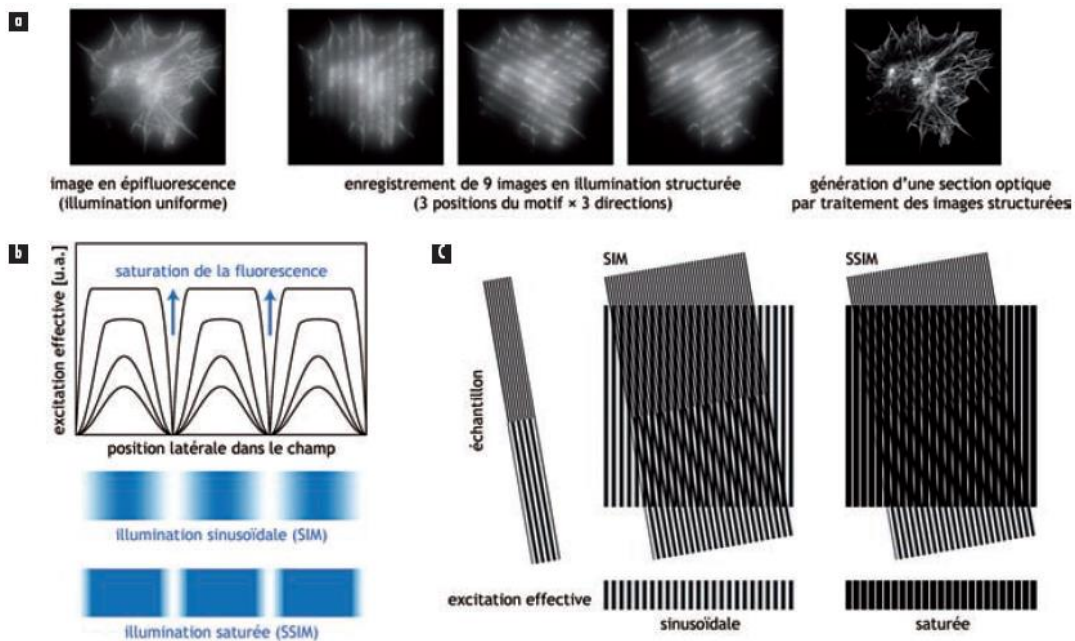


Figure 3.1. Grille à deux différentes fréquences formant un motif de moiré par superposition avec une grille de basse fréquence spatiale à la même fréquence que la fréquence de l'échantillon (c). Quand la fréquence est la même, le motif de moiré est mieux contrasté. Une saturation non-linéaire (b) ou bien une grille carrée de profil à fentes minces est mieux contrastée et permet de récupérer davantage de hautes fréquences. Figure extraite de [39] G. Dupuis « La super-résolution, » *Photoniques*, **62**(6) pp. 42-47 (2012). DOI: <http://dx.doi.org/10.1051/photon/20126242> avec la permission de la SFO.

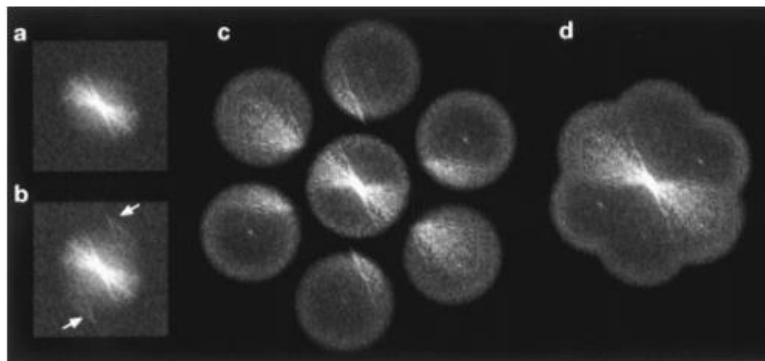


Figure 3.2. Transformée de Fourier de l'image microscopique d'un objet à illumination normale, image limitée par la diffraction (a et b respectivement). Cet objet possède encore quelques fréquences qui ne peuvent pas être discernées comme le montrent les flèches en (b). Une illumination par grille strictement sinusoïdale nous permet d'avoir deux ordres de diffraction accompagnant l'ordre zéro. Si la grille est tournée deux fois à  $120^\circ$  il est possible d'obtenir les six pétales en (c). Finalement l'image est reconstruite comme on peut le voir en (d). Figure provenant de [9] M. G. Gustafsson, "Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy.," *Journal of microscopy* **198**(Pt 2), 82–87 (2000), avec la permission de John Wiley and Sons.

L'image de l'échantillon est le produit de la distribution d'intensité de l'objet  $O(x,y)$  et du motif d'illumination structurée  $G(x,y)$ , projeté par une grille  $G$ . Une opération de convolution entre la réponse impulsionnelle du microscope  $FI(x,y)$  et le produit  $O(x,y)G(x,y)$  a lieu et est exprimée par [40]<sup>2</sup>,

$$I(x,y) = [O(x,y)G(x,y)] \otimes FI(x,y) \quad (3.2.1)$$

Le symbole  $\otimes$  représente l'opération de convolution. Si l'on suppose une grille sinusoïdale<sup>3</sup>, le motif sera exprimé par

$$G(x,y) = 1 + \cos[2\pi\nu_0x + \phi] \quad (3.2.2)$$

$\phi$  est la phase du réseau,  $2\pi\nu_0x$  nous dit que la grille a une fréquence spatiale  $\nu_0$  sur l'axe  $x$ . La transformée de Fourier de (3.2.1) est

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{I(x,y)\} &= \mathcal{F}\{[O(x,y) \otimes G(x,y)]FI(x,y)\} \\ \mathcal{J}(\nu) &= [\mathcal{O}(\nu) \otimes \mathcal{G}(\nu)]FTO(\nu) \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

Dans un microscope ordinaire, le processus de formation d'image est décrit par l'opération de convolution. Or une lentille a dans son foyer la transformée de Fourier de l'objet situé à l'infini, l'opération de convolution dans le foyer de la lentille est une simple opération de multiplication des transformées de Fourier de l'objet et de la FI (Fig. 3.2a). La transformée de Fourier de la fonction impulsionnelle définit la manière dont chaque fréquence spatiale de l'objet est transférée à l'image. La transformée de Fourier de la FI est appelée « Fonction de Transfert Optique » FTO (en anglais, OTF, *Optical Transfer Function*) et définit le contraste d'un objet sinusoïde dans le plan image. De (3.2.3),  $\mathcal{J}(\nu)$ ,  $\mathcal{O}(\nu)$  et  $\mathcal{G}(\nu)$  sont les transformées de Fourier de  $I(x,y)$ ,  $O(x,y)$  et  $G(x,y)$  respectivement. Pour un microscope SIM, l'existence d'une grille a un effet de modulation en fréquence avec l'objet, la grille étant la porteuse à fréquence  $\nu_0$ . L'objet sera porté par la grille. Le procédé mathématique décrit par (3.2.3) est montré dans la figure 3.3, il faut noter que la grille est idéalement sinusoïdale; si ce n'est pas le cas, d'autres composantes harmoniques vont apparaître en  $\mathcal{G}(\nu)$ . Les trois composantes de la grille sont décrites par (3.2.4),

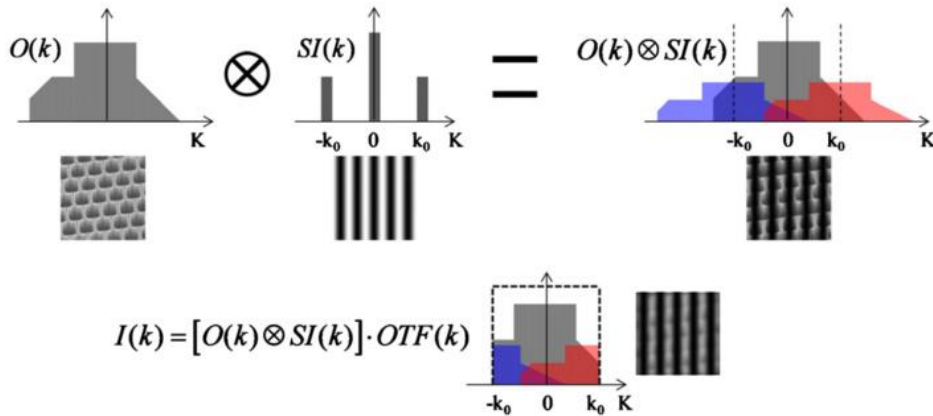


Figure 3.3. Le concept de la reconstruction OTF dans un microscope SIM. Image dans [40] Y.-D. Kim, M. Ahn, T. Kim, H. Yoo, and D. Gweon, "Design and analysis of a cross-type structured-illumination confocal microscope for high speed and

<sup>2</sup> Dans cette section, j'ai modifié légèrement la notation des équations suivie par Kim *et al* "Design and analysis of a cross-type structured-illumination confocal microscope for high speed and high resolution," *Measurement Science and Technology* **23**(10), 105403 (2012).

<sup>3</sup> Cette supposition peut être éloignée de la réalité. Je montrerai dans le chapitre 5 des algorithmes que prennent en compte des grilles à harmoniques. C'est-à-dire, des grilles à profil non-sinusoidal.

high resolution,” *Measurement Science and Technology* **23**(10), 105403 (2012) [doi:10.1088/0957-0233/23/10/105403] et cordialement fourni par les auteur. “© IOP Publishing. Reproduced by permission of IOP Publishing. All rights reserved”

$$\mathcal{G}(v) = \delta(v) + \frac{1}{2}\delta(v + v_0)e^{i\phi} + \frac{1}{2}\delta(v - v_0)e^{-i\phi} \quad (3.2.4)$$

De (3.2.3) et (3.2.4) on a

$$\mathcal{J}(v) = FTO(v)\mathcal{O}(v) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v + v_0)e^{i\phi} + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v - v_0)e^{-i\phi} \quad (3.2.5)$$

Tous les éléments sont réunis pour reconstruire l’image super-résolue. Dans la figure 3.3 il est clair que l’information de l’objet coupé par la FTO est présente dans les harmoniques déplacés à  $\mathcal{O}(v + v_0)$  et à  $\mathcal{O}(v - v_0)$ , comme on peut le voir aussi dans la figure 3.2c. On a besoin de trois mesures d’intensité pour récupérer  $\mathcal{J}(v)$ , ce qu’on obtient par décalage de phase de  $120^\circ$  entre les trois mesures d’intensité  $\mathcal{J}_1(v)$ ,  $\mathcal{J}_2(v)$  et  $\mathcal{J}_3(v)$ , avec des valeurs de phase  $\phi_0 = 0$ ,  $\phi_1 = 2\pi/3$  et  $\phi_3 = 4\pi/3$ . En métrologie optique, en présence d’une porteuse linéaire, comme c’est le cas ici, il n’y a pas besoin d’un décalage de phase. Contrairement à la microscopie SIM, la phase de l’objet, c’est-à-dire la topographie de l’objet, peut être récupérée en isolant par filtrage l’un de deux harmoniques +1 ou -1 et en lui enlevant la porteuse. Ce processus requiert le déplacement par exemple de  $\mathcal{O}(v + v_0)$  à  $\mathcal{O}(v)$ , une transformée inverse de Fourier nous permet ensuite de récupérer la phase. En microscopie, ceci n’est pas possible parce que les motifs à haute fréquence de l’objet se trouvent à l’intérieur de la pupille du microscope –dans la FTO– et une séparation des harmoniques est impossible. Les trois mesures d’intensité

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_0(v) &= FTO(v)\mathcal{O}(v) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v + v_0) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v - v_0) \\ \mathcal{J}_1(v) &= FTO(v)\mathcal{O}(v) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v + v_0)e^{i2\pi/3} + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v - v_0)e^{-i2\pi/3} \\ \mathcal{J}_2(v) &= FTO(v)\mathcal{O}(v) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v + v_0)e^{i2\pi/4} + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}(v - v_0)e^{-i2\pi/4} \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

nous permettent de trouver l’image (en intensité) et/ou la forme de l’objet. C’est-à-dire, elles nous permettent de former l’image de l’objet –ce qui est courant pour les microscopistes– et aussi la topographie de l’objet, courant pour les métrologistes. Résolvant l’ensemble des équations (3.2.6) par une combinaison linéaire, le domaine des fréquences pour  $FTO(v)\mathcal{O}(v)$ ,  $FTO(v)\mathcal{O}(v + v_0)$  et  $(v)\mathcal{O}(v - v_0)$  va nous permettre d’obtenir une image reconstruite  $\mathcal{J}(v)$ . Pour supprimer  $v_0$ , les composantes harmoniques –connues en optique comme ordres de diffraction– sont filtrées et transférées à la position de l’ordre zéro, une par une. Les trois composantes fréquentielles ainsi récupérées peuvent être exprimées par

$$\mathcal{J}(v) = FTO(v)\mathcal{O}(v) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}^+(v) + \frac{1}{2}FTO(v)\mathcal{O}^-(v) \quad (3.2.7)$$

$\mathcal{O}^+(v)$  représente l’ordre de diffraction +1 et  $\mathcal{O}^-(v)$  l’ordre -1 Deux rotation du réseau permettent d’obtenir des informations hautes fréquences comme le montre la figure 3.2c pour finalement composer le spectre de la figure 3.2d. La transformée de Fourier inverse

$$I_{\text{réc}}(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{J}_{\text{réc}}(v)\} \quad (3.2.8)$$

nous permet de récupérer l'image du microscope à des fréquences spatiales doublées. Mais, une fois qu'on a résolu l'équation (3.2.7) rien n'empêche de trouver aussi la topographie de l'échantillon, ce qui n'est pas encore habituel dans la communauté des microscopistes.

### 3.3. Microscopie STED (Stimulated Emission Depletion)

Ce type de microscopie ne fait, pour l'instant, pas l'objet de recherches de la part du groupe de super résolution optique du C.I.O. Ici, je vais faire un bref exposé de cette technique qui permet de dépasser la limite de diffraction d'Abbe. La microscopie STED consiste à exciter les fluorophores immergés dans la même solution que l'échantillon avec un laser d'excitation tel que montré dans la figure 3.4.

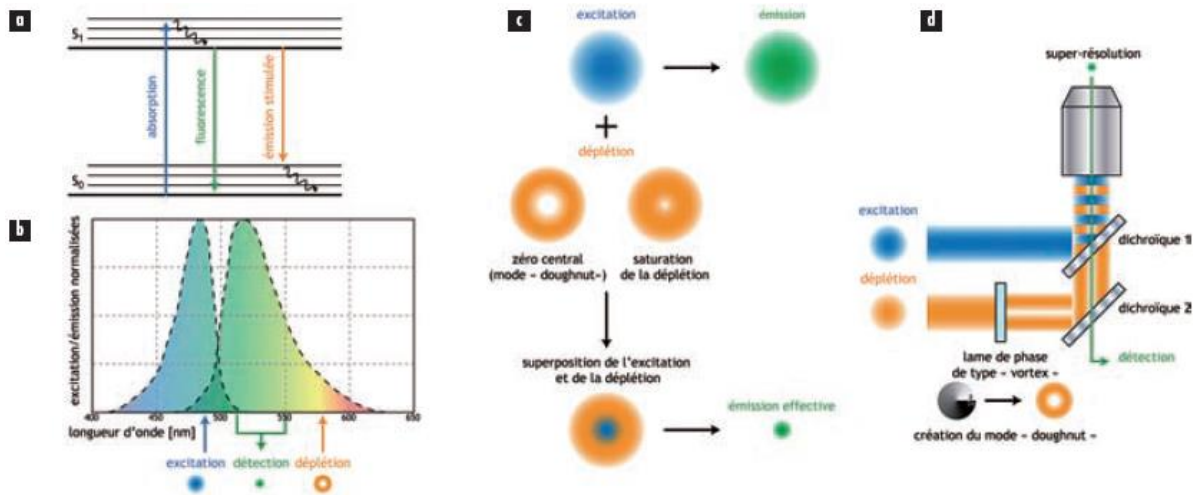


Figure 3.4. Principe de la microscopie STED. (a) Diagramme de Jablonski simplifié présentant les niveaux d'énergie impliqués dans le processus photonique. (b) Configuration spectrale du STED pour la protéine fluorescente verte (GFP); (c) réduction de la FI d'émission par saturation de la déplétion. (d) Schéma du principe d'un microscope STED; Le faisceau de déplétion est réalisé avec un vortex optique. Figure extraite de [39] M. Dupuis « La super-résolution, » *Photoniques*, **62**(6) pp. 42-47 (2012). DOI: <http://dx.doi.org/10.1051/phys/20126242> avec la permission de la SFO.

Dans la figure 3.4d, on voit le faisceau d'excitation injecté, via l'objectif de microscope, à l'échantillon. Cette radiation provoque un changement de niveau des électrons du fluorophore ; les électrons retrouvent leur niveau énergétique par un processus de fluorescence (Fig. 3.2a). Un deuxième faisceau est injecté, c'est un faisceau de déplétion avec une longueur d'onde plus grande. Ce faisceau vient de réagir avec un élément optique chargé de casser le front d'onde entre la bordure de la pupille et son centre, ce qui a pour conséquence la formation d'un vortex optique. La superposition spatiale des deux faisceaux, d'excitation et de déplétion, se traduit par une tache de diffraction très réduite, de l'ordre de 20 nm. Soit une réduction du cercle d'Airy d'un ordre de grandeur.

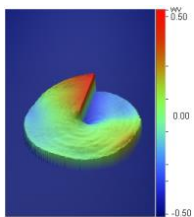


Figure 3.5. Phase d'un vortex optique de charge topologique 1. Vortex obtenu avec un modulateur spatial de lumière au CIO après avoir corrigé les aberrations du front d'onde du modulateur supérieur à  $\lambda/10$ . Le vortex au pied de la figure 3.4d est une vue frontale du vortex présenté ici. La transformée de Fourier d'un vortex à charge topologique 1, formée par un objectif de microscope, a la forme de doughnut (encore Fig. 4d à la droite du vortex). Plus la charge choisie est grande, plus le diamètre du vortex vu dans le foyer est grand. Expérimentalement, il est facile de prouver que le diamètre du vortex à charge =1 est le conjugué de la fonction impulsionnelle pour la même pupille.

### 3.4. Formation d'images: la théorie d'Abbe

Ernst Abbe a trouvé [2] que le spectre d'un objet est formé au foyer postérieur d'un objectif de microscope. Comme on l'a vu dans la section 1.2, un réseau sinusoïdal a trois composantes harmoniques, les ordres 0 et  $\pm 1$ . Le zéro contient l'information du terme constant de l'objet. Dans les deux autres, se trouvent les fréquences qui donnent la forme à l'objet, dans ce cas, le réseau. Ces ordres de diffraction vont se trouver dans le foyer de l'objectif à condition que celui-ci soit aplanatique [41]. Dans un système optique, l'approximation de Gauss décrit le passage de la lumière entre les pupilles d'entrée et de sortie. Les effets de diffraction se font sentir lors du passage de la lumière de l'objet à la pupille d'entrée, ou de manière équivalente, de la pupille de sortie à l'image. Il est donc possible d'associer toutes les limitations de diffraction à l'une de ces deux pupilles parce qu'elles sont équivalentes. Selon la théorie développée par Abbe, seulement une portion des composants diffractés provenant d'un objet à structure multi-fréquentielle traverse la pupille de taille finie. Les composants exclus contiennent des hautes fréquences de l'objet. Dans la figure 3.6, nous montrons les ordres de diffraction -1, 0 et +1, les seuls admis par la pupille de sortie. Si l'objet est une grille sinusoïdale on aura les trois ordres décrits. Si la grille est binaire, il y aura un nombre infini d'ordres de diffraction. Ils seront alignés selon leur signe et ensuite seront filtrés. La pupille fonctionnera alors comme un filtre passe-bas où les composantes basses fréquences de la grille vont former l'image.

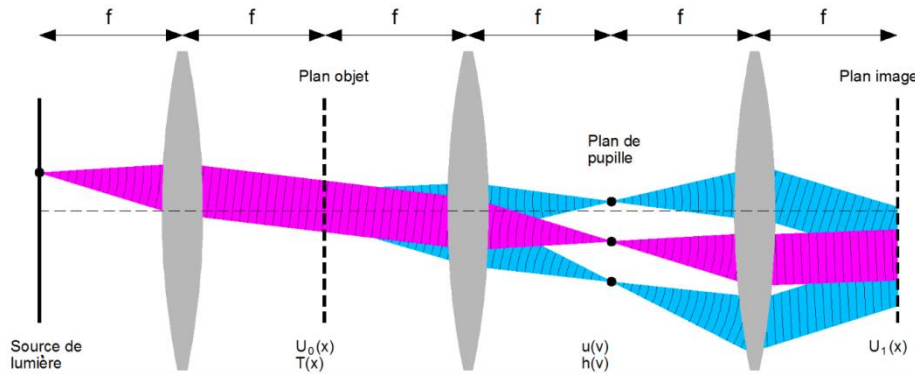


Figure 3.6. Source ponctuelle. Système  $6f$  pour décrire la formation d'images. L'objet est une grille.

Un système optique est un système linéaire caractérisé par sa réponse impulsionnelle, i.e. la réponse à une source ponctuelle. Dans le cas d'illumination cohérente le système est linéaire en amplitude (complexe), tandis que si l'illumination est incohérente, le système est linéaire en intensité. Si l'on observe les effets de diffraction depuis la pupille de sortie, l'amplitude de l'image sera représentée par une intégrale de superposition,

$$U_i(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(u, v; \xi, \eta) U_o(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (3.4.1)$$

$h$  est l'amplitude aux coordonnées de l'image  $(u, v)$  qui est une réponse à un objet du type source ponctuelle en  $(\xi, \eta)$  et  $U_o$  c'est la distribution d'amplitude transmise par l'objet. En absence d'aberrations, la réponse  $h$  n'est qu'une onde sphérique convergente de la pupille de sortie vers le point image idéal  $(u = M\xi, v = M\eta)$ . L'amplitude de cette image idéale aux alentours du point image est un motif de diffraction de Fraunhofer de la pupille de sortie centré sur les coordonnées image  $(u = M\xi, v = M\eta)$ . On a donc,

$$h(u, v; \xi, \eta) = \frac{A}{\lambda z_i} \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) e^{\left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda z_i} [(u - M\xi)x + (v - M\eta)y] \right\}} dx dy, \quad (3.4.2)$$

d'où la fonction de pupille  $p$  vaut 1 à l'intérieur de l'aperture et zéro à l'extérieur, normalement la fonction de pupille est une fonction *circ*. A une constante d'amplitude,  $z_i$  la distance entre la pupille de sortie et le plan image, finalement les coordonnées  $(x, y)$  représentent la pupille de sortie. Pour éviter un élargissement ou étalement de la réponse impulsionnelle les facteurs de phase quadratique ont été exclus des plans objet et image. Afin d'obtenir une invariance spatiale dans la formation de l'image, l'augmentation comme l'inversion de l'image sont enlevées des équations et une représentation à coordonnées réduites nous permet d'écrire une expression pour l'image telle que

$$U_i(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(u - \xi, v - \eta) U_o(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (3.4.3)$$

Notons qu'en raison de la condition d'invariance spatiale, la réponse impulsionnelle du système optique dépend seulement de la différence des points  $u - \xi, v - \eta$ . Avec

$$h(u, v) = \frac{A}{\lambda z_i} \iint_{-\infty}^{\infty} P(x, y) e^{\left\{-i\frac{2\pi}{\lambda z_i}[ux+vy]\right\}} dx dy. \quad (3.4.4)$$

Et la fonction de transfert d'amplitude  $H$  est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle d'amplitude invariante spatialement qui caractérise les propriétés de formation d'image d'un système dans le domaine des fréquences.

$$H(v_x, v_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(u, v) e^{-i2\pi(v_x u + v_y v)} du dv. \quad (3.4.5)$$

Alors, pour un système limité par la diffraction, l'image est la convolution d'un objet avec la réponse impulsionnelle qui n'est que le motif de diffraction de Fraunhofer de la pupille de sortie.

Dans les systèmes cohérents, la fonction de transfert peut être appliquée directement, avec les spectres de fréquence d'entrée et sortie :

$$G_o(v_x, v_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_o(u, v) e^{-i2\pi(v_x u + v_y v)} du dv \quad (3.4.6a)$$

$$G_i(v_x, v_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_i(u, v) e^{-i2\pi(v_x u + v_y v)} du dv, \quad (3.4.6b)$$

En utilisant le théorème de convolution, les effets d'un système optique limité par diffraction sont donnés par

$$G_i(v_x, v_y) = H(v_x, v_y) G_o(v_x, v_y), \quad (3.4.7)$$

dans le domaine des fréquences. Avec cette expression l'on peut voir que le système optique est un filtre dans le domaine des fréquences et qu'à cause des effets de diffraction, seulement une partie des fréquences spatiales seront transmises par la pupille optique du système. La propagation dans l'espace libre a un effet de filtre passe-bas et les hautes fréquences d'ondes évanescentes du signal d'entrée (l'objet) sont coupées. L'aperture numérique (NA) du système optique est responsable du blocage d'autres fréquences spatiales d'ondes propagées. Comme on l'a décrit au début de la section, le filtrage des fréquences spatiales du spectre de l'objet est à l'origine de la limite de résolution d'Abbe.

### 3.5. Filtres de pupille

En 1952, Toraldo di Francia [5] a relancé l'intérêt dans le domaine de la haute résolution optique en transférant en optique des résultats obtenus dans la théorie d'antennes. La diffraction est responsable de

la limitation de la résolution optique; en effet, un faisceau provenant d'un point à l'infini devrait, selon l'optique géométrique, reproduire le point dans le foyer de la lentille. Ce n'est pas le cas ; la pupille étant circulaire, le motif dans le foyer est un disque central connu comme disque d'Airy de rayon angulaire  $1,22\lambda/D$  entouré d'anneaux brillants et obscurs alternativement. La figure 3.7 montre un motif de diffraction obtenu expérimentalement avec un montage comme celui de la même figure. Les anneaux contiennent une fraction réduite de l'énergie concentrée dans le foyer de telle manière que le pouvoir séparateur dépend de la taille du disque. Historiquement, les opticiens avaient cherché à réduire le disque d'Airy par le recours au principe d'Huygens-Fresnel qui prédit très bien les problèmes de diffraction dans la zone de radiation, mais qui devient imprécis dans les zones proches de la pupille.

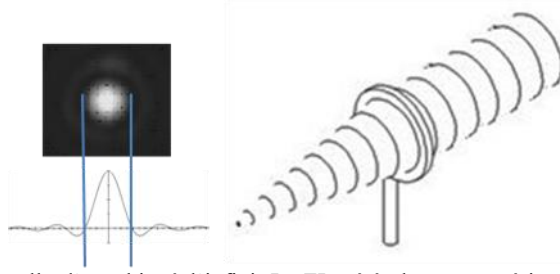


Figure 3.7. Fonction impulsionnelle d'un objet à l'infini. La FI a été obtenue expérimentalement à l'aide d'un modulateur spatial de lumière qui corrige les aberrations du front d'onde. La qualité du front d'onde est supérieur à  $\lambda/30$ .

### 3.5.1 Les Filtres de Toraldo di Francia

La proposition de Toraldo di Francia consiste à réduire le disque central et à faire sortir les anneaux du champ de l'instrument. Supposons un faisceau lumineux qui arrive sur la pupille en la remplissant complètement. Nous considérons aussi la présence d'un anneau mince de diamètre  $D$  qui permettra le passage de la lumière, c'est-à-dire, hors de l'anneau la lumière est obstruée. Il faut considérer un angle  $\theta$  d'illumination oblique par rapport à l'axe optique. L'amplitude du motif de diffraction est approximativement,

$$A(\eta) = J_0(\eta) \quad (3.5.1)$$

avec  $\eta = \pi D \sin \theta / \lambda$  et  $\lambda$  est la longueur d'onde d'illumination. Le motif de diffraction a un disque central plus étroit que celui correspondant à une illumination uniforme.

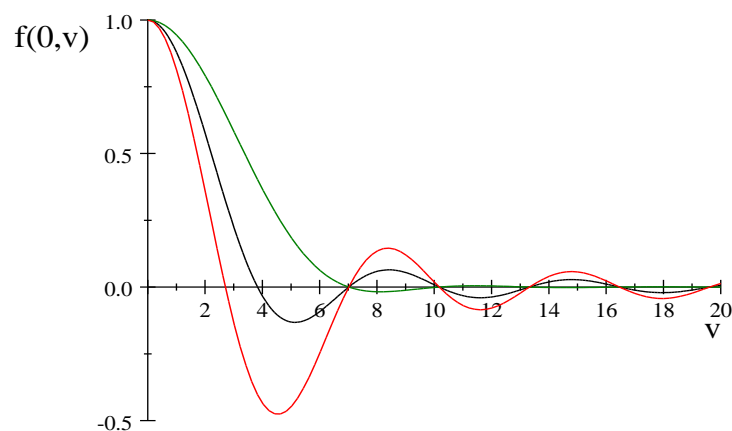


Figure 3.8. En noir, fonction impulsionnelle (PSF) d'une pupille uniforme. En vert, une FI d'apodisation, c'est-à-dire, à anneaux anéantis. En rouge, FI super-résolvante. L'énergie libérée du disque est répartie entre les anneaux secondaires.



Le motif de diffraction doit satisfaire  $A(0) = 1$ , la pupille uniforme a son premier zéro à  $\eta = 3,83$  et la super-résolvante l'aura à  $\eta = 2,40$ . Une réduction du diamètre du disque a pour conséquence un grossissement des anneaux.

L'étape suivante consiste à déplacer les anneaux lumineux hors du voisinage du disque en ajoutant encore deux disques dans la pupille de diamètres  $D/3$  et  $2D/3$  respectivement. L'amplitude du champ de diffraction devient [5]

$$A(\eta) = A_1 J_0\left(\frac{1}{3}\eta\right) - A_2 J_0\left(\frac{2}{3}\eta\right) + A_3 J_0(\eta). \quad (3.5.2)$$

Les facteurs  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  dépendent des dimensions et transparences de chaque anneau. Les conditions  $A(0) = 1$  et  $A(\eta) = 0$  sont imposées encore à  $\eta = 3,83$  et à  $\eta = 2,40$ . Cela signifie que le premier zéro est encore celui de la courbe rouge tandis que le deuxième correspond au premier maximum secondaire de la même courbe (Fig. 3.8). Ces conditions remplies, l'équation (3.5.2) donne un système de trois équations qui peuvent être résolues avec  $A_1 = 0,95$ ,  $A_2 = -1,77$  et  $A_3 = 1,82$ . Le signe ( $-$ ) signifie que l'anneau dans l'aperture est à phase inversée. L'effet est la réduction du premier anneau dont l'énergie évacuée va se redistribuer dans le deuxième anneau. Le même procédé est appliqué plusieurs fois, ce qui a pour effet la réduction du disque de la FI et l'éloignement des anneaux par rapport au disque. La principale conclusion tirée du travail de di Francia a été celle de considérer la limite classique théorique de résolution plutôt comme une limite pratique. Théoriquement, un instrument optique avec une pupille de sortie d'un diamètre donné, pouvait désormais atteindre un pouvoir séparateur aussi grand que souhaité avec pour seule limitation la quantité du flux lumineux mis à disposition. Plus tard il a été montré [42] qu'une augmentation de résolution était accompagnée d'une diminution du rapport de Strehl  $S$ . Celui-ci est défini par le rapport entre l'intensité du motif super-résolvant et l'intensité du motif d'Airy.

A la fin des années 90, Sales et Morris [19] ont trouvé un bon compromis entre le rapport de Strehl  $S$  et la taille du disque normalisé  $G$ .  $G$  est défini par le rapport des positions des premiers zéros des motifs super-résolvants et du disque d'Airy. Dans le même travail, il est montré qu'un rapport de Strehl maximal est obtenu avec des filtres « phase-seulement » (*phase-only*). Les auteurs de cet article ont aussi proposé des filtres binaires et annulaires multi-phase [20]; une année plus tard, en supposant des fonctions de pupille strictement positifs et la théorie scalaire, Sales a aussi montré [21] qu'il y a une limite fondamentale de la taille tridimensionnelle de la tache. Il faut dire que la réduction de la FI peut être transversale ou longitudinale.

### 3.5.2 Processus d'obtention des fonctions pour l'expansion de la fonction impulsionnelle

L'objectif au sein de mon groupe au CIO était d'atteindre la super-résolution optique de façon fiable, systématique et répétable. Nous avons travaillé à la conception de nouveaux filtres, qui pouvaient être facilement reproductibles avec des dispositifs numériques, *e.g.* des modulateurs à cristaux liquides (CL) et des MEMS (*MicroElectroMechanical Systems*). Je parlerai dans le chapitre quatre des contraintes techniques pour matérialiser les filtres. Je tiens à expliquer brièvement que ces contraintes nous ont poussés à concevoir des filtres complexes et de profil continu contrairement aux filtres binaires mentionnés plus haut. La proposition de mon groupe consiste à montrer la conception des filtres super-résolvants par l'utilisation de séries Bessel par le simple expédient d'une réduction à zéro de la FI à un rayon prédéterminé et avec l'aide d'un algorithme d'optimisation. Quelques fonctions de base vont nous permettre de contrôler le rayon, le rapport de Strehl et l'intensité des lobes (les anneaux de la FI).

## ARTICLE 1 [31]:

Noé Alcalá Ochoa, J. García-Márquez, A. González-Vega, "Hybrid pupil filter design using Bessel series," *Opt. Comm.*, 284, 4900–4902 (2011)

ABSTRACT: We propose a simple method of designing pupil filters for transverse super-resolution. For this end we represent the amplitude Point Spread Function (PSF) as a series expansion, constructed from the Fourier transform of a basis of Bessel functions. With this representation we optimize the intensity PSF according to certain desired characteristics, such as a smaller disk diameter than the corresponding, clear aperture, Airy disk. It is proved that by using few basis functions, it is possible to design pupils with similar or better PSF characteristics than previously reported.

Les pupilles super-résolvantes sont utilisées dans des domaines techniques divers tels que l'astronomie [32], l'ablation laser [33], la microscopie confocale 4Pi [34–36] ou le stockage de données à haute densité [43]. Dans le cadre de notre travail, nous avons supposé une distribution d'amplitude complexe normalisée  $G(\delta, \eta)$  d'une fonction de pupille complexe  $P(\rho)$  de symétrie axiale [30,44]:

$$G(\delta, \eta) = 2 \int_0^1 P(\rho) e^{-i2\pi\delta\rho^2} J_0(\eta\rho) \rho d\rho, \quad (3.5.3)$$

Où  $\rho$  représente la coordonnée radiale normalisée et  $\delta, \eta$  sont les coordonnées optiques axiale et transversale et sont respectivement définies par  $\eta = 2\pi r NA/\lambda$  et  $\delta = \pi\xi NA^2/2\lambda$ , d'où  $r$  et  $\xi = z - f$  sont respectivement les distances radiale et axiale du foyer,  $NA$  est l'aperture numérique et  $\lambda$  la longueur d'onde.

On peut décrire une fonction de pupille comme

$$P(\rho) = \sum_{n=0}^K C_n J_0(\alpha_n \rho), \quad (3.5.4)$$

avec  $J_0(x)$  étant la fonction Bessel de premier type et ordre zéro,  $\alpha_n$  sont les racines de  $J_1(x)$ ,  $C_n$  sont les coefficients, possiblement complexes, qui seront calculés et  $K + 1$  le nombre de fonctions base adoptées dans cet article. Pour calculer l'amplitude transverse en  $P(\rho)$  on fait  $\delta = 0$  dans l'équation (3.5.3). En injectant l'équation (3.5.4) en (3.5.3) on peut obtenir

$$G(\eta) = G(0, \eta) = \sum_{n=0}^K 2C_n \int_0^1 J_0(\alpha_n \rho) J_0(\eta\rho) \rho d\rho, \quad (3.5.5)$$

après, nous évaluons l'intégrale tel que montré en [44] et ainsi (3.5.5) peut se réécrire comme

$$G(\eta) = \sum_{n=0}^K C_n G_n(\eta), \quad (3.5.6)$$

avec

$$G_n(\eta) = 2J_0(\alpha_n)\eta J_1(\eta)/(\eta^2 - \alpha_n^2). \quad (3.5.7)$$

La fonction  $G_n(\eta)$  ressemble à une fonction d'Airy normalisée avec un maximum principal décalé à la coordonnée radiale  $\eta = \alpha_n$ . Il faut aussi trouver les coefficients  $C_n$  de l'équation (3.5.6) qui annulent

l'intensité de la FI (PSF) au rayon prédéterminé. Une fois les coefficients calculés, il faut les recalculer selon  $C_n/\max[|F(\rho)|]$  de telle façon que la condition  $|F(\rho)| \leq 1$  soit satisfaite.  $F(\rho)$  peut prendre des valeurs positives ou négatives, ce qui correspond à un filtre hybride, c'est-à-dire, un filtre à amplitude et phase variable même si les variations de phase sont restreintes aux valeurs se trouvant entre 0 et  $\pi$ . Par contre, dans le cas de filtres de pupille uniquement d'amplitude,  $|F(\rho)| > 1$  et dans les filtres uniquement à phase  $|F(\rho)| = 1$ , ce qui implique des transmissions d'amplitude complexes constantes.

De la même façon que dans [45,46], la réduction de la taille  $\varepsilon$  du cercle, le rapport de Strehl  $S$  et l'intensité relative du lobe latéral  $\Gamma$  sont les paramètres à contrôler et sont définis par

$$\varepsilon = \frac{D}{D_c}, \quad (3.5.8)$$

$$S = \frac{PSF(0)}{PSF_c(0)}, \quad (3.5.9)$$

$$\Gamma = \frac{PSF(0)}{PSF_0(\mu_1)}, \quad (3.5.10)$$

$D$  est le diamètre du cercle central, le sous index  $c$  se réfère à l'aperture à vide, et  $\mu_1$  est la position du premier maximum secondaire. Des équations (3.5.6) et (3.5.7) on peut déduire :

$$I(\varepsilon\eta_1) = |G(\varepsilon\eta_1)|^2, \quad (3.5.11)$$

$I$  est l'intensité de la FI (PSF),  $\eta_1$  est le premier zéro de la fonction d'Airy et  $\varepsilon < 1$  est le paramètre de gain super-résolvant. Cela signifie que le processus d'optimisation a été effectué à la coordonnée radiale  $\varepsilon\eta_1$ . Le rapport de Strehl et l'intensité du lobe latéral dépendent de la valeur  $K + 1$  qui est le nombre de fonctions impliquées dans le processus d'optimisation. Plus la valeur de  $K$  est grande, plus la réduction de  $S$  et le grossissement de  $\Gamma$  sont importants.

Les résultats obtenus et publiés dans cet article ont servi à fixer le cahier de charges pour nos manipulations pratiques, à améliorer les performances de nos modulateurs spatiaux de lumière et à préparer les pupilles qui ont, par la suite, été utilisées pour obtenir les résultats qui seront montrés dans la section suivante. Trois coefficients  $C_n$  (0,2959 ; -0,8860 et 1,1571) ont été nécessaires pour satisfaire l'équation (3.5.11) et pour nous permettre d'obtenir une FI avec  $S = 0,0876$  et  $\Gamma = 4,41$  avec  $\varepsilon = 0,64$  et  $K = 3$ . La figure 3.9 montre nos résultats comparés aux résultats obtenus par Canales et Cagigal [46]. La FI que nous avons optimisée (ligne continue) et celle de Canales et Cagigal ont la même valeur de  $\varepsilon$ . Pour presque la même valeur de  $\Gamma$ , le rapport de Strehl que nous avons obtenu est plus bas que le leur.

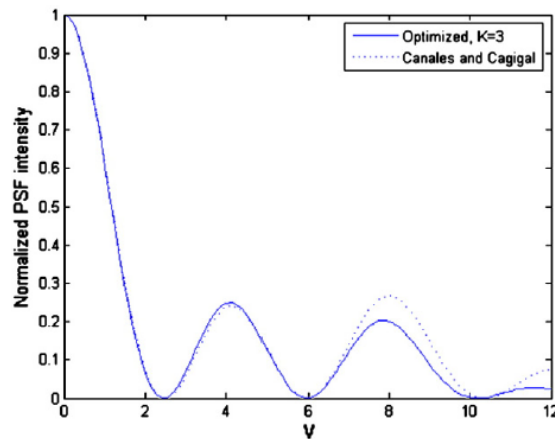


Figure 3.9. FI normalisé obtenu avec notre méthode (ligne continue) et comparée avec celle obtenue par la méthode proposée en [46].

Les trois coefficients  $C_n$  injectés dans (3.5.4) nous permettent de reconstruire la fonction de pupille montrée dans la figure 3.10.

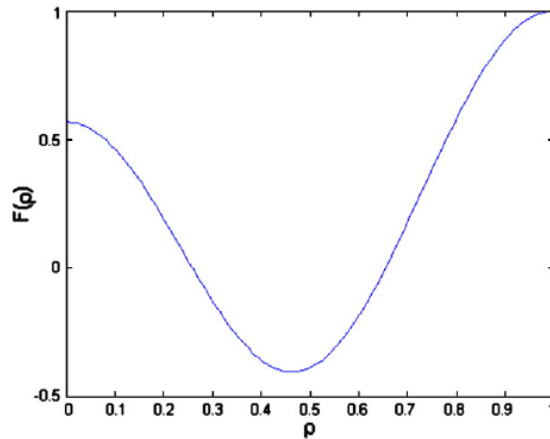


Figure 3.10. Fonction de pupille correspondant à la FI montrée dans la figure 3.9.

Notre pupille est hybride et peut être vue comme une pupille annulaire de phase et modulée par une fonction positive continue et non lisse. Elle ressemble plutôt à la pupille présentée par Gundu *et al.* [45] avec presque la même valeur de  $\Gamma$ .

Un calcul rapide nous a permis d'estimer le degré de super-résolution théorique qui peut être atteint avec ces filtres de pupille. Dans la figure 3.11, les courbes du rapport de Strehl du maximum central  $S_0$  et du premier lobe latéral  $S_1$  sont montrées pour un paramètre de gain super-résolvant  $\varepsilon$  donné et  $K = 6$ . Théoriquement, il est possible d'obtenir presque n'importe quelle quantité de super-résolution du cercle central avec des conséquences négatives dans la réduction du rapport de Strehl et l'augmentation du rapport de Strehl du lobe secondaire. Pour une  $\varepsilon = 0,47$  on est sur le point d'intersection des courbes.

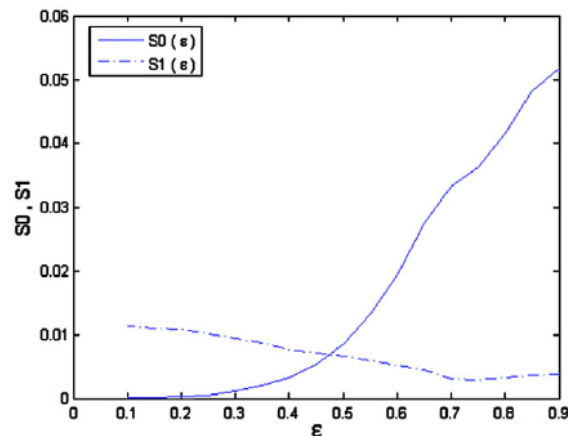


Figure 3.11. Courbes du rapport de Strehl pour le cercle (ligne continue) et premier anneau (ligne discontinue) comme fonction du paramètre  $\varepsilon$  de gain super-résolvant.

### 3.5.3 Obtention d'une pupille super-résolvante et de sa fonction impulsionnelle à l'aide d'un LCoS SLM.

A la fin de juin 2012, le premier résultat important est apparu. Nous avons réussi à mettre au point expérimentalement des pupilles super-résolvantes et l'article en préparation mentionné ci-dessous marque le premier grand objectif du groupe. Nous y montrons la maîtrise sur les pupilles super-

résolvantes et les outils dont les pupilles ont besoin pour être reproduites de façon simple et répétable. Le chapitre 4 est consacré à la mise en place métrologique du modulateur spatial de lumière indispensable pour la reproduction des pupilles et quand cela sera nécessaire, je vais renvoyer le lecteur à la section adéquate.

ARTICLE EN PRÉPARATION:

J. E. A. Landgrave, J. García-Márquez, A. Aguilar, "Hybrid super resolving pupils by using LCoS SLM," *Opt. Express*, (2013)

ABSTRACT: We propose a simple method to codify superresolving pupils in a single LCoS SLM avoiding by this the use of polarizers, retardance plates and additional optical elements. A hybrid pupil is generated taking into consideration desired characteristics of the PSF, such as transversal super resolution features and a convenient Strehl ratio. The LCoS-SLM is then corrected in its wavefront to display flatness characteristics better to the Marechal criteria. The correction is performed in a hologram's first diffraction order by means of a sinusoidal ruling which in turn serves also to codify the amplitude of the pupil using Jacobi-Anger expansion. Finally the pupil's phase term is also added to the exponential that already includes the hologram frequency and the wavefront correction. We show an experimental example of a super-resolving pupil.

---

Deux de mes collègues d'équipe de recherche ont mis au point en 2011 [31] une méthode non itérative pour calculer des filtres super-résolvants sans passer par des solutions itératives ou d'approximations de deuxième ordre [47]. La fonction de pupille désirée est étendue (en anglais : *expanded*) en Serie de Dini et sa transformée de Fourier-Bessel est trouvée analytiquement. D'après les auteurs, cela amène à une série en termes d'un ensemble de fonctions orthogonales qui représentent l'amplitude de la FI. Avec cette deuxième technique, nous avons trouvé un deuxième ensemble de filtres de pupille pour tester la super-résolution et cela fait l'objet de l'article en préparation que j'ai décrit brièvement ci-dessus.

Une façon de moduler nos filtres de phase est avec un hologramme qui permet d'enregistrer une phase  $\phi_1(x, y)$  dans une grille à fréquence spatiale  $k_x x_1$  tel que montré dans la Fig. 3.12 (en haut) dont la transformée de Fourier est montrée à droite. Si la constante  $a = 0$ , il n'y aura que deux termes de la série de Fourier puisque la fonction est sinusoidale et l'ordre zéro disparaît. Une deuxième grille  $k_x x_2$  ou  $k_x y_1$  peut aussi être ajoutée au même hologramme et les quatre ordres de diffraction peuvent ainsi être filtrés pour, par exemple, être recombinaés par le moyen d'autres éléments optiques. La réalisation de cet hologramme requiert uniquement un montage comme celui proposé dans la figure 3.13, c'est-à-dire que le LCoS est le seul dispositif indispensable.

Une pupille hybride requiert l'utilisation de deux SLM. En effet, en superposant l'amplitude et la phase d'une pupille hybride par des méthodes interférentielles, par exemple avec une configuration Twyman-Green, on doit être capable d'enregistrer une FI à taille plus étroite dans le foyer de la lentille formatrice d'image. Pourtant, ce qui sur papier semble simple se révèle plus compliqué dans la pratique.

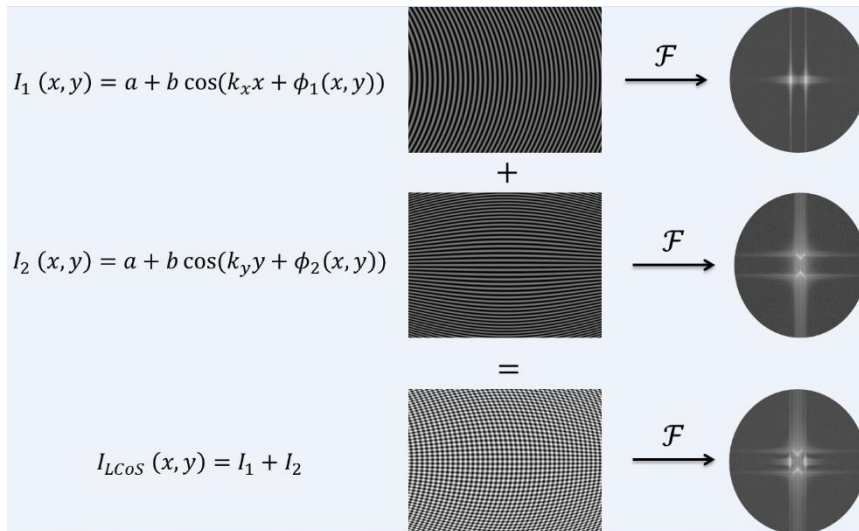


Figure 3.12. La fonction d'intensité est une fonction sinusoïdale de modulation avec une porteuse et une phase qui déforme la porteuse, sa transformée de Fourier est à droite. La somme de deux porteuses perpendiculaires permet d'obtenir le motif croisé montré en bas.

Le chapitre 4 a pour but d'expliquer tous les étalonnages, corrections, et avec cela, les résultats obtenus en essayant d'obtenir un actionneur fiable pour effectuer une superposition de pupilles. En résumé, en faisant interférer les deux termes du filtre hybride le résultat de la superposition n'est pas visible car un phénomène de battement apparaît. Les LCoS-SLM ont des fluctuations de phase et d'amplitude assez importants et empêchent l'interférence. En plus, il n'y a pas de moyens techniques simples pour synchroniser les deux LCoS car chacun a une horloge interne indépendante. Nous nous sommes d'abord intéressés à l'étude des fluctuations et de leur minimisation. Cela n'est qu'une solution à moitié satisfaisante ; ensuite, nous avons trouvé une solution innovante pour échapper aux fluctuations, c'est ce qui fait l'objet de la proposition ci-dessous.

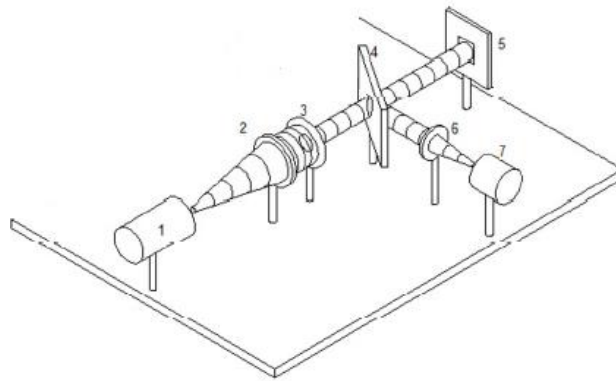


Figure 3.13. Montage simple pour montrer le fonctionnement d'un filtre commandé par LCoS-SLM (5). Tous les éléments optiques importants tel que la lame séparatrice (4) et lentille pour focaliser (6) ont été contrôlés à une qualité égale ou supérieure à  $\lambda/8$ .

Après les simulations numériques de modulation de phase par holographie, nous avons rapidement compris qu'une pupille hybride pouvait être codée en amplitude et en phase dans un SLM tel que montré dans la figure 3.14. L'amplitude  $b(x, y)$  d'une de nos pupilles super-résolvantes hybrides est codifiée dans l'ordre de diffraction +1 (ou le -1, il faut en tout cas, que ce soit le même ordre qui porte la correction du front d'onde du dispositif). Nous utilisons l'expansion de Jacobi-Anger pour  $n = 1$ . Ensuite l'hologramme est généré en introduisant trois termes de phase : a) le premier est le  $k_x x$ , terme

qui signifie un réseau de diffraction qui nous permettra de déplacer spatialement les ordres de diffraction sur le plan du foyer de la lentille formatrice d'images ; dans la figure 3.15 on peut apprécier le réseau à fentes parallèles. *b*) le deuxième est  $\psi_1(x, y)$ , c'est la phase du filtre super-résolvant. *c*) Finalement,

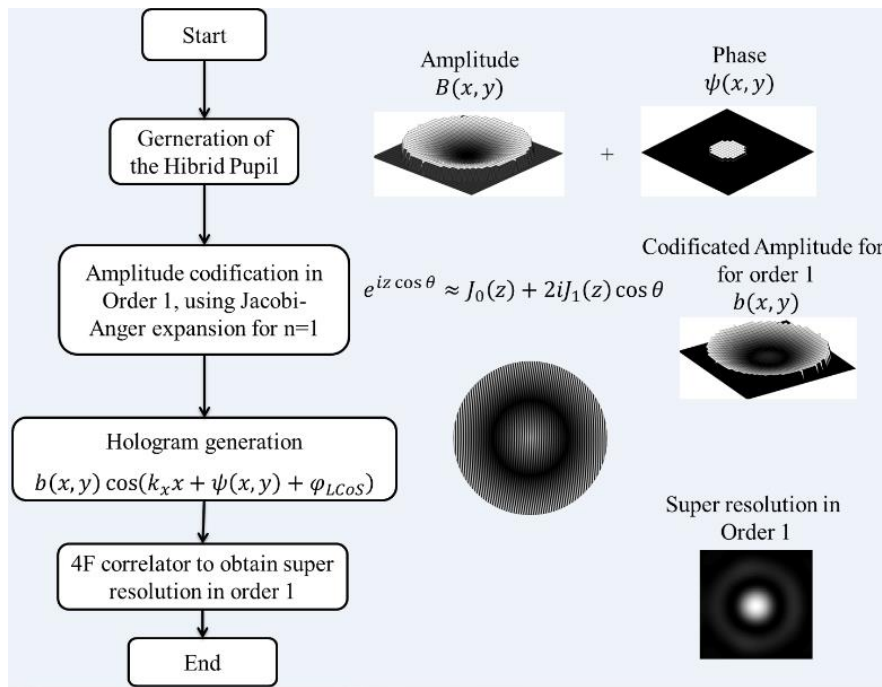


Figure 3.14. Diagramme pour montrer la réalisation d'un filtre de pupille super-résolvante avec un LCoS-SLM.

L'on trouve aussi  $\phi_{LCoS}(x, y)$  qui est le terme de correction de la phase du front d'onde au niveau du panneau LCoS. La couverture du panneau est responsable d'aberrations optiques importantes dont la principale est l'astigmatisme. En effet, pour les éléments optiques très minces et avec un tel rapport diamètre-épaisseur, le processus de fabrication ne permet pas d'avoir un polissage avec une qualité sans aberrations.

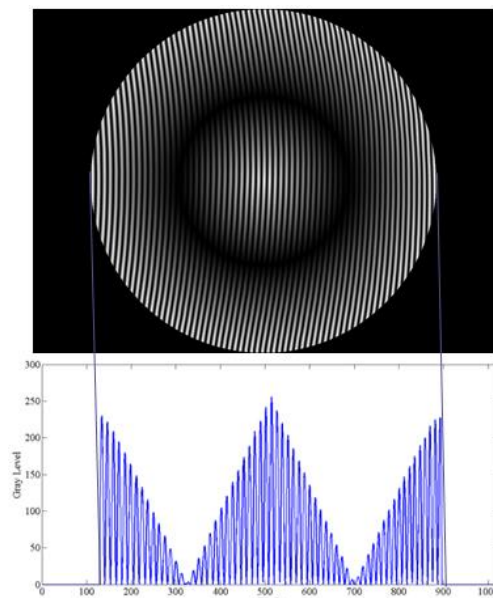


Figure 3.15. Filtre de pupille et son profil. Le profil nous permet d'apprécier la codification en amplitude de type triangulaire. La phase du filtre n'est pas visible facilement puisque l'hologramme qui la contient a aussi les coefficients de correction d'aberrations du LCoS et la porteuse séparatrice de l'ordre de diffraction +1.

La couverture ne peut être corrigée de ses aberrations mais le front d'onde réfléchi sur sa surface, si, et bien au-delà du critère de Maréchal. Ensuite, une lentille fait converger le faisceau dans son foyer où se trouve une CCD qui enregistre la réponse impulsionnelle d'intensité non négligeable aux anneaux. En haut et à gauche dans la figure 3.16, on peut voir la FI super-résolvante tandis qu'au-dessous se trouve une FI limitée par diffraction issue d'une réflexion directe d'un miroir plat à haute qualité optique ; à droite, une coupe de ces deux FI.

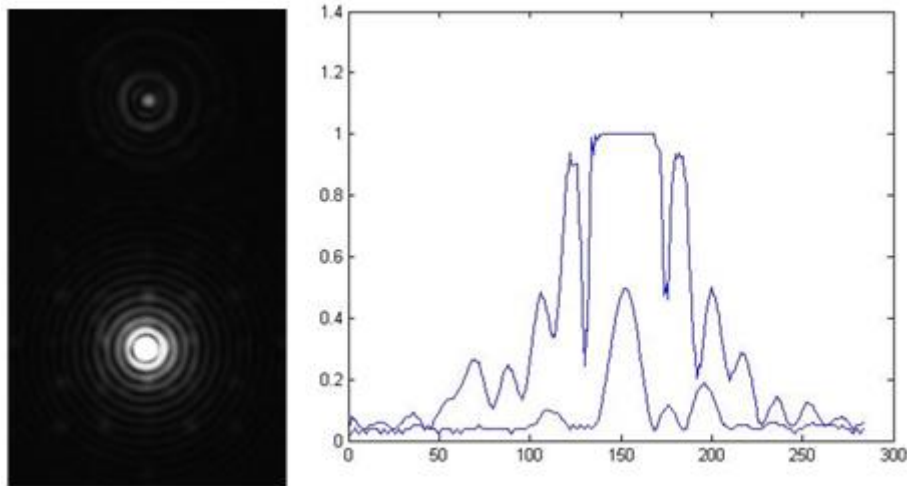


Figure 3.16. FI super-résolvante (en haut à gauche) et FI limitée par diffraction. A droite un profil de chaque FI. L'intensité de la FI limitée par diffraction est crénelée à cause de la saturation de la CCD. Le faisceau arrive d'un miroir de référence dans une configuration de Twyman-Green utilisée à des fins comparatives.

### 3.6. Conclusions

J'ai consacré une partie de ce chapitre à parler de la super résolution optique et des moyens techniques les plus importants pour l'obtenir. Ces techniques ont été conçues pour leur utilisation en microscopie de super résolution. Cependant, les techniques qui consistent en l'utilisation de pupilles super-résolvantes du type Toraldo offrent la même possibilité, certes, à un gain dans la résolution modéré, mais les applications s'étendent à d'autres domaines que la microscopie. J'ai montré nos travaux sur les pupilles hybrides. Au moment où nous travaillons sur ce thème, nous faisons en parallèle nos essais de corrections sur les dysfonctionnements –du point de vue instrumental– de notre actionneur. Finalement nous avons intégré une solution de modulation d'information, autre que la superposition de pupilles, pour déplier la pupille hybride. Cette solution s'est révélée comme la réponse que nous avons tant cherchée. En tant que codirecteur de thèse d'Alberto Aguilar au CIO, je lui ai proposé de faire des simulations numériques pour évaluer la possibilité de simplifier le microscope SIM en projetant une lumière structurée composée de trois grilles superposées dont chacune est tournée par rapport aux autres de  $120^\circ$ .



## CHAPITRE 4

# Modulateurs du front d'onde : correction du front d'onde et des fluctuations

### 4.1. INTRODUCTION

J'ai parlé dans le chapitre précédent de la conception des filtres de pupilles super-résolvantes et de la façon de les déployer à l'aide d'un LCoS-SLM (Liquid crystal on Silicon – Spatial Light Modulator), mais la mise en place d'un SLM ne se révèle pas une tâche facile à cause des multiples étalonnages et corrections nécessaires. Avant de réussir la codification d'une pupille hybride avec un seul LCoS-SLM, nous avons entrepris de multiples tests pour mettre ce modulateur en état de fonctionnement. D'abord, il nous a fallu corriger le front d'onde car le front d'onde émergent du modulateur a une très mauvaise qualité optique qui le rend inutilisable dans le domaine de pupilles optiques super-résolvantes. Le modulateur est capable aussi de corriger le front d'onde à la sortie d'un instrument optique et la méthode proposée par Gerchberg et Saxton [48] est très utilisée ; nous l'avons explorée mais finalement, nous ne l'avons pas utilisée. La correction métrologique du front d'onde est expliquée dans la section 4.2. Il y a ensuite les études concernant les fluctuations de phase et d'intensité qui traite leur caractérisation, leur estimation et leur minimisation, cela est montré dans les sections 4.3 et 4.4. Finalement, la section 4.5 montre des résultats généraux sur la topographie des molécules de cristaux liquides.

#### 4.1.1 Les applications des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides

Les SLM s'utilisent actuellement pour diverses applications scientifiques, particulièrement optiques comme par exemple pour la correction du front d'onde en astronomie [49], la correction des aberrations en microscopie de deux photons [50], la mise au point des faisceaux [51–53], pour obtenir des images de la rétine à haute résolution [54], pour faire des filtres et apodiseurs hyper-résolvant d'amplitude [22,55], pour obtenir la super-résolution optique [56–58], pour faire des manipulations optiques [59–62], pour effectuer diverses fonctionnalités dans la microscopie [63], dans photolithographie holographique [64] ou l'holographie de couleur [65] et l'interférométrie [66–68] pour citer quelques

exemples. Leur importance est manifeste et leur fonctionnement adéquat est une condition obligatoire pour réussir les expériences.

#### 4.1.2 Le choix d'un modulateur spatial de lumière de type Liquid-Crystal-on-Silicon (LCoS)

Il y a quelques exemples de technologies de SLM à cristaux liquides : les SLM ferroélectriques et les SLM nématiques. Tous les deux peuvent être pilotés optiquement ou électriquement. Pour clarifier la classification des SLM, je présente un tableau avec quelques caractéristiques principales (tableau 1).

Tableau 1		SLM à cristaux liquides [69]	
Pilotage/Type	Caractéristiques principales		
	Ferroélectrique (FLC)	Nématique ou aligné en parallèle	
Electronique	Réponse rapide (360-510 Hz). Modulation de phase binaire Résolution jusqu'à 1280X1024 Facteur de remplissage de 93% Pixels de 13,6 $\mu\text{m}$ LCoS	Réponse de 60 à 72 Hz Modulation en gris (normalement 8 bits) de 0 à $2\pi$ Résolution jusqu'à 1920X1080 (1024X768 le TN) Facteur de remplissage de 87% Pixels de 8 $\mu\text{m}$ LCoS	
Optique	Cette technologie est censée répondre à certains besoins des réseaux de télécommunications car elle doit opérer comme un obturateur optiquement transparent et insensible à la polarisation [70].	Résolution de 1024X768 (Hamamatsu PPM) Pixels de quelques 40X40 $\mu\text{m}$ 50 Hz Facteur de remplissage de 100% Fabricants : Thales, Hamamatsu.	

Nous avons utilisé un SLM du type twisted nematic (TN). La fabrication du dispositif consiste à introduire du cristal liquide biréfringent entre deux feuilles de polyamide, chacune avec une empreinte parallèle et les deux dans une direction relative orthogonale pour forcer une torsion de  $90^\circ$ . Deux polariseurs linéaires alignés (disons en position horizontale) avec l'empreinte de la lame de polyamide d'entrée sont placés à l'entrée et à la sortie du SLM. Si un faisceau de lumière passe à travers le polariseur d'entrée, les molécules de CL (cristaux liquides) tournent et la direction de polarisation du faisceau incident tourne aussi comme s'il essayait de suivre la direction du plus grand indice de réfraction qui se trouve à la fois tout au long de l'axe de la molécule. La direction de polarisation change d'horizontale à verticale mais le polariseur de sortie, qui est parallèle à celui de l'entrée, va bloquer la lumière. Le modulateur est alors éteint. Maintenant, nous appliquons une tension électrique aux électrodes du dispositif, les molécules du CL biréfringent changent de direction et s'alignent avec la direction de propagation du champ électrique appliqué, qui est aussi celui de l'axe optique. La lumière est polarisée horizontalement et transmise au polariseur de sortie qui est aussi aligné horizontalement, permettant ainsi de faire travailler le SLM allumé. Dans le cas d'un LCoS, le polariseur d'entrée est aussi celui de la sortie étant donné que le silicium travaille comme un miroir.

Les SLM pilotés électriquement (EA *Electrically Addressed*) sont normalement construits dans une structure pixelaire ; le croisement de « lignes de bus<sup>4</sup> » dans les deux directions  $x$  et  $y$  forment les pixels du SLM. Une matrice de circuits pilote chaque pixel, chaque circuit est composé d'un transistor et d'un condensateur pour piloter et stocker le signal pendant le temps de durée de l'image (*frame*). Le transistor isole le pixel d'autres pixels se trouvant aux alentours [71]. Quand un signal est envoyé, une impulsion de tension positive est envoyée à une ligne qui allume tous les transistors, alors, les tensions électriques des colonnes respectives sont transférées par le biais des transistors pour activer les pixels et mesurer l'état du modulateur, c'est-à-dire, pour détecter la réflectance (ou transmittance). Le pilotage est parallèle et la vitesse d'opération est extrêmement élevé, mais le pilotage de la matrice est sérial, ce qui réduit le temps de la vitesse d'opération.

Contrairement aux modulateurs EA, les modulateurs pilotés optiquement (OA *Optically addressed*) utilisent la lumière d'une image comme signal d'entrée qui, en plus, ne sera pas divisé en pixels [72]. Le signal lumineux d'entrée est photodéecté par le OA-SLM et converti –par exemple en distribution de charge électrique, de tension ou d'indice de réfraction [71]– et écrit sur le OA-SLM. Le signal est ensuite lu par un autre faisceau de lumière par un moyen physique différent –comme l'électro-optique, magnéto-optique ou photoréfractive. Dans le modulateur, la couche de cristaux liquides est prise entre deux électrodes polarisées. Au milieu se trouve un photoconducteur illuminé avec un faisceau qui permet la modulation du champ électrique appliquée. La modulation locale sera ainsi proportionnelle à l'intensité locale produite par le faisceau d'excitation.

## 4.2. Correction du front d'Onde

La première discipline où un SLM a été appliqué pour corriger un front d'onde a été l'astronomie [49], d'autres méthodes pour des applications diverses ont été publiées par la suite [73–81]. Les applications sont diverses même si la réponse temporelle des SLM n'est pas rapide. Dans notre cas, nous cherchions, dans un premier temps, la correction du front d'onde de façon à vérifier les pupilles super-résolvantes dont il était question dans la littérature scientifique. Le travail qui suit a été le premier d'une série d'articles que nous avons publiés sur l'utilisation, la caractérisation et la correction d'un TN, EA LCoS SLM de Holoeye (model LC-R 2500).

### ARTICLE 2 [82]:

J. García-Márquez, J.E.A. Landgrave, Noé Alcalá Ochoa, C. Pérez-Santos,  
"Recursive wavefront aberration correction method for LCoS spatial light  
modulators," *Opt. Lasers Eng.*, **49**, 743–748 (2011)

ABSTRACT : We present two accurate and relatively simple interferometric methods for the correction of wavefront aberrations of about 3 wavelengths ( $3\lambda$ ) in spatial light modulators (SLMs) of the liquid crystal on silicon (LCoS) type. The first is based on a recursive use of a wavefront fitting algorithm in a Wyko<sup>TM</sup> interferometer, in which Zernike polynomials are employed as the basis functions. We show here that the successive use of only three measurements is required to

---

<sup>4</sup> *Bus lines*

obtain a peak-to-valley (PV) error as low as  $\lambda/10$ , with an uncertainty of  $\lambda/30$ , in the compensated wavefront. The second method makes use of the actual optical path difference (OPD) computed by the interferometer at each pixel of the image of the interferogram of the LCoS modulator (LCoS-M). From numerical interpolation of these OPD values we were able to assign the required OPD compensation at each pixel of the LCoS-M. With this method, PV errors of the compensated wavefront as low as  $\lambda/16$ , with an uncertainty of  $\lambda/30$ , were obtained for the entire LCoS-M, or of  $\lambda/33$  for the disk that we used as the domain of the Zernike polynomials in the first method.

---

L'importance de notre travail réside dans a) une correction de front d'onde jusqu'à  $\lambda/33$ ; b) notre correction est métrologiquement traçable; c) nous pouvons corriger toute la matrice soit par l'utilisation des différences de chemin optique, soit par l'inclusion de polynômes de Zernike et d) une correction itérative permet de réduire progressivement l'erreur résiduelle dans le front d'onde. Je commence à décrire brièvement le processus de correction.

D'abord nous avons réalisé que nous devons programmer le SLM pour qu'il fasse une autocorrection. Pour cet effet, nous considérons qu'une modulation du type holographique pouvait nous permettre de contenir la matrice de correction du front d'onde comme je l'avais décrit 12 ans auparavant dans un journal mexicain à comité de lecture [83]. Le processus de correction passe par un interféromètre Fizeau (Fig. 4.1) et un hologramme (Fig. 4.2) pour stocker les matrices de correction.

Considérons le front d'onde parfaitement plat comme

$$W(x, y) = A_W e^{i\phi(x, y)}, \quad (4.2.1)$$

où  $A_W$  est une constante et  $\phi(x, y)$  contient les aberrations dues à la surface irrégulière du panneau LCoS. Ensuite, le front d'onde interfère avec un front d'onde de référence

$$R(x, y) = A_R e^{i\alpha x}, \quad (4.2.2)$$

$A_R$  est une constante et  $\alpha = (2\pi/\lambda) \sin \theta$  est l'inclinaison du front d'onde. En réalité, dans notre expérience, ce terme est porté par le premier ordre de diffraction du panneau LCoS et équivaut à une inclinaison. Par simplicité mathématique, je préfère faire porter l'inclinaison au miroir de référence de l'interféromètre Wyko<sup>TM</sup> utilisé pour l'étalonnage (figure 4.1). L'amplitude dans le plan d'interférence est donnée par

$$E(x, y) = W(x, y) + R(x, y), \quad (4.2.3)$$

Tandis que l'irradiance de l'hologramme (ou motif d'interférence<sup>5</sup>) est

$$\begin{aligned} I(x, y) &= E(x, y)E^*(x, y) \\ &= A_W^2 + A_R^2 + A_W A_R [e^{i(\phi(x, y) - \alpha x)} + e^{-i(\phi(x, y) - \alpha x)}]. \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

Le symbole \* signifie le complexe conjugué. Dans le cas d'un hologramme, le front d'onde de reconstruction  $H(x, y)$  est

---

<sup>5</sup> Image d'interférence, image d'intensité, en anglais : *interferogram*, *intensity pattern*.

$$H(x, y) = A_H e^{i\Phi(x, y)}, \quad (4.2.5)$$

Tandis que dans le cas interférométrique, moins évident, le terme  $\Phi(x, y)$  deviendra la phase de correction, égale à  $\phi(x, y)$  mais de signe opposé et sera injecté dans une matrice de correction holographique dans le LCoS. Pour la reconstruction holographique, nous aurons

$$G(x, y) = H(x, y)I(x, y) = (A_W^2 + A_R^2)A_H e^{i(\Phi(x, y))} + A_W A_R A_H [e^{i(\phi(x, y) + \Phi(x, y) - \alpha x)}] + A_W A_R A_H [e^{-i(\phi(x, y) - \Phi(x, y) - \alpha x)}]. \quad (4.2.6)$$

On suppose que ces trois termes sont les seuls à être présents si un enregistrement linéaire a eu lieu, ce qui signifie un profil sinus. La réalité est différente et la structure pixellaire ne permet pas de déployer un profil sinus, donc, d'autres termes se partagent ce qui reste de l'irradiance. Maintenant on peut supposer que le front d'onde de reconstruction a une phase, comme celle du front d'onde  $W(x, y)$ , sauf par une petite différence  $\Delta\phi(x, y)$  résiduelle,

$$\begin{aligned} H(x, y) &= W(x, y)e^{i\Delta\phi(x, y)} \\ &= A_W e^{i[\phi(x, y) + \Delta\phi(x, y)]} \end{aligned} \quad (4.2.7)$$

Alors, les fronts d'onde générés par l'interféromètre sont

$$\begin{aligned} G(x, y) &= (A_W^2 + A_R^2)A_W e^{i[\phi(x, y) + \Delta\phi(x, y)]} \\ &+ A_W^2 A_R e^{i[2\phi(x, y) + \Delta\phi(x, y) - \alpha x]} + A_W^2 A_R e^{i[\Delta\phi(x, y) + \alpha x]}. \end{aligned} \quad (4.2.8)$$

Le premier terme est le front d'onde d'illumination, le second a deux fois les aberrations du LCoS et la phase des aberrations résiduelles  $\Delta\phi(x, y)$  et le troisième est le front d'onde plat et incliné avec les contributions résiduelles  $\Delta\phi(x, y)$  d'environ  $\lambda/33$  avec une incertitude de mesure inférieure à  $\lambda/30$ . La surface de référence a été préalablement étalonnée avec l'étalon de surface du National Physical Laboratory en Angleterre (NPL) comme je l'avais déjà décrit en 2005 [84]. L'étalonnage et la correction sont valables dans un ordre de diffraction qui fait un angle  $\alpha = (2\pi/\lambda) \sin \theta$  par rapport à l'axe optique.

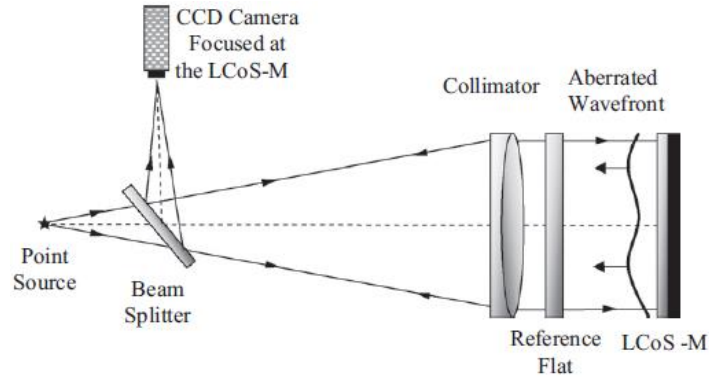


Figure 4.1. Configuration pour mesurer les aberrations introduites par la surface optique qui protège le panneau LCoS-SLM. Le modulateur est incliné de  $\alpha = (2\pi/\lambda) \sin \theta$  physiquement pour l'aligner avec l'interféromètre. La fréquence de la grille de phase générée par le LCoS-SLM est la même que l'inclinaison physique.

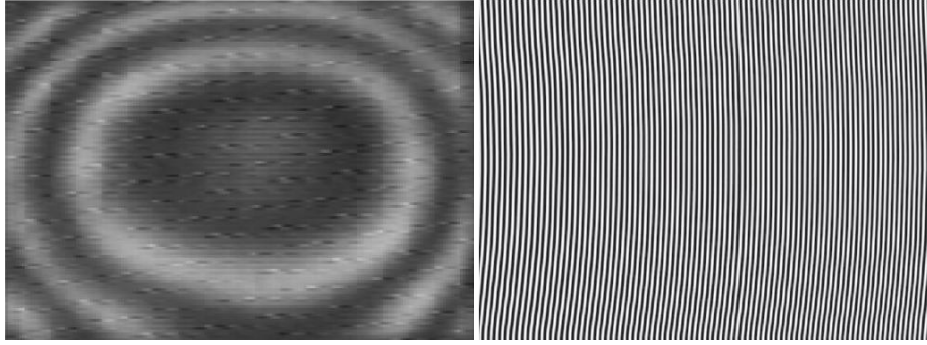


Figure 4.2. A gauche, figure d'interférence entre une référence plane, métrologiquement traçable, et notre panneau. A droite, hologramme de la grille qui règle l'inclinaison du faisceau. Le front d'onde réfléchi n'est pas plan puisqu'il provoque quelques franges d'interférence comme on peut le constater dans la figure à gauche, mais c'est justement cette figure qui est injectée dans le terme de phase de l'équation (4.2.7); le résultat est une grille à franges légèrement tordues.

Un processus de mesure à répétition nous permet de stocker trois cartes de phase résiduelle (les aberrations résiduelles après les étapes successives de correction) dans la grille; dit autrement, la grille est une porteuse et les aberrations la modulent. Les résultats sont montrés dans la figure 4.3.

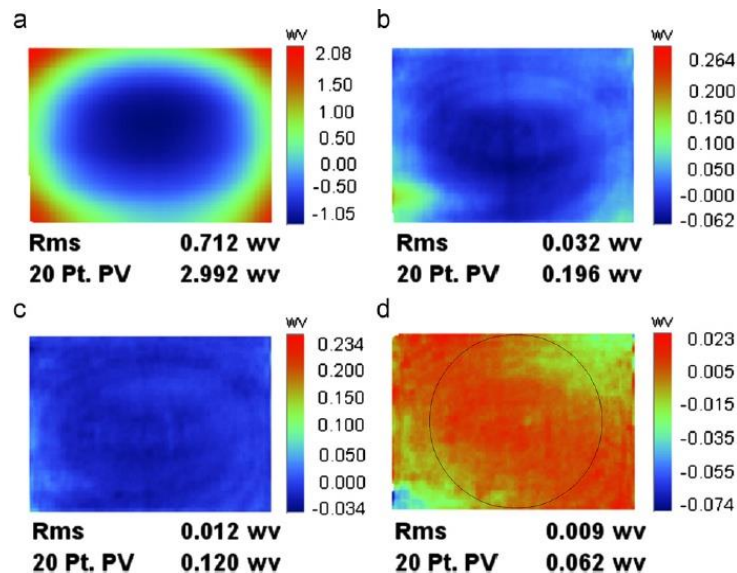


Figure 4.3. Progression de correction du front d'onde, a) la phase du front d'onde réfléchi par le LCoS-SLM. On peut lire dans l'indicateur qu'il y a  $3\lambda$  pour une source laser à 633 nm ; b) après l'injection de la carte de phase précédente avec signe négatif, le front d'onde est corrigé à  $\lambda/5$ . Cette nouvelle mesure est à nouveau multipliée par -1 et réinjectée dans la porteuse, le résultat est montré en c) où l'on peut noter qu'on approche une qualité optique très proche du critère de Maréchal. Pour le cercle (pupille) qui s'inscrit dans le rectangle, on atteint  $\lambda/33$  de correction.

Le niveau de correction du front d'onde que nous avons sur notre panneau nous permet de passer à une deuxième étape, celle de son utilisation pour reproduire des pupilles super-résolvantes.

### 4.3. Fluctuations du front d'onde

Les pupilles proposées dans les sections 3.5.2 et 3.5.3 exigent des pupilles hybrides et nous avons envisagé d'utiliser deux modulateurs pour superposer leurs fronts d'onde. Evidemment, dans la section 3.5.3 nous avons montré une nouvelle méthode qui sera publiée dans un futur proche et qui a été testée plusieurs mois après les travaux dont je vais parler dans ce chapitre. Pour obtenir une pupille hybride, nous voulions faire interférer deux fronts d'onde modulés chacun par un LCoS-SLM, nous avons donc

dû acheter un nouveau dispositif qui avait les mêmes caractéristiques que le premier, c'est-à-dire, qui était du même modèle. Après avoir étalonné notre nouveau modulateur et corrigé le front d'onde, un battement nous empêchait de faire superposer les pupilles et nous n'arrivions pas à expliquer le phénomène. De nouvelles études ont été lancées pour comprendre, faire les corrections et refaire les expériences. Les articles qui seront brièvement expliqués ci-dessous montrent les résultats de ces corrections.

ARTICLE 3 [85]:

Jorge García-Márquez, Víctor López, Arturo González-Vega, and Enrique Noé, "Flicker<sup>6</sup> minimization in an LCoS spatial light modulator," *Opt. Express*, **20**(8), 8431–8441 (2012)

ABSTRACT : We present a method for reducing the phase flicker originated by the pulsed modulation of a Liquid Crystal on Silicon (LCoS) Spatial Light Modulator (SLM). It consists in reducing the temperature of the LCoS in a controlled way, in order to increase the viscosity of the liquid crystal. By doing this, we increase the time response of the liquid crystal, and thus reduce the amplitude of phase fluctuations. We evaluate the efficacy of this method quantifying the temporal evolution of phase shift using an experiment that is insensitive to optical polarization fluctuations. Additionally, we determine the effect of the temperature reduction on the effective phase modulation capability of the LCoS. We demonstrate that a reduction of up to 80% of the flicker initial value can be achieved when the LCoS is brought to  $-8^{\circ}\text{C}$ .

Les fluctuations temporelles de phase qu'expérimente un faisceau réfléchi par un LCoS-SLM ont été annoncées à partir de 2007 [86,87]. Leur cause est la polarisation électrique des molécules de cristaux liquides comme décrit [88,89]. J'ai parlé des deux types de pilotage de SLM, électronique et optique ; une nouvelle subdivision peut être effectuée à partir du pilotage électronique puisque les fabricants utilisaient avant la méthode analogique et depuis quelques années, ils utilisent la méthode numérique qui est basée sur le PWM (de l'anglais *Pulse Width Modulation*). Pour adresser les cadres<sup>7</sup>, dans le premier cas, une mémoire du type condensateur à stockage analogique ou (DRAM) est assignée à chaque pixel, dans le second, c'est une mémoire à circuit numérique (SRAM). Les pixels DRAM génèrent moins de bruit car il n'y a pas de modulation temporelle de la tension électrique fournie au pixel lors du *framing*. Les condensateurs de stockage fournissent une tension de mémoire pour les pixels, ce qui a l'avantage de réduire la faible fréquence de scintillement des matrices adressées par ligne (*line-addressed arrays*).

Le LC-R 2500 de Holoeye est piloté<sup>8</sup> par PWM. Le multiplexage des pixels pousse les CL entre les tensions de seuil et de saturation, en évitant de cette façon la réponse lente de la charge des condensateurs. En effet, cette dernière est lente mais la décharge aussi et c'est justement cette décharge lente qui évite les fluctuations<sup>4</sup>.

---

<sup>6</sup> Scintillement

<sup>7</sup> frames

<sup>8</sup> driven

En plus des fluctuations temporelles de la phase, une dépolarisation est aussi présente dans le SLM car elles, fluctuations et dépolarisation, sont couplées étant donné que la modulation de phase et la polarisation sont obtenues par le même processus physique des molécules CL ; par conséquent, les effets indésirables sont observables simultanément. Par exemple, lors des expériences d'interférométrie, le scintillement de phase est observé comme un décalage des franges tandis que la dépolarisation entraîne une visibilité des franges oscillatoires. Notre proposition se base sur une méthode pour réduire les fluctuations de phase en augmentant la viscosité des molécules CL par réduction de la température du panneau. Dans la figure 4.4, nous montrons l'interféromètre utilisé pour mesurer le décalage des franges, c'est un Twyman-Green, que nous avons déjà utilisé pour d'autres démonstrations. L'interféromètre nous permet de comparer les fluctuations de phase comme fonction du temps par rapport à une référence absolue. Le panneau SLM est la surface à mesurer et est enfermé dans une enceinte en acrylique, semi-hermétique pour éviter l'accès d'air car en réduisant la température, on risque une condensation de la vapeur d'eau, ce qui rendrait la surface du panneau inutilisable. A l'intérieur de l'enceinte nous avons mis du produit déshydratant. Nous avons fabriqué une plaque métallique plate avec les dimensions du panneau et de très bonne qualité pour coupler thermiquement le panneau au boîtier du SLM. Le boîtier est aussi couplé thermiquement à un support métallique qui est à la fois un serpentin de circulation d'eau; notre électronique nous permet de baisser la température à  $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Les fluctuations de la phase ont une fréquence de 120 Hz, ce qui rend indispensable l'utilisation d'une caméra CCD à haute vitesse pour enregistrer l'évolution temporelle des franges.

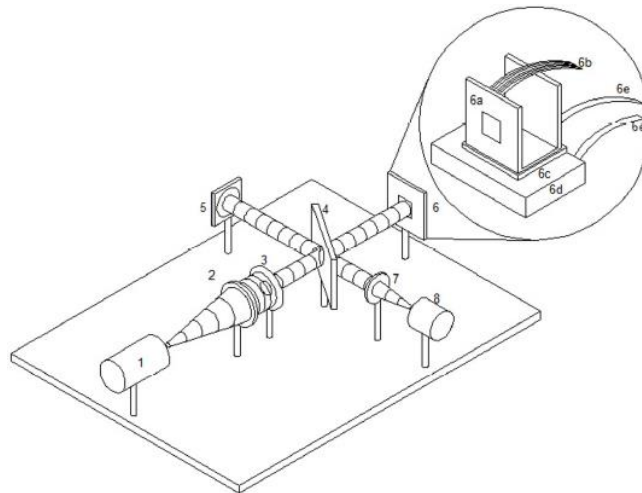


Figure 4.4. Interféromètre Twyman-Green utilisé pour mesurer les fluctuations temporelles de la phase du TN LCoS-SLM. Eléments: laser He-Ne (1), collimateur (2), pupille (3), lame séparatrice (4), miroir plat de référence (5), LCoS-SLM et son module de pilotage de température (6), panneau LCoS (6a), circuit Peltier de refroidissement (6c), *tip-and tilt*/circulateur d'eau (6d), tuyauterie (6e), lentille de focalisation (7), et CCD rapide (8).

La taille de l'image de la caméra CCD a été configurée à 80X112 pixels pour avoir une vitesse d'acquisition de 2,300 images par seconde, c'est-à-dire, près de 20 fois plus vite que les fluctuations. L'inclinaison du miroir de référence et la présence d'un coin dans la lame séparatrice nous permettent d'avoir une image d'interférence comme celle montrée dans la figure 4.5. Pour mesurer les décalages de phase, nous avons utilisé un algorithme pour tracer les taches lumineuses de notre image d'interférence, ce qui nous permet de déterminer leur position en fonction du temps à une résolution sub-pixel. L'algorithme est une combinaison de traceur de taches par corrélation et de calcul du centre de masses.



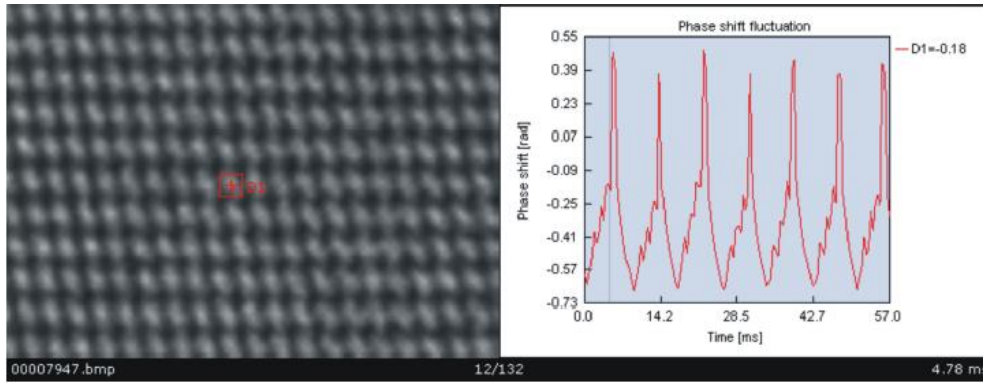


Figure 4.5. Une image de vidéo à haute vitesse utilisée pour quantifier les fluctuations de phase. Le décalage de phase dû aux fluctuations induit un déplacement vertical des taches illuminées. L'évolution temporelle est montrée dans la courbe à droite.

Nous avons trouvé que pour un même niveau de gris déployé par le LCoS-SLM, les fluctuations provoquent un décalage de la phase sur la surface à la même amplitude dans toutes les positions et nous avons quantifié les fluctuations en faisant la moyenne des déplacements de plusieurs taches dans chaque image et en calculant la valeur RMS. La figure 4.6 montre les résultats de mesure à température ambiante (25 °C) pour différents niveaux de gris déployés par notre modulateur. Le PWM du modulateur est conçu pour réduire les pics de courant, or cette modulation dépend de chaque valeur de niveau de gris (n.g.) ( $2\pi/256$  n.g.) et à la fois varie pour le même n.g. Cela se traduit par des valeurs de fluctuations de phase RMS non constantes. Sur la même figure, nous montrons la dépendance des fluctuations de phase en fonction du niveau de gris. La bande dont les limites supérieure et inférieure ont été obtenues par des mesures répétées pour des valeurs différentes de gris. Même si une valeur de fluctuation de 0,4 rad peut paraître négligeable, cela représente une incertitude d'au moins  $\lambda/5$  selon la longueur d'onde utilisée.

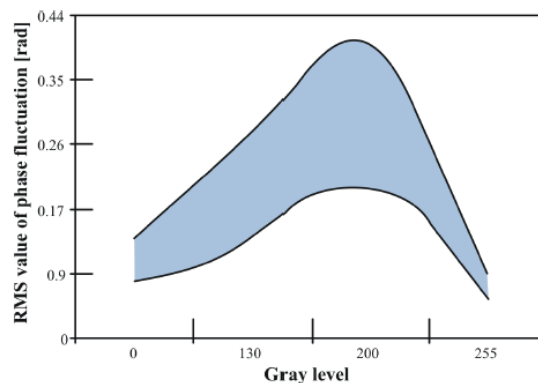


Figure 4.6. Valeurs RMS de fluctuations de phase comme fonction du niveau de gris. Elles sont représentées sous forme de bande car l'amplitude des fluctuations pour chaque niveau de gris varie.

Nous avons caractérisé la réduction des fluctuations de phase en fonction de la température ; nous avons calculé les valeurs RMS des fluctuations de la phase pour différentes températures allant de 25 °C à -8 °C, températures très proches de celle que peut atteindre notre support/serpentin. Le fabricant fait savoir que 0 °C est la température minimale d'opération du panneau et -20 °C la minimale pour son stockage. Nous avons fait fonctionner le dispositif au-delà de limites recommandées afin d'améliorer ses performances vis-à-vis des fluctuations, cependant nous n'avons jamais excédé la température minimale de stockage pour éviter d'endommager le modulateur. Nous avons aussi soigneusement contrôlé la réduction de température du panneau pour diminuer la probabilité des contraintes thermiques sur le panneau. Les expériences ont été menées d'abord à température ambiante pour ensuite la diminuer peu à peu jusqu'à atteindre la température minimale. Nous considérons que les expériences ont été effectuées avec un montage interférométrique. Je précise que pendant que nous effectuions les mesures, nous les avons interrompues à cause des vibrations transmises par la pompe et le serpentin. Un circuit électronique asservi nous garantit la température de mesure pendant quelques minutes. Sur quelques

points dans l'intervalle  $-8$  à  $25$  °C, nous avons mesuré les valeurs RMS minimales et maximales des fluctuations de la phase pour un ensemble de valeurs de niveaux de gris. Dans la figure 4.7 nous montrons ces valeurs avec lesquelles on voit clairement que les fluctuations de la phase dépendent de la température.

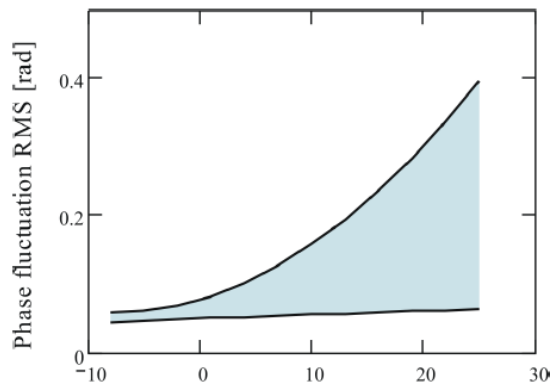


Figure 4.7. Valeurs RMS des fluctuations de la phase en fonction de la température. Le comportement asymptotique est évident à mesure que la température diminue.

Nous avons réussi à diminuer les fluctuations dans la plage de  $25$  °C et  $-8$  °C à seulement 18% de leur valeur initiale. En augmentant la viscosité des molécules CL la composante principale de 120 Hz des fluctuations de phase a été réduite considérablement. Nous avons aussi quantifié l'effet qui exerce une réduction de la température sur la capacité du LCoS-SLM à moduler la phase ; le modulateur continue à déployer la phase à 70% de ses capacités alors que les fluctuations ont été réduites considérablement.

#### 4.4. Réduction de fluctuations

Après avoir établi une méthode de réduction thermique des fluctuations, nous nous sommes intéressés à la dépolarisation subie par les TN-SLM, comme cela avait déjà été annoncé en 2006 [90–98]. Nous supposons qu'un contrôle dans la polarisation plus le refroidissement du panneau pouvait contribuer davantage à la réduction des fluctuations car les fluctuations d'intensité sont responsables de la dépolarisation. Dans cet article, nous montrons les résultats obtenus lors de nos tests en salle de manipulations.

##### ARTICLE 4 [99]:

Yuliana Calderón-Hermosillo, Jorge García-Márquez, Rafael Espinosa-Luna, Víctor López, Alberto Aguilar, Enrique Noé-Arias, Yasser Alayli, " Flicker in a twisted nematic spatial light modulator," *Opt. Lasers Eng.*, **51**, 741–748 (2013)

ABSTRACT : Liquid Crystal on Silicon (LCoS) Spatial Light Modulators (SLM) are widely used for their capability to control beams howbeit fluctuations in phase and amplitude. It is then necessary to understand the negative effects of these fluctuations, also known as flicker, and the means to mitigate them. The flicker is observed either as high frequency variations of polarization, attenuation or high phase fluctuations on the wave front modulated by the LCoS device. Here, we compare the flicker behavior in a twisted nematic (TN) LCoS-SLM for different polarization schemes and temperatures. The quantitative evaluation shows that

flicker is effectively reduced only by chilling the LCoS panel to temperatures just below 0°C but, the LCoS modulation capability is also affected.

---

Les LCoS sont affectés par une certaine quantité de dépolarisation comme cela avait déjà été établi [90–93,95]. L'utilisation des matrices de Jones pour décrire les propriétés de modulation de phase [94] n'est plus utile quand la dépolarisation est présente. C'est alors le formalisme de Mueller–Stokes qui doit être adopté pour étudier les propriétés polarimétriques des LCoS et pour décrire ses propriétés pixel par pixel telles que la retardance, diatténuation et dépolarisation [95]. Une dépolarisation de plus de 10% est présente en raison de l'état de polarisation d'entrée et la tension électrique appliquée. L'amplitude et la phase du champ électrique à la sortie peuvent être déterminées avec les matrices de Jones, mais une fois que les effets de dépolarisation ne sont plus négligeables, le formalisme de Mueller est essentiel [90]. Une analyse polarimétrique combinée permet d'obtenir des configurations du panneau pour avoir des réponses en amplitude-seulement ou en phase-seulement [92]. Du point de vue optique, la dépolarisation est causée par les fluctuations temporelles de l'état de polarisation au niveau de l'orientation des molécules CL [91,94] et par leur viscosité limitée [87]. Mais la dépolarisation dépend aussi de la longueur d'onde, plus elle est petite, plus grande est la dépolarisation du modulateur [94,97]. Pour mieux comprendre les changements d'état de polarisation d'un panneau TN-SLM, il est aussi possible d'utiliser la représentation de la sphère de Poincaré [96]. C'est justement cette approximation que nous avons utilisée pour chercher la configuration qui devait nous permettre de minimiser les effets de dépolarisation du panneau.

Ce travail a été motivé par *a)* la possibilité de mettre en place une pupille complexe super-résolvante avec deux LCoS-SLM en configuration interférométrique ; *b)* la possibilité d'utilisation des LCoS-SLM pour commander le décalage de phase dans un interféromètre [100] ; et *c)* l'utilisation des SLM pour tenir lieu d'éléments optiques diffractifs.

#### 4.4.1 Mesure de la phase

La tâche de mesurer la phase déployée par un LCoS-SLM n'est pas simple à cause des fluctuations temporelles. Dans l'équation (4.4.1), nous pouvons observer que les méthodes de mesure de phase basées sur l'interférométrie de décalage de la phase (PSI de l'anglais *phase shifting interferometry*) [16,38,101,102] ne sont pas une solution facile en raison des fluctuations de 120 Hz en phase et intensité. Les fluctuations, comme je l'ai déjà mentionné dans ce chapitre, sont de deux types : phase et amplitude, par contre, les dispositifs PALCoS montrent seulement des fluctuations de phase et le problème de mesure peut se réduire.

$$I_n(x, y, t) = I_r(x, y) + I_{LCoS}(x, y, t) + 2\sqrt{I_r(x, y)I_{LCoS}(x, y, t)} \cos[\phi(x, y) + \delta_n(x, y, t) + \varepsilon_T(x, y, t)] \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (4.4.1)$$

$I$  est l'image d'intensité,  $n$  est le nombre assigné au *frame* enregistré quand un algorithme PSI est utilisé. Pour les méthodes temporelles  $n = 1$ ,  $I_r$  est l'intensité de référence et  $I_{LCoS}$  est l'intensité réfléchie par le LCoS perturbé par les fluctuations temporelles ;  $\phi$  est la différence de chemin optique entre les deux éléments réfléchissants de l'interféromètre,  $\delta_n$  décrit le terme de phase déployée par le LCoS-SLM et  $\varepsilon_T$  est l'erreur périodique attribuée à la phase déployée, autrement dit, cela représente les fluctuations autour du niveau déployé de la phase à une fréquence de 120 Hz.

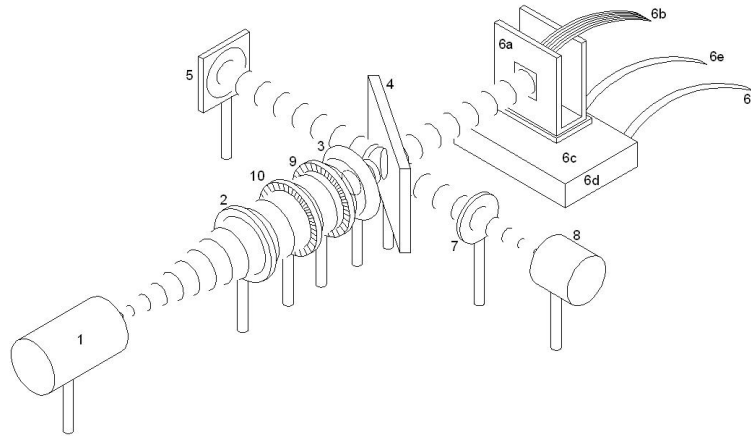


Figure 4.8. Disposition optique pour mesurer le degré de polarisation DoP, les fluctuations de la phase et la capacité dynamique de déploiement de phase d'un SLM. Pour mesurer le DoP, on place un polarimètre dans la position (8). Pour mesurer la portée de déploiement de phase, on introduit des franges d'inclinaison avec le miroir (5); pour mesurer les fluctuations de phase, on forme des franges interférentielles croisées avec le miroir (5) et la lame séparatrice (4). Dans ces deux derniers cas, une lame  $\lambda/4$  (9), et une lame  $\lambda/2$  (10), sont enlevées pour mesurer la polarisation  $\underline{s}$  et sont configurées pour obtenir les échantillons nécessaires pour la mesure de la phase ; les deux éléments forment le générateur d'états de polarisation PSG pour l'étape d'optimisation d'état de polarisation d'entrée. Les composantes (1), (2), (3) et (7) sont respectivement un laser HeNe stabilisé en intensité à longueur d'onde égale à 632.8 nm, une lentille de collimation, une pupille et une lentille formatrice d'image. Le panneau LCoS (model LC-R 2500 de Holoeye<sup>TM</sup>) a le numéro (6a), le refroidisseur à état solide Peltier est numéroté (6c), le support/serpentin le (6d), et la tuyauterie (6e). Finalement une CCD à haute vitesse d'acquisition est dans la position (8). Tous les éléments étiquetés avec la numérotation 6 sont à l'intérieur d'une enceinte semi-hermétique pour éviter la condensation.

Dans l'équation (4.4.1), on peut réaliser que les dépendances temporelles de quelques termes dans l'équation rendent difficile l'utilisation des algorithmes pour trouver la phase. La mesure de la portée de phase<sup>9</sup> exige l'utilisation d'un algorithme insensible aux variations d'intensité [103,104]. Les deux méthodes proposées dans ces références sont capables de mesurer les effets dynamiques ayant pour restriction l'échantillonnage temporel. Nous avons analysé les effets dynamiques en utilisant la caméra à haute vitesse et en prenant en compte le théorème de Nyquist. Nous avons mesuré les fluctuations avec une caméra conventionnelle en choisissant le déclenchement comme un multiple de la période des fluctuations. La méthode de Huntley [103] est insensible au bruit mais requiert la localisation du pic maximal dans le domaine de fréquences spatiales, ce qui a pour conséquence la récupération de la phase moyenne. D'un autre côté, les principales contraintes de la méthode Kreis [104] sont : *i*) le processus critique de filtrage dans le domaine de fréquences et *ii*) sa sensibilité aux variations de fréquence ; excepté cela, c'est une méthode assez stable. Nos résultats ont été obtenus avec la méthode Huntley. Pour la mesure des variations d'intensité en fonction du temps, nous avons utilisé un photodétecteur et un oscilloscope.

#### 4.4.2 Mesure de l'intervalle dynamique de la phase à différents états de polarisation

*i) Schème de polarisation s pour la mesure de l'intervalle dynamique de la phase et des fluctuations:* Dans un LCoS-SLM, un intervalle dynamique maximal est celui qui permet d'atteindre des valeurs entre 0 et  $2\pi$ . Le LCoS-SLM est réglé sur une polarisation  $s$  par le fabricant, donc il travaille à son intervalle maximal. Dans le travail présenté en section 4.3 nous avons montré que la réduction des fluctuations est presque une asymptote à partir de  $-5$  °C; ici, nous avons mesuré la réponse de phase par rapport aux niveaux de gris déployés aux températures ambiante et refroidie ( $+23$  et  $-5$  [°C]). Nous avons choisi

<sup>9</sup> En anglais : *stroke*, qui veut dire la capacité maximale du SLM pour balayer la phase. Sa portée maximale est donnée par chaque fabricant et normalement vaut  $2\pi$ . L'intervalle dynamique va de 0 à  $2\pi$ .

l'algorithme de Huntley [103] pour récupérer la phase. Après des améliorations aux méthodes de mesure de phase, nous avons trouvé que les pertes de l'intervalle dynamique du LCoS-SLM dues au refroidissement sont moins importantes que celles que nous avons rapportées en [85]. Dans la figure 9, nous montrons que ces pertes sont inférieures à 7% du total de la capacité du modulateur. Pour récupérer la phase, nous avons utilisé l'algorithme de Huntley et un filtre passe-bas.

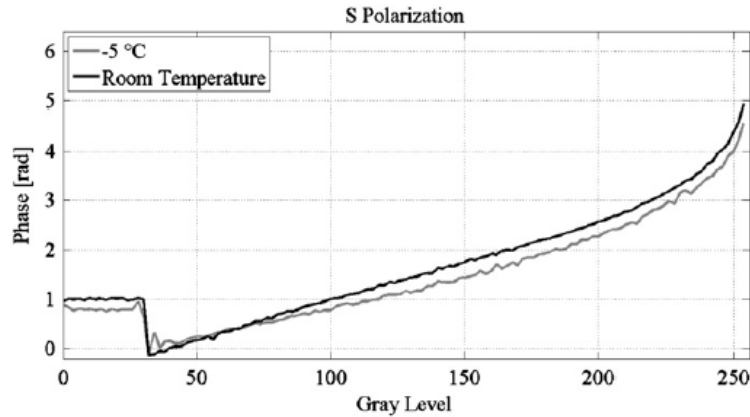


Figure 4.9. Intervalle dynamique de phase du LCoS-SLM en fonction des n.g. à des températures ambiante et  $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ . L'échelon entre les n.g. de 0 et 30 est attribué à une erreur d'étalonnage entre le module électronique de pilotage du panneau CL et celui-ci.

ii) *Optimisation de la polarité d'entrée pour réduire la dépolarisation*: pour calculer les paramètres de Stokes qui puissent nous permettre de retrouver un état de polarisation d'entrée optimale capable d'annuler les effets des fluctuations dans le modulateur LCoS, nous avons procédé selon la méthode proposée en [105]. On part du fait qu'un système optique peut modifier l'état de polarisation de la lumière incidente de plusieurs façons, par exemple un faisceau incident complètement polarisé peut émerger totalement ou partiellement polarisé ou totalement dépolarisé. Ici, nous avons utilisé le formalisme Mueller–Stokes –même s'il peut être appliqué à tous les états de la lumière– pour notre source de lumière monochrome et complètement polarisée.

Pour déterminer expérimentalement toute la matrice de Mueller pour un système donné, nous avons fait usage d'un polarimètre partiel de Stokes (Thorlabs, model PAX5710/VIS1) qui consiste en un capteur d'états de polarisation (PSD *Polarizer State Detector*) comme montré dans la Fig. 4.8, élément (8), avec une lame  $\lambda/4$  achromatique et tournant mécaniquement suivi par un polariseur linéaire fixe. Cette configuration produit une modulation d'intensité variable sur le vecteur de Stokes réfléchi de l'échantillon, qui à son tour, est mesuré par un capteur de silicium contenu dans le PSD. Le vecteur de Stokes dispersé et incident sur le PSD est fortement relié au vecteur de Stokes incident sur le modulateur LCoS. Le polarimètre doit être étalonné pour obtenir les éléments de Mueller et devenir un système auto-étalonné. La source de lumière est un laser HeNe, polarisé, stabilisé en intensité et accordé à 632,8 nm. Le générateur d'états de polarisation (PSG) consiste en un état de polarisation linéaire incident suivi d'une lame de retardement  $\lambda/2$  et encore une lame de retardement  $\lambda/4$  (éléments 9 et 10, Fig. 4.8). Le PSG fournit les quatre états de polarisation incidents au LCoS (Polarisation linéaire parallèle, perpendiculaire, à  $+45^{\circ}$  par rapport au plan d'incidence et polarisation circulaire dans le sens des aiguilles d'une montre). L'intensité réfléchie par le LCoS est analysée avec le matériel décrit.

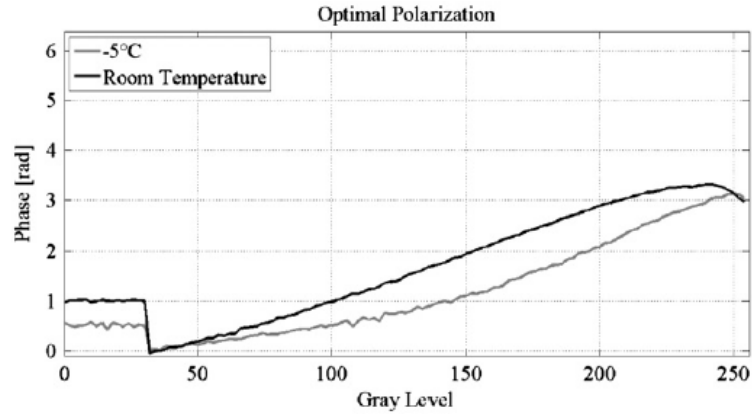


Figure 4.10. Nous montrons ici l'intervalle dynamique du LCoS-SLM en fonction du n.g. pour les deux températures +23 et -5 [°C]. Un générateur d'états de polarisation a été placé à l'entrée du modulateur.

Nous avons trouvé qu'il n'y a pas un vecteur de Stokes incident optimal pour chaque n.g. relié à différents schémas de polarisation électrique utilisés par le modulateur. Nous avons aussi trouvé qu'il y a des valeurs du degré de polarisation (DoP) qui correspondent à des mesures invalides. Ce même type de résultats a été aussi annoncé en [91]. En effet, on fait la moyenne de centaines de mesures du DoP à des faibles taux d'acquisition, ce qui a pour conséquence une augmentation de l'incertitude de mesure. Dans la Fig. 4.8 nous introduisons un PSG (à comparer avec la première expérience). La figure 4.10 montre l'intervalle dynamique de la phase déployée en fonction du n.g. choisi et de la température du panneau. Nous avons appliqué également un filtre passe-bas pour récupérer la phase.

*iii) Schéma de polarisation pour la mesure du plus grand intervalle dynamique de la phase et des fluctuations:* finalement, la dernière question est de trouver un état de polarisation qui permette au LCoS-SLM d'atteindre sa capacité maximale de déploiement de phase avec des fluctuations minimales. Nous avons utilisé la méthode qui sera décrite dans la section suivante [106] avec un polariseur orienté de  $170^\circ$ . Une configuration qui nous permet d'obtenir presque  $2\pi$  pour  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  a été retenue. La réduction de température nous a permis de maintenir encore 5,5 rad d'intervalle dynamique pour l'intervalle 30–256 n.g. avec un bon fonctionnement comme montré dans la Fig. 4.11, une augmentation du niveau des fluctuations est aussi observé.

L'extraction de la phase pour chaque n.g. déployé a été obtenu avec l'algorithme décrit par Huntley [103]. La courbe de la Fig. 4.11 montre l'intervalle dynamique de la phase, elle n'est pas lisse en raison des difficultés pour extraire la phase quand les mesures sont accompagnées de valeurs élevées des variations d'intensité comme celles expérimentées par notre panneau et montrées dans la figure 12. Je tiens à signaler que les analyses polarimétriques de Mueller–Stokes peuvent substituer facilement la méthode proposée pour la dernière expérience et sans perte de généralité (par exemple [90,93]).

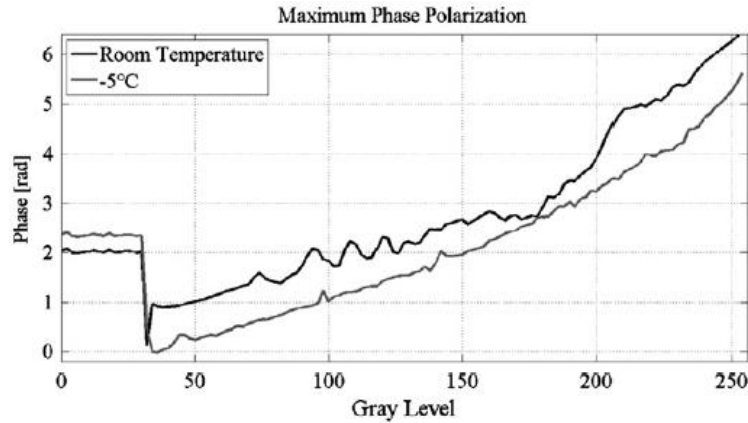


Figure 4.11. Intervalle dynamique de phase du LCoS-SLM en fonction des n.g. à des températures ambiante et  $-5^{\circ}\text{C}$ . Nous avons utilisé une polarisation qui puisse nous permettre d'atteindre un intervalle dynamique complet. L'algorithme de récupération de la phase ne répond pas très bien à cause de très importantes variations d'intensité.

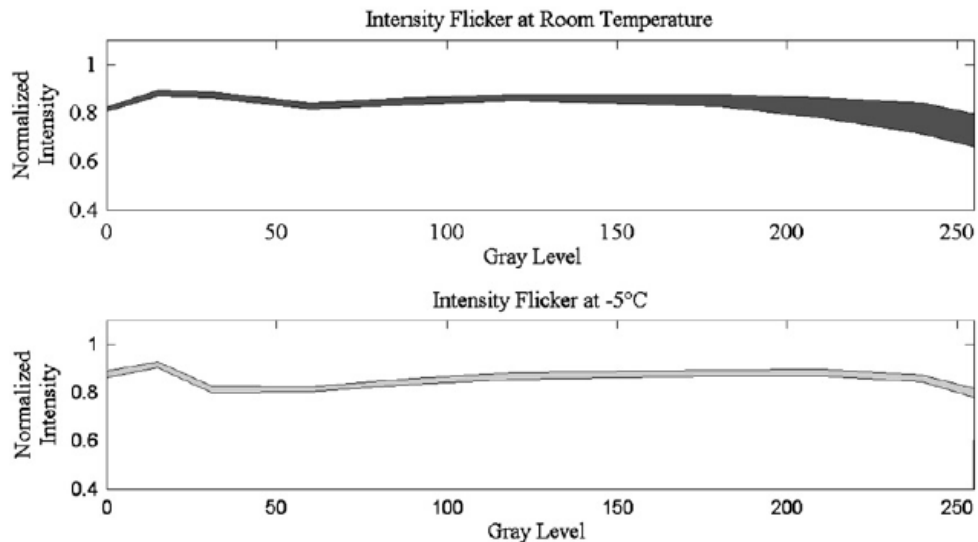


Figure 4.12. Une polarisation optimale d'entrée au LCoS-SLM est calculée pour travailler à température ambiante avec pour conséquence une réduction des variations d'intensité.

#### 4.4.3 Commentaires

Je souligne dans cette section *a)* l'importance du refroidissement du panneau afin de contrôler les fluctuations de phase. *b)* Nous avons aussi montré que la dépolarisation est un phénomène fort peu important comparé aux fluctuations d'intensité. En tout cas, un contrôle par température des fluctuations de phase est aussi efficace pour réduire les fluctuations d'intensité et avec cela, pour minimiser la dépolarisation des molécules CL ; en fait, les fluctuations de phase et d'amplitude ont la même source. En plus, puisque les fluctuations de phase ont été aussi retrouvées dans les panneaux PALCoS (PA pour l'anglais Parallel Alligned) [107] nos études restent valides pour les nouveaux modèles de modulateurs. *c)* Avec la nouvelle mise en forme métrologique de notre algorithme, nous avons mesuré l'intervalle dynamique du LCoS-SLM pour l'état de polarisation  $s$  et nous avons trouvé que les pertes de cet intervalle dues au refroidissement sont moins importantes que ce que nous avons rapporté dans l'article de la section précédente (7% contre 30%). Finalement *d)* l'étalonnage de l'état de polarisation d'entrée reste important pour faire diminuer le scintillement s'il est combiné au processus de contrôle thermique.

## 4.5. Inspection de modulation d'un SLM

Nous venons de montrer d'une façon très simple et visuelle comment obtenir une modulation soit en phase, soit en amplitude, soit complexe avec un seul polariseur et en utilisant la méthode de moiré. Je vais développer cette section d'une façon plutôt graphique, ce qui permettra une compréhension visuelle des phénomènes

### ARTICLE 5.[106]:

C. Y. Calderón-Hermosillo, Noé Alcalá Ochoa, E. Noé-Arias, J. García-Márquez, " Inspection of complex amplitudes of spatial light modulators using moiré techniques," *Opt. Lasers Eng.*, **51**, 610–615 (2013)

ABSTRACT : We propose a method to get the phase and amplitude modes of an electrically driven spatial light modulator (SLM) device using the formation of moiré patterns. It is found to be a fast experimental method to visualize the complex amplitude of the SLM and it may be an excellent guide to find specific complex configurations of amplitude and phase. Experimental results and limitations of the proposal are presented using a reflective liquid crystal on silicon (LCoS SLM) modulator. With this method it has been found experimentally a phase-mostly configuration using only one polarizer, without an analyzer.

---

Dans les TN-SLM l'amplitude et la phase son couplées et peuvent être séparées l'une de l'autre (certes, pas complètement) au moyen d'un polariseur et d'un analyseur. Dans l'article ci-dessus nous avons proposé deux méthodes pour séparer les modulations, l'une consiste à utiliser un analyseur et un polariseur et l'autre, seulement un polariseur. Les méthodes consistent essentiellement en l'introduction de franges porteuses et la formation d'un effet moiré qui supprime les aberrations du système optique. Postérieurement des franges d'inclinaison sont introduites soit numériquement avec le SLM, soit avec un miroir ; finalement les masques numériques sont déployés par le SLM pour observer la déformation des franges d'inclinaison en fonction des n.g. Nous passons par le montage décrit dans la figure 4.8 ; la méthode requiert, en première approximation, en admettant une modulation uniforme dans toute l'extension du SLM.

Comme on peut le voir au début du chapitre, l'équation d'interférence est

$$I_0(x, y) = I_R(x, y) + I_{L0}(x, y) + 2\sqrt{I_R(x, y)I_{L0}(x, y)} \cos[2\pi(ax + by + cy) + \phi(x, y)]. \quad (4.5.1)$$

Où  $\phi(x, y)$  est la différence de phase entre le miroir de référence et le LCoS-SLM,  $I_R(x, y)$  et  $I_{L0}(x, y)$  sont les intensités moyennes réfléchies par le miroir et le modulateur respectivement,  $a$  et  $b$  les coefficients des porteuses. Le terme  $\phi(x, y)$  contient les aberrations des composantes optiques, modulateur inclus ;  $I_0(x, y)$  peut seulement afficher des franges droites (et parallèles) si  $\phi(x, y) = 0$ .

Nous allons déployer avec le LCoS-SLM un masque numérique  $g(x, y)$  à variations de niveaux de gris (comme celui montré dans la Fig. 14.13 droite) et l'équation d'interférence est exprimée par,



$$I_1(x, y) = I_R(x, y) + I_{L1}(x, y) + 2\sqrt{I_R(x, y)I_{L1}(x, y)} \cos[2\pi(ax + by + cy) + \phi(x, y) + G(x, y)] \quad (4.5.2)$$

où  $G(x, y)$  et  $I_{L1}(x, y)$  sont les fonctions de différence de phase et d'amplitude introduites par la fonction masque  $g(x, y)$  et  $c$  est un coefficient de porteuse dans la direction de  $y$  introduit par l'utilisateur. Les franges de moiré peuvent être obtenues par des opérations arithmétiques telles que la multiplication ou la soustraction et encore avec des opérations logiques [108,109]. La multiplication des équations (4.5.2) et (4.5.1) décrit l'expression type de l'effet de moiré

$$I_S(x, y) = DC(x, y) + H(x, y) + m(x, y). \quad (4.5.3)$$

Ici,  $DC(x, y)$ ,  $H(x, y)$  et  $m(x, y)$  sont l'amplitude de fond, les franges à haute fréquence et les franges de moiré respectivement, ces dernières sont explicitement

$$m(x, y) = 2I_R(x, y)\sqrt{I_{L0}(x, y)I_{L1}(x, y)} \cos[2\pi cy + G(x, y)], \quad (4.5.4)$$

On peut noter que le terme de moiré  $m(x, y)$  contient la modulation de la phase  $m(x, y)$  et aussi quelques franges horizontales dont le nombre dépend du coefficient  $c$ . Le terme indésirable  $\phi(x, y)$  a été soustrait.

Pour la construction du masque  $g_1(x, y)$  on divise le LCoS-SLM en trois segments rectangulaires A, B, et C tels qu'ils sont montrés dans la Fig. 4.13. Les rectangles A, et C ont un niveau de gris constant et égal à zéro tandis que le rectangle central est une rampe à n.g. varié, c'est-à-dire, avec des lignes également espacées et des n.g. qui augmentent monotonement de 0 à 255. Avec ce masque, les franges de moiré resteront inchangées dans les rectangles A et B mais seront déformées en B. Si la relation entre le n.g. et  $G(x, y)$  est linéaire, on attend une déformation linéaire des franges en B, dans le cas contraire, la déformation des franges sera non linéaire. Un intervalle maximal de phase peut ainsi être observé rien qu'en analysant le décalage des franges à la frontière entre B et C.

Nous avons besoin de l'effet moiré pour examiner les variations de phase du modulateur mais pas pour l'analyse d'amplitude. Pour voir simultanément l'amplitude  $I_{L1}(x, y)$  et la phase  $G(x, y)$  nous couvrons la moitié inférieure du miroir de référence de façon à avoir des franges de moiré dans la partie supérieure de l'image et  $I_{L1}(x, y)$  dans la partie inférieure. Dans la pratique nous effectuons deux opérations en temps réel : une multiplication ou soustraction pour observer l'effet moiré dans la moitié supérieure et une division  $I_{L1}(x, y)/I_{L0}(x, y)$  dans la moitié inférieure pour obtenir l'amplitude du panneau LCoS-SLM sans le profil Gaussien. En exécutant ces opérations nous pouvons visualiser quelques effets de polarisation de la lumière sur les variations d'amplitude et de phase induits par le modulateur.

Dans le schéma de la Fig. 4.8 on substitue les éléments (9) et (10) pour un polariseur si le laser est polarisé aléatoirement ou s'il est polarisé circulairement ; par contre, si l'on place un laser linéairement polarisé, on laisse sur place la lame  $\lambda/2$ , [l'élément (10)], la figure 14.13 gauche montre le système de coordonnées dans le sens des aiguilles d'une montre. Pour continuer la description, le faisceau est divisé en deux avec une lame séparatrice non polarisée, le miroir de référence réfléchit la partie supérieure du faisceau ; l'autre faisceau est réfléchi par le LCoS-SLM. Une CCD est placée sur la distance image de la lentille (7) pour enregistrer le motif d'interférence.

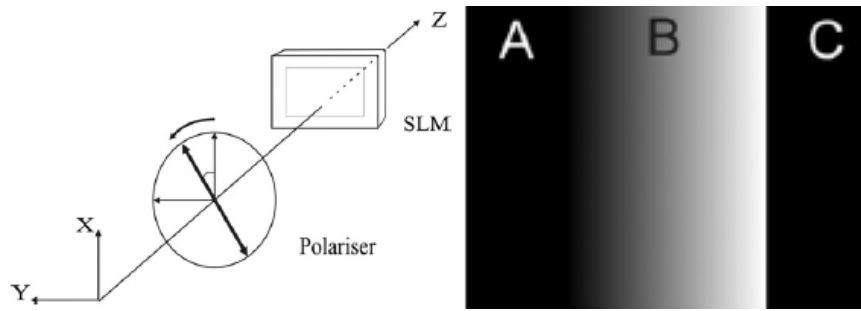


Figure 4.13. A gauche, système des coordonnées utilisé. A droite, le masque  $g_1(x, y)$  déployé par le LCoS.

A cause du terme  $DC(x, y)$  de l'équation (4.5.3) il est préférable de chercher à obtenir les franges de moiré par soustraction pour améliorer leur contraste. Avec le modulateur allumé, une image à zéro niveau de gris  $g(x, y) = 0$  est déployée tandis que le motif d'interférence résultant  $I_0(x, y)$  et l'amplitude  $I_{L_0}(x, y)$  montrés en 4.14 (à gauche) sont enregistrés simultanément. Ensuite nous introduisons des franges horizontales pour obtenir  $I_1(x, y)$  et  $I_{L_1}(x, y)$  et effectuer ainsi la soustraction avec  $I_0(x, y)$  dans la zone à franges et une division  $I_{L_1}(x, y)/I_{L_0}(x, y)$  dans la zone à amplitude. Pour mieux contrôler la direction et la quantité des franges, il est préférable de réaliser d'abord la soustraction et ensuite d'introduire les franges horizontales. L'effet moiré et le profil d'amplitude sont montrés dans la figure 4.14 à droite. C'est à ce stade que la polarisation incidente au panneau LCoS-SLM peut être modifiée et le masque déployé par le modulateur pour étudier, en temps réel, la modification de l'amplitude complexe. En tournant l'élément (polariseur ou lame  $\lambda/4$  selon le cas) nous obtenons une configuration de portée maximale de phase comme le montre la figure 4.15 à gauche.

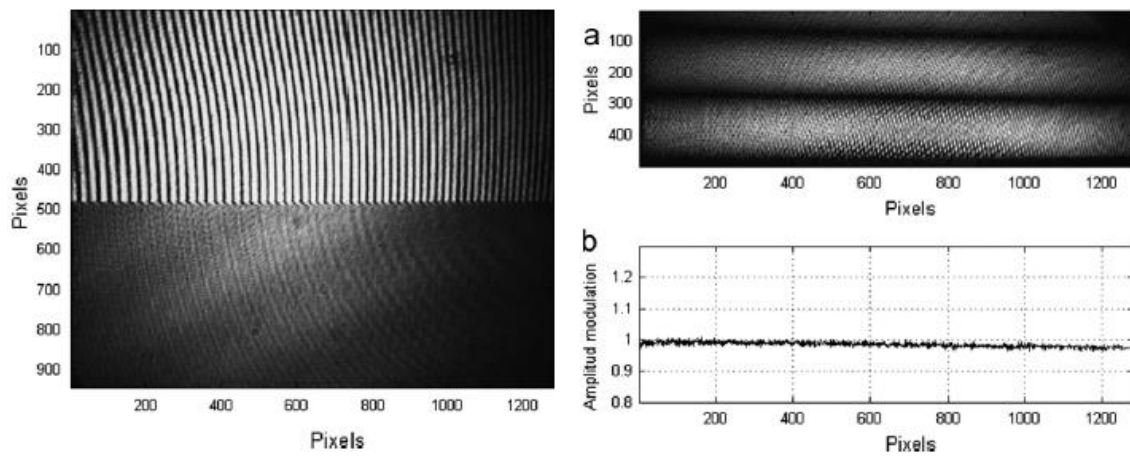


Figure 4.14. Gauche : Motif des franges complexes avec des franges de type porteuses verticales  $I_0(x, y)$  dans la partie supérieure et amplitude  $I_{L_0}(x, y)$  dans la partie inférieure. Image complexe obtenue avec la soustraction de  $I_1(x, y)$  et  $I_0(x, y)$  et la division  $I_{L_1}(x, y)/I_{L_0}(x, y)$ . (a) image de moiré et (b) amplitude constante.

Pour les images suivantes, nous avons marqué avec des flèches les frontières de transition du rectangle B pour mieux apprécier la déformation des franges de moiré.

Si nous déployons le masque  $g_1(x, y)$  avec le profil échelonné de la figure 4.13, alors les franges droites de moiré, celles de basse fréquence, vont modifier leur forme et l'amplitude, sa valeur comme le montre la figure 4.15 (à gauche). On peut percevoir la non linéarité du modulateur aussi bien en amplitude qu'en phase. On peut également apprécier une progression de l'intervalle dynamique de la phase qui atteint presque  $2\pi$ . Dans la deuxième position de la flèche on aperçoit du bruit induit par le changement abrupt du niveau de gris qui passe de n.g.=255 à n.g.=0.

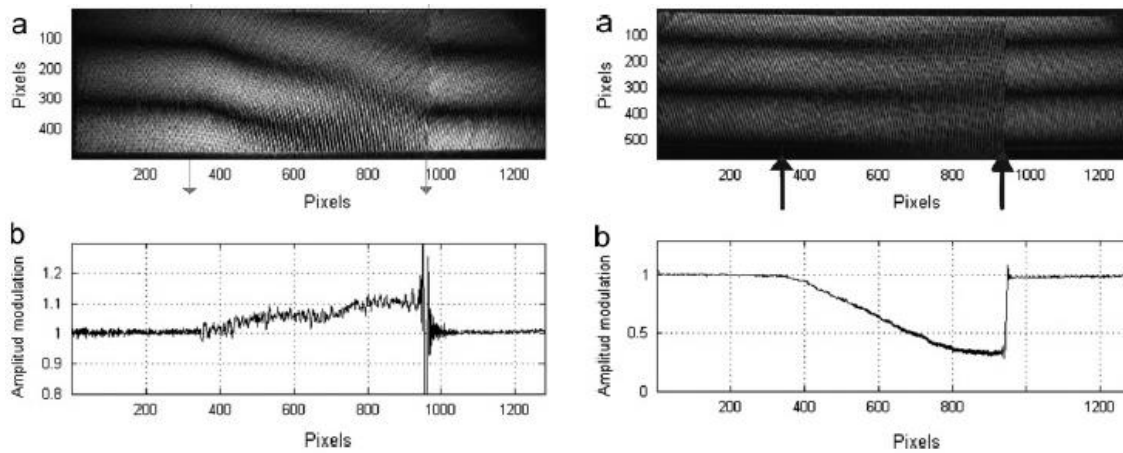


Figure 4.15. Le motif linéaire de la figure à droite est modifié à cause du masque  $g_1(x, y)$ . Nous avons tourné l'élément chargé de modifier l'état de polarisation de façon à obtenir le déploiement maximal de phase (près de  $2\pi$ ). A droite, un analyseur est placé dans le schéma de la Fig. 4.8 de façon à avoir une modulation en amplitude.

Pour obtenir une configuration majoritairement d'amplitude, nous plaçons dans le schéma de la Fig. 4.8 un analyseur/polariseur en face de la caméra CCD. Alors, en tournant les deux polariseurs nous pouvons trouver un régime d'amplitude comme le montre la Figure 4.15 à droite. Les orientations du polariseur et de l'analyseur sont respectivement  $95^\circ$  et  $90^\circ$ .

De cette façon nous avons proposé une méthode basée sur la technique de moiré pour analyser rapidement le comportement en amplitude et en phase du LCoS-SLM ; des régimes d'opération pour le modulateur en phase ou en amplitude exclusivement peuvent être rapidement trouvés.

#### 4.6. Signature topographique dans un TN LCoS-SLM

Avec la mesure des fluctuations, nous avons pu tester quelques algorithmes proposés depuis les années quatre-vingts. Cependant, la complexité des mesures nous a forcés à chercher d'autres solutions. L'une s'est révélée très robuste et nous a permis d'effectuer aussi des mesures de la phase et des fluctuations de phase. En plus, grâce à notre algorithme, nous avons trouvé une sorte de signatures topographiques dont l'origine nous reste encore inconnue. Les répétitions des mesures nous ont montré que les signatures sont inhérentes au panneau. Dans cette section je vais présenter notre algorithme du type logique et montrer les signatures trouvées.

##### ARTICLE 6 [110]:

V. López, J. García-Márquez, A. Aguilar, A. González-Vega and N. Alcalá Ochoa, "Topographic phase signatures in LCoS-SLM panels," *IEEE J. Display Technol.*, **XX**, YYY–ZZZ (2013) (soumis en 2013, publié en 2016 sous un nom différent à Optics Communications, voir la liste d'ouvrages)

ABSTRACT: The use of spatial light modulators (SLM) in scientific instrumentation is manifested by the always increasing number of publications. But SLMs have been essentially designed to perform commercial duties and they respond consequently to consumer electronics applications. Here we show that phase detection techniques applied to the measurement of phase fluctuations permit not

only to measure amplitude and phase fluctuations but also to identify a topographic signature in an LCoS-SLM panel. We have used a phase extraction technique known in telecommunications as digital phase detection that permits to carry out accurately the signature identification.

---

#### 4.6.1 Les problèmes de mesure de la phase avec un champ fluctuant

L'équation (4.4.1) nous montre la difficulté à effectuer des mesures de fluctuations de phase en utilisant des méthodes spatiales ou temporelles. De notre figure 4.8 dans sa fonction d'interféromètre et le LCoS-SLM comme le modulateur de phase, nous pouvons obtenir deux motifs d'interférence à des intervalles  $\Delta t$ . Nous avons pris soin de faire apparaître des franges droites quasi parallèles, c'est-à-dire, les franges porteuses. Le décalage relatif entre un motif et le suivant confirme les changements de phase en fonction du temps et la méthode que nous proposons consiste justement à trouver les différences de phase entre deux motifs d'interférence consécutifs. En plus de facteurs physiques liés à la nature du phénomène à mesurer, il faut aussi prendre en compte les problèmes techniques tels que la contrainte d'utiliser un grand coefficient de gain électrique pour les images prises par la CCD, ce qui a pour conséquence un faible rapport signal/bruit. En raison de la nature dynamique des manipulations, il est impossible d'obtenir un nombre suffisant d'observations et donc de faire la moyenne du bruit. Finalement, les franges porteuses n'ont pas la même fréquence spatiale, c'est-à-dire, la fréquence des franges change tout au long du motif d'interférence, ce qui peut s'interpréter comme modulation de fréquence (FM).

#### 4.6.2 Détection numérique de la phase

Les différences de phase entre deux motifs d'interférence consécutifs peuvent être récupérées avec des méthodes basées sur la transformée de Fourier [103,104,111,112]. Ces méthodes sont sensibles au bruit, en particulier quand le spectre de la porteuse est étalé. La méthode requiert l'utilisation d'un filtre de bande passante réglé à la fréquence de la porteuse ; donc les composantes du bruit qui tombent sur la bande passantes ne peuvent pas être isolées. Plus la porteuse du spectre est grande, plus la sensibilité au bruit est grande car la fenêtre passe-bande s'élargit.

Notre méthode est robuste en présence du bruit et peut être utilisée quand le contraste de franges et l'illumination de fond dépendent de la position spatiale et des décalages de phase. Cette méthode a une faible sensibilité aux déviations dans la détermination de la fréquence centrale de la porteuse et fonctionne bien malgré les faibles contrastes des franges. Finalement, dans un intervalle de  $-\pi$  à  $+\pi$ , la méthode n'a pas besoin du processus de dépliement de la phase (*phase unwrapping*) ce qui rend plus facile la tâche de caractérisation des phénomènes dynamiques.

En théorie des communications, il existe une technique nommée détection numérique de la phase (*digital phase detection* DPD). Elle s'applique quand il y a des signaux crénelés et consiste en une opération logique du type « ou-exclusif » (*exclusive -or XOR*). Quand deux signaux crénelés sont en phase, l'opération XOR est constante et égale à zéro, mais s'il y a une différence de phase  $\Delta\phi$  le résultat consistera en un train de pulsations avec un cycle de travail proportionnel à  $\Delta\phi$ . Si  $\Delta\phi$  est égal à  $\pi$ , le cycle de travail sera de 100%. Si l'on applique un filtre passe-bas et un facteur de proportionnalité égal à  $\pi$ ,  $\Delta\phi$  peut être récupéré à partir de l'opération XOR. Dans un contexte de communications électroniques, le premier signal à l'entrée de la porte XOR est la porteuse et le deuxième, le signal modulé. Dans un contexte de franges d'interférence, le premier signal est le motif d'interférence acquis

en  $t_i$  et le deuxième est le motif acquis au temps  $t_{i+1}$ . La phase récupérée est la différence de phase entre  $t_{i+1}$  et  $t_i$ .

La technique DPD est tout à fait adéquate pour comparer des signaux binaires, par conséquent les images d'interférences doivent être traitées avant l'opération logique. La première étape est l'élimination de l'illumination de fond et le filtrage du bruit suivi par une mise en dimension de la taille de l'image et sa binarisation (figure 4.16). A ce stade, l'opération XOR et le filtrage passe-bas peuvent être exécutés, ensuite, on met en œuvre un algorithme complémentaire pour surmonter l'ambiguïté de signe de la phase récupérée.

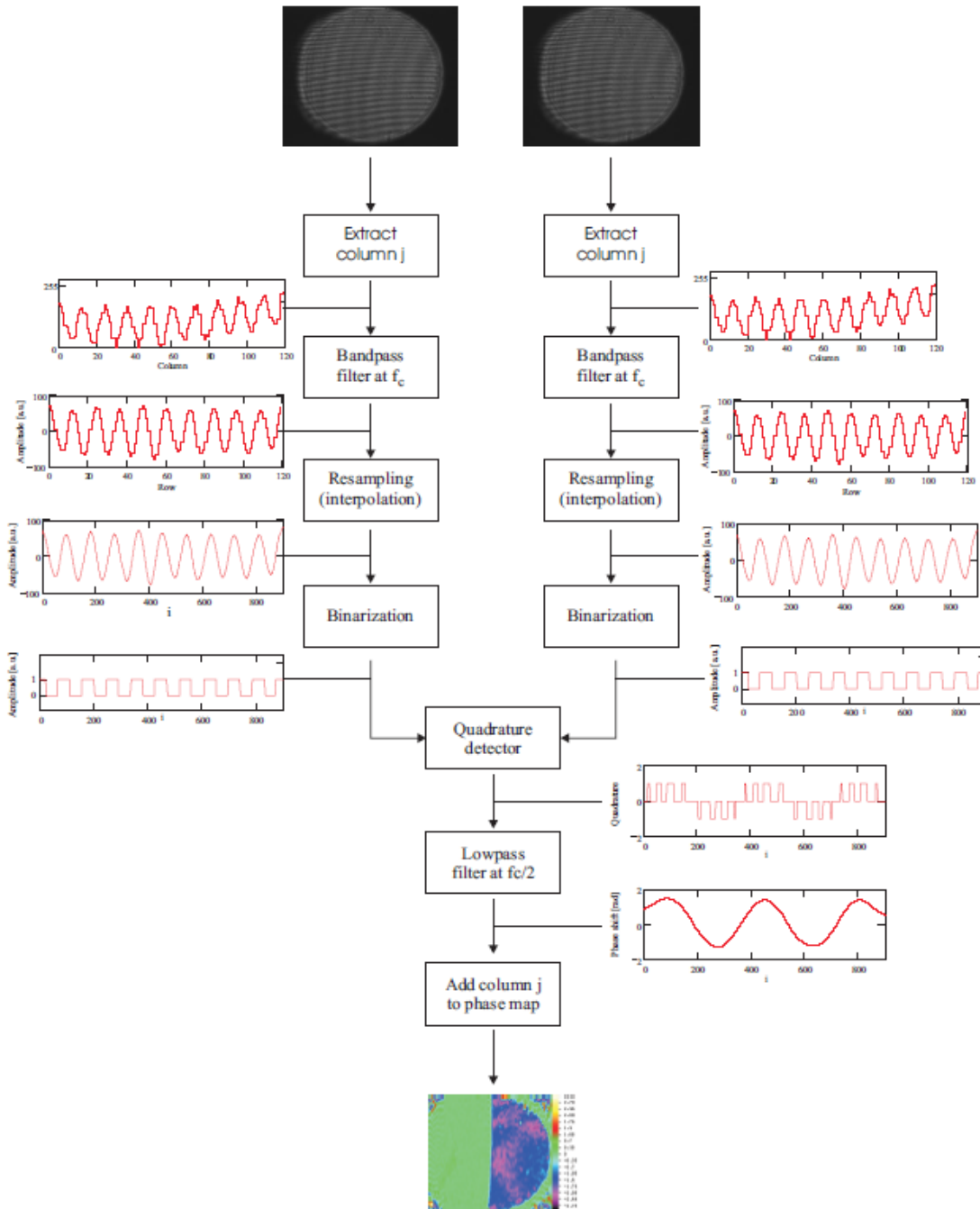


Figure 4.16. Obtention de la phase du panneau TN LCoS-SLM par DPD.

### 4.6.3 Phase signature à l'intérieur du panneau LCoS-SLM

Dans la Fig. 4.17 nous montrons une déformation du front d'onde dans la section droite du panneau qui est évolutive. L'image consiste en une comparaison entre deux moitiés d'une ouverture circulaire du panneau SLM. La partie gauche est la référence et à la partie droite nous ajoutons un terme de phase (360 degrés répartis en 256 niveaux de gris). J'ai choisi de montrer quelques cartes de phase pour différents n.g. appliqués, c'est-à-dire, nous ne déployons la phase progressivement que pour la moitié droite de l'ouverture. Dans toutes les images analysées, et dans les tests de répétabilité effectués nous avons toujours trouvé la même signature dans notre modulateur. Visiblement, il ne s'agit pas des aberrations sur la surface du panneau SLM car elles sont symétriques comme nous l'avons montré dans la section 4.2. Nous savons aussi que cette signature n'est pas due à la topographie des molécules LC polarisées à une certaine valeur car elles n'obéissent pas dans la totalité au pilotage électronique d'une polarisation homogène. Cette signature de phase n'a pu être établie avec aucun algorithme de récupération de la phase. La question qui reste à élucider est le mécanisme qui provoque ces variations topographiques à l'intérieur du panneau.

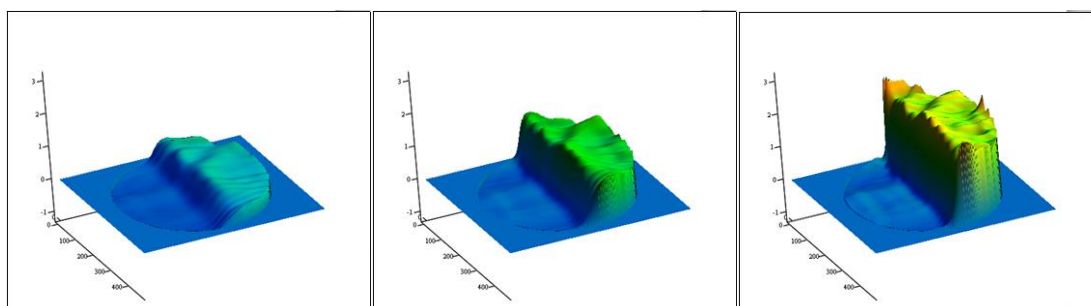


Figure 4.17. n.g. égaux à 140, 180 et 220. Les stries sur la surface du panneau sont toujours au même endroit. Avec une progression du n.g., les stries s'accroissent.

Le panneau TN LCoS-SLM a des caractéristiques spatiales hétérogènes qui ne peuvent pas être attribuées à une dépolarisation optique des molécules CL car elles ont une disposition aléatoire. Une connexion entre les fluctuations de phase et la signature de phase est forcément un sujet d'étude parce que les variations dans la phase déployée dépendent de la profondeur de modulation. Selon les commentaires de certains rapporteurs de nos travaux de recherche, une caractérisation en profondeur des panneaux à cristaux liquides SLM est très appréciée par l'industrie des *displays*. Cela nous encourage à poursuivre nos études pour leur utilisation comme dispositifs optiques de modulation de la phase.

## 4.7. Conclusions

Dans cette série de cinq travaux, nous avons corrigé le front d'onde d'un SLM, trouvé les causes des fluctuations de phase et d'amplitude qui nous empêchaient de faire interférer deux pupilles optiques afin de former une pupille super-résolvante et nous avons réussi à limiter ces fluctuations. Nous avons aussi trouvé une façon d'analyser rapidement le comportement en amplitude et en phase du LCoS-SLM. En plus, nous avons obtenu une nouvelle méthode pour mesurer les fluctuations de phase malgré les contraintes extrêmes imposées par la nature des fluctuations. Nous avons trouvé que les pertes de cet intervalle dues au refroidissement sont inférieures à ce que nous avons rapporté dans l'article de la section 4.3 (7% contre 30%). Finalement, nous avons observé ce qui apparemment est un défaut dans le processus de fabrication des panneaux à cristaux liquides.

## CHAPITRE 5

# Algorithmes de récupération de phase

### 5.1. Introduction

Le but d'un instrument interférentiel est de mesurer soit la phase d'un objet, soit la distance parcourue par un faisceau et la fraction restante de la phase. Dans le premier cas, les franges d'interférence, qui forment les images d'interférence, codifient la phase ou topographie de l'objet. Une surface de référence est le comparateur contre lequel la topographie de l'objet va être vérifiée. Une seule équation – l'équation d'interférence – sert à décrire et à comprendre des phénomènes divers : des tensions dans des matériaux, des formes, des surfaces, des fractures. Mais ces phénomènes posent aussi différentes contraintes pratiques pour mesurer les états de déformations, les ruptures, les formes. On trouve des phénomènes dynamiques et statiques, des franges d'interférence périodiques ou apériodiques, on utilise la même équation pour décrire des franges formées par une superposition linéaire des ondes ou par la superposition géométrique des structures lumineuses. Il y a des objets à forme irrégulière, à surface lisse. En conséquence, les différents cas exigent aussi l'application des différentes techniques de mesure de la phase. Par exemple, pour mesurer des phénomènes dynamiques, il est préférable de passer par des algorithmes à une seule mesure, c'est le cas de techniques de Fourier. Par contre, pour la mesure de formes abruptes, l'interférométrie à décalage de phase soit spatiale ou temporelle – où plusieurs mesures sont prises – est préférable.

Dans le processus de mesure de la phase, on peut retrouver de nombreuses sources d'erreurs. Par exemple : *a)* Celles dues aux motifs périodiques non sinusoïdaux, ou bien celles dues au comportement non linéaire des capteurs qui font ressembler les franges sinusoïdales à des franges composées par des harmoniques. *b)* Les vibrations mécaniques sont responsables des variations sinusoïdales du chemin optique. *c)* La source de lumière est, elle, responsable des variations de biais, en réalité des lasers non stabilisés en intensité peuvent devenir responsables des variations d'amplitude. *d)* Des défauts d'étalonnage, cela veut dire qu'entre deux motifs d'interférence mesurés consécutivement, l'actionneur ne réagit pas à la même valeur nominale et constante de décalage de phase. Des dispositifs actionneurs, comme dans le cas des piézoélectriques (PZT *piezoelectric transducer*) ou les SLM,

présentent ce type de comportement. e) Le bruit de quantisation qui est relié au nombre de bits utilisés pour numériser les images. Le bruit des photons est aléatoire et dû aux fluctuations dans la fréquence d'arrivée de photons au capteur et apparaît comme un signal faible.

L'équation d'interférence contient trois variables, donc il faut trois mesures d'intensité pour récupérer la phase [101,102]. La formule qu'on utilise pour trouver la phase à partir de l'intensité est connue comme algorithme. Celui-ci est correctement choisi pour sa capacité à calculer la phase en présence de sources systématiques d'erreurs lors du processus de mesure. Plusieurs méthodes ont été proposées pour modéliser, sur mesure, des algorithmes pour récupérer la phase avec une grande exactitude. Je peux citer la méthode de transformée de Fourier [113], celle de décalage de phase symétrique [114], le polynôme caractéristique [115], les méthodes de moyenne des données [116], et celle d'interprétation des systèmes linéaires [117]. Parmi les algorithmes à décalage de phase (PSI de *phase shifting algorithms*) conçus pour leur robustesse face à une ou plusieurs sources d'erreur, on trouve ceux qui sont insensibles aux non linéarités des capteurs [114,118–121], aux vibrations [119,122], à la modulation de biais [123], au défaut d'étalonnage de [116,118,121,124–128], et insensibles aux erreurs de la phase aléatoire [129] pour mentionner les plus représentatifs.

L'analyse des franges à partir d'une seule mesure d'intensité requiert que la phase à extraire soit modulée par une porteuse spatiale. Cette porteuse déplace la phase dans l'espace de Fourier à partir de l'origine d'une quantité proportionnelle à sa fréquence. Si le terme de phase est grand, l'information déplacée est étalée. Par exemple, le terme d'un front d'onde sans aberrations est pointu. Pour récupérer la phase, il faut isoler l'harmonique fondamental et après filtrer le terme de biais et les autres harmoniques, le fondamental étant déplacé à l'origine pour ensuite appliquer une transformée de Fourier inverse et retrouver la phase. Le processus de déplacement de l'harmonique à l'origine enlève la porteuse. L'interférométrie d'un seul *frame* a l'avantage de pouvoir s'appliquer aux cas d'études dynamiques. Certaines applications peuvent requérir de méthodes interférentielles pour codifier la phase, mais normalement, ce sont plutôt les techniques de projection de structures binaires ou sinusoïdales sur l'objet qui remplacent l'interférométrie. Une CCD capte une image d'intensité d'où la phase sera récupérée [111] comme je l'ai expliqué ci-dessus. Deux autres méthodes de Fourier requièrent l'enregistrement de deux images d'intensité [103,104], celles de Huntley et Kreis déjà décrites au chapitre 4. Dans le premier cas, on trouve le maximum de l'harmonique fondamental, on extrait la phase de chaque image d'intensité et on trouve la différence des phases entre les deux images. Dans le deuxième cas, on obtient la transformée de Fourier de chacune des deux images d'intensité d'où toutes les composantes sauf les termes fondamentaux, seront éliminées. Chacun des deux harmoniques est ensuite transformé inversement, ce qui nous donne des termes de phase et amplitude à récupérer. La différence de phase est trouvée avec l'arc tangent du quotient des termes imaginaires et réels.

Il y a deux ans, un nouvel algorithme qui s'intéresse aux variations temporelles de la phase dans un des deux faisceaux et aux variations de phase a été mis au point [123]. La tâche de trouver des algorithmes insensibles aux franges modulées par amplitude, à des franges en mouvement et à des changements de fréquence spatiale de franges n'est pas facile. En fait, à ma connaissance il n'existe pas un tel algorithme. Nous avons réalisé une avancée sur un problème spécifique comme je l'ai expliqué dans la dernière section du chapitre précédent, mais à l'époque, nous nous préparions à résoudre des problèmes que nous allions trouver dans le LCoS-SLM. A cet effet, j'avais demandé à un de mes collègues au CIO de faire travailler un de ses doctorants sur une partie du projet et les résultats que je montre ici sont le résultat de cette collaboration. Je coordonnais le travail de cette équipe et nous travaillions ensemble une fois par semaine. Il prend place dans le contexte de mesures statiques car à l'époque, je pensais à la calibration du front d'onde du modulateur et non aux fluctuations de phase et d'intensité, dont je ne soupçonnais pas l'existence.



## 5.2. Récupération de la phase par décalage de phase: Algorithmes insensibles aux défauts de réglage<sup>10</sup>

L'analyse en fréquence dans le domaine de Fourier est une façon d'étudier quelques propriétés des algorithmes à décalage de phase (PSA) à pas également espacés ; en particulier quand une équation qui minimise les erreurs de phase en présence des distorsions du signal ou des erreurs de défaut de réglage du motif d'interférence est indispensable [102,113]. Pour obtenir la tangente de la phase, il faut connaître la distribution complète du signal pour chaque position ou pour chaque paramètre temporel. Dans ce cas, on associe deux fonctions du même paramètre avec le numérateur et le dénominateur de l'équation de phase pliée<sup>11</sup>. La tangente de la phase est le quotient de deux intégrales de fonctions échantillonnées multipliées par le signal sur toutes les valeurs dans le domaine des paramètres.

### ARTICLE 7 [127]:

Alejandro Téllez-Quiñones, Daniel Malacara-Doblado, Jorge García-Márquez, "Basic Fourier properties for generalized phase shifting and some interesting detuning insensitive algorithms," *Appl. Opt.*, **50**(21), 4083–4090 (2011)

ABSTRACT : In this manuscript, some interesting properties for generalized or nonuniform phase-shifting algorithms are shown in the Fourier frequency space. A procedure to find algorithms with equal amplitudes for their sampling function transforms is described. We also consider in this procedure the finding of algorithms that are orthogonal for all possible values in the frequency space. This last kind of algorithms should closely satisfy the first order detuning insensitive condition. The procedure consists of the minimization of functionals associated with the desired insensitivity conditions.

Le domaine de fréquences sert à étudier les propriétés des PSA à pas égaux, ainsi on sait [102] qu'un nombre important d'images d'intensité sont nécessaires pour mieux estimer la phase. De la même façon, on sait aussi que des erreurs dans la phase mesurée dépendent des amplitudes et phases des fonctions d'échantillonnage en fréquence (*frequency sampling functions*). Ces erreurs peuvent être minimisées si les amplitudes des fonctions d'échantillonnage de fréquences sont tangentes à la fréquence de référence et leurs phases correspondantes satisfont la condition d'orthogonalité, *i.e.* la propriété d'insensibilité au mauvais réglage. Cependant, ces deux propriétés n'arrivent pas simultanément et normalement l'une des deux est plus importante. L'analyse de Fourier est utilisée pour déterminer les propriétés des PSA à pas identiques lors du décalage de phase. Il est possible aussi d'utiliser d'autres algorithmes à décalage de phase aux pas non uniformes [117,126,130–132], cela s'appelle *generalized phase shifting*. Les PSA généralisés ont besoin de différents fonctionnels pour résoudre la condition d'insensibilité aux défauts de réglage ; ce que nous avons proposé dans cet article est une nouvelle condition qui implique de petites variations des facteurs de poids pour l'équation de phase pliée

<sup>10</sup> En anglais : *detuning*.

<sup>11</sup> Par phase pliée (*wrapped phase*) on entend la phase modulo  $2\pi$ , par contre, la phase dépliée (*unwrapped phase*) est la phase qui n'est plus limitée par le modulo  $2\pi$ . On peut imaginer le profil d'une lentille de Fresnel comme la topographie pliée d'une lentille ordinaire, la lentille ordinaire ayant une topographie dépliée.

$$\tan \phi = \frac{\sum B_k \Delta s_k^{k+1} / \sum B_k \Delta \sin(\alpha)_k^{k+1}}{\sum A_k \Delta s_k^{k+1} / \sum A_k \Delta \cos(\alpha)_k^{k+1}}, \quad (5.2.1)$$

où les additions vont de  $k = 1, \dots, n - 1$  et  $n$  est le nombre d'échantillons des motifs d'intensité (*intensity patterns*)  $s_k = s(\alpha_k) = a + b \cos(\phi + \alpha_k)$ ,  $a$  est un *offset*,  $b$  une fonction d'amplitude. Chaque  $\alpha_k$  représente un décalage arbitraire dans le domaine spatial ou temporel.  $B_k = B'_k / \Delta \cos(\alpha)_k^{k+1}$ , et  $A_k = A'_k / \Delta \sin(\alpha)_k^{k+1}$ . Les scalaires  $A'_k$  et  $B'_k$  sont des poids constants tels que  $\sum B'_k = \sum A'_k = 0$ ; les valeurs  $A_k$  et  $B_k$  sont des poids variables. A partir de cette équation je fais un résumé de l'article et je demande au lecteur intéressé par les détails de consulter la version publiée.

Notre équation (5.2.1) nous permet de calculer la phase pliée à partir des figures d'interférence à pas inégaux qui, comme dans le cas d'utilisation des moindres carrés, est connue comme *generalized phase shifting*. La méthode des moindres carrés permet le meilleur ajustement de la figure d'intensité avec un modèle dont les variables indépendantes sont la phase, l'intensité moyenne et la visibilité. Quelques équations qui décrivent des PSA à pas réguliers peuvent satisfaire aussi les propriétés des algorithmes à pas réguliers obtenues avec la méthode des moindres carrés. Avec cet article, nous avons montré que les PSA généralisés peuvent être interprétés dans le domaine de Fourier de la même façon que les PSA à pas égaux. Si on suppose que les propriétés d'insensibilité et orthogonalité des PSA à pas réguliers peuvent être utilisées dans les algorithmes à pas irréguliers, donc les équations des fonctions d'échantillonnage en fréquence et les processus d'optimisation décrits dans ce travail nous permettent d'obtenir des algorithmes avec des propriétés souhaitées (par exemple l'orthogonalité, le biais nul, les amplitudes égales des fonctions d'échantillonnage en fréquence et l'insensibilité au mauvais réglage). L'expression (5.2.1) fonctionne aussi bien avec des images d'intensité à pas égaux qu'à pas inégaux, ce qui nous permet d'inférer que l'équation est flexible car elle-même peut représenter tous les algorithmes sans se soucier de la régularité des pas du décalage de phase.

Dans ce travail, nous avons décrit une analyse introductive de premier ordre des propriétés d'insensibilité aux défauts de réglage pour les PSA généralisés. Nous avons trouvé que cette sensibilité aux réglages est influencée par la sélection des pas inégaux.

### 5.3. Analyse de premier ordre des algorithmes à décalage de phase

Dans l'article qui suit, nous avons décrit une analyse en premier ordre pour des PSA à pas égaux ou inégaux en utilisant l'expression déjà définie en [117,127]. En accord avec ceci, il est possible d'obtenir la tangente de la phase à partir d'un décalage de phase aussi bien à pas réguliers qu'à pas irréguliers. Ce travail a été la suite logique des deux travaux publiés à l'époque par l'élève que j'encadrais.

ARTICLE 8 [128]:

Alejandro Téllez-Quiñones, Daniel Malacara-Doblado, Jorge García-Márquez, "Phase-shifting algorithms for a finite number of harmonics: first-order analysis by solving linear systems," *J. Opt. Soc. Am. A.*, **29**(4), 431–441 (2012)

ABSTRACT : In this manuscript, some interesting properties for generalized or nonuniform phase-shifting algorithms are shown in the Fourier frequency space. A procedure to find algorithms with equal amplitudes for their sampling function transforms is described. We also consider in this procedure the finding of algorithms that are orthogonal for all possible values in the frequency space. This last kind of algorithms should closely satisfy the first order detuning insensitive condition. The procedure consists of the minimization of functionals associated with the desired insensitivity conditions.

---

Les erreurs de décalage de phase et les erreurs de signaux non-sinusoidaux sont les sources d'erreurs systématiques les plus communes pendant l'évaluation de la phase. La présence de composantes harmoniques dans les images d'interférence peut être due aux non linéarités des capteurs de lumière. Ces non linéarités se présentent, par exemple, quand une matrice d'une CCD n'est pas bien alignée ou lors des expériences avec de la lumière structurée. Même si ce problème est résolu dans les nouveaux dispositifs à haute concentration de capteurs, il reste un intérêt du point de vue théorique, en particulier quand le motif d'interférence contient des franges à haute fréquence. D'un autre côté, les harmoniques apparaissent lors de l'utilisation de la technique de lumière structurée, car elle consiste en la projection de structures carrées. En revenant aux franges à haute fréquence, celles-ci contiennent des harmoniques à prendre en compte car ces harmoniques sont des fonctions dépendant de la position. L'autre source d'erreurs communes dans l'interférométrie de décalage de phase est le défaut d'étalonnage des actionneurs piézoélectriques (PZT), erreur aussi connue comme mauvais réglage. Un des collaborateurs du groupe a publié un article pour décrire une méthode de correction de cette erreur [125] et à l'heure actuelle, les dispositifs (PZT) ont incorporé ces corrections de défaut de réglage. Dans le cas des modulateurs de phase à cristaux liquides, le décalage de phase a les mêmes problèmes que j'ai exposés dans le chapitre précédent et en plus, la phase est spatialement non uniforme. L'addition de cette erreur dans le décalage de la phase est interprétée comme une légère déviation de la fréquence de référence dans l'image d'interférence. Pour résumer, les erreurs systématiques de décalage de phase sont causées par des défauts linéaires d'étalonnage, des sensibilités non linéaires ou par des non uniformités spatiales du décalage de phase. Il y a d'autres sources d'erreurs, par exemple le temps d'acquisition d'images et les vibrations, mais notre intérêt était centré sur celles de deux sources d'erreurs amplement mentionnées dans cette introduction.

L'approximation de Freischlad et Koliopoulos [113] considère que les valeurs des amplitudes de fonctions d'échantillonnage de fréquence (FEF) doivent être égales à zéro à certaines fréquences harmoniques afin de trouver un algorithme insensible à ces harmoniques. Pour avoir une insensibilité aux harmoniques il faut remplir la condition d'orthogonalité dans les phases des FEF, au moins dans le voisinage de la fréquence fondamentale (orthogonalité locale). Cette condition exige un comportement des pentes égales pour les phases FEF à la fréquence fondamentale. De plus, si la condition d'orthogonalité locale est bien remplie et les amplitudes des FEF sont nulles et ont une pente zéro pour certaines fréquences harmoniques, alors l'algorithme est insensible aux défauts de réglage à ces harmoniques-là. Bien que l'insensibilité aux harmoniques ait déjà été étudiée [101,114,115,133] dans

ce travail nous avons considéré l'image d'intensité comme une série d'expansion en terme de cosinus dont l'argument a un nombre infini de composantes harmoniques. Toutefois, les algorithmes PSI ne sont obtenus qu'en considérant l'harmonique fondamental, c'est-à-dire, en considérant seulement une équation pour une image d'intensité parfaitement sinusoïdale. Nous voulons utiliser un nombre fini d'harmoniques et proposer une équation pour trouver la phase pliée à partir d'une expression plus générale pour les images d'interférence.

### 5.3.1 Non linéarités d'un détecteur de lumière

Le capteur de lumière peut avoir un rapport non linéaire entre les signaux d'entrée et de sortie [102] même si les capteurs sont normalement réglés pour opérer dans leur région linéaire. Dans une configuration interférométrique à décalage de phase,  $s$  est le signal du motif d'intensité détecté par la matrice de capteurs d'une CCD et  $s_t$  est la vraie valeur du motif d'intensité obtenu avec l'interféromètre de telle sorte qu'on peut écrire

$$s = s_t + \varepsilon_0 + \varepsilon_1 s_t + \varepsilon_2 s_t^2 \quad (5.3.1)$$

Avec  $s_{kt} = a + b \cos(\phi + \alpha)$ ,  $a$  est l'intensité moyenne,  $b$  est une fonction d'amplitude,  $\phi$  la différence de phase entre les deux faisceaux qui interfèrent,  $\alpha$  est un décalage de phase arbitraire piloté par un PZT ou par un élément actionneur de phase. Les valeurs  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  sont les coefficients des erreurs additionnés à la valeur vraie de l'intensité  $s_t$ . L'équation (5.3.1) est une forme idéalisée pour exprimer l'intensité  $s$  mesurée avec une CCD à capteurs à faible désalignement. Dans la Fig. 5.1, on voit un exemple hypothétique et exagéré du placement unidimensionnel des capteurs de la CCD avec une zone de capteurs alignés et une autre de capteurs désalignés.

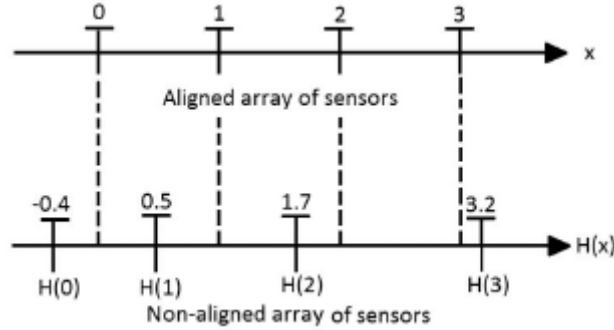


Fig. 5.1. Distribution unidimensionnelle de capteurs d'une caméra CCD.

La présence de non linéarités peut être considérée comme étant causée par la présence de composantes harmoniques dans l'image d'interférence  $s$ . Dans le cas général, les erreurs  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_1$  et les non linéarités  $\varepsilon_m$  d'ordre  $m \geq 2$  sont indépendantes du décalage de phase  $\alpha$ . Il est possible d'utiliser une équation plus générale, pour l'image d'interférence

$$s_k = \sum_{m=0}^M a_m \cos[m(\phi - \alpha_k)], \quad k = 1, \dots, K, \quad (5.3.2)$$

$s_k$  est la  $k$ -ième image d'interférence obtenue dans le  $k$ -ième décalage de phase arbitraire  $\alpha_k$  et  $K \geq 2M + 1$  est le nombre minimal requis d'images d'interférences enregistrées.

### 5.3.2 Algorithmes généralisés de décalage de phase pour des images d'interférence à nombre fini d'harmoniques

En prenant en compte l'équation (5.3.2), la différence entre deux images consécutives d'intensité est

$$\Delta s_k^{k+1} = s_{k+1} - s_k = \sum_{m=1}^M a_m [\cos(m\phi) \Delta \cos(m\alpha)_k^{k+1} + \sin(m\phi) \Delta \sin(m\alpha)_k^{k+1}], \quad (5.3.3)$$

pour  $K = 1, \dots, K-1$  et  $\Delta \cos(m\alpha)_k^{k+1} = \cos(m\alpha_{k+1}) - \cos(m\alpha_k)$  et  $\Delta \sin(m\alpha)_k^{k+1} = \sin(m\alpha_{k+1}) - \sin(m\alpha_k)$ , notation abrégée utilisée pour montrer une différence consécutive. Alors on définit  $2M$  ensembles de scalaires  $\{\lambda_k^1\}, \{\lambda_k^2\}, \dots, \{\lambda_k^M\}$  et  $\{\mu_k^1\}, \{\mu_k^2\}, \dots, \{\mu_k^M\}$ , chacun avec  $K-1$  éléments. Les ensembles ont des nombres arbitraires différents de zéro et sont connus comme facteurs de sensibilités. On a

$$\begin{aligned} \lambda_k^p \Delta s_k^{k+1} &= \sum_{m=1}^M a_m [\cos(m\phi) (\lambda_k^p \Delta \cos(m\alpha)_k^{k+1}) \\ &\quad + \sin(m\phi) (\lambda_k^p \Delta \sin(m\alpha)_k^{k+1})], \\ \mu_k^p \Delta s_k^{k+1} &= \sum_{m=1}^M a_m [\cos(m\phi) (\mu_k^p \Delta \cos(m\alpha)_k^{k+1}) \\ &\quad + \sin(m\phi) (\mu_k^p \Delta \sin(m\alpha)_k^{k+1})], \end{aligned} \quad (5.3.4)$$

Pour tous  $p = 1, 2, \dots, M$  et  $k = 1, 2, \dots, K-1$ . Nous pouvons aussi considérer d'autres ensembles  $2M$  de scalaires inconnus, chacun avec  $K-1$  éléments tels que  $\{B_k^1\}, \{B_k^2\}, \dots, \{B_k^M\}$ ,  $\{A_k^1\}, \{A_k^2\}, \dots, \{A_k^M\}$  avec des propriétés

$$\sum_{k=1}^{K-1} B_k^p \lambda_k^p \Delta \cos(m\alpha)_k^{k+1} = 0 \quad \forall m = 1, 2, \dots, M, \quad (5.3.5)$$

$$\sum_{k=1}^{K-1} B_k^p \lambda_k^p \Delta \sin(m\alpha)_k^{k+1} = \begin{cases} 0 & \forall m \neq p \\ 1 & m = p \end{cases}$$

$$\sum_{k=1}^{K-1} A_k^p \mu_k^p \Delta \sin(m\alpha)_k^{k+1} = 0 \quad \forall m = 1, 2, \dots, M, \quad (5.3.6)$$

$$\sum_{k=1}^{K-1} A_k^p \mu_k^p \Delta \cos(m\alpha)_k^{k+1} = \begin{cases} 0 & \forall m \neq p \\ 1 & m = p \end{cases}$$

pour tout  $p = 1, 2, \dots, M$ . Pour chaque  $p$ , les équations (5.3.5) et (5.3.6) déterminent deux systèmes linéaires avec  $2M$  équations et  $K-1$  inconnus, alors il faut au moins avoir  $K = 2M - 1$  images

d'interférence pour pouvoir résoudre ces systèmes. En résolvant ces deux systèmes linéaires pour chaque  $p$ , il est possible de trouver des solutions scalaires  $\{B_k^p\}$  et  $\{A_k^p\}$ , puis il faut trouver l'équation pour la phase pliée donnée par

$$\tan(p\phi) = \frac{\sum_{k=1}^{K-1} \tilde{B}_k^p \Delta s_k^{k+1}}{\sum_{k=1}^{K-1} \tilde{A}_k^p \Delta s_k^{k+1}}, \quad (5.3.7)$$

Avec  $\tilde{B}_k^p = \lambda_k^p B_k^p$  et  $\tilde{A}_k^p = \mu_k^p A_k^p$ .

Alors, si le système d'équations formé par (5.3.5) et (5.3.6) est résolu, on peut trouver un algorithme pour la tangente de la phase de l'équation (5.3.7). Cet algorithme est insensible aux harmoniques  $m = 2, 3, \dots, M$  pour  $p = 1$ . De plus, avec le même système, on peut aussi trouver la tangente de la phase multipliée par les harmoniques  $\geq 2$ , ce qui ouvre la possibilité de confirmer la présence d'harmoniques dans le motif d'interférence. Les équations (5.3.5) et (5.3.6) produisent une insensibilité aux harmoniques sans la présence des défauts de réglage, ce qui signifie que les amplitudes des FEF ont des pentes différentes de zéro dans les fréquences harmoniques correspondantes. Pour obtenir une pente égale à zéro dans ces harmoniques-là, il faut simplifier les expressions des FEF comme suit :

$$\bar{G}_N(f) = i \sum_{j=1}^{\tau} 2\tilde{B}_j \Delta \sin(f\alpha/f_r)_j^{j+1} \quad (5.3.8)$$

$$\bar{G}_D(f) = \sum_{j=1}^{\tau} 2\tilde{A}_j \Delta \cos(f\alpha/f_r)_j^{j+1}.$$

$f_r$  est une fréquence de référence. De cette manière on peut travailler avec des algorithmes orthogonaux à toutes les fréquences. Quand les FEF ne sont pas réduits, comme dans (5.3.8), leurs modules complexes  $|\bar{G}_N|$  et  $|\bar{G}_D|$  peuvent avoir des coins<sup>12</sup> valant zéro pour les fréquences harmoniques  $1 < m \leq M$ . Alors, dans ce cas, les amplitudes correspondantes différentiables

$$Am_N(f) = \sum_{j=1}^{\tau} 2\tilde{B}_j \Delta \sin(f\alpha/f_r)_j^{j+1} \quad (5.3.9)$$

$$Am_D(f) = \sum_{j=1}^{\tau} 2\tilde{A}_j \Delta \cos(f\alpha/f_r)_j^{j+1}$$

sont des fonctions strictement monotones (localement et à ces fréquences harmoniques-là). Ces amplitudes ne peuvent donc pas avoir de pentes nulles à ces fréquences. Cependant, quand la réduction de (5.3.8) est accomplie, les modules complexes des FEF et par conséquent, leurs amplitudes, peuvent avoir des valeurs et des pentes nulles dans les fréquences harmoniques. De même, la condition d'insensibilité au mauvais réglage n'est pas nécessairement obtenue avec les équations (5.3.5) et (5.3.6). Là, il faut que les amplitudes aient un comportement tangentiel en  $f_r$ ; c'est-à-dire,  $dAm_N(f_r)/df = dAm_D(f_r)/df$ . Ceci implique

$$\sum_{j=1}^{\tau} \tilde{B}_j \left[ (2/f_r) \Delta \alpha \cos(\alpha)_j^{j+1} \right] + \sum_{j=1}^{\tau} \tilde{A}_j \left[ (2/f_r) \Delta \alpha \sin(\alpha)_j^{j+1} \right] = 0. \quad (5.3.10)$$

---

<sup>12</sup> En anglais : *corners*

Pour compenser les harmoniques (système insensible aux harmoniques) sans la présence d'un mauvais réglage, il faut que  $Am_N(mf_r) = Am_{ND}(mf_r) = 0$ ,  $m = 2, \dots, M$  et pour compenser les harmoniques en présence des mauvais réglages  $dAm_N(mf_r)/df = dAm_D(mf_r)/df = 0$ ,  $m = 2, \dots, M$ . Il faut noter qu'avec ce système, on peut avoir une insensibilité de premier ordre aux défauts de réglage et aux harmoniques ; toutefois, des simulations nous ont permis de trouver pour la fréquence de référence  $f_r = 1$ , un degré d'insensibilité de deuxième ou troisième ordre. Donc, ces algorithmes pourraient être aussi insensibles à quelques erreurs non linéaires inhérentes aux décalages de la phase. Pour confirmer ceci, il suffit de calculer les dérivées de deuxième (ou troisième) ordre des amplitudes. Si les dérivées de deuxième ordre coïncident en  $f_r$ , alors, l'algorithme est insensible aux erreurs de décalage quadratique de la phase ; si les deuxièmes et troisièmes dérivées coïncident en  $f_r$ , alors, l'algorithme est insensible aux erreurs de décalage cubique de la phase, et ainsi de suite.

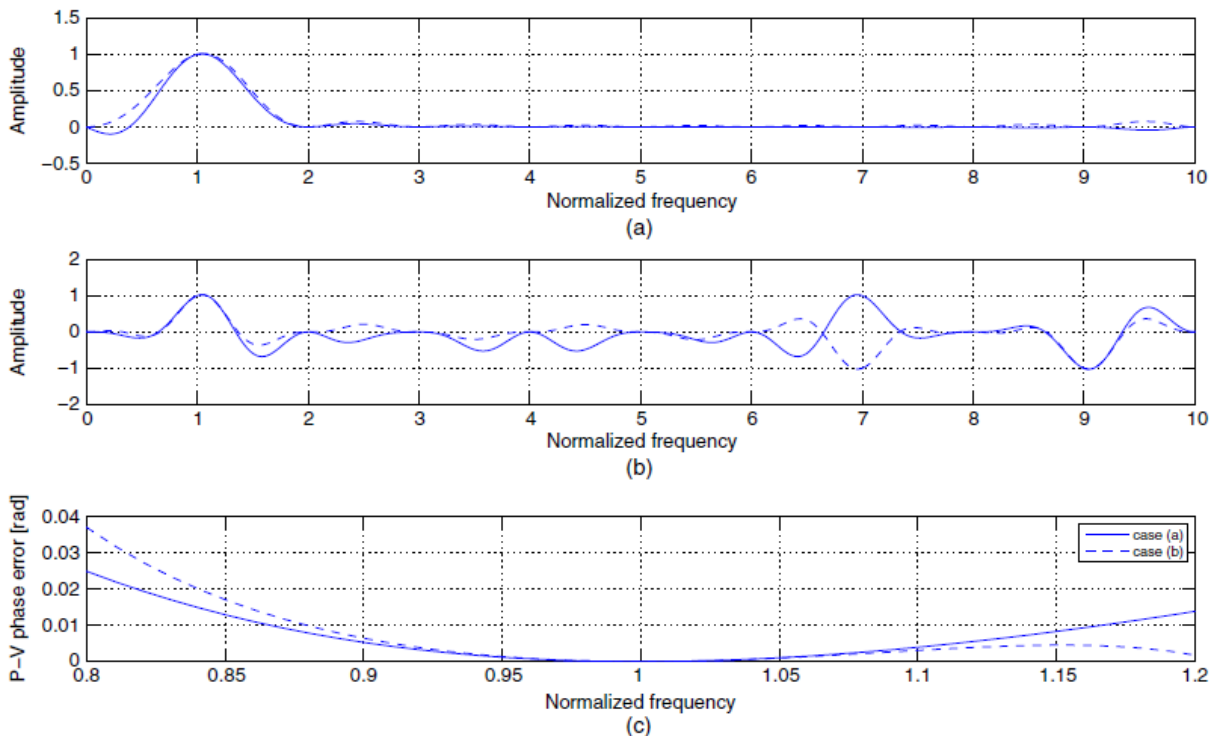


Fig. 5.2 . (a) et (b) Des amplitudes pour des algorithmes décrits dans l'article. Dans le premier cas, l'algorithme est insensible aux harmoniques 2 au 10 en présence des défauts de réglage, dans le deuxième cas, l'insensibilité est la même à l'exception de l'harmonique 9. En (c) les erreurs P-V pour les deux algorithmes montrés en (a) et (b).

Si l'on s'intéresse à aboutir à des algorithmes insensibles à de plus grands ordres, il faut passer à des équations non linéaires et des procédés d'optimisation peuvent servir à trouver des solutions.

#### 5.4. Algorithmes à deux étapes pour la récupération de la phase

Parmi les méthodes à décalage de phase pour trouver la phase d'une image d'interférence, il y a une catégorie assez récente, celle des PSA à deux étapes. Ces algorithmes permettent de récupérer directement la différence de phase et l'addition de phase codifiées dans deux images d'interférence. Ce travail a été motivé par les discussions qu'ont eues M. B. V. Dorrío de l'Université de Vigo en Espagne –qui travaille depuis quelques années sur le sujet– et M. A. Téllez dont l'intérêt était d'étendre ses recherches sur l'insensibilité aux harmoniques et aux défauts de réglage. Pour notre équipe de recherche, il s'agit d'une continuation de la recherche entreprise à l'époque par A. Téllez, encore

doctorant. Comme je l'ai déjà expliqué dans la section 4.6, la mesure des fluctuations de phase se révèle difficile, l'algorithme que nous avons finalement utilisé nous a permis d'accomplir cette tâche et de retrouver des signatures de phase dans les panneaux. Dans le cadre de cette étude, nous pensons aussi aboutir à la mesure des fluctuations étant donné les performances de ces algorithmes, mais cela reste encore à vérifier. Les algorithmes à deux étages peuvent aussi être utiles dans les tests classiques de surfaces optiques avec des interféromètres de Twyman-Green.

ARTICLE 9:

Alejandro Téllez-Quiñones, Daniel Malacara-Doblado, Jorge García-Márquez,  
"Compensation of the two-stage phase-shifting algorithms in the presence of  
detuning and harmonics," *J. Opt. Soc. Am. A.*, **30**(8), 1670-1679 (2013)

ABSTRACT : The Fourier analysis of two-stage phase-shifting (TSPS) algorithms is growing in interest as a research topic, specifically, the algorithm's insensitivity properties to various error sources. The main motivation of this paper is to propose TSPS algorithms well performed face to detuning and harmonics for each of the two sets of interferograms with different or equal reference frequencies. TSPS algorithms based on the development of generalized equations consider both, the frequency sampling functions that represent them and non-constant phase shifts.

---

Pour certaines applications en métrologie optique, la sélection des méthodes de décalage de phase est la plus adéquate compte tenu de la nature des mesures à effectuer. Il faut que les équations choisies puissent tenir compte des sources de bruit et d'erreurs telles que les erreurs linéaires et non linéaires; c'est-à-dire, les écarts de phase dus aux défauts de réglage pour le premier cas, les défauts d'étalonnage ou la présence d'harmoniques dans les images d'interférence pour le deuxième. Les *Differential phase-shifting algorithms* (DPSA) et *sum phase-shifting algorithms* (SPSA) sont obtenus à partir d'une combinaison correcte d'algorithmes PSA (*phase-shifting algorithms*) ; cela peut présenter un intérêt pour des applications de lumière structurée, moiré ou speckle. Ici nous avons voulu compenser les mauvais réglages et les harmoniques pour deux ensembles d'images d'intensité requis pour obtenir l'addition  $2\phi + \Delta\phi$  et la différence de phase  $\Delta\phi$  [133]. Les DPSA sont sensibles aux erreurs systématiques telles que le mauvais étalonnage ou bien à la présence des harmoniques de haut ordre dans le profil des franges comme cela a été démontré assez récemment [134,135]. Dans des publications précédentes [127,128] , nous avons étudié les avantages de considérer les différences entre des images d'intensité consécutives dans la génération des PSA généralisés [126,130]. En suivant ces démarches nous pouvons mettre au point des équations similaires pour analyser les algorithmes PSA à deux étapes. Les deux ensembles d'images d'intensité ont la forme suivante :

$$\mu_{1,k} = \sum_{m=0}^M a_m \cos[m(\phi - \alpha_{1,k})],$$

$$\mu_{2,p} = \sum_{m=0}^N b_m \cos[m(\phi + \Delta\phi - \alpha_{2,p})],$$

(5.4.1)



Dans le cas d'utilisation d'un interféromètre de Twyman-Green, la première étape est de récupérer la phase de référence  $\phi$  avec la première séquence d'images d'intensité. Ensuite, il faut récupérer la phase de test additionnée à la phase de référence  $\phi + \Delta\phi$  avec une deuxième séquence d'images d'intensité. En général les deux phases  $\phi$  et  $\phi + \Delta\phi$  sont obtenues avec deux algorithmes et des techniques de dépliement de phase (puisque la phase est pliée en  $2\pi$ ). Les algorithmes peuvent avoir des facteurs de poids égaux ou différents et cela dépend du pas du décalage de phase effectué dans les séquences. Quand  $\phi$  et  $\phi + \Delta\phi$  ont été dépliés il est possible de calculer la différence  $w = (\phi + \Delta\phi) - \phi$ . Cependant, si on considère des algorithmes à deux étages, il est possible de récupérer la phase de test  $w$  (la différence de phase) en utilisant l'information des deux séquences d'images d'intensité avec un seul algorithme. Ce type d'algorithmes permet de réduire considérablement le temps de calcul pendant le dépliement de la phase car il n'y a qu'un seul calcul de dépliement au lieu de deux (un pour la phase de référence et l'autre pour la phase ajoutée). De même quand la phase est lisse (fonctions différentiables) et qu'on peut éluder le processus de dépliement en passant par des méthodes d'intégration par lignes [136], le coût de calcul est aussi réduit par rapport au nombre de dérivées partielles requis pour la reconstruction de la phase de test.

Miranda *et al* ont analysé par Fourier les PSA à deux étapes [133] et nous avons généralisé cette analyse. Comme nous l'avons conclu dans les précédents articles, l'utilisation de différences entre images d'interférence consécutives permet facilement l'obtention des expressions mathématiques nécessaires pour effectuer une analyse généralisée des PSA. En plus, ces expressions permettent aussi d'obtenir facilement des facteurs de poids des PSA. Dans le cadre de ce travail nous avons proposé une manière de compenser les PSA à deux étages en présence des défauts de réglage et d'harmoniques en analysant leurs FEF (fonctions d'échantillonnage en fréquence) bi-dimensionnelles (spectre différentiel). Ces FEF décrivent la tangente de la différence de phase  $w$  comme le quotient d'intégrales bidimensionnelles. Nous avons aussi calculé une approximation en premier ordre de l'erreur pic à crête pour les algorithmes à deux étapes en considérant leur FEF bidimensionnelle. Par rapport aux travaux de Miranda et al [133–135] nous avançons dans la généralisation des algorithmes à deux étages en considérant des pas de décalage de phase inégaux dans les ensembles  $\mu_{1,k}$ ,  $\mu_{1,p}$ . L'arrivée des algorithmes généralisés a servi à faire face au problème d'estimation des pas erronés au moment de décaler la phase [126,130]. Si le pas de phase peut être assez bien estimé, alors avec l'application des algorithmes généralisés, il est possible d'améliorer cette estimation.

Dans cet article nous avons montré, par des simulations numériques, des résultats obtenus à partir des pas de décalage assez larges ( $\pi/2$  and  $\pi/4$ ), disons, cela relève un peu de l'absurde car à quoi bon cette différence de pas ? C'est justement notre théorie proposée dans l'article [128] qui est testée à nouveau avec les algorithmes à deux étages et qui montre que l'erreur des moindres carrés est inférieure quand nous utilisons justement notre algorithme. En résumé, nous concluons avec nos différences entre cet article et les articles [133–135] : *i*) La possibilité de travailler avec deux fréquences de référence différentes et avec des pas de phase irréguliers ; *ii*) un procédé méthodologique basé sur notre travail qui occupe la section 5.3 et destiné à compenser les défauts de réglage et la présence d'harmoniques. Ces deux différences arrondissent la portée des algorithmes à deux étages de la même façon que les algorithmes généralisés augmentent la portée des algorithmes PSA à pas de décalage réguliers.

## 5.5. Conclusions

Nous avons axé cette série de trois travaux sur la résolution de la correction du front d'onde d'un SLM in-situ. Finalement, la démarche nous a déviés de notre but initial en raison des multiples problèmes rencontrés dans la mesure du front d'onde, comme je l'ai montré dans le chapitre 4. Cependant nous avons avancé dans la généralisation des algorithmes à décalage de phase et à décalage de phase à deux étages en apportant des solutions quand le pas du décalage est irrégulier et quand les images d'interférence présentent des harmoniques.

# CHAPITRE 6

## Perspectives de recherche

### 6.1. Introduction

Après mon départ du Mexique, j'imagine ma recherche dans deux domaines différents d'après mes activités entre juillet 2012 et septembre 2013 au sein du laboratoire LISV-UVSQ. Le premier est la suite logique de ma recherche au CIO, c'est-à-dire l'exploitation de mon expérience au niveau de la modulation, correction et manipulation de la phase d'un front d'onde, ce qui signifie l'incursion dans la microscopie et les applications des SLM. La suite de ces activités sera traitée dans la section 6.2. Une deuxième possibilité est celle qui concerne les communications par LEDs (Li-Fi). Des membres du laboratoire LISV possèdent maintenant une ample expérience dans la communication par lumière visible. Je trouve qu'il y a des possibilités de développement dans cette technologie prometteuse car il y a des pertes considérables des données envoyées, pertes dues aux lentilles placées au niveau des photo-détecteurs. En Août 2013, lors de mes vacances au Mexique, j'ai travaillé avec Camilo Valencia – doctorant au CIO – à la conception de lentilles plastiques pour les récepteurs Li-Fi. Je parlerai de ceci dans la section 6.3.

### 6.2. Microscopie de contraste de phase

Un instrumentaliste en microscopie trouve des opportunités pour réaliser et concevoir des microscopes ou des dispositifs pour des microscopes quand un projet de recherche est lancé et les biologistes présentent un cahier des charges. C'est à ce moment que des réunions doivent se poursuivre pour dessiner un plan d'action. Mes collègues du groupe de super résolution optique du CIO viennent de définir la collaboration avec le groupe de chercheurs de l'Université de Guanajuato pour mener des études sur le diabète. En France j'essaie maintenant de travailler sur des applications en microscopie avec des nouveaux collègues à Rennes ou à Saint Etienne. Je détaille maintenant un cas d'application à la microscopie de contraste de phase sur lequel je collabore avec mon doctorant Alberto Aguilar. M.

Aguilar viendra en France, au Laboratoire Hubert Curien de l'Université de Saint-Etienne où il montera un microscope optique super-résolvant avec un SLM. Le montage doit être ajouté à un appareil laser ultrarapide déjà en place afin de permettre un pilotage en temps réel dans la zone d'interaction radiation/matière. Dans cette zone sont induits par le laser, des micro et nanostructures ( $\sim 100$  nm). Le montage doit offrir une caractérisation 2D avec une résolution spatiale de l'ordre de 100 nm, en temps réel, ce qui doit permettre une optimisation de la séquence d'irradiation laser in-situ en utilisant une boucle d'asservissement.

### 6.2.1 Extraction de la phase avec des filtres à tourbillon<sup>13</sup> échelonné

Les SLM sont depuis 2005 utilisés dans le domaine de la microscopie à contraste de phase, comme le montrent les articles du groupe de la Prof. Ritsch-Marte à Innsbruck [137,138]. Ensuite, ils ont été utilisés pour rehausser les bords des images d'objets [139–142]. En ce qui nous concerne, nous nous intéressons à l'obtention de la phase d'échantillons avec de la microscopie interférentielle en utilisant des tourbillons continus ou échelonnés. L'avantage dans l'utilisation des tourbillons c'est qu'il est possible de quantifier la phase de l'objet observé. Dans le cas de vortex échelonnés, le décalage de phase va nous permettre de faire quelques observations (finalement, comme en interférométrie) et de récupérer la phase tandis que, dans le cas d'un vortex individuel, le vortex nous permettra d'estimer le signe de la phase. En plus, on peut très bien profiter de l'intervalle dynamique de  $2\pi$  pour codifier les échelons de phase [143].

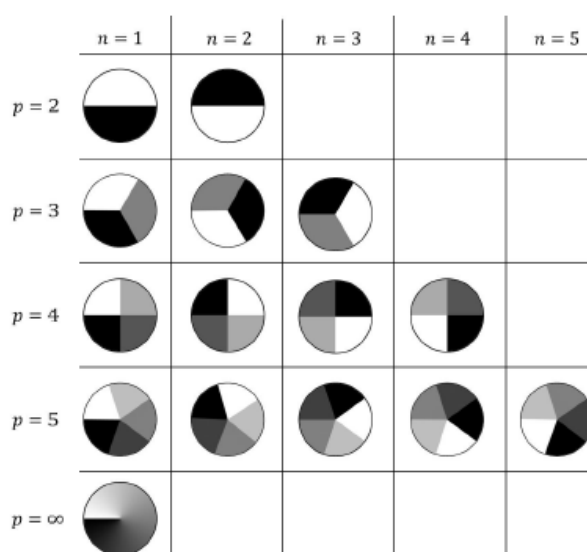


Figure 6.1. Distributions de phase d'un filtre de phase en spirale multi-échele.

Dans la figure 6.1 on peut voir quatre différents échelons de phase (de  $p=2$  à  $p=5$ ) pour faire des vortex échelonnés et un vortex continu, ce qui donne comme résultat les réponses impulsionnelles montrées dans la figure 6.2 a) à e).

<sup>13</sup> tourbillon, vortex.

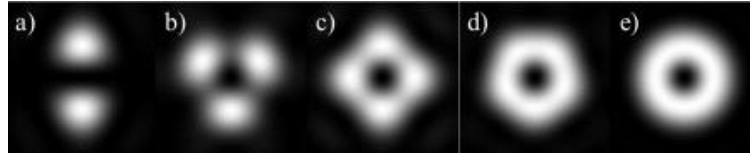


Figure 6.2. Réponse impulsionnelle de filtres de phase en tourbillon pour a) deux, b) trois, c) quatre, d) cinq échelons et e) spirale continue.

Afin de réaliser de tests de concept, nous proposons de monter un interféromètre de Mach-Zehnder (Fig. 6.3) et de placer l'objet de phase (*Ob*) sur une lame au milieu du chemin optique de test. Objet et LCoS se trouvent à des points conjugués de la lentille  $L_2$ . La lentille  $L_2$  redirige la lumière sur la CCD après avoir fait interférer le faisceau test et le faisceau de référence. La figure 6.4 montre des images d'interférence obtenues par Alberto Aguilar au mois de septembre 2013 avec trois différentes configurations du SLM : à trois, quatre et cinq échelons de phase.

Nous identifions certains avantages dans l'utilisation de filtres à phase échelonné, par exemple, ils peuvent être réalisés avec des SLM à petit intervalle dynamique, c'est le cas des LCoS qui fonctionnent avec une modulation exclusivement de phase. Dans ce cas, il est possible d'utiliser le SLM avec toutes les capacités (le rendement) car il va moduler directement l'ordre zéro. Deuxièmement, il est possible d'utiliser d'autres SLM comme les miroirs déformables à membrane discontinue. Le décalage de phase n'est pas mécanique comme dans le cas de PZT, donc il n'y a pas d'instabilités liées à l'actionneur.

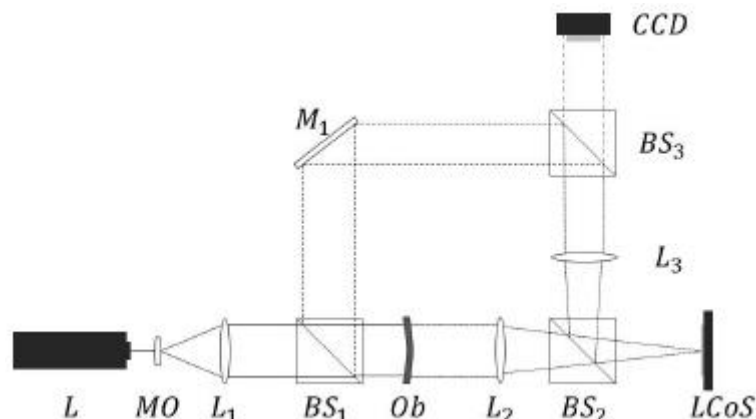


Figure 6.3. Diagramme de l'expérience proposée. Interféromètre Mach-Zehnder. L, laser ; MO, Objectif de microscope ; BS les cubes séparateurs de lumière ;  $L_n$  les  $n$ èmes lentilles ; LCoS est un modulateur spatial de lumière du type cristal liquide sur silicium.

Je suis convaincu que ces test nous permettrons d'obtenir quantitativement la phase des objets de phase en microscopie de contraste de phase. L'extraction de la phase sera obtenue par rotation de filtre spatial multi-échelle, ce qui peut être facilement mis en place avec un SLM, aussi bien à technologie basée sur des cristaux liquides que sur des MEMS.

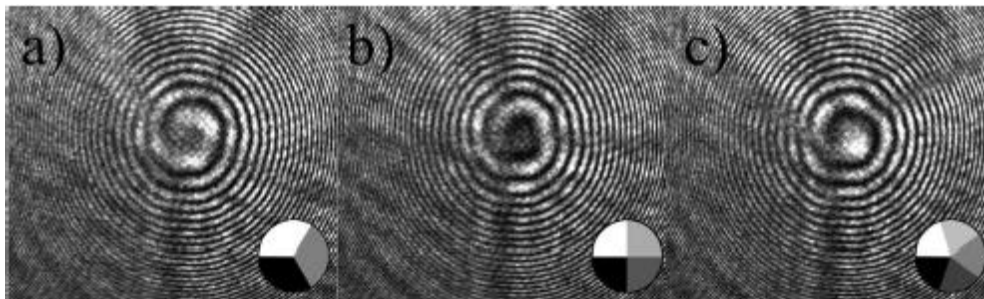


Figure 6.4. Image expérimentale d'interférence en tourbillon (vortex) a) trois pas, b) quatre pas et c) cinq pas. Dans tous les cas, il s'agit de la position d'origine, avant un déplacement quelconque.

### 6.3. Conception optique de réflecteurs et lentilles pour les émetteurs et capteurs des systèmes de communication Li-Fi

Au mois d'août dernier, j'ai fait, avec Camilo Valencia –doctorant dont je viens de devenir encadrant– quelques recherches ayant pour but la réduction d'erreurs (*Bit Error Ratio* ou BER) lors de la réception des données émises par un système de communication par lumière visible (*Visible Light Communications* ou VLC). Des chercheurs à l'Université de Versailles ont créé en 2012 une société innovatrice (OLEDCOMM) de technologie de communications par lumière visible, spécifiquement, la lumière des LEDs. Cette société a avancé rapidement dans la partie électronique et a atteint (septembre 2013) des taux de communications très importants pour se lancer sur l'internet à haut débit. Les systèmes VLC poussent normalement vers l'aboutissement d'un plus grand taux temporel de transmission des données [144–147]. A ce jour, le débit de transmission est très important, 525 Mbits/s (4 voies) avec une distance entre émetteur/récepteur de 1 m et un flux lumineux de 1000 lx. La réponse d'OLEDCOMM est aussi remarquable, 98 Mbits/s (1 voie) avec une séparation entre émetteur/récepteur de 2,70 m et un flux lumineux de 2900 lx.

C'est justement dans ce domaine et contexte que je trouve un deuxième sujet de recherche pour le futur immédiat, car si l'électronique progresse rapidement, l'optique, elle le fait lentement. En effet, traditionnellement, les réflecteurs de LEDs sont conçus pour des applications d'illumination. Si les lampes LEDs deviennent aussi des émetteurs d'information, la conception optique doit changer aussi. Mais il y a aussi les récepteurs qui auront besoin de lentilles pour capter l'information de façon directe ou réfléchi par les surfaces intermédiaires (plafond, murs, objets). Plus la quantité de lumière est importante, plus le taux d'erreurs dans les bits reçus est bas. Il est donc évident que les lentilles doivent avoir une grande surface de captage de lumière, une grande étendue, et un prix réduit. Les contraintes esthétiques nous restreignent à des diamètres de quelques millimètres et des surfaces aplaties, en plus d'un volume réduit pour permettre leur intégration dans un dispositif portable. C'est maintenant le moment de commencer à concevoir les nouvelles lentilles à grand étendue (plus d'éclairement lumineux dans la photodiode) et sûrement de breveter des ensembles entiers de lentilles pour les récepteurs et réflecteurs pour les émetteurs. Dans les dernières années l'attention s'est focalisée sur la distribution d'illumination quand les lampes à LEDs sont utilisées [148–150], il nous reste maintenant à recalculer cette distribution pour qu'elle serve aussi pour la transmission des données tout en permettant de réduire le BER.

Les résultats que nous avons obtenus au mois d'août sont encourageants pour les faire connaître, non seulement dans le milieu académique, mais aussi pour émettre la possibilité de créer une entreprise de conception optique pour les applications Li-Fi. Nous avons identifié deux configurations de lentilles, combinaisons de lentilles plane-hyperbolique concave et hyperbolique-plane convexe dont la dernière est la plus proche de la photodiode. Après les calculs, nous avons estimé l'acceptance à  $100^\circ$ . Une deuxième configuration complètement différente (en cours de brevetage) nous permet d'élargir cet angle à plus de  $130^\circ$ , ce qui fait de cette lentille une bonne candidate pour être aussi employée dans les collecteurs solaires. Dans les figures 6.5 et 6.6 je montre brièvement les premières études sur le captage de lumière avec deux combinaisons différentes de surfaces hyperboliques. L'objectif dans la conception de ce type de lentilles n'est pas la formation d'images mais le captage de lumière. Les rayons doivent remplir la photodiode et non le foyer du système optique.

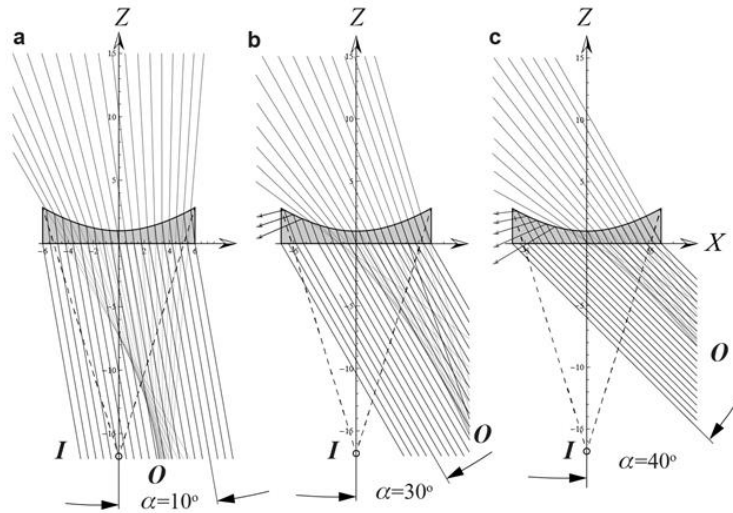


Figure 6.5. Pertes d'intensité dans une lentille plane-hyperbolique ( $F\# = -1.4$  par rapport au diaphragme dans la première surface plane, épaisseur central  $t = 1$  mm, distance plane-foyer  $F = -16.79$  mm,  $d = 12$  mm e indice de réfraction  $n = 1.49$ ). Je montre les rayons perdus après la première réfraction. Les pertes sont causées par l'incidence dans la bordure gauche (les rayons incidents arrivent d'en bas et s'interrompent dans la surface plane des lentilles a, b et c) et par la réflexion totale interne (rayons avec les flèches en b et c). Plus l'angle d'acceptance  $\alpha$  est grand, plus les pertes sont grandes. Les pertes par réflectance peuvent être réduites avec un traitement de couches minces. Le foyer image virtuelle axiale est indiqué par les pointillés.

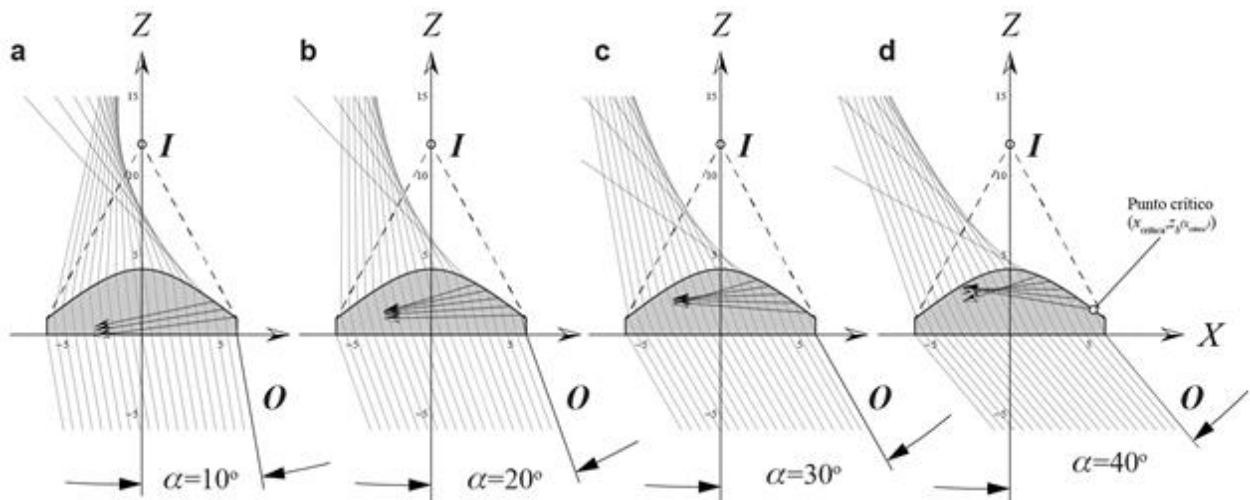


Figure 6.6. Pertes d'intensité dans une lentille plane-hyperbolique convexe ( $F\# = 1$  par rapport au diaphragme dans la première surface plane ou pupille de sortie, épaisseur dans le bord  $t_e = 1$  mm, distance plane-foyer  $F = 12$  mm,  $d = 12$  mm e indice de réfraction  $n = 1.49$ ). Nous observons des rayons perdus à cause du bord et de la réflexion totale interne. Plus l'angle d'acceptance  $\alpha$  est grand, plus les pertes par réflectance sont grandes. Les pertes par réflectance peuvent être réduites avec un traitement de couches minces. Le foyer axial image réelle est indiqué par les pointillés.

# Conclusions et perspectives générales

## Activités académiques

J'ai présenté un panorama général de mes activités académiques qui ont suivi la fin de mes études doctorales : l'enseignement, l'accompagnement des élèves de master et de doctorat, l'encadrement de thèse et la direction de deux thèses dont une a démarré il y a un an. Mon expérience dans l'enseignement commence avant la fin de ma soutenance de thèse avec des vacances à l'Université Iberoamericana à León et les TD pour lesquels m'avait engagé mon directeur de thèse, le professeur Malacara. La formation d'un groupe de recherche m'a permis de proposer de nouveaux sujets d'enseignement aux élèves diplômés au CIO. En outre, la coordination de mon groupe de recherche m'a permis d'assurer, lors des réunions de travail hebdomadaires, une demi-heure pour mener des séminaires de recherche ouverts aux élèves avec des intérêts similaires aux nôtres.

## Activités de Recherche et industrielles

J'ai passé onze ans de ma vie de chercheur au service de la Direction de Technologie du CIO ou sur des projets à vocation industrielle, comme ceux qui m'ont été proposés à l'UVSQ. Si je n'ai que peu parlé des projets industriels, c'est maintenant que j'en spécifie l'étendue : des études pour accréditer un service de mesures de plans optiques aux services d'étalonnage pour les entreprises aéronautiques et de l'automobile ; les solutions pour la détection de fuites d'eau avec des géoradars, mes apports principaux étant aussi bien l'étude des sols que le traitement des signaux. Ensuite, j'ai participé aux tests optiques pour les projets qu'a le CIO avec des entreprises ou établissements universitaires qui travaillent avec des instruments astronomiques.

Lors de mon stage postdoctoral, j'ai eu l'opportunité de travailler avec l'équipe de longueurs de l'Institut National de Métrologie, aujourd'hui attachée au Laboratoire National de Métrologie et des Essais (LNE). Là, j'ai participé à la conception d'un instrument connu comme wavemeter ou lambdamètre (fibré), instrument qui mesure la pureté spectrale des lasers ainsi qu'à l'étude des incertitudes de mesure.

Quant à ma participation dans la recherche, j'ai intégré pour l'année 2003-2004 l'équipe de la professeure Marija Strojnik et de mon collègue Gonzalo Páez et j'ai participé avec eux à un article sur la MTF des télescopes à apertures synthétiques.

J'ai travaillé aussi sur des projets de mesure du rendu de couleur pour l'industrie de la chaussure. Notre travail consistait à mesurer les coordonnées des couleurs des produits industriels dont la fabrication



nécessitait une reproductibilité des couleurs. La répétabilité des mesures permettait d'élargir le facteur  $k$  (nombre d'écart-types), ce qui a permis aux industriels mexicains de remporter une partie du marché aux Etats-Unis face aux concurrents de la République Tchèque et de la Chine.

Mon premier essai de formation de groupe a abouti à quelques articles de recherche dans le domaine des études de déformation dans les modèles géologiques, notamment le plissement et déplacement des modèles qui représentent l'évolution de la croûte terrestre à travers des millions d'années. Nous avons aussi fait des études sur les effets d'extraction d'eau de nappes phréatiques dans les villes. Des géologues ont contribué à partie égale avec M. Barrientos, mon collègue et moi-même.

Cependant, c'est avec la formation du groupe de super-résolution en compagnie de M. E. Landgrave que mes activités de recherche ont déplacé les activités technologiques. Dans ce mémoire, j'ai montré ces activités et les conclusions par chapitre. Je suis devenu le premier coordinateur de ce groupe et j'ai attiré les doctorants en leur assignant leurs sujets de recherche. La stratégie que nous avons suivie était d'abord celle d'obtenir un instrument qui devait être fiable et exact dans sa tâche. Cette dernière consistait à déplier des pupilles super-résolvantes. Ceci nous a amené à préparer du point de vue métrologique notre outil actionneur, le SLM, et ceci nous a fait anticiper l'instrumentation pour corriger et étalonner notre actionneur (les algorithmes PSA et DPD). Nous avons travaillé aussi à la préparation de pupilles super-résolvantes et finalement nos tests ont abouti en juin 2012. Nous avons commencé de zéro et quatre ans après, avec un budget très réduit, nous sommes arrivés à notre but. La quantité de ressources humaines et matérielles que nous avons réussies à rassembler montre l'importance que nous avons donnée à la maîtrise des SLM et qui peut être mesurée par le nombre d'articles publiés par le groupe. Cela montre aussi le rythme soutenu de travail du groupe et l'importance de nos sessions de travail hebdomadaires. Il est très probable que dans un futur proche j'utilise ce savoir-faire (SLM et pupilles super résolventes) dans le cadre d'une collaboration qui se dessine maintenant avec M. Schaub de l'Université de Rennes comme je l'ai dit dans le chapitre 3.

Finalement, je me suis intégré à l'équipe des capteurs du LISV où je recommence mes activités liées à l'industrie. D'abord, j'ai commencé à faire des études photométriques des émetteurs LED et de photo détecteurs dans le cadre de communications par lumière visible ou LiFi. Je prépare un article sur ces études avec Huetzín Pérez, doctorant mexicain en cotutelle franco-mexicaine. Ensuite, j'ai continué avec le développement d'instruments nécessaires à la mesure de la densité de flux magnétique pendant la recharge de batteries électriques des voitures électriques. Ce projet est du type consortium et les participants sont Renault, Schneider Electric, Veritas et quelques autres.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. Savage, “Photonics institutions flourish around the world,” in *Photonics Spectra*, p. 50, Pittsfield, MA (2012).
- [2] E. Abbe, “Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung,” *Archiv für mikroskopische Anatomie* **9**, 413–418 (1873).
- [3] G. Reynolds, J. DeVelis, G. Parrent, and B. Thompson, *The new physical optics notebook: Tutorials in fourier optics*, in *Optics & Laser Technology* **22**(1), SPIE-the International Society for Optical Engineering, Ed. (1989) [doi:10.1016/0030-3992(90)90013-T].
- [4] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2nd ed., p. 441, McGraw-Hill (1996).
- [5] G. Toraldo di Francia, “Super-Gain Antennas and Optical Resolving Power,” *Nuovo Cimento* **9**(3), 391–438 (1952).
- [6] M. Abramowitz, *Microscope Basics and Beyond*, Olympus America Inc., New York (2003).
- [7] S. W. Hell and M. Kroug, “Ground-state-depletion fluorescence microscopy: a concept for breaking the diffraction resolution limit,” *Applied Physics B* **60**, 495–497 (1995).
- [8] T. a Klar, S. Jakobs, M. Dyba, a Egner, and S. W. Hell, “Fluorescence microscopy with diffraction resolution barrier broken by stimulated emission.,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **97**(15), 8206–8210 (2000).
- [9] M. G. Gustafsson, “Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy.,” *Journal of microscopy* **198**(Pt 2), 82–87 (2000).
- [10] M. G. L. Gustafsson, “Nonlinear structured-illumination microscopy: wide-field fluorescence imaging with theoretically unlimited resolution.,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **102**(37), 13081–13086 (2005) [doi:10.1073/pnas.0406877102].
- [11] A. V. Failla, U. Spoeri, B. Albrecht, A. Kroll, and C. Cremer, “Nanosizing of fluorescent objects by spatially modulated illumination microscopy,” *Applied Optics* **41**(34), 7275–7283 (2002).
- [12] A. V. Failla, A. Cavallo, and C. Cremer, “Subwavelength size determination by spatially modulated illumination virtual microscopy.,” *Applied optics* **41**(31), 6651–6659 (2002).

- [13] P. Lemmer, M. Gunkel, Y. Weiland, P. Müller, D. Baddeley, R. Kaufmann, a Urich, H. Eipel, R. Amberger, et al., “Using conventional fluorescent markers for far-field fluorescence localization nanoscopy allows resolution in the 10-nm range.,” *Journal of microscopy* **235**(2), 163–171 (2009) [doi:10.1111/j.1365-2818.2009.03196.x].
- [14] C. Kuang, S. Li, W. Liu, X. Hao, Z. Gu, Y. Wang, J. Ge, H. Li, and X. Liu, “Breaking the diffraction barrier using fluorescence emission difference microscopy.,” *Scientific reports* **3**, 1441 (2013) [doi:10.1038/srep01441].
- [15] S. W. Hell, “Far-field optical nanoscopy.,” *Science* **316**(5828), 1153–1158 (2007) [doi:10.1126/science.1137395].
- [16] B. V. Dorrió and J. L. Fernández, “Phase-evaluation methods in whole-field optical measurement techniques,” *Measurement Science and Technology* **33**, R33–R55 (1999).
- [17] C. Cremer, “Optics Far Beyond the Diffraction Limit,” in *Springer Handbook of Lasers and Optics*, F. Träger, Ed., pp. 1359–1397, Springer Dordrecht, Heidelberg (2012) [doi:DOI 10.1007/978-3-642-19409-2].
- [18] P. Lemmer, M. Gunkel, D. Baddeley, R. Kaufmann, a. Urich, Y. Weiland, J. Reymann, P. Müller, M. Hausmann, et al., “SPDM: light microscopy with single-molecule resolution at the nanoscale,” *Applied Physics B* **93**(1), 1–12 (2008) [doi:10.1007/s00340-008-3152-x].
- [19] T. R. Sales and G. M. Morris, “Fundamental limits of optical superresolution.,” *Optics letters* **22**(9), 582–584 (1997).
- [20] T. R. M. Sales and G. M. Morris, “Diffractive superresolution elements,” *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision* **14**(7), 1637–1646 (1997).
- [21] T. R. M. Sales, “Smallest Focal Spot,” *Physical Review Letters* **81**(18), 3844–3847 (1998).
- [22] J. A. Davis, J. C. Escalera, J. Campos, A. Marquez, M. J. Yzuel, and C. Iemmi, “Programmable axial apodizing and hyperresolving amplitude filters with a liquid-crystal spatial light modulator,” *Optics Letters* **24**(9), 628, OSA (1999) [doi:10.1364/OL.24.000628].
- [23] D. M. de Juana, J. E. Oti, V. F. Canales, and M. P. Cagigal, “Design of superresolving continuous phase filters.,” *Optics letters* **28**(8), 607–609 (2003).
- [24] M. P. Cagigal, J. E. Oti, V. F. Canales, and P. J. Valle, “Analytical design of superresolving phase filters,” *Optics Communications* **241**(4-6), 249–253 (2004) [doi:10.1016/j.optcom.2004.07.024].
- [25] D. Dejuana, V. Canales, P. Valle, and M. Cagigal, “Focusing properties of annular binary phase filters,” *Optics Communications* **229**(1-6), 71–77 (2004) [doi:10.1016/j.optcom.2003.10.040].
- [26] A. Ranfagni, “Beyond the diffraction limit: Super-resolving pupils,” *Journal of Applied Physics* **95**(5), 2217 (2004) [doi:10.1063/1.1644026].
- [27] P. N. Gundu, E. Hack, and P. Rastogi, “‘Apodized superresolution’ – concept and simulations,” *Optics Communications* **249**(1-3), 101–107 (2005) [doi:10.1016/j.optcom.2005.01.025].
- [28] V. Canales, P. Valle, J. Oti, and M. Cagigal, “Variable resolution with pupil masks,” *Optics Communications* **257**(2), 247–254 (2006) [doi:10.1016/j.optcom.2005.07.039].

- [29] L. N. Hazra and N. Reza, "Super-resolution by pupil plane phase filtering," *Pramana Journal of Physics* **75**(5), 855–867 (2010).
- [30] N. Alcalá Ochoa, J. García-Márquez, and A. González-Vega, "Hybrid pupil filter design using Bessel series," *Optics Communications* **284**(20), 4900–4902 (2011) [doi:10.1016/j.optcom.2011.06.049].
- [31] N. A. Ochoa and J. E. A. Landgrave, "Non-iterative method for designing super-resolving pupil filters," *Optics Express* **19**(23), 23613–23620 (2011).
- [32] M. P. Cagigal, V. F. Canales, and J. E. Oti, "Design of Continuous Superresolving Masks for Ground-based Telescopes," *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **116**(824), 965–970 (2004) [doi:10.1086/425592].
- [33] M. Merano, G. Boyer, A. Trisorio, G. Chériaux, and G. Mourou, "Superresolved femtosecond laser ablation," *Optics letters* **32**(15), 2239–2241 (2007).
- [34] C. Blanca and S. Hell, "Axial superresolution with ultrahigh aperture lenses.," *Optics express* **10**(17), 893–898 (2002).
- [35] M. Martínez-Corral, A. Pons, and M.-T. Caballero, "Axial apodization in 4Pi-confocal microscopy by annular binary filters," *Journal of the Optical Society of America A* **19**(8), 13–15 (2002).
- [36] D. M. de Juana, J. E. Oti, V. E. Canales, and M. P. Cagigal, "Transverse or axial superresolution in a 4Pi-confocal microscope by phase-only filters.," *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision* **20**(11), 2172–2178 (2003).
- [37] M. Martínez-Corral, M. T. Caballero, a. Pons, and P. Andrés, "Sideloobe decline in single-photon 4Pi microscopy by Toraldo rings," *Micron* **34**(6-7), 319–325 (2003) [doi:10.1016/S0968-4328(03)00058-1].
- [38] E. Hack and J. Burke, "Invited review article: measurement uncertainty of linear phase-stepping algorithms.," *The Review of scientific instruments* **82**(6), 061101 (2011) [doi:10.1063/1.3603452].
- [39] G. Dupuis, "La super-résolution," *Photoniques* **62**(6), 42–47 (2012).
- [40] Y.-D. Kim, M. Ahn, T. Kim, H. Yoo, and D. Gweon, "Design and analysis of a cross-type structured-illumination confocal microscope for high speed and high resolution," *Measurement Science and Technology* **23**(10), 105403 (2012) [doi:10.1088/0957-0233/23/10/105403].
- [41] J. Lindberg, "Mathematical concepts of optical superresolution," *Journal of Optics* **14**(8), 083001 (2012) [doi:10.1088/2040-8978/14/8/083001].
- [42] W. Lucosz, "Optical Systems with resolving powers exceeding the classical limit," *Journal of the Optical Society of America* **56**(11), 1463–1472 (1966).
- [43] V. F. Canales, P. J. Valle, J. E. Oti, and M. P. Cagigal, "Pupil apodization for increasing data storage density," *Chinese Optics Letters* **7**(8), 720–723 (2009) [doi:10.3788/COL20090708.0720.Data].

- [44] J. E. A. Landgrave and L. R. Berriel-Valdos, "Sampling expansions for three-dimensional light amplitude distribution in the vicinity of an axial image point," *Journal of the Optical Society of America A* **14**(11), 2962–2976 (1997).
- [45] P. Gundu, E. Hack, and P. Rastogi, "High efficient superresolution combination filter with twin LCD spatial light modulators.," *Optics express* **13**(8), 2835–2842 (2005).
- [46] V. F. Canales and M. P. Cagigal, "Pupil filter design by using a Bessel functions basis at the image plane.," *Optics express* **14**(22), 10393–10402 (2006).
- [47] Sheppard C. J. R. and Z. S. Hegedus, "Axial behavior of pupil-plane filters," *Journal of the Optical Society America A* **5**(5), 643–647 (1988).
- [48] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures," *Optik* **35**(2), 237–246 (1972).
- [49] G. D. Love, "Wave-front correction and production of Zernike modes with a liquid-crystal spatial light modulator.," *Applied optics* **36**(7), 1517–1520 (1997).
- [50] M. Neil, R. Juskaitis, M. Booth, T. Wilson, T. Tanaka, and S. Kawata, "Adaptive aberration correction in a two-photon microscope," *Journal of microscopy* **200** (Pt 2)(July), 105–108 (2000).
- [51] J. C. Vaughan, T. Feurer, and K. a. Nelson, "Automated two-dimensional femtosecond pulse shaping," *Journal of the Optical Society of America B* **19**(10), 2489 (2002) [doi:10.1364/JOSAB.19.002489].
- [52] E. Frumker and Y. Silberberg, "Two-dimensional phase-only spatial light modulators for dynamic phase and amplitude pulse shaping," *Journal of Modern Optics* **56**(18-19), 2049–2054 (2009) [doi:10.1080/09500340903199913].
- [53] A. M. Weiner, "Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review," *Optics Communications* **284**(15), 3669–3692, Elsevier B.V. (2011) [doi:10.1016/j.optcom.2011.03.084].
- [54] P. Prieto, E. Fernández, S. Manzanera, and P. Artal, "Adaptive optics with a programmable phase modulator: applications in the human eye.," *Optics express* **12**(17), 4059–4071 (2004).
- [55] A. Márquez, C. Iemmi, J. C. Escalera, J. Campos, S. Ledesma, J. a Davis, and M. J. Yzuel, "Amplitude Apodizers Encoded onto Fresnel Lenses Implemented on a Phase-Only Spatial Light Modulator.," *Applied optics* **40**(14), 2316–2322 (2001).
- [56] K. Piché, J. Leach, A. S. Johnson, J. Z. Salvail, M. I. Kolobov, and R. W. Boyd, "Experimental realization of optical eigenmode super-resolution Abstract.," *Optics Express* **20**(24), 799–804 (2012).
- [57] A. Hussain, J. L. Martinez, and J. Campos, "Holographic superresolution using spatial light modulator," *Journal of the European Optical Society Rapid Publications* **8**, 13007 (2013).
- [58] A. Hussain, J. L. Martínez, a. Lizana, and J. Campos, "Super resolution imaging achieved by using on-axis interferometry based on a Spatial Light Modulator," *Optics Express* **21**(8), 9615 (2013) [doi:10.1364/OE.21.009615].

- [59] D. G. Grier, “A revolution in optical manipulation.,” *Nature* **424**(6950), 810–816 (2003) [doi:10.1038/nature01935].
- [60] E. Schonbrun, R. Piestun, P. Jordan, J. Cooper, K. Wulff, J. Courtial, and M. Padgett, “3D interferometric optical tweezers using a single spatial light modulator.,” *Optics express* **13**(10), 3777–3786 (2005).
- [61] D. G. Grier and Y. Roichman, “Holographic optical trapping.,” *Applied optics* **45**(5), 880–887 (2006).
- [62] K. D. Wulff, D. G. Cole, R. L. Clark, R. Dileonardo, J. Leach, J. Cooper, G. Gibson, and M. J. Padgett, “Aberration correction in holographic optical tweezers.,” *Optics express* **14**(9), 4170–4175 (2006).
- [63] C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, “What spatial light modulators can do for optical microscopy,” *Laser & Photonics Reviews* **5**(1), 81–101 (2011) [doi:10.1002/lpor.200900047].
- [64] C. Bay, N. Hübner, J. Freeman, and T. Wilkinson, “Maskless photolithography via holographic optical projection.,” *Optics letters* **35**(13), 2230–2232 (2010).
- [65] M. Makowski, I. Ducin, K. Kakarenko, J. Suszek, M. Sypek, and A. Kolodziejczyk, “Simple holographic projection in color.,” *Optics express* **20**(22), 25130–25136 (2012).
- [66] W. Osten, C. Kohler, and J. Liesener, “Evaluation and application of spatial light modulators for optical metrology,” *Optica Pura y Aplicada* **38**(1998), 228–233 (2005).
- [67] M. Kujawińska, R. Porras-Aguilar, and W. Zaperty, “LCoS spatial light modulators as active phase elements of full-field measurement systems and sensors,” *Metrology and Measurement Systems* **XIX**(3), 445–458 (2012) [doi:10.2478/v10178-012-0038-3.Authenticated].
- [68] C. Ramírez, E. Otón, C. Iemmi, I. Moreno, N. Bennis, J. M. Otón, and J. Campos, “Point diffraction interferometer with a liquid crystal monopixel.,” *Optics express* **21**(7), 8116–8124 (2013).
- [69] N. Collings, T. Davey, J. Christmas, D. Chu, and B. Crossland, “The Applications and Technology of Phase-Only Liquid Crystal on Silicon Devices,” *IEEE Journal of Display Technology* **7**(3), 112–119 (2011).
- [70] T. D. Wilkinson, W. A. Crossland, and A. B. Davey, “Applications of Ferroelectric Liquid Crystal LCOS Devices,” *Ferroelectrics* **278**(1), 227–232 (2002).
- [71] F. Song, “Spatial Light Modulators Used in Correlators,” in *Encyclopedia of Optical Engineering*(927218077), pp. 2618–2634, Taylor and Francis, New York (2003) [doi:10.1081/E-EOE].
- [72] K. Lizuka, *Elements of Photonics*, B. E. A. Saleh, Ed., pp. 0–471, John Wiley and Sons, New York (2002).
- [73] J. Gourlay, G. D. Love, P. M. Birch, R. M. Sharples, and A. Purvis, “A real-time closed-loop liquid crystal adaptive optics system : first results,” *Optics Communications* **137**(April), 17–21 (1997).

- [74] F. Vargas-martin and P. Artal, "Phasor averaging for wavefront correction with liquid crystal spatial light modulators," *Optics Communications* **152**(July), 233–238 (1998).
- [75] T. Shirai, T. H. Barnes, and T. G. Haskell, "Adaptive wave-front correction by means of all-optical feedback interferometry.," *Optics letters* **25**(11), 773–775 (2000).
- [76] M. a Neil, M. J. Booth, and T. Wilson, "Closed-loop aberration correction by use of a modal Zernike wave-front sensor.," *Optics letters* **25**(15), 1083–1085 (2000).
- [77] S. R. Dale, G. D. Love, R. M. Myers, and a. F. Naumov, "Wavefront correction using a self-referencing phase conjugation system based on a Zernike cell," *Optics Communications* **191**(1-2), 31–38 (2001) [doi:10.1016/S0030-4018(01)01116-6].
- [78] L. Hu, L. Xuan, Y. Liu, Z. Cao, D. Li, and Q. Mu, "Phase-only liquid crystal spatial light modulator for wavefront correction with high precision.," *Optics express* **12**(26), 6403–6409 (2004).
- [79] X. Wang, "Performance evaluation of a liquid-crystal-on-silicon spatial light modulator," *Optical Engineering* **43**(11), 2769 (2004) [doi:10.1117/1.1794706].
- [80] J. Otón, P. Ambs, M. S. Millán, and E. Pérez-Cabré, "Multipoint phase calibration for improved compensation of inherent wavefront distortion in parallel aligned liquid crystal on silicon displays.," *Applied optics* **46**(23), 5667–5679 (2007).
- [81] E. J. Fernández, P. M. Prieto, and P. Artal, "Wave-aberration control with a liquid crystal on silicon ( LCOS ) spatial phase modulator," *Optics Express* **17**(13), 11013–11025 (2009) [doi:10.1167/4.4.4.E.].
- [82] J. García-Márquez, J. E. A. Landgrave, N. Alcalá-Ochoa, and C. Pérez-Santos, "Recursive wavefront aberration correction method for LCoS spatial light modulators," *Optics and Lasers in Engineering* **49**(6), 743–748 (2011) [doi:10.1016/j.optlaseng.2011.01.024].
- [83] J. García-Márquez, D. Malacara-Doblado, D. Malacara-Hernandez, and Zacarías Malacara-Hernández, "Holographic and moiré aspherical compensators," *Revista Mexicana de Física* **5**(4), 355–359 (1999).
- [84] J. García-Márquez, N. Alcalá, M. Montoya, C. Pérez, M. Gutiérrez, and J. Moya, "Calibración de un interferómetro Fizeau : Cálculo de incertidumbres," *Revista Mexicana de Física* **51**(1), 114–120 (2005).
- [85] J. García-Márquez, V. López, A. González-Vega, E. Noé, C. De Investigaciones, and L. Bosque, "Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator," *Optics Express* **20**(8), 8011–8016 (2012).
- [86] E. Frumker and Y. Silberberg, "Phase and amplitude pulse shaping with two-dimensional phase-only spatial light modulators," *Journal of the Optical Society of America B* **24**(12), 2940–2947 (2007).
- [87] A. Lizana, I. Moreno, A. Márquez, C. Iemmi, E. Fernández, J. Campos, and M. J. Yzuel, "Time fluctuations of the phase modulation in a liquid crystal on silicon display: characterization and effects in diffractive optics.," *Optics express* **16**(21), 16711–16722 (2008).

- [88] A. Hermerschmidt, S. Osten, S. Krüger, and T. Blümel, “Wave front generation using a phase-only modulating liquid-crystal-based micro-display with HDTV resolution,” in *Proceedings of SPIE* **6584**, pp. 65840E, 1–10, (2007) [doi:10.1117/12.722891].
- [89] J. R. Moore, N. Collings, W. A. Crossland, A. B. Davey, M. Evans, A. M. Jeziorska, R. J. Parker, T. D. Wilkinson, and H. Xu, “The Silicon Backplane Design for an LCOS Polarization-Insensitive Phase Hologram SLM,” *IEEE Photonics Technology Letters* **20**(1), 60–62 (2008).
- [90] P. Clemente, V. Durán, L. Martínez-León, V. Climent, E. Tajahuerce, and J. Lancis, “Use of polar decomposition of Mueller matrices for optimizing the phase response of a liquid-crystal-on-silicon display.,” *Optics express* **16**(3), 1965–1974 (2008).
- [91] A. Lizana, A. Marquez, I. Moreno, C. Iemmi, J. Campos, and M. J. Yzuel, “Wavelength dependence of polarimetric and phase-shift characterization of a liquid crystal on silicon display,” *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications* **3** (2008) [doi:10.2971/jeos.2008.08012].
- [92] I. Moreno, a Lizana, J. Campos, a Márquez, C. Iemmi, and M. J. Yzuel, “Combined Mueller and Jones matrix method for the evaluation of the complex modulation in a liquid-crystal-on-silicon display.,” *Optics letters* **33**(6), 627–629 (2008).
- [93] A. Márquez, I. Moreno, C. Iemmi, A. Lizana, J. Campos, and M. J. Yzuel, “Mueller-Stokes characterization and optimization of a liquid crystal on silicon display showing depolarization.,” *Optics express* **16**(3), 1669–1685 (2008).
- [94] A. Lizana, I. Moreno, C. Iemmi, A. Márquez, J. Campos, and M. J. Yzuel, “Time-resolved Mueller matrix analysis of a liquid crystal on silicon display.,” *Applied optics* **47**(23), 4267–4274 (2008).
- [95] J. E. Wolfe and R. a Chipman, “Polarimetric characterization of liquid-crystal-on-silicon panels.,” *Applied optics* **45**(8), 1688–1703 (2006).
- [96] V. Durán, P. Clemente, L. Martínez-León, V. Climent, and J. Lancis, “Poincaré-sphere representation of phase-mostly twisted nematic liquid crystal spatial light modulators,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **11**(8), 085403 1–8 (2009) [doi:10.1088/1464-4258/11/8/085403].
- [97] R. S. Verma, M. K. Swami, S. S. Manhas, and P. K. Gupta, “Mueller matrix-based optimization of reflective type twisted nematic liquid crystal SLM at oblique incidences,” *Optics Communications* **283**(12), 2580–2587, Elsevier B.V. (2010) [doi:10.1016/j.optcom.2010.02.032].
- [98] A. Peinado, A. Lizana, J. Vidal, C. Iemmi, and J. Campos, “Optimized Stokes polarimeters based on a single twisted nematic liquid-crystal device for the minimization of noise propagation.,” *Applied optics* **50**(28), 5437–5445 (2011).
- [99] Y. Calderon-Hermosillo, J. Garcia-Marquez, R. Espinoza-Luna, N. Alcalá Ochoa, V. Lopez, A. Aguilar, E. Noe-Arias, and Y. Alayli, “Flicker in a twisted nematic spatial light modulator,” *Optics and Lasers in Engineering* **51**(6), 741–748 (2013).
- [100] J. Kacperski and M. Kujawinska, “Active, LCoS based laser interferometer for microelements studies.,” *Optics express* **14**(21), 9664–9678 (2006).



- [101] Y. Surrel, “Fringe Analysis,” in *Topics in applied physics*, v. 77, P. Rastogi, Ed., pp. 55–102 (2000).
- [102] D. Malacara, M. Servín, and Z. Malacara, *Interferogram analysis for optical testing*, 2nd ed., Taylor and Francis, Boca Raton (2005).
- [103] J. M. Huntley, “An image processing system for the analysis of speckle photographs,” *Journal of Physics E: Scientific Instruments* **19**, 43–49 (1986).
- [104] T. Kreis, “Digital holographic interference-phase measurement using the Fourier-transform method,” *Journal of the Optical Society of America A* **3**(6), 847–856 (1986).
- [105] K. M. Salas-Alcántara, R. Espinosa-Luna, and I. Torres-Gomez, “Polarimetric Mueller-Stokes analysis of photonic crystal fibers with mechanically induced long-period gratings,” *Optical Engineering* **51**(8), 085005 (2012) [doi:10.1117/1.OE.51.8.085005].
- [106] C. Y. Calderón-Hermosillo, N. Alcalá Ochoa, E. Noé Arias, and J. García-Márquez, “Inspection of complex amplitudes of spatial light modulators using moiré techniques,” *Optics and Lasers in Engineering* **51**(5), 610–615 (2013) [doi:10.1016/j.optlaseng.2012.12.018].
- [107] A. Lizana, A. Márquez, L. Lobato, Y. Rodange, I. Moreno, C. Iemmi, and J. Campos, “The minimum Euclidean distance principle applied to improve the modulation diffraction efficiency in digitally controlled spatial light modulators,” *Optics Express* **18**(10), 10581–10593 (2010).
- [108] A. Asundi and K. H. Yung, “Logical Moiré and Its Application,” *Experimental Mechanics*, (September), 236–242 (1991).
- [109] A. Asundi and K. H. Yung, “Phase-shifting and logical moire,” *Journal of the Optical Society of America A* **8**(10), 1591–1600 (1991).
- [110] Víctor López, Arturo González-Vega, Alberto Aguilar, J. E. A. Landgrave, and Jorge García-Márquez, “Non-uniform spatial response of the LCoS spatial light modulator,” *Optics Communications*, 366, 419-424 (2016). (cet citation a été actualisée après la soutenance).
- [111] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, “Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,” *Journal of the Optical Society of America* **72**(1), 156 (1982) [doi:10.1364/JOSA.72.000156].
- [112] M. Takeda and K. Mutoh, “Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-D object shapes.,” *Applied optics* **22**(24), 3977 (1983).
- [113] K. Freischlad and C. L. Koliopoulos, “Fourier description of digital phase-measuring interferometry,” *Journal of the Optical Society of America A* **7**(4), 542 (1990) [doi:10.1364/JOSAA.7.000542].
- [114] K. G. Larkin and B. F. Oreb, “Design and assessment of symmetrical phase-shifting algorithms,” *Journal of the Optical Society of America A* **9**(10), 1740 (1992) [doi:10.1364/JOSAA.9.001740].
- [115] Y. Surrel, “Design of algorithms for phase measurements by the use of phase stepping,” *Applied Optics* **35**(1), 51–60 (1996).
- [116] J. Schmit and K. Creath, “Extended averaging technique for derivation of error-compensating algorithms in phase-shifting interferometry.,” *Applied optics* **34**(19), 3610–3619 (1995).

- [117] A. Téllez-Quiñones and D. Malacara-Doblado, “Inhomogeneous phase shifting: an algorithm for nonconstant phase displacements,” *Applied Optics* **49**(32), 6224, OSA (2010) [doi:10.1364/AO.49.006224].
- [118] J. Schwider, R. Burow, K. E. Elssner, J. Grzanna, R. Spolaczyk, and K. Merkel, “Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources.,” *Applied optics* **22**(21), 3421 (1983).
- [119] K. Kinnstaetter, A. W. Lohmann, J. Schwider, and N. Streibl, “Accuracy of phase shifting interferometry,” *Applied Optics* **27**(24), 5082–5089 (1988).
- [120] P. Groot, “Derivation of algorithms for phase-shifting interferometry using the concept of a data-sampling window.,” *Applied optics* **34**(22), 4723–4730 (1995).
- [121] D. Malacara-doblado and B. V Dorio, “Famili of detuning-insensitive phase-shifting algorithms,” *Journal of the Optical Society of America A* **17**(10), 1857–1863 (2000).
- [122] P. J. De Groot, “Vibration in phase-shifting interferometry: errata,” *Journal of the Optical Society of America A* **12**(10), 2212 (1995) [doi:10.1364/JOSAA.12.002212].
- [123] Y. Surrel, “Design of phase-detection algorithms insensitive to bias modulation,” *Applied Optics* **36**(4), 805–807 (1997).
- [124] K. Hibino, K. G. Larkin, B. F. Oreb, and D. I. Farrant, “Phase-shifting algorithms for nonlinear and spatially nonuniform phase shifts : reply to comment,” *Journal of the Optical Society of America A* **15**(5), 1234–1235 (1998).
- [125] N. A. Ochoa and J. M. Huntley, “Convenient method for calibrating nonlinear phase modulators for use in phase- shifting interferometry,” *Optical Engineering* **37**(9), 2501–2505 (1998).
- [126] L. Z. Cai, Q. Liu, and X. L. Yang, “Generalized phase-shifting interferometry with arbitrary unknown phase steps for diffraction objects.,” *Optics letters* **29**(2), 183–185 (2004).
- [127] A. Téllez-Quiñones, D. Malacara-Doblado, and J. García-Márquez, “Basic Fourier properties for generalized phase shifting and some interesting detuning insensitive algorithms.,” *Applied optics* **50**(21), 4083–4090 (2011).
- [128] A. Téllez-quiñones, D. Malacara-doblado, and J. García-márquez, “Phase-shifting algorithms for a finite number of harmonics : first-order analysis by solving linear systems,” *Journal of the Optical Society America A* **29**(4), 431–441 (2012).
- [129] Y. Surrel, “Additive noise effect in digital phase detection.,” *Applied optics* **36**(1), 271–276 (1997).
- [130] G. Lai and T. Yatagai, “Generalized phase-shifting interferometry by use of a direct stochastic algorithm for global search.,” *Journal of the Optical Society America A* **8**(5), 822–827 (1991).
- [131] K. Hibino, B. F. Oreb, D. I. Farrant, and K. G. Larkin, “Phase-shifting algorithms for nonlinear and spatially nonuniform phase shifts,” *Journal of the Optical Society of America A* **14**(4), 918–930 (1997).
- [132] Y. Surrel, “Phase-Shifting algorithms for nonlinear ans spatially uniform phase shifts: comment,” *Journal of the Optical Society of America A* **15**(5), 1227–1233 (1998).

- [133] M. Miranda and B. V. Dorrió, “Fourier analysis of two-stage phase-shifting algorithms.,” *Journal of the Optical Society of America A* **27**(2), 276–285 (2010).
- [134] M. Miranda, B. V. Dorrió, J. Blanco, and J. Diz-Bugarin, “Linear error analysis of differential phase shifting algorithms,” *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 2–9, Elsevier GmbH. (2012) [doi:10.1016/j.ijleo.2012.02.006].
- [135] M. Miranda, B. V. Dorrió, J. Blanco, J. Diz-Bugarín, and F. Ribas, “Characteristic polynomial theory of two-stage phase shifting algorithms,” *Optics and Lasers in Engineering* **50**(4), 522–528 (2012) [doi:10.1016/j.optlaseng.2011.09.002].
- [136] G. Páez and M. Strojnik, “Phase-shifted interferometry without phase unwrapping: reconstruction of a decentered wave front,” *Journal of the Optical Society of America A* **16**(3), 475 (1999) [doi:10.1364/JOSAA.16.000475].
- [137] A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, “Shadow Effects in Spiral Phase Contrast Microscopy,” *Physical Review Letters* **94**(23), 233902 (2005) [doi:10.1103/PhysRevLett.94.233902].
- [138] S. Bernet, A. Jesacher, F. Severin, C. Maurer, and M. Ritsch-marte, “Quantitative imaging of complex samples by spiral phase contrast microscopy,” *Optics Express* **14**(9), 3792–3805 (2006).
- [139] P. Bouchal and Z. Bouchal, “Selective edge enhancement in three-dimensional vortex imaging with incoherent light.,” *Optics letters* **37**(14), 2949–2951 (2012).
- [140] M. Baranek and Z. Bouchal, “Rotating vortex imaging implemented by a quantized spiral phase modulation,” *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications* **8**, 13017 1–8 (2013).
- [141] M. K. Sharma, J. Joseph, and P. Senthilkumaran, “Directional edge enhancement using superposed vortex filter,” *Optics and Laser Technology*, 1–6, Elsevier (2013) [doi:10.1016/j.optlastec.2013.07.014].
- [142] M. K. Sharma, J. Joseph, and P. Senthilkumaran, “Selective edge enhancement using shifted anisotropic vortex filter,” *Journal of Optics* **42**(1), 1–7 (2012) [doi:10.1007/s12596-012-0089-6].
- [143] A. Aguilar, A. Dávila, and J. E. a. Landgrave, “Displacement measurement with multi-level spiral phase filtering in speckle interferometry,” *Optics and Lasers in Engineering* **52**, 19–26, Elsevier (2014) [doi:10.1016/j.optlaseng.2013.07.007].
- [144] D. O’Brien, G. Parry, and P. Stavrinou, “Optical hotspots speed up wireless communication,” *Nature Photonics* **1**(5), 245–247 (2007) [doi:10.1038/nphoton.2007.52].
- [145] J. Rufo, F. Delgado, C. Quintana, A. Perera, J. Rabadan, C. Division, P. D. G. Canaria, and C. Islands, “Visible light communication systems for optical video transmission,” *Microwave and Optical Technology Letters* **52**(7), 1572–1576 (2010) [doi:10.1002/mop].
- [146] D. O’Brien, R. Turnbull, H. Le Minh, G. Faulkner, O. Bouchet, P. Porcon, M. El Tabach, E. Gueutier, M. Wolf, et al., “High-Speed Optical Wireless Demonstrators: Conclusions and Future Directions,” *Journal of Lightwave Technology* **30**(13), 2181–2187 (2012) [doi:10.1109/JLT.2012.2193874].

- [147] J. Armstrong, "Optical domain digital-to-analog converter for visible light communications using LED arrays [Invited]," *Photonics Research* **1**(2), 92 (2013) [doi:10.1364/PRJ.1.000092].
- [148] I. Moreno and R. I. Tzonchev, "Designing light-emitting diode arrays for uniform near-field irradiance," *Applied Optics* **45**(10), 2265–2272 (2006).
- [149] I. Moreno, D. Bermúdez, and M. Avendaño-Alejo, "Light-emitting diode spherical packages: an equation for the light transmission efficiency.," *Applied optics* **49**(1), 12–20 (2010).
- [150] I. Moreno and C.-C. Sun, "Modeling the radiation pattern of LEDs.," *Optics express* **16**(3), 1808–1819 (2008).
- [151] A. Aguilar, A. Dávila, and J. García-Márquez, "Multi-step vortex filtering for phase extraction," *Opt. Express* **22**, 8503-8514 (2014). (cet citation a été actualisée après la soutenance).
- [152] J. Garcia-Marquez, J. C. Valencia, H Perez and S Topsu, "Catadioptric lenses in Visible Light Communications," *Journal of Physics: Conference Series*, **605**, 012029 (2015). (cet citation a été actualisée après la soutenance).

## **Troisième partie**

### **Annexes**

# ANEXE 1

## Curriculum vitae

### Jorge García-Márquez

Âge: 46 ans  
 Date de naissance: 16 Novembre 1967  
 Lieu de naissance: Tepic - Mexique  
 Nationalité : Française

#### Adresse électronique

Professionnelle: [jgarciam@lisv.uvsq.fr](mailto:jgarciam@lisv.uvsq.fr)  
 Personnelle: [jorge.garcia.marquez@gmail.com](mailto:jorge.garcia.marquez@gmail.com)

#### Adresses

Professionnelle : Laboratoire d'Ingénierie des Systèmes de Versailles (LISV)  
 10-12 Av. de l'Europe  
 78140, Vélizy-Villacoublay, France  
 Personnelle: 11 rue des océanides, Villa du lys, Bât I  
 78180 Montigny le Bretonneux

#### Numéro de téléphone

Bureau : 01 39 25 47 56  
 Maison : 01 80 78 81 84

#### Situation actuelle

Chargé de Recherche, Titulaire A au Centro de Investigaciones en Optica A.C. (C.I.O.) depuis mars 2004. Membre du Système National des Chercheurs (au Mexique) depuis janvier 2005. Evaluator de l'Entité Mexicaine d'Accréditation depuis 2006. Evaluator de projets de recherche au CONACyT

(équivalent mexicain du CNRS). En détachement sabbatique pour la période 2012-2014 au sein du Laboratoire d'Ingénierie et Systèmes de Versailles à l'UVSQ.

## A1.1 Formation et titres universitaires (mexicains)

**2000 - 2001 :**

**Ingénieur de Recherche** à l'Institut National de Métrologie, CNAM (Paris)

**1999 - 2000:**

**Postdoctorat** à l'Institut National de Métrologie, CNAM (Paris) et à l'Université Heriot-Watt (Edimbourg).

**1999 :**

**Stage postdoctoral** à l'Instituto de Astronomía, de l'Universidad National Autónoma de México (3 mois)

**1998 :**

**Thèse de Doctorat** (soutenue le 3 Novembre 1998)

**Lieu** : **Universidad de Guanajuato**, Guanajuato, Mexique  
**Sujet** : «**Interferogram analysis with linear and radial spatial carrier**»  
**Mots clés** : **Interférométrie – Holographie – Analyses des interférogrammes – surfaces asphériques**

**Jury de thèse :**

- **Daniel MALACARA**, Professeur au Centro de Investigaciones en Óptica A.C., **Président du Jury**
- **Yves SURREL**, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers, Chaire d'Instrumentation (Paris)– **Rapporteur et secrétaire**
- **Mariano RIVERA**, Chercheur Titulaire au Centro de Investigaciones en Matemáticas, – **Rapporteur**
- **Cristina SOLANO**, Chercheuse Titulaire au Centro de Investigaciones en Óptica A.C. – **Rapporteur**
- **Manuel Servín**, Chercheur Titulaire au Centro de Investigaciones en Óptica A.C. – **Rapporteur**

**1995 :**

**Master** de l'Université de Guanajuato  
 Spécialité : Optique

**1994 :**

**Ingeniero (Bac + 4,5)** de l'Université Iberoamericana –León, Mexique  
 Spécialité : Électronique

## A1.2. Responsabilités collectives

Au sein de la direction de technologie et innovation, j'ai été chargé d'obtenir l'accréditation du service de métrologie de surfaces planes en 2004. Depuis, je suis le responsable du service, le seul au Mexique. De 2008 à 2012, j'ai été membre délégué du comité d'achat et du comité des travaux au C.I.O. J'ai fondé et j'ai été responsable de l'équipe de recherche Super-résolution et microscopie optique et j'ai animé le séminaire hebdomadaire du groupe. De 2009 à 2012, j'ai été membre des comités de suivi des doctorants au CIO au sein de la division d'optique du CIO.

Une liste de mes responsabilités collectives (Industrie, Recherche, Enseignement) est donnée ci-dessous :

- ***Membre du Padrón Nacional de Evaluadores de*** l'entité mexicaine d'accréditation (des laboratoires métrologiques) à partir de 2006.
- ***Responsable du service de calibration des surfaces optiques*** au sein du laboratoire de métrologie dimensionnelle du C.I.O., laboratoire dont les fonctions sont d'offrir des services métrologiques à l'industrie mexicaine.
- ***Membre de la commission d'achat et travaux*** du C.I.O. Soit 30 réunions par an.
- ***Responsable de l'équipe*** de super-résolution optique et microscopie qui appartient à la division d'optique –dirigée par Bernardino Barrientos– du C.I.O. Le groupe a quatre chercheurs titulaires du C.I.O., plus un chercheur de la Division de Sciences et Ingénierie de l'Université de Guanajuato ainsi qu'un chercheur du secteur privé, un ingénieur chargé d'études, un étudiant en master et une élève doctorante (9 membres au total).
- ***Responsable du suivi*** des études doctorales pour 10 étudiants au C.I.O. Supervision rapprochée de trois fois par an.
- ***Enseignant en Licence, master et doctorat*** au C.I.O. et à l'Université de Guanajuato. Soit 90 heures d'enseignement par an.
- ***Responsable des tests optiques*** pour le spectromètre MEGARA du Grand Télescope des Canaries (novembre 2011 à juin 2012). Parmi les surfaces optiques, on trouve des sphères concaves et convexes qui seront testées avec un interféromètre de type Fizeau, des prismes de grande taille pour lesquels il faudra créer des algorithmes pour assembler les parties différentes des interférogrames, et développer des algorithmes pour mesurer une surface asphérique.

## A.1.3 Synthèse du dossier : Enseignement, encadrement de thésards, activités contractuelles et publications

Cette section a pour but de synthétiser sous forme de tableaux :

- mes encadrements de thèse et de Master
- mes activités contractuelles
- mes enseignements
- mes publications scientifiques

Les détails sont fournis dans la suite du dossier.



Tableau A : Synthèse des Thèses encadrées et dirigées.

Nom du Doctorant/Pré-doctorant	Année début-fin	Nom du directeur	Taux d'encadrement <sup>14</sup>	Financement	Situation Actuelle
Alberto AGUILAR	2012-	<b>J. García-Márquez</b> <sup>1</sup> / A. Dávila <sup>2</sup>	50% 1 article publié + 1 article en révision	CONACYT	En cours de réalisation
Yuliana CALDERÓN	2011-	<b>J. García-Márquez</b> <sup>1</sup> / N. Alcalá <sup>2</sup>	60% 2 articles publiés	CONACYT	Soutenance prévue : 4ème trim 2013
Carlos MARES	2011-	B. Barrientos	20%	CONACYT	Soutenance prévue:  Juin 2014
Alejandro TÉLLEZ	2009- 2012	D. Malacara	70% 2 articles publiés	CONACYT	Enseignant- Chercheur à l'Institut Polytechnique National (Mexique)
Víctor DURÁN	2003- 2004	D. Malacara	20%	CONACYT	Enseignant- Chercheur à l'Université de Guadalajara (Mexique)
Iván MORENO	2001- 2002	G. Páez	30% 1 acte de congrès publié	CONACYT	Enseignant- Chercheur à l'Université de Zacatecas (Mexique)

Notes: <sup>1</sup> A partir de 2011 je suis devenu directeur des thèses au Mexique, et membre du *Sistema Nacional de Investigadores* (SNI) depuis 2005.

<sup>2</sup> A. Dávila (SNI) et N. Alcalá (SNI) sont tous deux membres de l'équipe de *superresolución óptica* au Centro de Investigaciones en Óptica, à León, Mexique.

<sup>14</sup> Voir la liste de publications.

Je prends régulièrement un ou deux élèves de BAC+3 ou BAC+4 en stage au laboratoire pour 6 semaines en moyenne.

***Stage postdoctoral :***

- Claudio RAMÍREZ, stage postdoctoral de courte durée (1 août – 31 décembre 2011) avec moi, "Correction des fluctuations en phase d'un modulateur spatial de lumière (SLM)". Postdoctorat à la Universitat Autònoma de Barcelona avec le Professeur Juan Campos à partir de janvier 2012 dans le cadre d'une collaboration entre les équipes: óptica (UAB)–super-résolution (CIO).

***Mémoire de Master (BAC plus 5) :***

- Maître de stage de Redouane BERKOUN (avril 2013 – juillet 2013) "Instrument pour mesurer l'intensité du champ magnétique dans la recharge par induction de batteries électriques" au LISV-Université de Versailles Saint-Quentin.

***Mémoire de Master (BAC plus 6,5) :***

- Directeur d'Alberto Aguilar (janvier 2011 – soutenance: juin 2012) "Instrumentation pour un microscope hautement résolu"

***Mémoire de 4ème année (BAC plus 4,5) :***

- Tuteur de Juan-Arturo Camposeco (janvier – décembre 2006) "Segmentation, filtrage et sélection des signaux radar retrodispersés en provenance des sites avec des permittivités différentes"
- Tuteur de Saúl Ruiz (février 2004 – janvier 2005) "Propagation d'ondes radar dans le sous-sol"
- Tuteur de Rogelio Hernández (janvier 2003 – octobre 2003) "Détermination de la topographie de la surface de la cornée par moyens automatiques."

***Autres tutorats de stagiaires (uniquement 3ème et 4ème années universitaires)***

- Verónica GÓMEZ (27 juin-12 juillet 2011), Universidad Autónoma de Sinaloa, stage de 2eme année de physique, "Pupilles complexes dans une cavité interférométrique".
- Evelyn GARCÍA-CORTEZ, (Août-Octobre 2009), Universidad Tecnológica de la Mixteca, stage de fin d'études, "Algorithme pour définir la phase d'un SLM".
- Leonardo PÉREZ, stage de fin d'études, (Juin 2008). Instituto Tecnológico de Torreón, "Etude de formes par projection de franges".
- Jorge CABALLERO stage de fin d'études, (Juin 2008). Universidad de Ciudad Juarez, "Etude de formes par projection de franges".
- Víctor FLORES stage de fin d'études, (Juin 2008). Instituto Tecnológico de Torreón, "Etude de formes par projection de franges".
- Ricardo A. VALENZUELA, stage (Février 2008). Instituto Tecnológico de Hermosillo, "Interférométrie à décalage de phase".
- Francisco E. SÁNCHEZ, stage (Février 2008). Instituto Tecnológico de Hermosillo, "Interférométrie à décalage de phase".

**Tableau B : Synthèse de mes activités contractuelles**

<b>Responsabilité</b>	<b>Nom du projet<sup>15</sup></b>	<b>Type de projet</b>	<b>Période</b>	<b>Détails</b>
Responsable technique	MOVEO-TREVE	ADEME	2012-2013	« <i>TEST DE LA RECHARGE DE VEHICULE ELECTRIQUE</i> ». LISV-UVSQ
Collaborateur	PROME-38	PROME	2010	« <i>Ingénierie de pupilles super-résolutoires</i> » Université de Guanajuato en collaboration avec le C.I.O. Montant 25,000 U. S. Dollars
Responsable administratif et scientifique	07-04-K662-043 A01	CONCYTEG	2007-2009	« <i>MESURES OPTIQUES POUR MODELES GÉOLOGIQUES</i> ». En collaboration avec l'Institut de géosciences de l'Université National (UNAM, Mexique). Montant 50,000 U.S. Dollars
Responsable administratif et scientifique	AGS-2003-C02-10943	CONCYTEA	2003-2007	« <i>DÉTECTION DE FUITES D'EAU PAR MICROONDES ET RADIOFRÉQUENCES</i> ». Projet à vocation industrielle. Montant 120,000 U.S. Dollars
Responsable administratif et scientifique	99-04-201-060-A01	CONCYTEG	1999-2002	« <i>RÉALISATION ET CARACTÉRISATION MÉTROLOGIQUE D'UN PROTOTYPE DE MESURES 3D PAR PROJECTION DE LUMIÈRE STRUCTURÉE</i> ». 20,000 U.S. Dollars
Collaborateur	28472E	CONACYT	1999	« <i>DÉTECTION DE DÉFORMATIONS DE LA PHASE AVEC DES MESURES DE COURBURES LOCALISÉES</i> ».

<sup>15</sup> Le financement comprend essentiellement le matériel, pas des salaires.

Tableau C : Synthèse de mes publications scientifiques

Types de production	Nom/Désignation	Nombre de productions	Facteur d'Impact <sup>†</sup>
Revue à comité de lecture	Optical Engineering	2	1,034
	Measurement Science and Technology	1	1,843
	Applied Optics	2	1,96
	Electronics Letters	1	1,422
	Optics Communications	1	1,697
	Journal of Optics A: Pure and Applied	1	1,899
	Journal of Modern Optics	1	1,218
	Journal of the Optical Society of America A	2	1,761
	Optics Express	1	4,033
	Revista Mexicana de Física	3	0,376
	Optics and Lasers in Engineering	3	2,379
	Boletín de la Sociedad Geológica Mexicana	1	0,554
<b>TOTAL</b>		<b>19</b>	<b>30,441</b>
Spécial issue	Bollettino di Geofisica teorica ed applicata, supplement No. 2	2	0,578
<b>TOTAL</b>		<b>2</b>	<b>1,156</b>
Congrès Internationaux	SPIE	14	ind
	AIP Conf. Proc	1	ind
	Autres	Avec actes =1 Sans actes = 1	

<b>TOTAL</b>		<b>17</b>	
<b>Congrès Nationaux</b>		Avec actes = 2 Sans actes = 4	
<b>TOTAL</b>		<b>6</b>	
<b>Conférences invitées</b>		<b>1</b>	
<b>TOTAL</b>		<b>45</b>	<b>31,597</b>

†<http://www.scimagojr.com/journalsearch.php> SCOPUS/SCIMAGO

**Tableau D : Synthèse des modules d'enseignement depuis la rentrée 2008**

<b>Intitulé</b>	<b>Niveau</b>	<b>Heures CM</b>	<b>Heures TD</b>	<b>Heures TP</b>
Analyse des Systèmes Linéaires	Lic. 3	48	48	
Optique instrumentale	Lic. 3	32		
Laboratoire d'Optique	Lic. 3		10	40
Electronique	Lic. 2	25	25	10
Optique physique	Master 2	48		12
Electronique (module de communications)	Master 2	12		4
Électronique 2 et Automatique	cycle préparatoire		27	
Électronique	IUT 1			48
Capteur et Métrologie	Master 2	18		

#### **A1.4 Synthèse des activités d'enseignement**

Le CIO a ouvert une nouvelle filière (Master en optomécatronique) dont j'ai participé à la formation. Six collègues et moi avons préparé les objectifs du master, nous avons choisi les connaissances nécessaires requises par les élèves et j'ai participé aussi à l'enseignement du module de *communications électroniques*.

Au CIO, pour permettre une meilleure formation aux élèves désirant obtenir le diplôme de docteur mais ayant une formation d'ingénieur, de mathématiques, ou de physique, il est obligatoire de suivre des cours d'optique. Cela veut dire que pour le master comme pour le doctorat, les cours sont obligatoires. J'enseigne régulièrement l'*optique physique* ou l'*optique de Fourier*. À présent, avec les collègues du groupe de recherche, nous avons préparé un nouveau cours qui s'appelle génie de pupilles optiques.

Le CIO a aussi une convention avec l'Université de Guanajuato pour se charger d'une partie des cours de la filière physique. Parmi les cours que j'ai enseignés, il y a les fondements de l'*électronique*, l'*optique* et les *travaux pratiques d'optique*.

Finalement, pendant sept ans j'ai collaboré avec l'Université Iberoamericana en donnant le cours *systèmes linéaires* aux élèves qui suivent une formation d'électronique et de mécanique. C'est dans cette Université que j'ai participé au suivi des mémoires de fin d'études pendant deux ans.

Mon apprentissage de l'enseignement a commencé pendant que je faisais ma thèse grâce à un poste d'assistant obtenu au CIO pour deux années. Une fois au Mexique après mon post doctorat, j'ai commencé immédiatement l'enseignement, ce qui fait jusqu'à maintenant 11 ans ininterrompus.

Plus récemment j'ai eu un travail intense d'encadrement de deux doctorants et de direction de deux thèses en collaboration avec des membres du groupe, M. N. Alcalá et A. Dávila.

Depuis juillet 2012 je me suis intégré au laboratoire LISV de l'Université de Versailles Saint-Quentin. En septembre, 2012 j'ai commencé l'enseignement des TD d'Électronique 2 et Automatique à l'ISTY et d'Électronique à IUT de Vélizy. En janvier 2013, j'ai fait 9 heures d'enseignement du cours « Instrumentation et mesure » dans le master 2 à l'UFR des sciences et 18 heures à partir de la rentrée. A l'IUT de Vélizy je continue l'enseignement des TP depuis septembre 2013.

### ***Cours enseignés le plus fréquemment :***

#### **1. Analyse de systèmes linéaires**

**Niveau :** Licence troisième année (L3) à l'Université Iberoamericana, León, Mexique

**Responsable :** Jorge García

**Période :** (2002-2008)

**Nombre d'étudiants :** 12-25 (variable suivant les années)

Ce cours a pour objectif d'initier les étudiants aux systèmes linéaires, signaux discrets et continus, la convolution et les systèmes linéaires invariants dans le temps, les séries de Fourier, le filtrage, les transformations discrètes de Fourier, la caractérisation en temps-fréquence des signaux, modulation AM-FM-PAM, la transformée de Laplace et la transformée Z. Le cours est entièrement théorique et a une durée de 96 heures (six heures par semaine pendant 16 semaines).

#### **2 Électronique**

**Niveau :** Licence troisième année (L3) à l'Université de Guanajuato, Mexique

**Responsable :** Jorge García

**Période :** (2001-2005)

**Nombre d'étudiants :** 7-15 (variable suivant les années)

Ce module vise à apprendre aux élèves à analyser les circuits électroniques de base, les diodes, transistors, opérationnels, la réponse en fréquence de transistor BJT et JFET et les applications au filtrage des signaux. Il y a autant des travaux pratiques que de cours magistraux.

### 3 Optique de Fourier

**Niveau :** Master-Doctorat, optionnel

**Responsable :** Jorge Garcia-Marquez

**Période :** (2008-2011)

**Nombre d'étudiants :** 2-4 (variable suivant la demande)

Ce module a pour but de présenter les bases de l'analyse fréquentielle des systèmes optiques formateurs d'images, la fonction de transfert optique (OTF) et la MTF. Les aberrations et leurs effets dans la réponse en fréquences du système, l'apodisation, la résolution améliorée (la résolution optique au-delà de la limite de diffraction). On étudie les modulateurs optiques (MEMs et SLM) et on propose des manipulations avec les modulateurs pour faire des hologrammes, des fronts d'onde avec des caractéristiques spéciales, telles que les vortex optiques ou des fonctions super-résolutoires.

### 4 Optique Physique

**Niveau :** Master + doctorat

**Responsable :** Jorge García-Márquez

**Période :** (2007-2011)

**Nombre d'étudiants :** 5-15 (variable suivant les années)

Ce cours a pour objectif de donner aux étudiants de master et de doctorat les connaissances essentielles de polarisation, d'interférence, en considérant les types d'interféromètres les plus communs, les types de franges, la théorie de la cohérence spatiale et temporelle, la théorie scalaire de la diffraction, les approximations de Fresnel-Kirchhoff, Rayleigh-Sommerfeld, Huygens-Fresnel et Fraunhofer sont étudiées de manière approfondie. Le cours inclut des séances de travaux pratiques concernant les sujets d'études.

### 5 Optique instrumentale

**Niveau :** Master

**Responsables :** Daniel Malacara et Jorge García-Márquez

**Période :** (2007-2012)

**Nombre d'étudiants :** 5-15 (variable suivant les années)

Les bases de l'optique connue comme gaussienne sont enseignées dans ce cours. Les élèves apprennent les bases pour concevoir des lentilles et comprendre les instruments optiques. Mon but est que les élèves comprennent par la pratique les positions des pupilles, lucarnes, qu'en partant des systèmes bien alignés, ils conçoivent des expériences pour mesurer les principales aberrations optiques et qu'ils puissent tester les aberrations aussi bien par des moyens interférentiels que par le test de l'étoile. Cours de 50 heures.

### 6 Électronique 2 et Automatique

**Niveau :** cycle préparatoire

**Responsables :** Laurent Barthes les CM et Jorge García-Márquez les TD

**Période :** (2007-2012)

**Nombre d'étudiants :** 20

Le cours comprend: *i*) Les semi-conducteurs (la diode, les transistors), la fonction amplification. *ii*) Les systèmes linéaires continus et stationnaires (la représentation d'un système linéaire : Fonction de transfert en régime sinusoïdal, la représentation d'un système linéaire : Fonction de transfert en régime non sinusoïdal). *iii*) Les systèmes linéaires en boucle fermée (les systèmes bouclés et leur sensibilité et stabilité, la marge de stabilité des systèmes bouclés, les applications aux systèmes électroniques, les erreurs d'un système asservi en régime permanent, les systèmes correcteurs et les influence d'une perturbation). *iv*) Les oscillateurs quasi-sinusoïdaux (les oscillateurs à résistance négative, les oscillateurs à contre-réaction et les oscillateurs en pratique). Au total 27 heures.

## 7 Électronique

**Niveau :** 1 ère année IUT

**Responsables :** David Aubert et Jorge García-Márquez pour le TP

**Période :** (2007-2012)

**Nombre d'étudiants :** 20-22

Réalisation d'un thermomètre intérieur (0 – 60°C) avec affichage 7 segments en trois parties: analogique, numérique et montage sur une PCB. Au total 48 heures.

## 7 Métrologie

**Niveau :** Master 2 CSER

**Responsables :** Jorge García-Márquez et M. Chanteloup

**Période :** (2012-2013)

**Nombre d'étudiants :** 11-16

Fondement de la métrologie, le système international, les normes, les grandeurs primaires, les capteurs et les instruments de mesure, écart-type, variance, erreurs/incertitudes, modélisation du mesurage incertitudes de type A et B, l'incertitude élargie.

Le détail horaire de ces enseignements est donné dans le tableau D.

## A1.5 Synthèse des activités de recherche

Après mon séjour en France et à mon retour au CIO en Août 2001 en tant que Technicien Titulaire C (Ingénieur titulaire), le groupe de recherche en interférométrie était presque dissout. J'ai eu une promotion de chercheur associé C et j'ai demandé mon changement en 2002 pour la direction de technologie pour pouvoir travailler sur des projets de type industriel. En 2002, j'ai travaillé avec Mme. M. Strojnik et M. G. Páez sur l'évaluation des télescopes et des mesures de surfaces asphériques. En 2003, j'ai participé à un appel d'offre pour utiliser de nouvelles techniques capables de détecter des fuites d'eau. Le financement était privé et public (50%-50%). Ma proposition a été retenue et pendant quatre ans, de janvier 2004 à février 2009, j'y ai travaillé. Des résultats ont été publiés dans des actes de congrès et les conclusions ont été envoyées à la commission d'évaluation.

Début 2004, j'ai commencé à travailler sur un projet interne qui visait à obtenir l'accréditation des calibrages des plans optiques. En 2005, notre service a été *accrédité* et à partir de ce moment, je suis devenu le responsable scientifique de l'équipe. À présent, c'est le seul service parmi les laboratoires secondaires à calibrer avec traçabilité les surfaces planes dans tout le pays.

En 2005 j'ai été désigné comme chef d'un projet pour développer un prototype d'instrument de mesure pour l'industrie militaire mexicaine (qui fait partie du Ministère de la Défense). Le système consistait en une source lumineuse, une partie optique et une partie électronique. L'équipe de travail était formée par un mécanicien, deux électroniciens et deux opticiens.

En 2006, produit du travail avec des géologues, nous avons décidé de commencer un nouveau projet qui devrait nous apporter des connaissances sur les comportements des plaques, de la subduction des plaques et d'un autre côté, les conséquences du pompage d'eau dans les nappes phréatiques.

En janvier 2008 M. Landgrave et moi avons décidé de nous concentrer sur le problème de la limite de diffraction prononcée par M. Abbe en 1876. En juillet 2008 nous avons commencé à utiliser les



modulateurs à cristaux liquides et en juin 2009 nous avons invité à se joindre à nous deux chercheurs qui allaient devenir les troisième et quatrième membres de l'équipe. Actuellement, notre équipe se compose de six chercheurs dont quatre membres du système national de recherche (SNI), 1 ingénieur, 2 doctorants. J'ai eu la responsabilité scientifique de cette équipe de juin 2009 à juin 2012, date à laquelle je suis parti en France.

L'équipe a déposé un grand projet d'envergure internationale. Nous avons monté des collaborations avec des universités étrangères telles que l'Université Versailles Saint-Quentin, et plus récemment l'Université Autonome de Barcelone en Espagne et l'Université Heriot-Watt en Ecosse. Au Mexique nous avons une collaboration étroite avec deux divisions de l'Université de Guanajuato : la Division de Sciences et Ingénierie et la Division des Sciences de la Santé. Jusqu'à mon départ, j'organisais le séminaire du groupe et une fois par mois nous participons au séminaire du réseau qui rassemble les chercheurs et doctorants de l'Université de Guanajuato (entre 13 et 16 personnes).

Ci-dessous, je vais présenter mes travaux de recherche et mes travaux à vocation industrielle. Ils s'inscrivent surtout dans l'étude théorique, la conception et la réalisation d'instrumentation optique appliquées à l'étude des modèles géologiques et de là, à l'étude des comportements du sous-sol quand on extrait de l'eau des nappes phréatiques. Nous cherchons aussi et nous avons réussi au printemps 2012 à dépasser la limite de résolution optique, c'est à dire, à obtenir une résolution améliorée ; nous développons des algorithmes pour mesurer la phase dans des interféromètres. Seuls les principes et les résultats les plus importants sont rapportés dans ce dossier. Des descriptions détaillées de chaque expérience se trouvent dans nos publications scientifiques répertoriées à la section 6 du dossier. Dans la section 5.6, je parlerai de mes activités au sein du LISV.

**Mots clés : instrumentation, systèmes optiques, interférométrie, interférométrie à décalage de phase, réponse impulsionnelle des systèmes optiques, modulateurs spatiaux de phase, ingénierie de pupilles, microscopie d'illumination structurée.**

#### **A1.5.1 Résumé des activités en microscopie d'illumination structurée**

Les activités dans ce domaine démarrent en avril 2013, profitant de l'expérience gagnée avec les modulateurs spatiaux de lumière, nos connaissances en interférométrie à décalage de phase, récupération de phase par des méthodes de porteuses et de super-résolution optique. Bien que le sujet soit connu depuis 2000, les méthodes choisies par les microscopistes me laissent voire que la communauté de microscopistes n'a pas de connaissances en métrologie optique, ce qui nous permet d'apporter notre contribution dans ce domaine. En effet, les méthodes de récupération de phase dans des conditions dynamiques ou stables ont été hautement développées et j'ai participé à l'effort. Un doctorant travaille à des modifications de cette microscopie pour obtenir, à partir d'une seule mesure d'intensité en champ élargi, à la fois la phase de l'objet, son intensité et avec un traitement d'images subséquent et la composition de l'image super-résolvante. Les simulations sont très encourageantes. Une application est envisagée en microscopie 4PI avec M. Emmanuel Schaub de l'Université de Rennes.

#### **A1.5.2 Résumé des activités en super-résolution optique et microscopie**

Dans ce domaine, nos activités se concentrent sur deux problèmes. Le premier concerne la réalisation de pupilles hautement résolventes. Ce type de pupilles a été proposé au niveau micro-ondes par Toraldo di Francia au début des années cinquante. La réalisation en optique a toujours posé des problèmes aussi bien pour la manufacture que pour le budget nécessaire pour les fabriquer. Notre équipe a montré

mathématiquement que deux pupilles superposées en phase sont capables de synthétiser des pupilles hautement résolutive avec des modulateurs de phase. Les modulateurs à cristaux liquides ont beau avoir des capacités extraordinaires pour moduler la phase et une résolution en nombre de pixels impressionnante, ils posent d'autres problèmes, en particulier une fluctuation de la phase trop importante pour ne pas être prise en compte. Depuis mai 2010, nous travaillons à la réduction des fluctuations à un niveau suffisamment faible pour pouvoir réaliser les pupilles synthétiques. À présent, nous avons publié un article dans le domaine des pupilles synthétiques, un autre sur la correction du front d'onde émergent d'un modulateur et encore un article sur la minimisation des fluctuations, comme on peut le voir dans la section 6. Fin 2011, les expériences ont continué et nous avons maîtrisé les modulateurs LCoS, mesuré l'intervalle dynamique avec des incertitudes réduites, les fluctuations en phase et en intensité. En ce qui concerne les mesures de phase et les fluctuations, nous avons mis au point une méthode basée sur le phénomène de moiré pour étalonner d'une façon simple et rapide un modulateur LCoS et utiliser cet outil pour faire travailler le LCoS dans une configuration quasi-phase. Un article est en cours de rédaction. Pour la mesure des fluctuations de la phase, nous avons aussi avancé énormément et avons développé une méthode d'analyse de signaux qui fait aussi l'objet d'une publication en révision. Finalement, les caractérisations du modulateur qui passent par les études des intervalles dynamiques par rapport aux états de polarisation d'entrée font l'objet eux aussi de la rédaction d'un article.

En 2010, un des membres du groupe a obtenu un financement pour continuer le développement des pupilles et nous avons acquis un modulateur du type MEMS (Micro-electromechanical-system) avec lequel nous avons commencé des expériences. Il existe un compromis entre l'obtention d'une résolution améliorée latéralement et une résolution améliorée axialement. Nous voulons obtenir une résolution améliorée latéralement avec notre proposition et une résolution améliorée axialement avec une technique qui est déjà courante en microscopie, celle de la lumière structurée. En plus du MEMS, nous disposons de 2 modulateurs de type LCoS SLM par réflexion, de lasers, d'une camera CCD à haute vitesse, d'un interféromètre Wyko, et de matériel pour générer des états de polarisation et des analyseurs.

Le deuxième problème concerne la réalisation d'un microscope à champ élargi à partir du développement mentionné précédemment. Cette partie du projet est la plus ambitieuse pour notre groupe. Nous avons formé un réseau de recherche où participent des neurologues et biochimistes de l'Université de Guanajuato. Avec notre réseau et en collaboration avec M. le professeur Topsu du LISV nous avons sollicité un projet dans la convocation des projets binationaux ANR-CONACYT pour un montant de 350.000 € côté mexicain.

Résultats: J'ai publié cinq articles (plus 2 en préparation ou en évaluation). Un élève de master a obtenu son diplôme et s'est engagé dans le programme doctoral, d'ailleurs il a publié des articles et fera un stage doctoral de longue durée en France avec l'équipe Laser/matter interaction de Razvan Stoian à l'université de Saint-Etienne pour faire de la microscopie SIM. Une de mes élèves en thèse vient de commencer la rédaction de sa thèse qui sera soutenue en décembre 2013. Elle a déjà obtenu ses résultats et publié deux articles de recherche.

### **A1.5.3 Résumé des activités relatives à la mesure de la phase**

L'encadrement de la thèse de M. Téllez-Quiñones m'a permis de retrouver mon sujet de thèse douze ans après l'avoir fini. Cet encadrement repose sur le besoin d'effectuer des mesures de phase (la forme de la surface) du dispositif modulateur spatial de phase et de la correction de sa surface (neutralisation des aberrations). Une fois résolu le problème que posaient les déformations en surface du modulateur, nous avons orienté les efforts dans une autre direction qui était celle de faire des algorithmes de décalage de

phase, insensibles aux harmoniques. D'un autre côté, la mesure du deuxième paramètre qui brouille l'utilisation correcte du modulateur, les fluctuations de phase, ont dû se faire par d'autres moyens de mesure de phase. Vu qu'il s'agit d'un effet dynamique avec des variations d'intensité dans un seul des chemins optiques, les méthodes traditionnelles ne peuvent effectuer de mesures qu'en faisant la moyenne de la phase. La méthode que nous avons développée est très insensible aux phénomènes dynamiques à fortes variations de phase comme aux fortes variations d'intensité. Précédemment, nous avons fait une petite référence à cette méthode et nous avons dit qu'une publication est attendue. Au total, dans ce résumé, trois articles sont publiés ou en cours, un encadrement de thèse a eu lieu et le thésard a été embauché par l'Institut National Polytechnique du Mexique.

#### **A1.5.4 Résumé des activités relatives aux modèles géologiques et mesure des déformations en et hors surface**

Avec un collègue géologue, nous avons lancé une série de manipulations visant à mesurer les champs de déplacements hors surface dans un milieu granulaire en déformation en utilisant des méthodes de lumière structurée. Nous avons rapidement formé une équipe de deux opticiens - M. B. Barrientos et moi- et deux géologues. Immédiatement après les premiers résultats encourageant j'ai sollicité un financement afin de continuer les expériences. Nous avons rapidement terminé l'expérience en introduisant une nouvelle mesure, celle des champs de déformation sur la surface (2D) avec une technique de photographie granulaire (speckle). La méthode nous a permis de mesurer les évolutions spatiales et temporelles du champ de déplacement 3D d'une surface granulaire représentant un modèle de la croûte terrestre soumis à des forces de compression. Le détail et la résolution obtenus nous ont permis d'évaluer expérimentalement les micromécaniques de la surface des milieux granulaires non cohésifs et secs. Elle nous a permis d'identifier la mécanique stochastique des particules et les effets micro-inertiels dans des conditions de flux quasi-statique. Cette collaboration continue plus sporadiquement et quelques résultats sont encore en évaluation. Mon collègue B. Barrientos ayant un doctorant qui travaille sur le sujet, je suis devenu membre du comité de suivi du doctorant (M. Carlos Mares). Deux publications dans des journaux à comité de lecture, deux dans un *special issue* et une autre dans des actes de congrès sont le résultat de cette collaboration.

#### **A1.5.5 Résumé des activités relatives à la métrologie des longueurs**

En travaillant durant mon séjour postdoctoral avec M. Yves Surrel sur des mesures de forme par lumière structurée, au sein d'une équipe de métrologie de longueur dont le responsable était M. Patrick Juncar nous nous sommes vus face à la possibilité de développer un lambdamètre sans parties mobiles. Le lambdamètre consiste en un coupleur fibré 2X2. Le laser de référence injecte une extrémité du coupleur (une fibre) tandis que le laser à longueur d'onde inconnue injecte la deuxième fibre. Un obturateur électromécanique permet que soit le laser de référence, soit l'inconnu soient sélectionnés pour effectuer une mesure de phase qui consiste à faire interférer la lumière émergeant de deux extrêmes des fibres du coupleur. Les deux fibres font office d'interféromètre de Young et une CCD, de capteur de franges d'interférence. On évalue le rapport entre les longueurs d'onde de référence et inconnues. Les données de plus de 300 000 capteurs sont calculées avec des techniques de décalage spatial de la phase et le nombre total de points est ajusté pour obtenir une estimation de la mesure. Les résultats montrent une bonne répétabilité ainsi qu'une bonne reproductibilité et une très basse incertitude de mesure avec une dispersion relative de mesure de l'ordre de  $10^{-7}$ . Au C.I.O. au sein de la direction de Technologie j'ai été nommé responsable de l'obtention de l'accréditation du service de calibrage des surfaces optiques planes. Une étude extensive et systématique du problème a été entreprise avec la collaboration d'un

ingénieur du C.I.O. (M. Carlos Perez), et après avoir discuté les résultats avec des collègues du Centre National de Métrologie du Mexique (CENAM) nous avons présenté les résultats et réussi l'examen de qualification (2005). Les essais d'aptitude de notre service sont évalués tous les trois ans. Tous les six mois nous faisons des répétitions R&R et nous effectuons une cinquantaine de calibrages pour l'industrie tous les ans. Résultat final, trois publications à comité de lecture, un rapport évalué par l'entité mexicaine d'accréditation et un service d'étalonnage -le seul- qui s'occupe de toute l'industrie mexicaine pour l'étalonnage des surfaces planes.

#### **A1.5.6 Résumé des activités relatives à la détermination de différences de permittivités électriques dans le sous-sol**

Une fois que les simulations ont été faites pour montrer que la détection des permittivités électriques différentes était possible, j'ai présenté notre proposition à l'entreprise intéressée dans le cadre de cet appel d'offre. Notre proposition a été retenue et nous avons acquis un géoradar et des antennes pour pouvoir atteindre différentes profondeurs. Nous avons commencé le travail de calibrage de notre système de détection par rapport aux différents types de sol dans la région d'intérêt ainsi que l'évaluation des signaux. Il s'agissait d'utiliser un géoradar et de mesurer les caractéristiques des sols à différents stades de saturation. L'antenne principale du radar est de l'ordre de 1 GHz avec des bandes centrées sur 300 MHz, 900 MHz et 1.2 GHz. La capacité de pénétration pour cette antenne est faible, approximativement 2 m. et les signaux ont été filtrés pour pouvoir trouver, d'une façon mieux contrastée, les différentes réflexions. La principale conclusion a été que dans le cas de grandes fuites, les sols absorbent rapidement l'eau et deviennent saturés rapidement, ce qui empêche l'identification du point de rupture des tuyaux avec certitude. Des résultats ont été publiés dans des actes de congrès, le prototype a été fourni à la société et le rapport a été envoyé à la commission d'évaluation. Une demande de brevet a été déposée mais n'a pas abouti. En outre, deux élèves ont fait leur stage et leurs mémoires d'ingénieur sur ce projet.

#### **A1.5.7 Résumé des activités au LISV-UVSQ**

Je me suis intégré à l'équipe des capteurs du LISV en juillet 2012 pour travailler jusqu'au mois d'octobre comme attaché à OLEDCOMM, start-up du LISV dans le domaine de communications par LED. J'ai commencé à faire des études photométriques des émetteurs LED et de photo détecteurs dans le cadre de communications par lumière visible ou LiFi. Maintenant, je prépare un article sur ces études avec Huetzin Pérez, doctorant mexicain en cotutelle et M. Suat Topsu, professeur de l'Université de Versailles et PDG d'OLEDCOMM. Depuis novembre, je travaille dans le développement d'instruments nécessaires à la mesure de la densité de flux magnétique pendant la recharge de batteries des voitures électriques. Il s'agit d'un capteur optique basé sur l'effet Faraday optique. Il s'agit de concevoir l'électronique de photodétection et amplification du signal en évitant, dans la mesure du possible, les différents bruits ajoutés au signal de façon inductive et capacitive. Ensuite, il faut traiter les signaux puis étalonner la réponse de notre instrument. La dernière partie consiste à cartographier la densité du flux avec cet instrument monté à l'extrémité d'un bras robot. Nous avons acheté ce robot et M. Berkoun, qui fait son stage de master 2 avec moi, est le responsable de le mettre en état de fonctionnement métrologique. Ce projet est du type consortium et les participants sont Renault, Schneider Electric, Veritas et quelques autres.

## A1.6 Publications et communications

### A1.6.1 Revues internationales (peer-reviewed)

#### 1996

[1] D. Malacara-Doblado, D. Malacara-Hernández and J. García-Márquez, “Axially astigmatic surfaces: different types and their properties”, *Opt. Eng.*, **35**(12), 3422-3426 (1996).

#### 1997

[2] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández and D. Malacara-Doblado., "Interferometers without observable fringes", *Opt. Eng.* **36**(10), 2863-2867 (1997).

#### 1998

[3] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández and M. Servín, “Analysis of interferograms with a spatial radial carrier or closed fringes, and its holographic analogy”, *Appl. Opt.* **37**(34), 7977-7982 (1998).

#### 1999

[4] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández, Z. Malacara and D. Malacara-Doblado., "Holographic and moiré aspherical compensators”, *Rev. Méx. Fís.*, **45**(4), 355-359 (1999).

#### 2003

[5] J. García-Márquez, Y. Surrel, and Y. Millerioux , « Laser wavelength measurement with a fibre lambda-meter », *Electron. Lett.* **39**(21), 1509-1511 (2003).

#### 2004

[6] G. Paez, M. Strojnik and J. García-Márquez, “On telescope performance evaluation”, *Journ. Mod. Opt.* **51**(2), 183-196 (2004)

#### 2005

[7] Y. Surrel, J. García-Márquez, J. Fodor and P. Juncar “Spatial phase stepping wavelength meter”, *Meas. Sci. Technol.*, **16**, pp. 821-827 (2005).

[8] J. García-Márquez, N. Alcalá, M. Montoya, C. Pérez, M. Gutiérrez. y J. Moya., “Medición de planitud con un interferómetro tipo Fizeau: Cálculo de incertidumbres”, *Rev. Mex. Fis.* **51**(1), pp. 114-120 (2005).

[9] M. Montoya, G. Páez, D. Malacara-Hernández and J. García-Márquez, “A simple method for changing the state of polarization from elliptical into circular” *Rev. Mex. Fís.* **51**(5), pp. 510-515 (2005).

#### 2007

[10] M. Cerca, B. Barrientos-García, J. García-Márquez y C. Hernández-Bernal, “Obtención del relieve digital mediante proyección de luz estructurada en modelos analógicos de extensión” *Boletín de la Sociedad Geológica Mexicana*, Tomo **LIX**, Núm. 1, pp-101-113 (2007).

**2008**

[11] B. Barrientos-García, M. Cerca, J. García-Márquez and C. Hernández-Bernal, “Three-dimensional displacement fields measured in a deforming granular-media surface by combined fringe projection and speckle photography”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10**, 104027 (2008).

**2011**

[12] J. García-Márquez, J. E. A. Landgrave, N. Alcalá-Ochoa, and C. Pérez-Santos, “Recursive wavefront aberration correction method for LCoS spatial light modulators”, *Opt. Las. Eng.* **49**(6) 743-748 (2011).

[13] N. Alcalá Ochoa; J. García-Márquez; A. González-Vega, “Hybrid pupil filter design using Bessel series”, *Opt. Comm.* **284**, 4900–4902 (2011)

[14] A. Tellez-Quiñones D. Malacara-Doblado and J. Garcia-Marquez, “Basic Fourier properties for generalized phase-shifting and some interesting detuning insensitive algorithms”, *Appl. Opt.* **50**(21), 4083-4090 (2011).

**2012**

[15] A. Tellez-Quiñones, D. Malacara-Doblado and J. Garcia-Marquez “Phase shifting algorithms for a finite number of harmonics: first order analysis by solving linear systems,” *Journ. Opt. Soc. Am. A.* **29**(4) 431-441 (2012).

[16] J. García-Márquez, V. López, A. González-Vega, and E. Noé, “Flicker minimization in an LCoS-Spatial Light Modulator,” *Opt. Express* **20**(8) 8431-8441 (2012)

**2013**

[17] C. Y. Calderón-Hermosillo, N. Alcalá Ochoa, E. Noé Arias, and J. García-Márquez "Inspection of complex amplitudes of spatial light modulators using moiré techniques," *Opt Laser Eng* **51**(5), 610-615 (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2012.12.018i>.

[18] Y. Calderón-Hermosillo, J. García-Márquez, R. Espinosa, N. Alcalá Ochoa and V. López, A. Aguilar, E. Noé-Arias, Y. Alayli, “Flicker in a twisted nematic LCoS-Spatial Light Modulator,” *Opt. Laser Eng.*, **51**(6), 741–748 (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2013.01.013>

[19] A. Tellez-Quiñones D. Malacara-Doblado and J. García-Márquez, “Compensation of the two-stage phase-shifting algorithms in the presence of detuning and harmonics” *Journal of the Optical Society of America A*, **30**(8), 1670-1679 (2013). <https://doi.org/10.1364/JOSAA.30.001670>

[20] Víctor López, Arturo González-Vega, Alberto Aguilar, J. E. A. Landgrave, and Jorge García-Márquez, “Non-uniform spatial response of the LCoS spatial light modulator,” *Optics Communications*, 366, 419-424 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.12.058> Article soumis en 2013, publié finalement en 2016 comme invited paper.

### A1.6.2 Special Issue

**2008**

- [1] D. Carreón-Freyre, M. Cerca, B. Barrientos-García, G. Ochoa-González, J. García-Márquez, “Modeling land subsidence: underground loss of mass inducing flow in physical and numerical experiments,” *Bollettino di Geofisica teorica ed applicata*, **49**(2), 447-451 (2008).
- [2] M. Cerca, B. Barrientos-García, R. Portillo, J. García-Márquez, “Surface kinematics of analogue brittle-ductile thrust wedges,” *Bollettino di Geofisica teorica ed applicata*, **49**(2), 210-214 (2008).

### A1.6.3 Communications dans des congrès avec publication des actes

**1994**

- [1] J. García-Márquez, D. Malacara and M. Servin, "Limit to the Degree of Asphericity when Testing Wavefronts Using Digital Interferometry," *Proc. SPIE*, **2263**, 274 (1994).

**1995**

- [2] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández and D. Malacara-Doblado, “Interferometers Without Fringe Patterns,” *Proc. SPIE*, **2576**, 323 (1995).
- [3] D. Malacara-Doblado, D. Malacara-Hernández and J. García-Márquez, “Toroidal Surfaces Compared with Sphero-Cylindrical Surfaces,” *Proc. SPIE*, **2576**, 232 (1995).
- [4] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández and D. Malacara-Doblado, “Some Results and Problems Encountered in the Practical Implementation of a Shack-Fizeau Interferometer,” *Proc. SPIE*, **2545**, 367 (1995).
- [5] D. Malacara-Doblado, D. Malacara-Hernández and J. García-Márquez, “Some Comments About Autoimaging and the Montgomery Rings,” *Proc. SPIE*, **2545**, 371 (1995).
- [6] M. Rivera, J. García, D. Malacara and J. L. Marroquín, “A Shack-Fizeau Interferometer and a Review of Some Methods to Process Their Aspheric Wavefront Interferograms Using a CCD Detector,” *Proc. SPIE*, **2730**, 359 (1995).

**1996**

- [[7] J. García-Márquez and D. Malacara-Hernández, “Holographic Analogy of the Spatial Radial Carrier Analysis of Interferograms,” *Proc. SPIE*, **2860**, 394 (1996).

**1999**

- [8] J. García-Márquez, M. Servín, G. Páez, and D. Malacara-Hernández, “Recursive phase estimation with a spatial radial carrier,” *Proc. SPIE*, **3744**, 207 (1999).
- [9] D. Malacara-Hernández, Gonzalo Páez, D. Malacara-Doblado and J. García-Márquez “Wavefront retrieval from lateral shearing interferograms with Fourier techniques,” *Proc. SPIE*, **3744**, 290 (1999).

**2001**

[10] Y. Surrel, J. García-Márquez et Y. Millerioux, « Lambdamètre à décalage de phase spatial ou temporel: analyse des données et incertitudes » *Actes des conférences, Ed. Mouvement Français pour la Qualité*, 10e Congrès International de Métrologie, Saint-Louis, France, ISBN : 2-914324-00-6, Octobre (2001).

**2002**

[11] I. Moreno, G. Páez, J. García-Márquez and M. Strojnik, “Large-aperture Dove prism for rotational shearing interferometer,” *Proc. SPIE*, **4818**, 49 (2002).

**2004**

[12] J. Fodor, J. García-Márquez and Y. Surrel, “Massively parallel interferometry: toward the all-integrated lambdameter,” *Proc. SPIE*, **5531**, 81 (2004).

**2005**

[13] Jorge García-Márquez, Ricardo Flores, Ricardo Valdivia, Dora Carreón, Zacarías Malacara, and Arturo Camposeco, “Digital radar-gram processing for water pipelines leak detection” *Proc. SPIE*. **6046**, 60461E-1, (2005).

[14] A. Camposeco, R. Flores, R. Valdivia, D. Carreón-Freyre, y J. García-Márquez, “Radargram digital processing for water-pipes leak detection”, *Actas del Congreso SOMI XX de la Sociedad Mexicana de Instrumentación*, ISBN: 970-32-2673-6, JGMXX2, octubre (2005)

[15] M. Cerca, C. Hernández-Bernal, J. García-Márquez, B. Barrientos-García, G. Tolson y T. Hernández-Treviño, “Análisis de la deformación superficial por extensión en modelos análogos de la corteza terrestre”, *Actas del Congreso SOMI XX de la Sociedad Mexicana de Instrumentación*, ISBN: 970-32-2673-6, MCXX24, octubre (2005)

**2008**

[16] B. Barrientos, M. Cerca, J. García-Márquez and C. Hernández-Bernal, "Three-dimensional displacement measurement by fringe projection and speckle photography", *AIP Conf. Proc.* **992** (1), 828-833, (2008).

**2011**

[17] J. García-Márquez, A. Gonzalez-Vega, E. López-Padilla, and E. Noé-Arias, “Flicker Reduction in an LCoS Spatial Light Modulator,” *Proc. of SPIE* **8011** 80112S-5, (2011).

[18] Noé Alcalá Ochoa, J. E. A. Landgrave, Y. Hermosillo, J. García-Márquez and A. González-Vega, “Hybrid super-resolving pupils with smooth profile,” *Proc. of SPIE* **8011** 80117L-1, (2011).

**2012**

[19] A. Téllez-Quiñonez, D. Malacara-Doblado, and J. García-Márquez, Polynomial fitting model for phase reconstruction: interferograms with high fringe density,” *Proc. of SPIE* **8493** 8493-95, (2012).



#### A1.6.4 Conférences invitées

**2011**

[1] Interferometría: medición de planos ópticos e incertidumbre: Congreso Nacional de Metrología 2011 Conference, (Leon, Mexique), Octobre 2011

**2013**

[2] KEY CONFERENCE: On superresolving pupils engineered by spatial light modulators: RIAO/OPTILAS 2013, Porto, Portugal, Juillet 2013.

#### A1.6.5 Communications dans des congrès sans publication des actes

**1994**

[1] J. García-Márquez, D. Malacara-Hernández, D. Malacara- Doblado, “Computational Results for the Testing of an Aspherical Surface Using a Circular Carrier,” XXXVII Congreso Nacional de Física and CAM’94 Physics Meeting

**2007**

[2] M. Cerca, B. Barrientos, J. García-Márquez, R. Portillo-Pineda, C. Hernandez-Bernal, “Structural and morphological evolution of thrust wedges above a ductile layer with different viscous behavior,” American Geophysical Union, Spring Meeting 2007, abstract #T41A-08

**2009**

[3] J. García-Márquez, Medición de desplazamientos tridimensionales en modelos geológicos. INDOPTICS’09

**2013**

[4] J. García-Márquez, Mise au point métrologique des SLM. 8ème édition des Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle.

#### A1.6.6 Rapports

**1998**

[1] Analyse de l’ apochromaticité dans un microscope Zeiss. Model OPMI VISU 200. Auteurs : R. Flores Hernández, D. Malacara-Doblado, J. García Márquez y M. Montoya Hernández. (1998) à Carl Zeiss de México:

[2] Analyse de l’ apochromaticité dans un microscope Topcon Corp. Modelo MB-03. Auteurs : D. Malacara-Doblado, R. Flores Hernández, J. García Márquez, M. Montoya Hernández, M. Hernández y S. Cevallos. (1998) distribuidor autorizado de Topcon Corp

**2003**

[3] *Suelas Gomma*: Mesure du couleur aux semelles de caoutchouc (collaborateur). Fini en Mai 2003. Part I. Auteurs : Zacarías Malacara H. y Jorge García Márquez

[4] *Suelas Gomma*: Mis en marche d'un système de control de qualité du couleur (collaborateur). Fini en Juin 2003. Part II. Auteurs : Zacarías Malacara H. y Jorge García Márquez

**2005**

[5] "Procedimiento para la calibración de superficies planas" CIO, (2005) Approuvé par l'Entité Mexicaine d' Accréditation, J. García-Márquez et Carlos Pérez Santos.

**2006**

[6] Pour la Dirección General de la Industria Militar: prototype d'instrument optique. Jorge García Márquez, Ricardo Flores Hernández, Ricardo Valdivia et Raymundo Mendoza. Pour la DGIM le Cptn: Eduardo Vargas.

## ANEXE 2 SÉLECTION D'ARTICLES

### **A2.1. Spatial phase stepping wavelength meter**

<https://doi.org/10.1088/0957-0233/16/3/025>

### **A2.2. Three-dimensional displacement fields measured in a deforming granular -media surface by combined fringe projection and speckle photography**

<http://dx.doi.org/10.1088/1464-4258/10/10/104027>

### **A2.3. Recursive wavefront aberration correction method for LCoS spatial light modulators**

<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.01.024>

### **A2.4. Hybrid pupil filter design using Bessel series**

<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2011.06.049>

### **A2.5. Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator**

<https://doi.org/10.1364/OE.20.008431>

Ministère de l'éducation nationale de l'enseignement supérieur et de la recherche  
UNIVERSITE DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES  
**HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

Vu le code de l'éducation ;

Vu le décret n°84-473 du 5 juillet 1984 relatif aux diplômes nationaux de l'enseignement supérieur ;

Vu le décret n°2002-481 du 8 avril 2002 relatif aux grades et titres universitaires et aux diplômes nationaux ;

Vu l'arrêté du 23 novembre 1988 modifié relatif à l'habilitation à diriger des recherches, notamment son article 5 ;

Vu le procès-verbal du jury attestant que l'intéressé a présenté ses travaux, le 6 décembre 2013, devant un jury présidé par JEAN-PIERRE HERMIER, PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS et composé de LUC CHASSAGNE, PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, PATRICK JUNCAR, PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, GILLES LERONDEL, PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, PATRICK MEYRUEIS, PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS ;

Vu la délibération du jury ;

Le diplôme d' **HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES** en GÉNIE ELECTRIQUE, ELECTRONIQUE, PHOTONIQUE ET SYSTEMES

est délivré à **M. JORGE LUIS GARCIA** né le 16 novembre 1967 à TEPIC (MEXIQUE)  
pour en jouir avec les droits et prérogatives qui y sont attachés.

Fait à Versailles, le 16 décembre 2013

Le titulaire

Le Président



N° VERSTYV 10679671

/2013201300017

Le Recteur d'Académie,  
Chancelier des universités



Pierre-Yves DUWOYE

UNIVERSITE DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES

**SERVICES CENTRAUX**

DIRECTION DE LA RECHERCHE, DES ETUDES DOCTORALES ET DE LA VALORISATION - DREDVal

Service Formation et Ecoles Doctorales

55 avenue de Paris - 78035 VERSAILLES Cedex


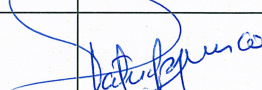
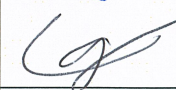
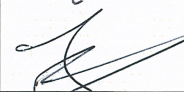

Tél. : 01 39 25 78 11 ou 01 39 25 79 47 - Fax : 01 39 25 78 01

Courriels : [theses@uvsq.fr](mailto:theses@uvsq.fr)

**RAPPORT DE SOUTENANCE ET AVIS SUR LA DELIVRANCE  
DE L'ATTESTATION DE DIPLOME EN VUE DE L'OBTENTION DE  
L'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

Soutenu par M Jorge Garcia Márquez le 6 décembre 2013.

devant le jury suivant : **EMARGEMENT DE L'ENSEMBLE DES MEMBRES DU JURY**

Membre du Jury			Emargement
NOM & PRENOM	FONCTION	ÉTABLISSEMENT DE RATTACHEMENT	
1. Le ou la Président(e), Jean-Pierre Hermier	Professeur	UVSQ	
2. Patrick JUNOAR	Professeur	Cnam	
3. Luc CHASSAGNE	Professeur	UVSQ	
4. Gilles LERONDZ	Professeur	LIST	
5. Patrick METRUEIS	Professeur	UDS	
6.			
7.			
8.			

AVIS à préciser (favorable ou défavorable) : Favorable.

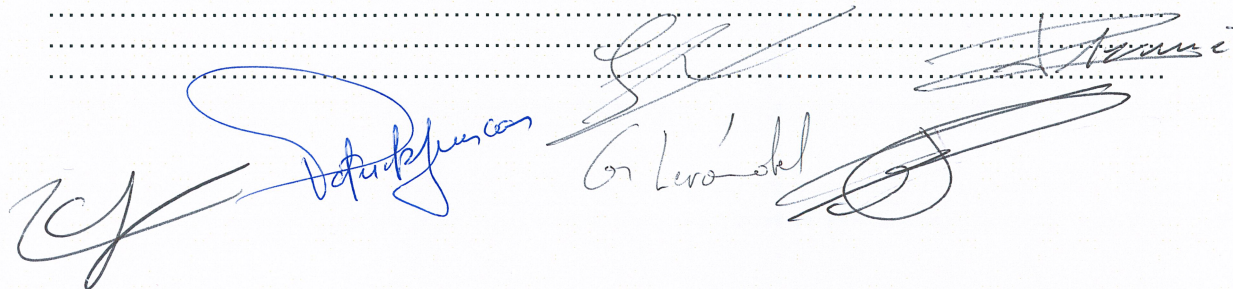
**RAPPORT DE SOUTENANCE**

Lors de son exposé, M. Jorge Garcia Márquez a présenté ses travaux avec beaucoup de pédagogie et une grande clarté dans l'expression. Il a mis en évidence sa très bonne maîtrise de ses sujets d'étude et notamment son expertise dans le domaine de l'ingénierie de phase en optique. Il a montré un très grand enthousiasme et a communiqué à l'auditoire sa passion.

À l'interface entre les études académiques et les applications au niveau industriel, il a montré ces dernières années qu'il pouvait mettre en place une équipe, diriger des doctorants, animer et gérer des projets et contrats. Il a aussi bien fait ressortir la richesse de son parcours qui témoigne d'une grande capacité d'adaptation.

Au cours de la séance des questions qui a suivi sa présentation, M. Jorge Garcia Márquez a montré beaucoup de recul sur ses travaux et une grande maturité.

En conclusion, le jury a décidé à l'unanimité de délivrer à M. Jorge Garcia Márquez l'habilitation à diriger des recherches de l'Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, en tenant à le féliciter pour l'originalité de son parcours et en l'encourageant à poursuivre dans cette voie.





## Universitat Autònoma de Barcelona

Mr. le President de l'Université de Versailles Saint Quentin.

Direction de la Reserche, des Etudes de Doctoral et de la Valorisation  
DREDVal  
Versailles FRANCE

Rapport sur le mémoire rédigé par Monsieur Jorge García Márquez en vue  
d'être Habilité à Diriger des Recherches.

Bellaterra, Barcelona, Espagne, le 5 de novembre 2013

It is a great pleasure for me to participate with this report as a "Rapporteur" in the Evaluation Committee for the "Habilitation à diriger les recherches" of Dr. Jorge García Márquez. I know personally the candidate, I have visited the Laboratory that he founded in Mexico, and read some of his papers, due to the fact that his research is close to the research that I have done in the last years. Besides, I have met him in many conferences and the scientific talks that I have had with him, have always been very interesting and fruitful.

The manuscript presented by Dr. García Márquez is divided in several chapters that contain his expertise in teaching, research, supervision of students and transfer of research to the industry as well as the perspectives of research in the future. The title is "Instrumentations Optiques inférieures à la limite de diffraction". Dr. García Márquez explains with detail, in chapters 3, 4, and 5, the scientific achievements that he and his colleagues have obtained since 2008, in the field of "Optical instrumentation below the diffraction limit". I will report on these remarkable results later.

Jorge García Márquez made his Ph D thesis in the field of optical testing and interferometry under the supervision of Dr. Daniel Malacara in the CIO (Center for Research in Optics) in Leon, Mexico. His thesis subject is: "Interferogram analysis with linear and radial spatial carrier". The professional career of Dr. García Márquez has been mainly developed at the CIO with several stays in France and a current stay at the Université de Versailles Saint Quentin since July 2012. About CIO, I can say that it is one of the best research centers in Optics and Photonics in Mexico and it is very well known at an international level. I have visited the CIO several times and I acted three times as an external member of the Evaluation Committee. This Committee reports and makes recommendations about the Center to the CONACyT. I could observe, at the evaluations of CIO, the excellent scientific results of Dr. Garcia Marquez and his

collaborators, as well as the valuable participation of Dr. García Márquez in several committees of CIO, as one can read in this manuscript.

After his post doctoral stay in France Dr. García Márquez went back to CIO in 2001 and worked in different research fields like the evaluation of telescopes and the measurements of aspheric surfaces, as well as in several projects: the accreditation of a laboratory for the control of plane optical surfaces, the design of a prototype for the Ministry of Defense, and other important projects with applications in geology.

At the end of the manuscript the candidate reproduces five scientific papers that give a perspective of the research developed after his Ph D thesis. They are:

1. Spatial phase stepping wavelength meter (2005)
2. Three-dimensional displacement fields measured in a deforming granular -media surface by combined fringe projection and speckle photography (2008)
3. Recursive wavefront aberration correction method for LCoS spatial light modulators (2011)
4. Hybrid pupil filter design using Bessel series (2011)
5. Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator (2012)

I will mention here some of the most remarkable results of Dr. García Márquez in the field of optical super resolution. He proposed the design of hybrid pupil filters by using Bessel series and, in a paper in preparation, he describes the possibility of generating the hybrid super resolving pupils in LCoS devices. In Chapter 4 he makes a very good presentation of five important papers in which he has analyzed in detail the main features of the liquid crystal spatial light modulators and he proposes smart ways to control them properly for the generation of pupils by correcting the wavefront and by reducing the fluctuations. In the paper "Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator", published in Optics Express in 2012 Dr. García Márquez and coauthors present a method based on the reduction of the temperature. Recently, in May 2012, I went again to the CIO for attending a Scientific Meeting and I visited the Laboratory on optical super resolution, built by Dr. García Marquez and Dr. Langrave. This is one of the best Laboratories at the CIO. Dr. García Márquez was acting as coordinator of the research group. I could see in-situ the equipments and the remarkable results that they were obtaining in super resolution and more specifically on diminishing the phase fluctuations of the LCoS displays by cooling the device. In Chapter 5 the candidate describes three papers on the resolution of the wavefront correction in a SLM in situ. He has advanced in the generalization of phase-shifting algorithms and on the compensation of the two-stage phase-shifting algorithms in the presence of detuning and harmonics

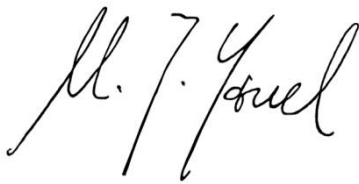
Dr. García Márquez proposes two important fields for future research in France. One is the continuation of his research at the CIO on modulation and correction of the wavefront by the use of SLMs with a possible application to microscopy. This technique can be applied to phase contrast microscopy in collaboration with some researchers at the Université de Saint Etienne. The second research field is in communications with LEDs (Li-Fi). Dr. García Márquez sees some improvements in the design to reduce the lost of information due to the optical elements placed at the LED emitters and at the photodetectors. His background in optics is very adequate for obtaining new lens designs to increase the light that is captured. Some solutions are already under study and they are described in his report.



My recommendation is extremely in favor (Avis très favorable) for Dr. Garcia Marquez to obtain the habilitation to supervise research (HDR). He has demonstrated his capability to develop research at a high level by founding a group at the CIO, Mexico, which has obtained excellent results in the field of super resolution by using SLM. He has shown his capability to supervise Ph. D. students and to work as the main researcher in a research group. Besides, he is presenting in this report several research perspectives to be developed in the future in France.

Should you need any additional information do not hesitate to ask me for.

Sincerely yours

A handwritten signature in black ink, reading "M. J. Yzuel". The signature is written in a cursive style with a large, sweeping initial 'M'.

Dr. María J. Yzuel,

2009 SPIE President,

Professor Emeritus of Optics,

Department of Physics, Edifici CC,

Universidad Autònoma de Barcelona,

08193 Bellaterra, Spain

Troyes, le 23 Novembre 2013

Rapport sur le mémoire d'habilitation à diriger des recherches  
de  
Monsieur Jorge Garcia-Marquez

Le mémoire de Monsieur Jorge Garcia-Marquez est intitulé « Instrumentations Optiques inférieures à la limite de diffraction ». Le mémoire est particulièrement bien écrit et concis.

Ce mémoire est organisé en trois parties principales avec une première partie correspondant aux recherches antérieures à 2008 (thèse soutenue en 1998) et une synthèse de l'activité d'enseignement et autres responsabilités. La deuxième partie porte sur le cœur de l'activité menée, à partir de 2008 au sein du groupe de super-résolution optique, groupe mis en place par Monsieur Jorge Garcia-Marquez. Cette partie se termine par un ensemble de perspectives de recherche qui portent à la fois sur la microscopie de contraste de phase et la conception optique de réflecteurs et lentilles pour émetteurs et capteurs de système de commercialisation LIFI. La troisième partie sous forme d'annexes (CV détaillé et sélection d'articles) donne une présentation cette fois-ci exhaustive de l'activité de Monsieur Jorge Garcia-Marquez incluant notamment les différents encadrements, activités contractuelles et publications scientifiques. Cette dernière partie sous forme générique illustre parfaitement l'ensemble de l'activité particulièrement importante et variée menée par Monsieur Jorge Garcia-Marquez. Elle illustre très certainement et également la manière dont cette activité a été menée savoir un souci permanent du détail et beaucoup de rigueur.

Ce qui caractérise l'ensemble de l'activité de Monsieur Jorge Garcia-Marquez c'est le degré de spécialisation des recherches menées à la fois en milieu académique mais également (et certainement pour cette même raison) en lien étroit avec l'industrie. On est peut-être ici moins sur de nouveaux concepts que l'amélioration de techniques

existantes ceci étant, le niveau et la quantité des publications associées à l'activité atteste indéniablement de la pertinence et de la nouveauté des travaux menés (deux conférences invitées ces deux dernières années). Un petit regret au niveau de l'état de l'art et même si, on ne peut peut-être pas encore parler de techniques « industrielles », celui de ne pas avoir mentionné les techniques dites de champ proche et notamment le SNOM (Scanning Near Field Optical Microscopy) comme technique optique permettant une résolution inférieure à la limite de diffraction.

Un autre fait marquant concernant le parcours de Monsieur Jorge Garcia-Marquez est qu'il dispose d'une expérience notable d'encadrement y compris de doctorants (6) et ce très tôt dès 2001 et dans des milieux académiques différents. Enfin il dispose également d'une expérience de gestion de groupe de recherche et a par ce biais, déjà validé son aptitude à diriger des recherches. Il est important de noter qu'il a également exercé des responsabilités collectives autres, telles que responsable de service, membre de commission et rapporteur dans un nombre important de revues scientifiques internationales.

Sans devoir aller plus dans le détail et sur la base du document, il apparaît clairement que Monsieur Jorge Garcia-Marquez mérite pleinement de soutenir son HDR.

Gilles Lérondel, Pr.



Rapport concernant la soutenance d'une habilitation à diriger les recherches par  
**JORGE GARCIA MARQUEZ**  
Université de Versailles Saint Quentin

Auteur du rapport : **P. MEYRUEIS**  
Université de Strasbourg  
ICube – E.Phot  
Bd. Sébastien Brant - BP 10413 67412 ILLKIRCH - FRANCE  
E-mail : [patrick.meyrueis@unistra.fr](mailto:patrick.meyrueis@unistra.fr)  
Tél : 03 68 85 46 15  
Fax : 03 68 85 46 19  
Date : 24 octobre 2013

---

Jorge Garcia Marquez est âgé de 45 ans. Il est né au Mexique mais est de nationalité française.

Il est affecté actuellement en recherche, au laboratoire d'ingénieur des systèmes de Versailles, à Vélizy-Villacoublay.

Sa position en France actuellement, est une position de détachement sabbatique du CONACYT (CNRS mexicain), où il est titulaire, pour la période 2012/2014. Au Mexique, il est, en effet, chargé de recherche titulaire au « centro de investigaciones en optica » (CIO) depuis 2004.

Il est membre du « système national des chercheurs mexicains » depuis 2005, et également membre de l'entité mexicaine d'accréditation depuis 2006.

Il a obtenu un master en optique de l'université de Guanajuato en 1995, au Mexique, après un diplôme d'ingénieur en électronique de l'université Iberoamericana-Leon au Mexique. Il a passé sa thèse en 1998 en optique, à l'université de Guanajuato, également au Mexique. La thématique de sa thèse était l'optique, avec un sujet portant sur l'analyse d'interférogrammes à des fins métrologiques.

Son jury avait pour rapporteur un français : Y. Surrel.

Après un post-doc au Mexique, Jorge Garcia Marquez a fait un autre post-doc au CNAM, en France. Il a été ensuite ingénieur de recherche au CNAM à Paris, pendant 2 ans.

Jorge Garcia Marquez a été, à partir de 2006, membre du comité d'évaluation des laboratoires métrologiques mexicain. Il a également, à la même époque, été nommé responsable du service de calibration des surfaces dans le laboratoire CIO, mexicain.

Jorge Garcia Marquez est auteur de 19 publications dans des revues internationales de bon niveau, à comité de lecture. Ses publications sont faites, en moyenne, avec 4 à 5 co auteurs. Il est en majorité, 1<sup>er</sup> auteur.

Il a participé à une conférence invitée et 17 conférences internationales avec proceeding. Il a participé, en tant que responsable (en majorité), ou co responsable, à la rédaction de 6 rapports de fin de contrats au Mexique.

Il a co encadré 3 thèses et 3 sont en cours, avec des valeurs de pourcentage d'encadrement allant de 20 à 70%.

Il a également encadré 1 stage post doctoral, 1 mémoire de master et 3 mémoires de stages d'ingénieurs, ainsi que 6 stages de licences et maitrises, majoritairement au Mexique.

Les enseignements de Jorge Garcia Marquez portent sur : de l'électronique de l'optique, de la métrologie et de la physique. Depuis 2012, il enseigne à l'IUT de Vélizy et à l'ISTY. Il y a commencé des enseignements instrumentation et mesures dans le master 2 de l'UFR des sciences de son université française.

Du point de vue de ses activités d'intérêts collectifs, Jorge Garcia Marquez ne fait état, dans son rapport, outre ses responsabilités mexicaines institutionnelles, que du reviewing d'articles dans des revues d'optique internationales de premier plan. Il a assumé également des activités à responsabilités « de service » dans diverses organisations mexicaines.

D'une façon générale, il est possible d'affirmer qu'en enseignement et en recherche, le candidat a un niveau scientifique et une intensité d'activité tout à fait dans la norme d'une HDR française. On peut remarquer, cependant, que les tâches d'intérêts collectifs qu'il a accompli en France, sont (peut être pour le moment) d'un volume limité, mais il s'est plus impliqué au Mexique, où certainement l'environnement était plus favorable pour cela, ainsi que sa « séniorité. »

Les recherches de Jorge Garcia Marquez ont portées, essentiellement (avec cependant quelques digressions pluri disciplinaires) sur le traitement des phases de front d'aide d'un point de vue théorique et expérimental. Des tentatives d'applications sont intervenues dans différents domaines. L'essentiel de ses innovations, résultant de ses tentatives, étant reliées à l'exploitation optimale de SLM.

Après avoir développé des compléments scientifiques et technologiques à ses travaux fondamentaux, notamment pour des sociétés ou des organisations impliquées dans la métrologie, il a évolué ces dernières années, notamment depuis le début de son dernier séjour en France, vers le LIFI, c'est à dire la communication en espace libre, en utilisant des LED équipées de dispositifs permettant de minimiser des pertes en émission et réception, en entraînant notamment une bonne gestion énergétique et une bande passante satisfaisante.

Les résultats obtenus sont encourageants, puisque une start-up à laquelle collabore le candidat, a été initiée sur ce thème. Le problème principal, dans cette thématique, est d'adapter des dispositifs, élaborés pour l'illumination, à l'échange d'information avec la plus grande bande passante accessible, tout en maîtrisant les coûts, la durée de vie, les conditions de sécurité et d'exploitation et en faisant en sorte que les brevets soient pertinents par rapport à l'évolution de l'état de l'art, sans oublier les aspects esthétiques pour des exploitations commerciales.

Il s'agit, incontestablement, d'une voie nouvelle qu'emprunte le candidat, relativement originale et prometteuse.

Les compétences pluridisciplinaires du candidat, trouveront certainement à s'exprimer, si ses projets se réalisent. Il y aurait certainement des questions à poser concernant ses approches, comme pourquoi ne pas considérer, pour le LIFI, de l'optique diffractive numérique qui est maintenant bien maîtrisée pour, par exemple, des antennes de communications entre satellites

Il est donc globalement possible d'affirmer, que le candidat est porteur d'une richesse pluriculturelle, du fait de ses origines mexicaines, et de ses travaux conjoints au Mexique et en France. Il est également porteur de compétences pluridisciplinaires centrées sur l'optique, qui s'étendent de la recherche fondamentale aux développements industriels, qui ont d'ailleurs été associés à une partie de sa carrière. Le candidat est donc très certainement bien placé pour atteindre des aboutissements significatifs qu'il escompte, dans les projets qu'il présente, si les circonstances lui sont favorables.

Il faut aussi reconnaître au candidat ses efforts pour maîtriser le français à un excellent niveau (il n'y a pratiquement aucunes fautes d'orthographe ni de syntaxe dans son mémoire, qui est complet et rédigé très clairement avec un grand souci pédagogique et d'efficacité, notamment pour rendre compte des multiples parcours différents qu'a emprunté le candidat pour progresser.

Son attitude par rapport aux problématiques qu'il a abordé « in fine » semble être positive et pertinente. Sa volonté étant toujours de tirer le meilleur profil des contraintes dans ses choix, qui lui ont imposés ses différents environnements successifs. Le candidat a fait, dans sa carrière, preuve de beaucoup de détermination dans la progression internationale de ses travaux de recherche. Il a choisi la France comme 2<sup>ème</sup> pays, ses compétences et son expérience auraient pu lui ouvrir, comme pour beaucoup de ses collègues mexicains, des portes aux USA et au Canada par exemple. Il a su convaincre de jeunes doctorants mexicains de s'engager dans des projets franco-mexicain où il doit certainement avoir un rôle moteur.

En conclusion, la carrière d'enseignant chercheur de Jorge Garcia Marquez a été atypique par rapport à celle que l'on rencontre habituellement en France, jusqu'à la soutenance de son HDR. Il est donc difficile d'évaluer ce candidat en le comparant à d'autres EC français de même niveau.

Les critères d'excellence qui ont sous-tendu ses orientations sont certainement différents de ceux qui gardent le plus longtemps possible un sujet de recherche étroit en l'approfondissant, de façon linéaire.

Jorge Garcia Marquez a considéré ses différentes périodes de carrière comme des périodes de création d'une succession de briques technologiques ou scientifiques qu'il est, semble t-il, au moins pour un certain nombre, au service d'applications nouvelles, comme le LIFI, associant recherche et développement industriel.

C'est pour ces raisons que je donne un avis très favorable pour la présentation des travaux de Jorge Garcia Marquez, en vue d'obtenir une HDR, au titre de la qualité productive de ses activités scientifiques pluridisciplinaires mais basées sur l'optique, de la nature « standard » de ses enseignements et de l'originalité de son approche, associant des développements théoriques et la prise en compte de perspectives économiques, dont la France a bien besoin.

P. MEYRUEIS