

DENIS BROUSSEAU

**Comportement spatial de miroirs déformables à base de
liquide magnétique.**

Thèse présentée
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de doctorat en physique
pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D.)

Faculté de sciences et génies
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2008

Résumé

Ce travail consiste à démontrer l'intérêt d'utiliser des liquides magnétiques (ferrofluides) pour la fabrication de miroirs déformables dont la surface est modifiable par un champ magnétique. Une partie de ce travail consiste en une amélioration technologique d'un concept de miroir déformable à base de ferrofluide développé par Laird en 2005.

Après avoir introduit le concept de miroir déformable ferrofluidique et présenté les constituants de base d'un système d'optique adaptative, nous explorons les nouvelles applications de l'optique adaptative qui ont vu le jour au cours des dix dernières années. Ces nouvelles applications ont créé un besoin pour le développement de nouveaux miroirs déformables à faible coût et possédant des caractéristiques différentes des systèmes classiques utilisés initialement pour l'astronomie. Nous incluons ensuite un chapitre traitant des technologies existantes de miroirs déformables. Un chapitre entier suit afin d'établir les bases théoriques et les techniques utilisées pour simuler le comportement spatial de ces miroirs. Trois types de miroirs déformables ferrofluidiques sont présentés dans ce chapitre et reposent tous sur l'utilisation de boucles de courant et/ou de réseaux de fils comme sources de champ magnétique. Ensuite, le comportement spatial de ces miroirs déformables est étudié expérimentalement à l'aide de trois prototypes conçus dans notre laboratoire. Nous présentons aussi dans ce chapitre des exemples d'applications de ces miroirs pour la correction d'aberrations statiques, introduites dans un système optique par le désalignement de composantes optiques ou la présence d'éléments aberrants.

En dernier lieu, nous discutons des résultats obtenus avec ces prototypes, nous introduisons quelques applications potentielles pour ces miroirs déformables et présentons les avantages et inconvénients d'une telle technologie.

Abstract

This work shows the usefulness of using magnetic liquids (ferrofluids) for the fabrication of deformable mirrors whose surface can be shaped by magnetic fields. Part of this work consists of a technological improvement of a concept of ferrofluidic deformable mirror developed by Laird in 2005.

After an introduction on the concept of the ferrofluidic deformable mirror, we present the basic components of an adaptive optics system. Next, we explore new applications of adaptive optics that have emerged during the last decade. These new applications have created an interest in the design of affordable deformable mirrors with characteristics different from those commonly used in Astronomy. We then present a chapter discussing of existing technologies of deformable mirrors.

The following chapter is devoted to the theoretical basis and the techniques used to simulate the spatial behavior of these ferrofluidic deformable mirrors. Three types of mirrors are presented in this chapter, each of which use current loops and/or wire network as sources of magnetic field. The spatial behavior of these deformable mirrors is studied in experiments using three prototypes designed in our laboratory. In this chapter, we also present applications of these mirrors for the correction of static aberrations, introduced to an optical system by the misalignment of the components or the presence of aberrant elements.

Lastly, we discuss results obtained for these prototypes and introduce potential applications of these deformable mirrors, presenting the advantages and disadvantages of such a technology.

Remerciements

Ce travail ne pourrait pas avoir été accompli sans la coopération, les conseils et les encouragements de nombreuses personnes que je tiens à remercier ici.

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de thèse, le professeur Ermanno F. Borra, pour le temps et l'attention qu'il a su m'accorder ainsi que pour son soutien financier. Sans lui, cette thèse n'aurait pu être réalisée.

Je remercie également toute l'équipe présente durant les premières années de ce projet, particulièrement Phil Laird et Myriam Rioux. Leurs précieux conseils m'ont été d'une grande utilité. Je remercie aussi mes confrères de travail actuels, Jocelyn Parent et Julien Vassalo, qui par leur complicité et investissement de temps dans ce projet ont contribué au succès de ce travail et à maintenir un esprit d'équipe agréable. Je ne voudrais pas passer sous silence le travail exceptionnel de Aaron Vincent, Hubert-Jean Ruel et Mathieu Cliche, tous trois étudiants d'été ayant aussi contribué au projet par leur dévouement et leur savoir-faire. Je remercie également Jean-Paul Giasson, technicien au département de physique, pour son soutien et ses inestimables conseils techniques.

En dernier lieu, je tiens à remercier mon épouse et mes enfants pour la patience qu'ils ont su faire preuve pendant les quelques années que celui qu'ils appellent « *l'homme dans la Lune* » a consacrées à ce travail.

À Élisabeth...

*« Méfie-toi de ceux qui confondent l'éclairage et la
lumière. »*

Tonino Benacquista, *Quelqu'un d'autre*

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iii
Remerciements	iv
Table des matières	vii
Liste des tableaux	ix
Table des figures	x
1 Introduction	1
2 Optique adaptative et miroirs déformables	3
2.1 Introduction	3
2.2 Composants d'un système d'optique adaptative	4
2.3 Applications de l'optique adaptative	6
2.3.1 Astronomie	7
2.3.2 Ophtalmologie et sciences de la vision	8
2.3.3 Micro-usinage, enregistrement optique et microscopie confocale	10
2.4 Les miroirs déformables	11
2.4.1 Miroirs déformables segmentés	12
2.4.2 Miroirs déformables à surface continue	13
2.4.3 Miroirs déformables bimorphes	15
2.4.4 Miroirs déformables MMDM	16
2.4.5 Les miroirs déformables MEMS	18
2.4.6 Autres types de miroirs déformables	19
2.5 Conclusion	21
3 Miroirs déformables ferrofluidiques : les simulations	22
3.1 Introduction	22

3.2	Interaction ferrofluide et champ magnétique	23
3.3	Champ magnétique d'une boucle de courant	25
3.4	Miroirs déformables ferrofluidiques	26
3.4.1	MDF à boucles de courant	26
3.4.2	MDF à réseaux de fils	35
3.4.3	MDF à actionneurs	42
3.5	Conclusion	51
4	Miroirs déformables ferrofluidiques : les prototypes	53
4.1	Introduction	53
4.2	MDF à boucles de courant	54
4.2.1	Description du MDF	54
4.2.2	Circuit électronique et montage	56
4.2.3	Résultats	58
4.3	MDF à réseaux de fils	64
4.3.1	Description du MDF	64
4.3.2	Circuit électronique et montage	66
4.3.3	Résultats	69
4.4	MDF à actionneurs	75
4.4.1	Description du MDF	75
4.4.2	Circuit électronique et montage	76
4.4.3	Résultats	81
4.5	Exemples d'applications pratiques d'un MDF à actionneurs	81
4.6	Conclusion	88
5	Discussion et conclusion	89
5.1	Introduction	89
5.2	Temps de réponse des MDF	89
5.3	Avantages et inconvénients des MDF	90
5.4	Applications potentielles des MDF	92
5.5	Conclusion	94
A	Les polynômes de Zernike	96
	Bibliographie	100

Liste des tableaux

3.1	Données physiques et champ critique de quelques ferrofluides commerciaux.	25
3.2	Courants calculés pour produire une défocalisation de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV avec un MDF à 5 bobines.	32
3.3	Courants calculés pour produire de l'aberration sphérique de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV avec un MDF à 5 bobines.	33
3.4	Amplitude RMS de l'erreur résiduelle sur le front d'onde pour des termes de défocalisation et d'aberration sphérique de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV produits par un MDF à 5 bobines.	35
3.5	Amplitude RMS des erreurs résiduelles pour des termes de basculement, d'astigmatisme et de coma produits par un MDF à réseaux de 24 fils.	37
3.6	Erreurs résiduelles de quelques polynômes de Zernike en fonction du nombre d'actionneurs pour un MDF à actionneurs.	51
4.1	Résistance des bobines d'un MDF à 5 bobines.	55
4.2	Courants pour produire de la défocalisation et de l'aberration sphérique avec un MDF à 5 bobines.	60
A.1	Les 36 premiers polynômes de Zernike selon la convention de l'OSA.	98

Table des figures

1.1	Photographie d'une ferrofluide recouvert d'une couche réfléchissante de colloïde d'argent (MELLF).	2
2.1	La planète Neptune observée dans le proche infrarouge par le télescope Keck sans et avec optique adaptative.	4
2.2	Schéma du fonctionnement d'un système d'optique adaptative.	5
2.3	Schéma du fonctionnement d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann.	6
2.4	Schéma illustrant le phénomène d'anisoplanétisme.	8
2.5	Images de la rétine sans (à gauche) et avec (à droite) optique adaptative.	9
2.6	Photographies de la vessie d'un cochon d'inde à une profondeur de 30,8 μm dans le spécimen.	10
2.7	Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable segmenté.	12
2.8	Schéma d'un actionneur en céramique piézoélectrique de titanate de plomb-zirconium (PZT).	12
2.9	Photographie du MD du système NAOMI au télescope William Hershell à La Palma.	13
2.10	Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable à surface continue.	14
2.11	Photographie d'un MD à 19 actionneurs et de 30 mm de diamètre de la compagnie OKO.	15
2.12	Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable bimorphe.	16
2.13	Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable à membrane (MMDM).	16
2.14	Photographie d'un MMDM à 37 actionneurs (électrodes) et de 10 mm de diamètre de la compagnie OKO.	17
2.15	Photographie d'un MD à membrane magnétique à 52 actionneurs et de 15 mm de diamètre de la compagnie Imagine Eyes.	17
2.16	Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable de type MEMS de la compagnie Boston Micromachines.	18
2.17	Photographie d'un miroir déformable de type MEMS de la compagnie Boston Micromachines à 1024 actionneurs.	19
2.18	Schéma d'un SLM (<i>Spatial Light Modulator</i>).	19

2.19	Photographie du miroir secondaire déformable du télescope de 6,5 m du Mont Hopkins en Arizona.	20
3.1	Instabilité de Rosensweig créée par un aimant permanent placé sous un récipient de ferrofluide.	24
3.2	Schéma du système de coordonnées utilisé pour le calcul du champ magnétique produit par une boucle de courant.	26
3.3	Champ magnétique dans la région centrale d'une bobine de 10 cm de diamètre composée de 150 tours de fil conducteur et parcourue par un courant de 1 A.	27
3.4	Front d'onde obtenu par réflexion sur la surface d'un ferrofluide soumis au champ magnétique d'une bobine de 10 cm de diamètre.	28
3.5	Schéma illustrant l'effet de la composante horizontale du champ magnétique terrestre sur le champ magnétique d'une bobine.	28
3.6	Effet de la composante horizontale du champ magnétique terrestre sur le front d'onde obtenu par réflexion sur la surface d'un ferrofluide placée à 5 mm au-dessus d'une bobine de 10 cm de diamètre et parcourue par un courant de 0,5 A.	29
3.7	Schéma montrant un contenant de ferrofluide dans le champ magnétique d'une bobine formée de 150 boucles distinctes.	29
3.8	Front d'onde calculé pour une bobine de 10 cm de diamètre comportant 150 tours distincts de fil conducteur et parcourue par un courant de 0,5 A.	30
3.9	Schéma d'un MDF à 5 bobines.	32
3.10	Termes de défocalisation de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV produits par un MDF à 5 bobines.	33
3.11	Termes d'aberration sphérique de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV produits par un MDF à 5 bobines.	34
3.12	Schéma d'un MDF à réseaux de fils.	36
3.13	Schéma de la configuration d'un MDF à réseaux de 24 fils.	36
3.14	Fronts d'onde calculés de termes de basculement, d'astigmatisme et de coma produits par un MDF à réseaux de 24 fils. Amplitudes en μm	38
3.15	Histogrammes des courants nécessaires pour produire de l'astigmatisme avec un MDF à réseaux de 24 fils.	39
3.16	Fronts d'onde calculés pour de l'astigmatisme et du coma produits par un MDF à réseaux de 24 fils combiné à un MDF à 5 bobines. Amplitudes en μm	40
3.17	Histogrammes des courants nécessaires pour produire du coma Z_5^{-1} avec un MDF à réseaux de 24 fils combiné à un MDF à 5 bobines.	41
3.18	Schéma montrant un actionneur typique utilisé pour les simulations d'un MDF à actionneurs.	42
3.19	Schéma montrant la disposition hexagonale des bobines d'un MDF à 37 actionneurs.	43

3.20	Fonction d'influence d'une seule bobine pour un MDF à 37 actionneurs.	44
3.21	Largeur à mi-hauteur de la fonction d'influence d'un actionneur en fonction de la distance entre la surface du ferrofluide et le haut de l'actionneur.	45
3.22	Amplitude RMS de l'erreur résiduelle en fonction de la distance entre les actionneurs et la surface du ferrofluide pour 3 aberrations différentes.	46
3.23	Polynômes de Zernike 1 à 4 produits par un MDF à 37 actionneurs.	47
3.24	Polynômes de Zernike 5 à 8 produits par un MDF à 37 actionneurs.	48
3.25	Polynômes de Zernike 9 à 12 produits par un MDF à 37 actionneurs.	49
3.26	Histogramme des erreurs résiduelles des 32 premiers polynômes de Zernike calculées pour un MDF à 37 actionneurs.	50
3.27	Histogramme des erreurs résiduelles des 20 premiers polynômes de Zernike pour un miroir à membrane de 37 actionneurs de OKO Technologies.	50
4.1	Coupe tridimensionnelle d'un prototype de MDF à 5 bobines.	54
4.2	Photographies du MDF montrant les 5 bobines et leur support.	55
4.3	Contenant de ferrofluide de 80 mm de diamètre reposant au milieu du MDF.	56
4.4	Schéma du circuit électronique d'un amplificateur de courant pour un MDF à bobines.	57
4.5	Montage de l'interféromètre Zygo pour l'enregistrement des fronts d'onde.	57
4.6	Le MDF avec son contenant de ferrofluide encerclé par un cylindre de blindage magnétique en mumétal.	58
4.7	Contribution individuelle des 5 bobines du MDF.	59
4.8	Front d'onde obtenu avec la bobine #5 parcourue par un courant de 0,5 A.	59
4.9	Histogramme des coefficients de Zernike pour la bobine #5 parcourue par un courant de 0,5 A. Les termes de basculement 1 et 2 ne sont pas représentés.	60
4.10	Termes de défocalisation obtenus avec un MDF à 5 bobines.	61
4.11	Termes d'aberration sphérique obtenus avec un MDF à 5 bobines.	62
4.12	Histogramme du rapport, calculé et mesuré expérimentalement, entre l'erreur RMS résiduelle et l'amplitude RMS pour des termes de défocalisation et d'aberration sphérique.	63
4.13	Amplitude du coefficient Z_2^0 en fonction du facteur multiplicatif de courant appliqué aux 5 bobines du MDF.	64
4.14	Termes d'aberration sphérique de Seidel produits par un MDF à 5 bobines.	65
4.15	Histogramme des coefficients de Zernike pour un terme d'aberration de Seidel avec un MDF à 5 bobines.	66
4.16	Photographies du montage montrant la plaque d'aluminium et le réseau de 24 fils.	67
4.17	Erreur RMS résiduelle calculée pour un terme de coma en fonction de la longueur d'un côté de la plaque d'aluminium du montage.	68
4.18	Schéma du circuit électronique d'un amplificateur de courant pour un MDF à réseaux de fils.	68

4.19	Astigmatisme produit par un MDF à réseaux de 24 fils.	70
4.20	Histogramme des coefficients de Zernike pour un terme d'astigmatisme produit par un MDF à réseaux de 24 fils.	70
4.21	Histogrammes des courants nécessaires pour produire de l'astigmatisme avec une amplitude PV de $6 \mu\text{m}$ avec un MDF à réseaux de 24 fils.	71
4.22	Amplitude du coefficient Z_2^2 en fonction d'un facteur multiplicatif de courant appliqué aux 24 fils du MDF.	71
4.23	Coma produit par un MDF constitué d'un réseau de 24 fils.	72
4.24	Histogramme des coefficients de Zernike pour du coma produit par un MDF à réseaux de 24 fils.	72
4.25	Histogrammes des courants nécessaires pour produire du coma avec une amplitude de $6 \mu\text{m}$ PV avec un MDF à réseaux de 24 fils.	73
4.26	Histogramme du rapport, calculé et mesuré, entre l'erreur RMS résiduelle et l'amplitude RMS pour des termes d'astigmatisme et de coma obtenus avec un MDF à réseaux de 24 fils.	73
4.27	Astigmatisme et coma de Seidel produits par un MDF à réseaux de 24 fils.	74
4.28	Photographie d'une bobine d'un MDF à actionneurs avec une pièce de 25¢ pour comparaison.	75
4.29	Photographies du MDF à 37 actionneurs une fois assemblé.	76
4.30	Analyseur de front d'onde HR44 de type Shack-Hartmann de la compagnie Imagine Optics.	77
4.31	Schéma du montage servant aux mesures de front d'onde avec un analyseur de type Shack-Hartmann.	77
4.32	Effet du choix de sens de circulation de courant dans les actionneurs sur le comportement d'un MDF.	78
4.33	Schéma illustrant l'importance des voisins dans le comportement d'un MDF à actionneurs.	78
4.34	Réponse expérimentale d'un actionneur en périphérie du MDF selon que le courant circule en sens antihoraire ou horaire dans celui-ci	79
4.35	Réponse simulée d'un actionneur en périphérie du MDF selon que le courant circule en sens anti-horaire, ou horaire, dans celui-ci	79
4.36	Réponse individuelle des actionneurs #1 à #12 pour un MDF à 37 actionneurs.	80
4.37	Fonction d'influence de la bobine centrale d'un MDF à 37 actionneurs pour un courant de 100 mA.	80
4.38	Polynômes de Zernike 1 à 8 produits par d'un MDF à 37 actionneurs.	82
4.39	Polynômes de Zernike 9 à 16 produits par un MDF à 37 actionneurs.	83
4.40	Polynômes de Zernike 17 à 20 produits par un MDF à 37 actionneurs.	84
4.41	Coma calculé en comparaison avec le résultat expérimental produit par un MDF à 37 actionneurs.	84

4.42	Histogramme des erreurs résiduelles pour les 20 premiers polynômes de Zernike avec un MDF de 37 actionneurs.	85
4.43	Front d'onde aberré par un désalignement de composantes optiques, avant et après la correction avec un MDF à 37 actionneurs	86
4.44	Histogrammes des coefficients de Zernike d'un front d'onde aberré par un désalignement de composantes optiques, avant et après la correction avec un MDF à 37 actionneurs.	86
4.45	Simulations de PSF à partir du front d'onde aberré de la figure 4.43	86
4.46	Front d'onde aberré par un élément de plexiglas, avant et après la correction avec un MDF à 37 actionneurs	87
4.47	Histogrammes des coefficients de Zernike d'un front d'onde aberré par un élément de plexiglas, avant et après la correction avec un MDF à 37 actionneurs.	87
A.1	Illustration des 10 premiers polynômes de Zernike.	99

Chapitre 1

Introduction

Les miroirs liquides sont une alternative intéressante aux miroirs conventionnels. Ils ont l'avantage d'avoir une surface très régulière, d'être peu coûteux et d'un design simple. Par exemple, du mercure dans un simple contenant en rotation adopte la forme d'une parabole et constitue, dans une certaine mesure, une forme de miroir déformable, c.-à-d. que la longueur focale peut être ajustée en variant la vitesse de rotation du contenant. La performance et la qualité de ces miroirs sont bien documentées, autant par des tests en laboratoire [BCG⁺92, GB97] que par des observations [SSA⁺95, HM97].

Les surfaces liquides peuvent être déformées par d'autres méthodes que par la rotation. Par exemple, Shuter et Whitehead ont proposé d'utiliser des aimants permanents pour rendre sphérique la surface d'un miroir au mercure en rotation [SW94]. Ragazzoni et Marchetti ont proposé un miroir liquide adaptatif qui utilise un liquide conducteur métallique et réfléchissant [RM94]. Ce liquide est parcouru par un courant et sa surface est déformée par un champ magnétique créé par des bobines extérieures. Sauf pour le mercure, la température de Curie des métaux est inférieure à la température à laquelle ils demeurent à l'état liquide. Ragazzoni et al. ont considéré un grand télescope utilisant un liquide magnétique confiné par un champ magnétique [RME96]. Malheureusement, bien que le mercure convient bien aux miroirs liquides en rotation, il n'est pas adapté à être utilisé comme liquide magnétique. Premièrement, la composition chimique du mercure ne permet pas d'y ajouter des particules magnétiques tout en conservant le liquide stable [Ros97]. Deuxièmement, afin de déformer sa surface, la haute densité du mercure nécessite une très grande force et donc un champ magnétique important.

Pour contrecarrer ce problème, Borra et al. ont expérimenté avec des liquides magnétiques appelés ferrofluides [Bor03, Lai05]. Les ferrofluides sont des liquides contenant des particules ferromagnétiques d'environ 10 nm de diamètre et recouvertes par un surfactant qui

empêche l'agglomération causée par la force de Van der Waals. De plus, la taille des particules fait en sorte que le ferrofluide demeure homogène et stable sur des périodes de 1 à 2 ans. Les ferrofluides sont des liquides opaques qui ressemblent à de l'huile à moteur et ont une très faible réflectivité (environ 4%). Pour rendre le ferrofluide réfléchissant, on doit déposer à sa surface un liquide à base d'un colloïde d'argent appelé MELLF (*Metal Liquid-Like Film*) [YLBRVdS03]. Cependant, les ferrofluides commerciaux ne sont pas compatibles avec le MELLF et un nouveau ferrofluide (voir figure 1.1) a dû être conçu par un groupe de chimistes de l'Université Laval [Dér07].

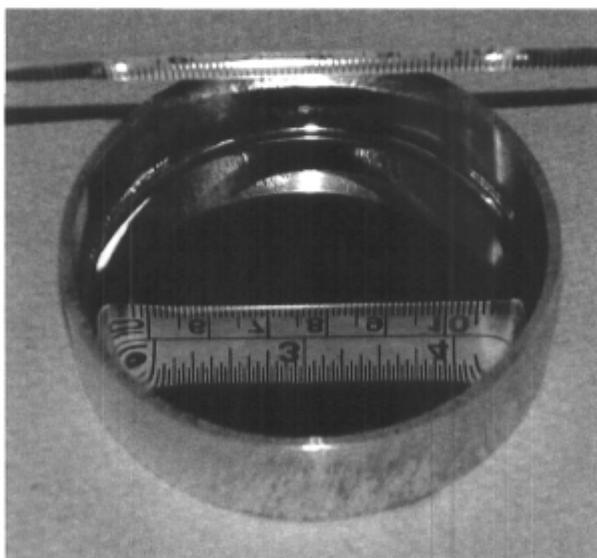


Figure 1.1 – Photographie d'une ferrofluide recouvert d'une couche réfléchissante de colloïde d'argent (MELLF). Ce ferrofluide a été spécialement conçu au département de chimie de l'Université Laval pour être compatible avec le MELLF.

Les progrès récents dans la fabrication de ces ferrofluides et de ces MELLFs nous ont poussés à créer une toute nouvelle gamme de miroirs déformables. Les étapes entourant la création de ces nouveaux miroirs déformables seront présentées, mais avant nous examinerons le statut actuel des applications en optique adaptative et les technologies existantes de miroirs déformables.

Chapitre 2

Optique adaptative et miroirs déformables

2.1 Introduction

Lorsqu'une onde plane traverse un milieu dans lequel l'indice de réfraction change localement, celle-ci se dégrade et perd sa planéité. Par exemple, le front d'onde parfaitement plan provenant d'une étoile à l'infini, avant d'atteindre le télescope, est altéré par le mélange turbulent de l'air à différentes températures au dessus de l'observatoire.

L'optique adaptative (OA) est une technique visant à corriger en temps réel le front d'onde déformé et ainsi permettre des images à haute résolution (voir figure 2.1). Babcock est le premier qui propose cette idée en 1953 pour compenser les effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques [Bab53]. Cependant, la technologie n'étant pas prête à cette époque, le concept original de Babcock n'a jamais vu le jour. Il faudra attendre la fin des années 1970 pour que l'armée américaine déclassifie ses travaux sur le sujet pour la première fois. Un premier système d'OA pour l'observation astronomique est alors mis au point par Hardy et permettra d'obtenir des images à des résolutions angulaires élevées [HLK77]. Il faudra attendre 1989 et le projet français COME-ON, installé sur le télescope de 3,6 m de l'ESO (*European Southern Observatory*) au Chili, pour voir apparaître des systèmes permettant d'obtenir des résultats vraiment appréciables [RFK⁺90]. Un véritable engouement pour l'OA a suivi et de nombreux projets ont vu le jour à cette époque.

Lorsque l'OA est utilisée pour corriger des aberrations variant lentement (moins de 1 Hz environ) et souvent introduites par l'instrument optique lui-même, par exemple l'effet du

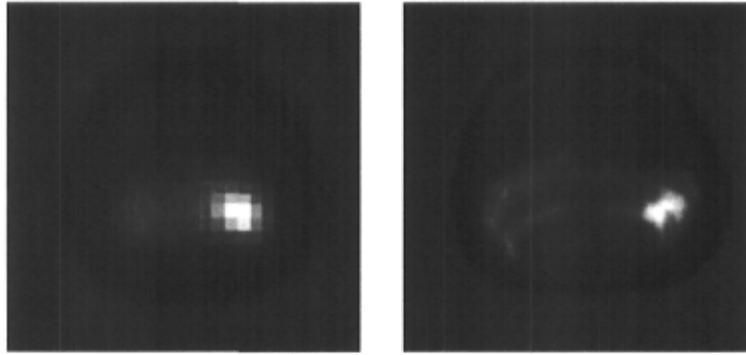


Figure 2.1 – Exemple d'application de l'OA. La planète Neptune observée dans le proche infrarouge par le télescope Keck sans (à gauche) et avec optique adaptative (à droite).
Source : CFAO

vent, la dilatation thermique des matériaux, la gravité ou autres, on parle alors plutôt d'optique active. Une personne myope plissant les yeux pour améliorer sa vision représente en quelque sorte un système primitif d'optique active.

2.2 Composants d'un système d'optique adaptative

Le principe de l'optique adaptative peut paraître très simple, mais la mise en service d'un tel système peut être infiniment complexe. Un front d'onde incident est altéré par une source de turbulence : sa surface d'onde n'est plus plane, mais irrégulière. On l'envoie sur un miroir déformable auquel on applique une déformation inverse à celle du front d'onde incident, de façon qu'après réflexion sur ce miroir il retrouve sa planéité (voir figure 2.2). Le problème est de savoir quelles déformations doivent être appliquées à la surface du miroir. Puisque les déformations doivent être inverses à celles du front d'onde, on les obtient en analysant le front d'onde incident. On prélève alors une partie de la lumière à l'aide d'une lame semi-réfléchissante et on l'achemine sur un dispositif qui analyse le front d'onde en plusieurs points. Un ordinateur reçoit les données et calcule les déformations à appliquer au miroir déformable. Les trois éléments importants d'un système d'OA sont : l'analyseur de front d'onde, le miroir déformable et le système de contrôle (reconstructeur).

Le front d'onde peut être mesuré directement ou indirectement selon l'analyseur de front d'onde utilisé. La mesure directe consiste à échantillonner le front d'onde et à donner une mesure de la phase en plusieurs points. Par exemple, l'interférométrie est une méthode de mesure directe souvent utilisée pour calibrer les miroirs déformables. La mesure indirecte consiste à échantillonner la pente locale du front d'onde en plusieurs points, la phase étant ensuite reconstruite mathématiquement par le reconstructeur.

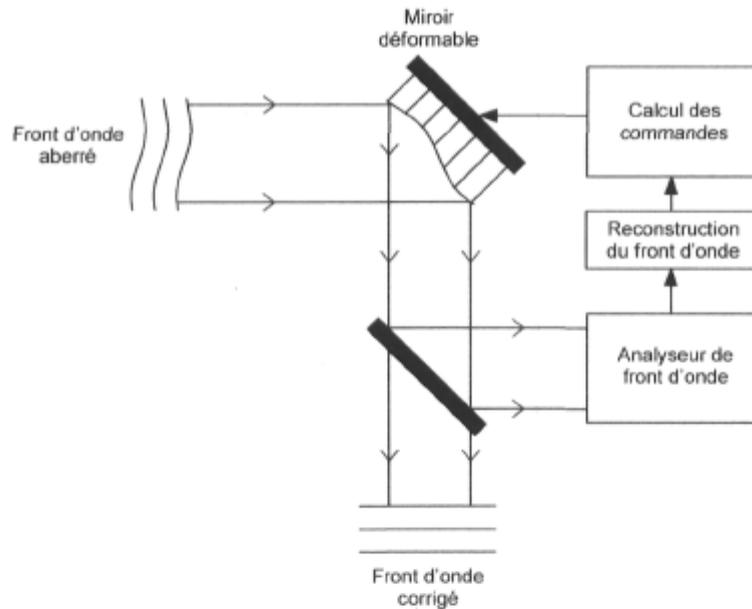


Figure 2.2 – Schéma du fonctionnement d'un système d'optique adaptative. Le miroir déformable est constamment ajusté par le système de contrôle afin d'optimiser la qualité de l'image.

Il existe plusieurs types d'analyseurs de front d'onde, mais le plus répandu est sans doute l'analyseur de Shack-Hartmann et qui fonctionne par la mesure indirecte du front d'onde¹. L'analyseur Shack-Hartmann divise la pupille en un ensemble de sous-pupilles et une matrice de microlentilles produit une image de chaque sous-pupille (voir figure 2.3). Le déplacement du centroïde de chacune de ces sous-images donne une mesure de la pente du front d'onde dans cette sous-pupille. Ces mesures de pentes peuvent ensuite être dirigées vers un algorithme qui reconstruit le front d'onde et calcule la correction que le miroir déformable doit apporter.

Les miroirs déformables (MD) peuvent être grossièrement divisés en deux classes distinctes [GHBH99] : segmentés ou continus. Les MD segmentés sont faits de segments indépendants de miroirs plats qui peuvent être positionnés de façon à déformer la surface globale du miroir. La seconde catégorie, comme son nom l'indique, est une surface continue réfléchissante déformée par une série d'actionneurs qui poussent et/ou tirent sur le miroir en appliquant une force perpendiculaire à sa surface. Il y a aussi les MD que l'on appelle bimorphes et où un voltage appliqué entre une électrode continue et une électrode de contrôle change la courbure du miroir. Ce dernier type de MD peut être inclus dans la classe des miroirs déformables continus. Une discussion plus détaillée de la technologie des miroirs déformables est donnée au deuxième chapitre de ce document.

¹Le lecteur désirant en apprendre plus sur les différents types d'analyseurs de front d'onde peut consulter [Gea95]

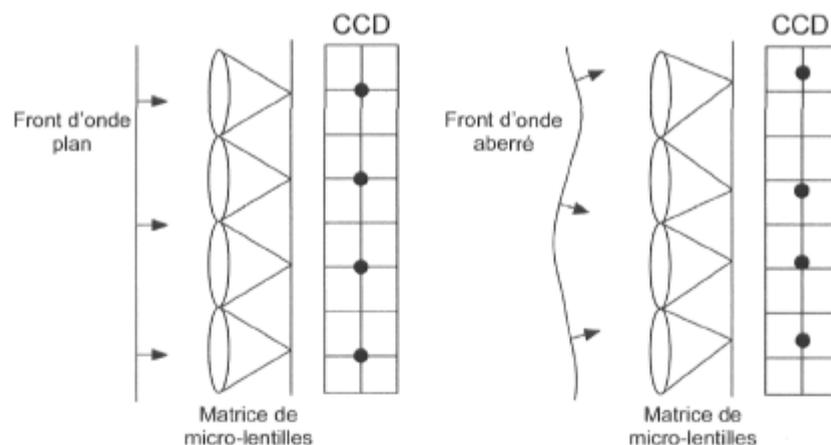


Figure 2.3 – Schéma du fonctionnement d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann. Un front d'onde plan (à gauche) arrive sur une matrice de micro-lentilles et plusieurs points régulièrement espacés sont focalisés sur un capteur CCD. Un front d'onde aberré (à droite) arrive sur la matrice de micro-lentilles et les points focaux (centroïdes) sont déplacés, permettant une mesure de la pente locale du front d'onde.

L'étape de reconstruction du front d'onde se fait selon deux approches : zonale ou modale. Dans l'approche zonale, le front d'onde est évalué directement à partir d'un ensemble discret de mesures de pentes/phases. Dans l'approche modale, le front d'onde est exprimé par un ensemble de fonctions orthogonales de base et les coefficients de ces fonctions sont estimés à l'aide des mesures discrètes de pentes/phases. La méthode modale par décomposition en polynômes de Zernike est préférable pour la reconstruction de fronts d'onde dans une pupille circulaire (voir annexe A).

Les critères de performance d'un système d'OA sont principalement la vitesse d'échantillonnage et la sensibilité de l'analyseur de front d'onde, la vitesse à laquelle le miroir déformable peut appliquer les corrections, l'amplitude maximale des déformations que la surface du MD peut produire et le nombre d'actionneurs de celui-ci. La vitesse d'échantillonnage requise est déterminée par la fréquence de variation des aberrations du front d'onde et peut varier de quelques dizaines de Hz pour des applications en sciences de la vision [HAAW01] à près de 1 kHz pour l'astronomie [FP82].

2.3 Applications de l'optique adaptative

Au cours des dix dernières années, les applications de l'OA ont connu un incroyable essor et touchent maintenant un grand nombre de disciplines. Nous résumons ces développements et ces nouvelles applications dans les sections qui suivent.

2.3.1 Astronomie

Les systèmes d'OA sont aujourd'hui présents dans plusieurs observatoires astronomiques possédant des miroirs primaires de 3 à 5 m de diamètre. Ces systèmes sont devenus partie intégrante de la génération courante des grands télescopes travaillant dans le visible et l'infrarouge.

Un système d'OA requiert une source de référence de façon à déterminer le niveau des aberrations dans le champ de vision. Des étoiles de référence suffisamment brillantes (étoiles guides) pour calculer les aberrations ne sont pas toujours disponibles près de l'objet étudié. Ceci restreint à environ 10% la portion du ciel où l'OA peut être utilisée [MOF⁺97]. C'est pourquoi on crée maintenant des étoiles guides artificielles en pointant un laser vers la couche de sodium de la mésosphère située à environ 95 km au dessus de l'observatoire. Le laser excite les atomes de sodium et ceux-ci réémettent ensuite la lumière en produisant ainsi une étoile guide artificielle. Deux systèmes de ce genre sont actuellement en utilisation régulière : un à l'observatoire Keck à Hawaii et l'autre aux observatoires Lick et Palomar en Californie. Des systèmes d'étoiles guides artificielles sont en essai à l'observatoire Gemini et pour le VLT (*Very Large Telescope*) mais ne sont pas encore utilisés couramment.

La nouvelle génération de télescopes avec des diamètres de plus de 20 m impose de sérieuses limitations à l'utilisation de l'OA. Une seule étoile guide dans le plus large champ de vision de ces télescopes n'est pas suffisante, car la variation volumique de la turbulence implique que les fronts d'onde qui arrivent sur la pupille ont traversé des couches différentes de turbulence (voir figure 2.4). La phase turbulente est donc différente pour des directions d'observation différentes. Pour compenser cet effet nommé anisoplanétisme, une technique appelée MCAO (*MultiConjugate Adaptive Optics*) fait présentement l'objet d'un développement important [Bec98]. Cette technique augmente le champ corrigé en reproduisant la structure tridimensionnelle des aberrations de l'atmosphère sur plusieurs miroirs déformables dans l'optique du télescope et requiert plusieurs étoiles guides.

La recherche de planètes extra-solaires connaît actuellement un grand intérêt et bénéficie de l'OA par le développement de l'ExAO (*Extreme Adaptive Optics*) et exige des miroirs déformables avec un nombre d'actionneurs de 2000 et plus [MGP⁺06]. Une telle quantité d'actionneurs rend inabordable l'utilisation de MD classiques faits d'actionneurs piézoélectriques. C'est pourquoi on a vu apparaître des systèmes, baptisés *woofer/tweeter*, composés de deux MD [MGO⁺06]. Un MD (*woofer*), possédant un nombre limité d'actionneurs (40 à 50), est chargé de corriger les aberrations de bas ordres et de grande amplitude (environ 8 $\mu\text{m PV}$)², alors qu'un autre MD (*tweeter*) est chargé de la correction des ordres plus élevés

²Les abréviations suivantes sont utilisées dans la thèse :

PV : *Peak-to-Valley*, amplitude crête-à-crête. RMS : *Root Mean Square*, racine de la variance.

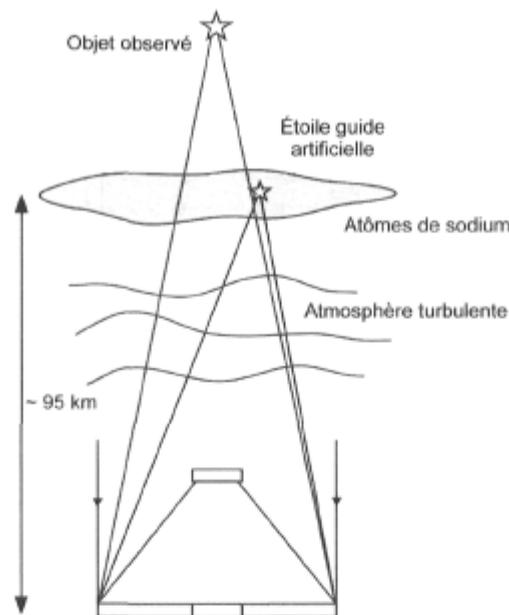


Figure 2.4 – Schéma illustrant le phénomène d'anisoplanétisme. La lumière de l'objet étudié traverse des couches de turbulence différentes de la lumière provenant de l'étoile guide artificielle.

et possède un nombre beaucoup plus élevé d'actionneurs (environ 2000). Le premier MD (*woofer*) est souvent de type conventionnel alors que le second (*tweeter*) est de type MEMS (*Micro-Electro-Mechanical Systems*). Les miroirs déformables de type MEMS sont présentés au chapitre suivant.

Ces nouvelles applications de l'OA sont très excitantes et présentent plusieurs défis pour le développement de nouveaux miroirs déformables.

2.3.2 Ophtalmologie et sciences de la vision

L'oeil humain, considéré en tant qu'instrument optique, est d'une piètre performance comparativement aux composantes utilisées dans les instruments modernes comme les lecteurs DVD et les appareils photo numériques. C'est le traitement des images par notre cerveau qui fait en sorte que nous pouvons voir si bien. Durant les dix dernières années, l'étude de l'oeil humain a grandement bénéficié de l'OA. Son utilisation a permis de mesurer et de compenser les aberrations de l'oeil humain autant pour la lumière entrante que sortante de l'oeil.

Les lunettes sont utilisées depuis le 13^e siècle pour corriger la défocalisation de l'oeil et depuis le 19^e pour corriger l'astigmatisme [Tys00]. L'OA permet de mesurer des aberrations d'ordres plus élevés que par le passé chez les individus et ainsi appliquer une correction personnalisée. Un système pour corriger les aberrations d'ordres élevés a été utilisé pour la première fois par Liang en 1997 [LW97]. Depuis, plusieurs systèmes ont été fabriqués à travers le monde. La mesure précise de ces aberrations ouvre la voie à des méthodes personnalisées de chirurgies laser, de fabrication de lentilles cornéennes et de lentilles intra-oculaires.

La possibilité d'imager individuellement les photorécepteurs de l'oeil vivant permet de diagnostiquer plus facilement différentes pathologies de l'oeil (voir figure 2.5). Par exemple, le glaucome ne peut souvent être détecté par des méthodes conventionnelles que quand les dommages sont devenus irréversibles. Des mesures plus précises de l'épaisseur des fibres nerveuses autour du nerf optique permettent une détection plus précoce de cette maladie [VRF⁺07]. Le diabète est une autre maladie affectant la rétine qui peut bénéficier d'une meilleure résolution d'image dans la région critique de la rétine.

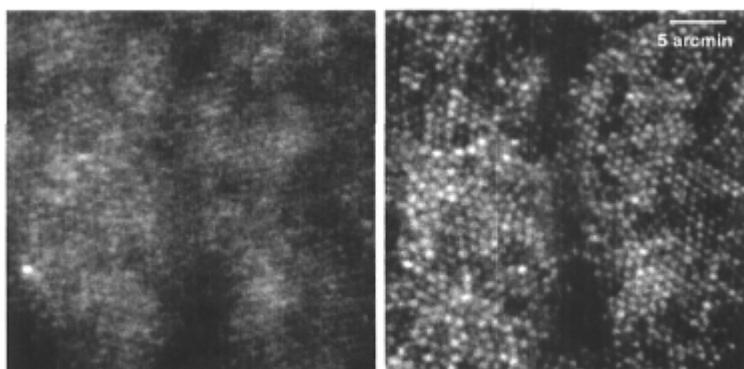


Figure 2.5 – Images de la rétine sans (à gauche) et avec optique adaptative (à droite). On arrive à bien résoudre les photorécepteurs sur l'image de droite. Source : Austin Roorda.

La combinaison de l'OA à d'autres technologies a permis la création de nouvelles applications en sciences de la vision. Par exemple, l'ophtalmoscope à balayage laser (SLO) crée une image de la rétine par le balayage d'un faisceau laser à travers l'oeil et en détectant la lumière réfléchi point par point [WHD87]. De toutes les innovations en imagerie ophtalmologique, la tomographie à cohérence optique (OCT) est celle qui connaît le développement le plus rapide et bénéficie de l'OA. L'OCT permet d'enregistrer des images à différentes profondeurs de la rétine et de les combiner pour cartographier la structure tridimensionnelle de celle-ci.

Les applications de l'OA en sciences de la vision utilisent souvent des systèmes conçus au départ pour l'astronomie. Ces systèmes d'OA étant souvent dispendieux et encombrants, cela les rend moins appropriés pour une utilisation clinique. La tendance du domaine est d'utiliser des miroirs déformables de type MEMS qui sont plus économiques et petits que les MD à

actionneurs piézoélectriques. Ces MD sont par contre limités à quelques μm de déformation et cela est insuffisant pour corriger toutes les aberrations de l'oeil humain qui peuvent parfois dépasser 10 μm d'amplitude [COS06].

2.3.3 Micro-usinage, enregistrement optique et microscopie confocale

Les lasers sont des sources cohérentes presque idéales. Cependant, certains facteurs affectent la collimation du faisceau. Les aberrations peuvent diminuer l'intensité du point laser et imposer une limitation pour des applications en micro-usinage laser. Aussi, il peut être désirable de contrôler dynamiquement les aberrations de bas ordres dans ces systèmes. Un exemple serait le contrôle de la focalisation pour s'adapter aux changements de hauteurs d'un échantillon destiné au micro-usinage.

La quête pour des milieux enregistreurs à haute densité pousse la recherche vers les mémoires optiques à trois dimensions [BSW05]. Plutôt que de graver l'information dans un seul plan du milieu enregistreur, les données sont gravées sur plusieurs couches. Plusieurs milieux ont été suggérés mais produisent tous des aberrations qui affectent à la fois l'enregistrement et la lecture des données. La correction par l'OA est une solution envisagée à ce problème.

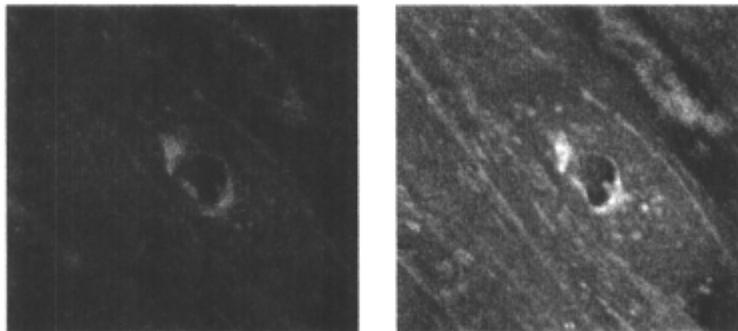


Figure 2.6 – Photographies de la vessie d'un cochon d'inde à une profondeur de 30,8 μm dans le spécimen. L'image de gauche (sans AO) manque de détails alors que celle de droite (avec AO) est compensée pour les aberrations induites par les tissus. La taille de chaque image est de 32 x 32 μm . Source : [GB05].

L'avantage du microscope confocal, comme pour l'OCT décrite plus haut, réside dans sa faculté d'imager différentes couches dans un spécimen biologique. Ces tranches d'images peuvent par la suite être combinées pour former une image tridimensionnelle de la structure du spécimen (voir figure 2.6). La résolution des images est par contre dégradée par les aberrations du système optique et du spécimen. La cause majeure des aberrations provenant du

spécimen est le changement local de l'indice de réfraction causé par les cellules et les dépôts de graisse. L'utilisation de lentilles à grande ouverture focale contribue aussi aux aberrations. De plus, ces aberrations diminuent le nombre de photons atteignant le détecteur, résultant en un contraste réduit des images. Les aberrations de bas ordres sont celles qui contribuent le plus à la dégradation des images obtenues par microscopie confocale [BNJW02]. L'OA présente donc un intérêt majeur pour ce domaine.

2.4 Les miroirs déformables

Le MD est probablement la composante d'un système d'OA qui contribue le plus à la performance finale de celui-ci. Plusieurs paramètres servent à caractériser un MD, les principaux étant :

- Nombre d'actionneurs : détermine le nombre de degrés de liberté du miroir, i.e. le nombre maximum de polynômes de Zernike pouvant être reproduits.
- Gamme dynamique : amplitude maximale des déformations que le miroir peut produire à sa surface. Ce paramètre est en partie relié au déplacement vertical maximum des actionneurs. La différence de déplacement vertical entre deux actionneurs limite tant qu'à elle la pente locale maximale qu'on peut donner au front d'onde.
- Qualité de la surface du miroir quand celui-ci n'est pas en opération.
- Hystérésis des actionneurs : les actionneurs doivent retourner au même état et/ou position quand la même tension ou le même courant est appliqué. Ce paramètre détermine l'uniformité de la réponse du miroir.
- Temps de réponse : doit être plus court que le temps caractéristique des changements de la source des aberrations. Ce paramètre dépend surtout de la structure mécanique du miroir et rarement des actionneurs eux-mêmes.

D'autres paramètres peuvent aussi servir à caractériser un MD : diamètre du miroir, distance entre les actionneurs, géométrie des actionneurs, dissipation thermique, électronique de contrôle et support mécanique du miroir.

Comme mentionné précédemment, les MD peuvent être séparés en deux classes principales : segmentés ou continus. Les sections suivantes présentent une brève description des différents types de MD existants.

2.4.1 Miroirs déformables segmentés

Ces MD sont faits de segments de miroirs espacés entre-eux. Chaque segment est contrôlé par 1 à 3 actionneurs (voir figure 2.7). Quand un seul actionneur contrôle le segment, seul le terme de piston est localement modifié. Quand 2 ou 3 actionneurs contrôlent le segment, le basculement est lui aussi ajustable.

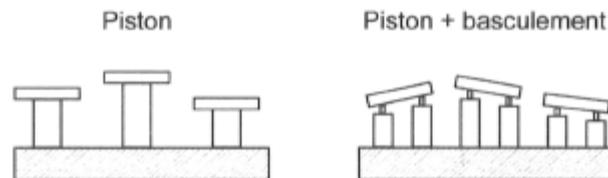


Figure 2.7 – Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable segmenté. Chaque segment est contrôlé par un actionneur (à gauche) et permet un déplacement vertical (piston). Si deux actionneurs contrôlent le segment, les termes de piston et de basculement sont disponibles (à droite).

Dans les années 1970, les actionneurs utilisés étaient des céramiques piézoélectriques en titanate de plomb-zirconium (PZT)(voir figure 2.8). Mais les actionneurs fabriqués avec ce matériel se dégradent avec le temps et souffrent d'une hystérésis avoisinant les 15% [Tys00]. Après une dizaine d'années de recherche sont apparus les actionneurs électrostrictifs en céramique de niobate de plomb-magnésium (PMN). Comme les actionneurs PZT, les actionneurs PMN se déforment quand un champ électrique est appliqué, cependant la déformation est indépendante de la polarité du champ électrique et l'hystérésis est plutôt de l'ordre de 2% [Tys00]. La réponse des PZT est linéaire avec la tension alors que la réponse des PMN est quadratique avec la tension .

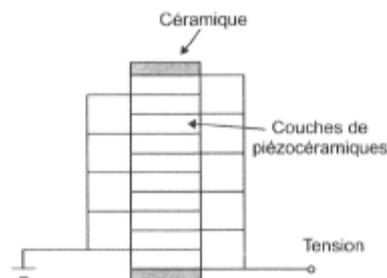


Figure 2.8 – Schéma d'un actionneur en céramique piézoélectrique de titanate de plomb-zirconium (PZT). Plusieurs couches de PZT sont empilées afin d'augmenter la déformation maximale de l'actionneur. La tension normalement requise pour ce type d'actionneur est de l'ordre de 300 V

La figure 2.9 montre une photographie d'un MD segmenté. Il s'agit du MD du système NAOMI au télescope William Hershel à La Palma. Ce MD est constitué de 76 segments carrés et chacun est monté sur 3 actionneurs piézoélectriques. Des jauges de stress sur chacun des miroirs permettent de réduire l'hystérésis des actionneurs piézoélectriques à près de 1%. Le déplacement maximum des segments est de $6 \mu\text{m}$ et une fréquence de correction de 250 Hz est atteinte en boucle fermée³ [Ben06]. Ces valeurs sont représentatives de ce que l'on retrouve habituellement pour ce type de MD.

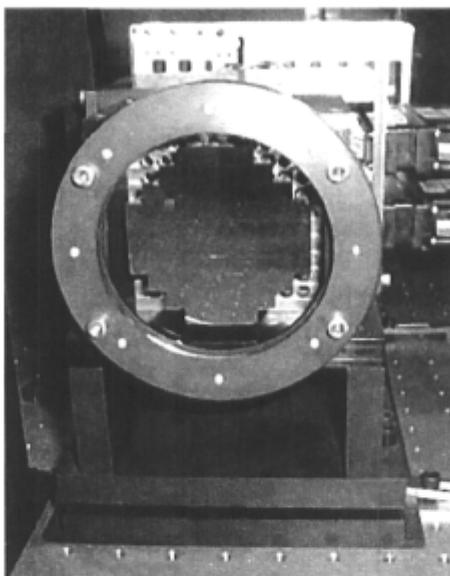


Figure 2.9 – Photographie du MD du système NAOMI au télescope William Hershel à La Palma. Ce MD est constitué de 76 segments carrés et chacun est monté sur 3 actionneurs piézoélectriques. Source : ING La Palma.

Les MD segmentés ont des avantages : les segments peuvent être déplacés indépendamment, remplacés facilement et combinés pour former de plus grands miroirs. Par contre, l'espace entre les segments provoque une perte de lumière et la géométrie régulière des segments fait que le miroir se comporte comme un réseau diffractif.

2.4.2 Miroirs déformables à surface continue

Pour ces miroirs, les segments individuels sont remplacés par une fine épaisseur continue d'un substrat (verre, quartz) recouvert d'une couche réfléchissante (voir figure 2.10). L'épais-

³Par le terme boucle fermée, on sous-entend que l'analyseur de front d'onde est placé après le MD et mesure uniquement la phase résiduelle. Cette configuration permet à l'analyseur de travailler avec seulement de petites différences de phase. Le terme boucle ouverte s'applique dans le cas où l'analyseur mesure directement la phase turbulente, avant la correction par le MD.

seur de ce matériel doit être suffisante pour conserver sa planéité durant le polissage, mais assez mince pour pouvoir le déformer sans trop de difficulté avec les actionneurs. Les actionneurs doivent aussi être assez rigides pour ne pas plier lorsque la surface du miroir se déforme. La disposition des actionneurs dans ces MD est très souvent hexagonale.

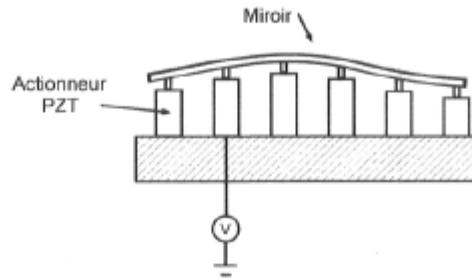


Figure 2.10 – Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable à surface continue. Les actionneurs sont souvent des céramiques piézoélectriques PZT ou PMN.

Quand une tension V est appliquée au $i^{\text{ème}}$ actionneur, la déformation de cet actionneur est donnée par ce qu'on appelle la fonction d'influence $\phi_i(x, y)$ multiplié par la tension V_i . La surface du MD quand tous les actionneurs sont en fonction est alors :

$$\phi(x, y) = \sum_i V_i \phi_i(x, y) \quad (2.1)$$

et $\phi(x, y)$ possède généralement une forme gaussienne du type [TF04] :

$$\phi_{Gauss} = A_{inf} \exp \left[\frac{\ln c_a}{r_c^2} r^2 \right], \quad (2.2)$$

où A_{inf} est l'amplitude de la fonction d'influence, r est la distance radiale dans le plan du MD, r_c est la distance entre les actionneurs et c_a est le coefficient de couplage entre les actionneurs, exprimé par un nombre entre 0 et 1. Le coefficient de couplage est une mesure de la déformation, au-dessus d'un actionneur non alimenté, exprimée comme une fraction de l'amplitude de son plus proche voisin.

L'épaisseur du matériel formant la surface du MD a un impact sur la fonction d'influence. Si l'épaisseur est grande, la fonction d'influence sera large (couplage élevé) et si l'épaisseur est petite, la fonction d'influence sera étroite (couplage faible). Pour les MD commerciaux le couplage se situe normalement autour de 15% [Tys00].

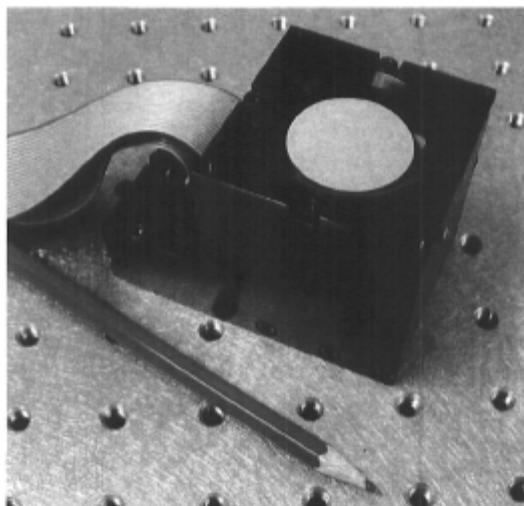


Figure 2.11 – Photographie d'un MD à 19 actionneurs et de 30 mm de diamètre de la compagnie OKO. La tension d'opération de ce miroir est de l'ordre de 400 V. Source : OKO Technologies.

La figure 2.11 montre un exemple de technologie actuelle de MD à surface continue de la compagnie OKO Technologies. Ce miroir possède 19 actionneurs piézoélectriques et un diamètre de 30 mm. Celui-ci possède une hystérésis de 14%, est capable d'une déformation maximale de 3 μm pour les actionneurs situés au centre du miroir et de 6 à 8.5 μm pour les actionneurs extérieurs [DD05]. Ces types de MD sont actuellement disponibles commercialement avec un nombre d'actionneurs allant jusqu'à 300 environ.

2.4.3 Miroirs déformables bimorphes

Ces MD sont fabriqués à partir de deux couches de matériel piézoélectrique ou électrostrictif avec un réseau d'électrodes situé entre les deux pour contrôler la déformation (voir figure 2.12). Quand une tension est appliquée, une couche se contracte et l'autre se dilate, créant ainsi une courbure locale. La surface supérieure est polie et recouverte d'une couche réfléchissante. À cause de sa structure, ces MD sont souvent limités à des corrections d'aberrations de faibles ordres. L'ensemble doit être supporté par les côtés et des effets de résonance peuvent apparaître. La dimension des électrodes doit être grande par rapport à l'épaisseur des couches de matériel pour avoir une déformation suffisante. Une caractéristique de ces MD, comparativement à ceux qu'on a présentés précédemment, est qu'on contrôle la courbure de la surface du miroir et non sa déformation.

Dépendamment du matériel utilisé, PZT ou PMN, ces MD ont une hystérésis d'environ 2 à 6% [DD05, Tys00]. La déformation locale maximale de ces MD est d'environ 8 μm , mais

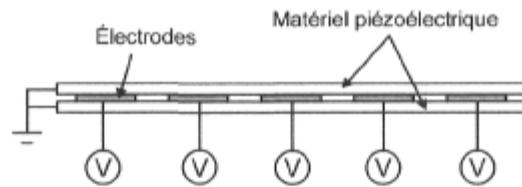


Figure 2.12 – Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable bimorphe. Le matériel piézoélectrique (PZT) peut être remplacé par un matériel électrostrictif (PMN).

à cause de la façon dont la surface du MD est contrôlée (courbure) on peut atteindre une défocalisation maximale de l'ordre de 15 à 20 μm sur le miroir quand toutes les électrodes sont en fonction.

2.4.4 Miroirs déformables MMDM

Ces miroirs déformables MMDM (*Micromachined Membrane Deformable Mirror*) sont constitués d'une membrane en nitrite de silicium suspendue au dessus d'une série d'électrodes [VS95]. La membrane est attirée électrostatiquement vers les électrodes quand un voltage leur est appliqué (voir figure 2.13). Puisque la membrane est très mince, peu de puissance est nécessaire pour déformer celle-ci et la déformation de la surface possède une dépendance quadratique avec la tension. La tension requise est de quelques centaines de volts mais le courant est faible [TF04]. Le principe de fonctionnement de ces miroirs fait qu'on ne peut que tirer la membrane vers le bas. On doit donc appliquer une tension initiale sur les électrodes pour donner à la membrane une déformation initiale et permettre un déplacement bidirectionnel.

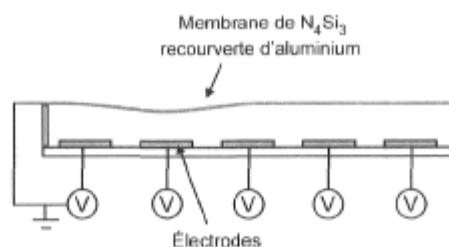


Figure 2.13 – Schéma du fonctionnement d'un miroir déformable à membrane (MMDM). La déformation de la membrane est proportionnelle à V^2 .

Ces MMDM ont connu un grand succès dans de nombreuses applications car leur coût

et leur consommation électrique est faible, ils ne présentent pas d'hystérésis et ont dans l'ensemble de bonnes performances pour la correction d'aberrations [BP06]. Ils ont par contre l'inconvénient d'être limités en déformation et de démontrer une forte corrélation entre les électrodes.

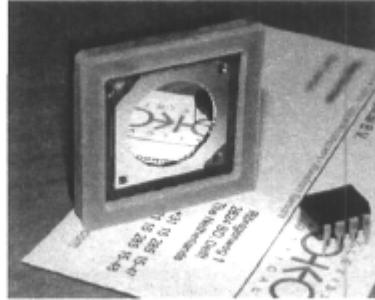


Figure 2.14 – Photographie d'un MMDM à 37 actionneurs et de 10 mm de diamètre de la compagnie OKO. Source : OKO Technologies

La figure 2.14 montre un MMDM commercial de la compagnie OKO Technologies. Il s'agit d'un MMDM d'un diamètre de 10 mm possédant 37 électrodes. La fixation de la membrane fait en sorte que la surface utilisable de ces miroirs est réduite si on veut corriger des aberrations jusque sur le bord de la pupille. Le maximum de déformation atteinte par ce miroir quand toutes les électrodes sont en fonction est de $3,5 \mu\text{m}$ [DD05].



Figure 2.15 – Photographie d'un MD à membrane magnétique à 52 actionneurs et de 15 mm de diamètre de la compagnie Imagine Eyes. Source : Imagine Eyes.

En 2001 une équipe française a développé un concept de MD à membrane magnétique [CBD⁺01]. Ce miroir est fait d'une membrane de polyimide recouverte d'un côté par un matériel réfléchissant, tandis que sur l'autre face sont collés de petits microaimants. La déformation est réalisée par une série de microbobines planaires de 6 mm de diamètre situées sous la membrane. La force magnétique entre les microaimants et le champ magnétique des microbobines provoque la déformation de la membrane. L'inversion de courant dans les microbobines permet d'obtenir un mouvement bidirectionnel de la membrane. Des déformations de $20 \mu\text{m}$ ont été obtenues avec ce miroir, mais le stress créé par le système de collage des microaimants sur la membrane causait d'importantes aberrations optiques. Ce système a été

amélioré par la compagnie Imagine Eyes qui propose maintenant commercialement un miroir de ce type possédant 52 actionneurs (microbobines) sur un diamètre de 15 mm (voir figure 2.15). Des déformations de plus de 10 μm ont pu être obtenues avec ce miroir et la génération de polynômes de Zernike jusqu'à l'ordre 5 a été démontré [FVH⁺06]. Ce MD constitue à ce jour une des meilleures solutions pour des applications d'OA en sciences de la vision.

2.4.5 Les miroirs déformables MEMS

Les miroirs déformables MEMS (*Micro-Electro-Mechanical Systems*) sont une nouvelle classe de MD apparue au cours des dernières années et qui utilisent des principes de fabrication similaires à ceux de l'industrie des semi-conducteurs. Les procédés de fabrication en série des composantes semi-conductrices offrent la possibilité de réduire considérablement le coût de ces MD (en autant qu'une demande suffisante apparaisse).

La figure 2.16 montre le principe de fonctionnement d'un de ces MD fabriqués par la compagnie Boston Micromachines. La membrane est attachée à de petits diaphragmes électrostatiques par procédé de microfabrication. Une tension appliquée sur le diaphragme crée une déformation locale de la surface du miroir. La compagnie Texas Instruments fabrique aussi un de ces types de MD, mais celui-ci est de type segmenté et utilisé principalement pour les téléviseurs à technologie DLP (*Digital Light Processing*).

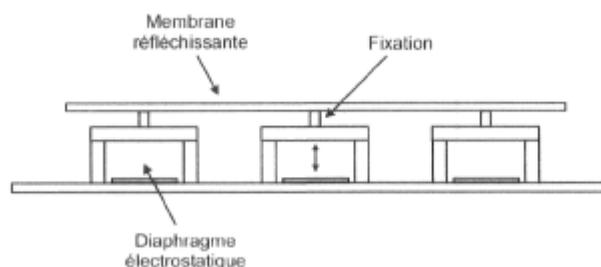


Figure 2.16 – Schéma du principe de fonctionnement d'un miroir déformable de type MEMS de la compagnie Boston Micromachines.

La figure 2.17 montre un de ces MD à 1024 actionneurs fabriqué par la compagnie Boston Micromachines. Une annonce a été faite en mars 2007 concernant la fabrication d'un MD de ce type possédant 4096 actionneurs. L'amplitude maximale des déformations de ces MD demeure par contre leur principal défaut. C'est pourquoi ces miroirs sont souvent utilisés en combinaison avec un autre MD offrant de plus grandes déformations. L'amplitude maximale atteinte pour ce type de miroir est actuellement de 6 μm pour un MD de 140 actionneurs de Boston Micromachines et beaucoup plus faible quand le nombre d'actionneurs est plus élevé.

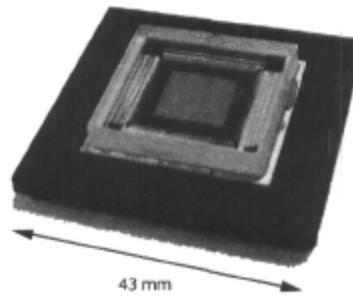


Figure 2.17 – Photographie d'un miroir déformable de type MEMS de la compagnie Boston Micromachines à 1024 actionneurs. L'amplitude maximale des déformations est de $1,5 \mu\text{m}$ et le diamètre est de $10,5 \text{ mm}$. Source : Boston Micromachines.

Le coefficient de couplage de ces miroirs est en général de l'ordre de 15% [DW04].

2.4.6 Autres types de miroirs déformables

Il existe deux façons de corriger la phase d'un front d'onde aberré. La première est celle employée par tous les MD que nous avons présentés jusqu'ici, c.-à-d. que la phase est corrigée en modifiant le parcours optique des rayons lumineux. La deuxième façon est de changer directement la phase de l'onde avec un SLM (*Spatial Light Modulator*) (voir figure 2.18). La phase est modifiée en appliquant une tension à des cristaux liquides situés entre une électrode transparente et une série de pixels réfléchissants. Le changement de phase dépend alors de trois facteurs : l'indice extraordinaire des cristaux liquides, l'épaisseur de la couche de cristaux liquides et la longueur d'onde de la lumière incidente. Quand un champ électrique est appliqué à la couche de cristaux liquides, il y a une diminution de l'indice extraordinaire de ceux-ci et cela induit un changement local de phase de la lumière [KKR⁺02].

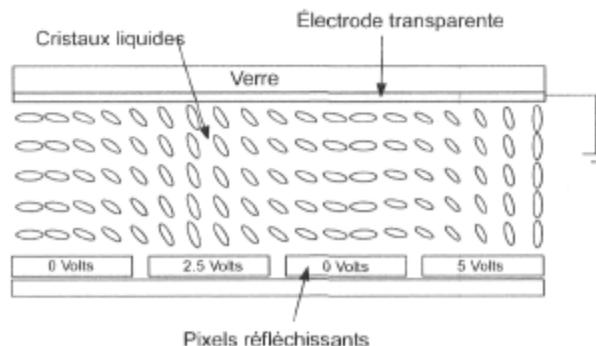


Figure 2.18 – Schéma d'un SLM (*Spatial Light Modulator*). Les pixels réfléchissants sont faits d'aluminium et servent à la fois de surface réfléchissante et d'électrodes.

Un des avantages des SLM est leur grande résolution. Un nombre de pixels aussi élevé que 1024×1024 est disponible et le fait que chacun des pixels est indépendant l'un de l'autre permet à ces SLM d'offrir une gamme dynamique plus élevée que les MD conventionnels. De plus, ils sont petits, peu coûteux et requièrent peu de puissance. Leur temps de réponse (4 Hz en boucle fermée) [MCL⁺07] est l'un de leurs désavantages. De plus, leur fonctionnement dépend de la polarisation de la lumière incidente et ils ne fonctionnent qu'avec une lumière monochromatique.

Un concept de miroir déformable directement intégré au système optique d'un instrument a été développé en Arizona pour le télescope du Mont Hopkins. Il s'agit d'un miroir secondaire servant à la fois de miroir déformable sur un télescope de 6,5 m (voir figure 2.19). Ce MD est constitué d'une couche de verre Zerodur de 2 mm d'épaisseur et sa surface est déformée par une série de 336 actionneurs à bobine mobile (*voice-coil*). Ce MD a un diamètre de 640 mm et peut atteindre des déformations de près de $30 \mu\text{m}$ [BRS⁺03]. Un système de refroidissement à l'eau a dû être installé sur ce MD à cause de l'échauffement généré par les actionneurs.

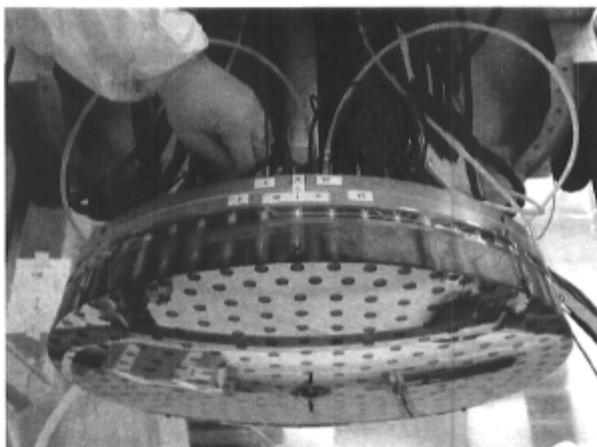


Figure 2.19 – Photographie du miroir secondaire déformable du télescope de 6,5 m du Mont Hopkins en Arizona. Une quantité de 336 bobines mobiles sert à déformer une couche de verre Zerodur de 2 mm d'épaisseur. Source : Stewart Observatory.

Les avantages de cette installation sont qu'il n'y a pas de miroirs additionnels nécessaires et une meilleure réflectivité est obtenue. Le polissage de la surface initiale (hyperboloïde) est cependant une procédure très délicate à effectuer. De plus, le miroir est difficile à construire, il est lourd et des fuites du système de refroidissement sont possibles.

2.5 Conclusion

Les domaines d'utilisation de l'OA ont considérablement évolués au cours des dernières années. La plupart de ces nouvelles applications utilisent une technologie développée au départ pour l'astronomie. Chacune de ces applications présente des besoins particuliers et les systèmes classiques d'OA ne sont pas toujours nécessairement les mieux adaptés à celles-ci. La pupille d'un instrument optique devant être réimagée sur le miroir déformable, plus celui-ci est petit, plus petits et en plus grand nombre doivent être les actionneurs pour maintenir la résolution de la correction. En même temps, l'amplitude fournie par les actionneurs doit demeurer la même peu importe la dimension du MD. Avec les technologies standards d'actionneurs piézoélectriques ou électrostrictifs, un grand nombre d'actionneurs devient excessivement coûteux (environ 100 000\$ pour un système de 140 actionneurs). Aussi, les systèmes classiques n'offrent pas nécessairement l'amplitude requise pour l'application considérée. Cela crée un engouement pour le développement de nouveaux systèmes d'OA et particulièrement de nouveaux MD. Le développement de nouveaux types de MD à base de ferrofluide s'inscrit donc bien dans cette tendance.

Chapitre 3

Miroirs déformables ferrofluidiques : les simulations

3.1 Introduction

L'idée de soumettre un ferrofluide à un champ magnétique pour fabriquer des miroirs déformables laisse place à une multitude de possibilités quant à l'origine exacte de ce champ. On pourrait imaginer un système où des aimants permanents se déplacent, permettant ainsi de changer la géométrie du champ magnétique, mais pour une configuration géométrique donnée, l'amplitude du champ magnétique ne pourrait être augmentée ou diminuée qu'en remplaçant les aimants par d'autres plus puissants ou plus faibles. Ce qui enlève beaucoup d'intérêt à cette option et nous ne l'avons pas considérée.

Par ailleurs, plusieurs aberrations optiques qu'on désire corriger avec un système d'OA ont une symétrie de révolution autour d'un axe (défocalisation, aberration sphérique et autres polynômes de Zernike de fréquence azimutale nulle). Un champ magnétique ayant une symétrie de révolution autour d'un axe est aisément produit par une simple boucle de courant. La variation du courant dans cette boucle permet un changement d'amplitude du champ magnétique, mais non de sa géométrie. Ceci s'avère utile pour la génération de fronts d'onde ayant une géométrie fixe mais dont on veut pouvoir modifier l'amplitude. C'est une des raisons pourquoi les simulations de miroirs déformables ferrofluidiques (MDF) présentées dans ce chapitre reposent en grande partie sur l'utilisation de la boucle de courant comme source de champ magnétique.

3.2 Interaction ferrofluide et champ magnétique

Dans un liquide en rotation, une force radiale augmentant à partir du centre du miroir et combinée à l'accélération gravitationnelle produit une forme parabolique. Dans le cas d'un miroir à base de ferrofluide, la force centrifuge est remplacée par la force magnétique s'exerçant sur le ferrofluide. Cette force est directement proportionnelle au gradient du champ magnétique. En présence d'un champ magnétique extérieur, les particules du ferrofluide s'alignent et le volume de celui-ci se magnétise, interagissant alors avec le champ magnétique externe. Des considérations énergétiques, gouvernées par la force gravitationnelle, la force magnétique et les tensions de surface, font en sorte que la surface du ferrofluide épouse une forme qui dépend de la géométrie du champ magnétique. En considérant le ferrofluide comme incompressible et de perméabilité magnétique relative μ_r constante, Kiryushin a démontré que la surface d'un ferrofluide soumis à un champ magnétique obéit à l'équation suivante [KN88] :

$$\Omega(x, y) = \frac{\mu_0(\mu_r - 1)}{2\rho g} \left[\mu_r H_n^2(x, y) + H_t^2(x, y) \right], \quad (3.1)$$

où ρ est la densité du ferrofluide, H_n et H_t sont les composantes normales et tangentielles de l'intensité de champ magnétique dans le liquide, à l'interface entre celui-ci et le milieu extérieur (air). La différence de hauteur entre deux points à la surface du liquide est ainsi reliée à la différence de champ magnétique (gradient) entre ces deux points, c.-à-d. que dans un champ magnétique constant la surface du liquide demeure plane. En appliquant les conditions aux frontières aux composantes du champ magnétique entre deux milieux de perméabilités différentes, on déduit de l'équation 3.1 une équation pour un front d'onde, plan à l'origine, après réflexion sur la surface du ferrofluide, en fonction du champ magnétique extérieur B :

$$W(x, y) = 2\Omega(x, y) = \frac{(\mu_r - 1)}{\mu_0\mu_r\rho g} \left[B_n^2(x, y) + \mu_r B_t^2(x, y) \right], \quad (3.2)$$

de laquelle on a soustrait les composantes continues de B . Le facteur deux apparaît puisque l'amplitude du front d'onde réfléchi est le double de la déformation physique à la surface du ferrofluide.

L'amplitude des déformations à la surface du ferrofluide est limitée par l'instabilité de Rosensweig [Ros97]. Ce phénomène survient lorsque la composante normale du champ magnétique appliqué est supérieure à une certaine valeur, dépendante des caractéristiques physiques du ferrofluide (voir figure 3.1). Cet effet peut être vu comme l'amplification magnétique des

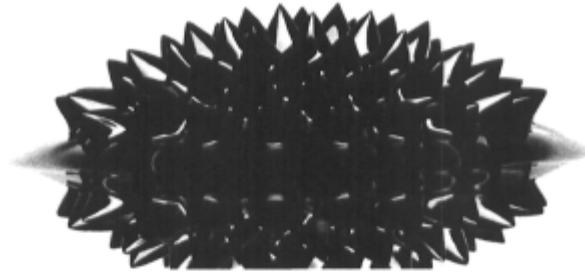


Figure 3.1 – Instabilité de Rosensweig créée par un aimant permanent placé sous un récipient de ferrofluide. Source : Wikipédia.

ondes gravito-capillaires existantes à la surface du liquide. L'apparition de ces pics a été étudié pour la première fois par Cowley et Rosensweig [CR67]. À partir de la relation de dispersion des ondes de surface et en considérant une couche semi-infinie et non visqueuse de ferrofluide, ils ont établi que la valeur de l'intensité du champ critique à laquelle survient cette instabilité est donnée par :

$$H_{crit.} = \sqrt{\frac{2(\mu_0/\mu + 1)\sqrt{\rho g \sigma}}{\mu_0(\mu/\mu_0 - 1)^2}}, \quad (3.3)$$

où σ est la tension superficielle du ferrofluide. Les travaux de Cowley et Rosensweig ont été repris plus récemment par Abou et Néron pour une couche de ferrofluide d'épaisseur et de viscosité quelconque [ANdSW97]. Ils montrent que la relation de dispersion peut être simplifiée en quatre régimes asymptotiques distincts : couche épaisse ou mince et comportement visqueux ou inertiel. Le régime de couche mince et comportement visqueux correspond à des épaisseurs beaucoup plus petites que 1 mm et selon eux, l'équation 3.3 demeure une bonne approximation pour le régime de couche épaisse avec comportement inertiel, correspondant au régime dans lequel nous utilisons normalement le ferrofluide. Le tableau 3.1 donne la valeur du champ critique de quelques ferrofluides commerciaux.

La déformation maximale d'un ferrofluide est liée à la valeur du champ critique pour celui-ci. Cette déformation maximale est aussi liée à la valeur de la magnétisation maximale du ferrofluide [Ros97]. La magnétisation maximale correspond à la condition où toutes les particules (dipôles) du ferrofluide se trouvent alignées avec le champ magnétique externe. Pour la plupart des ferrofluides, cette magnétisation maximale est supérieure au champ critique, faisant en sorte que l'instabilité de Rosensweig est le principal critère limitatif pour l'utilisation de ferrofluides dans la fabrication de MD. Selon le fabricant Ferrotec (USA) Corp., les ferrofluides sont physiquement limités à des magnétisations maximales de l'ordre

Tableau 3.1 – Données physiques et champ critique de quelques ferrofluides commerciaux.
Source : Ferrotec (USA) Corporation.

Ferrofluide	μ_r	Tension superficielle (mN.m ⁻¹)	Densité (x 10 ³ kg.m ⁻³)	$B_{crit.}$ (gauss)
EMG900	6,30	25,5	1,74	92
EMG901	4,00	25,7	1,53	105
EMG905	2,90	25,6	1,24	118
EMG911	1,38	25,0	0,89	291
EMG705	1,56	38,0	1,19	260
EFH1	2,70	29,0	1,21	127

de 900 gauss, mais qu'il soit possible d'en fabriquer qui ne présentent pas d'instabilité à cette valeur de champ magnétique.

3.3 Champ magnétique d'une boucle de courant

La plupart des volumes d'introduction à l'électromagnétisme donnent en exemple le calcul du champ magnétique produit par une boucle de courant le long de son axe [Che92]. Cependant, le problème est plus complexe lorsqu'on désire connaître celui-ci dans l'espace hors axe de la boucle. À partir de la loi de Biot-Savart :

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} dl \times r, \quad (3.4)$$

on peut montrer que pour une boucle de rayon a parcourue par un courant I ¹ :

$$B_z = B_0 \frac{1}{\pi\sqrt{Q}} \left[E(k) \frac{1 - \alpha^2 - \beta^2}{Q - 4\alpha} + K(k) \right] \quad (3.5)$$

et

$$B_r = B_0 \frac{\gamma}{\pi\sqrt{Q}} \left[E(k) \frac{1 + \alpha^2 + \beta^2}{Q - 4\alpha} - K(k) \right], \quad (3.6)$$

¹Source : <http://www.netdenizen.com/emagnet>, site internet de E. Dennison qui mentionne avoir adapté ces équations des ouvrages suivants : "SOME USEFUL INFORMATION FOR THE DESIGN OF AIR-CORE SOLENOIDS" par D.Bruce Montgomery et J. Terrell, publié en Novembre 1961 sous contrat de la Air Force AF19(604)-7344 et "STATIC AND DYNAMIC ELECTRICITY" de W.R. Smythe, McGraw-Hill, New York, 1950, p. 266.

où $B_0 = \mu_0 I / 2a$ est le champ magnétique au centre de la boucle. Les variables $\alpha = r/a$, $\beta = z/a$, $\gamma = z/r$, $Q = [(1 + \alpha)^2 + \beta^2]$ et $k = \sqrt{4\alpha/Q}$ sont des variables sans dimension et dépendent uniquement de la géométrie de la boucle et des coordonnées (voir figure 3.2). Les fonctions $K(k)$ et $E(k)$ sont les intégrales elliptiques usuelles de premier et second ordre.

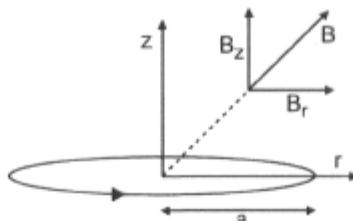


Figure 3.2 – Schéma du système de coordonnées utilisé pour le calcul du champ magnétique produit par une boucle de courant. B_z est la composante normale du champ magnétique et B_r est la composante tangentielle par rapport au plan de la boucle.

En utilisant les équations 3.5 et 3.6 ainsi que l'équation 3.2, il est possible de calculer le front d'onde obtenu après réflexion par la surface d'un ferrofluide soumis au champ magnétique d'une boucle de courant.

3.4 Miroirs déformables ferrofluidiques

Nous avons conçu trois types de MDF basés sur des géométries simples de boucles et de fils parcourus par des courants. Dans les sections suivantes nous allons présenter les détails de chacune de ces configurations. Des publications dont je suis l'auteur ou le coauteur contiennent aussi ces informations (voir [BBCP07, BBJRP06, BBV05]).

3.4.1 MDF à boucles de courant

C'est la géométrie la plus simple : on positionne un récipient de ferrofluide au centre d'une bobine constituée de plusieurs boucles de fil conducteur. Pour simplifier, on considère d'abord que la bobine est composée de n tours de fil sans dimension. On peut alors utiliser les équations 3.5 et 3.6 avec un courant équivalent égal à nI . Comme exemple, nous utilisons les paramètres suivants : une bobine de 10 cm de diamètre composée de 150 tours de fil conducteur et parcourue par un courant de 1 A. On positionne la surface du ferrofluide dans le plan central de la bobine et nous considérons une région d'observation (pupille) de 4 cm. Les équations 3.5 et 3.6 permettent de tracer la figure 3.3 illustrant le profil du champ magnétique à la surface du ferrofluide. Puisque le calcul est fait dans le plan de la bobine, le champ

magnétique ne possède donc aucune composante tangentielle. On note que la valeur du champ magnétique est bien en dessous de celle du champ critique pour les ferrofluides du tableau 3.1.

La composante verticale du champ magnétique terrestre, qui est de 0,52 gauss à Québec², contribue à la valeur finale du champ magnétique selon la direction du courant : pour un courant circulant en sens antihoraire (vu du haut de la bobine), la composante verticale du champ magnétique terrestre se soustrait, alors que pour un courant circulant en sens horaire, la composante verticale du champ terrestre s'additionne. Dans le cas présent, cette composante n'a pas d'effet sur le profil de la surface résultante, car elle n'ajoute qu'une valeur continue à la composante normale du champ magnétique total.

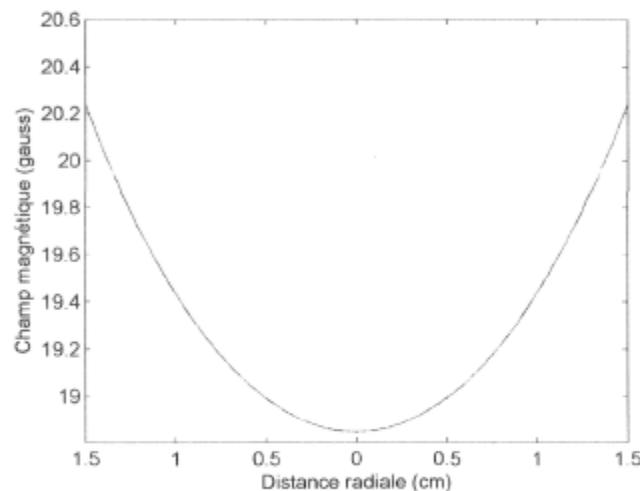


Figure 3.3 – Champ magnétique dans la région centrale d'une bobine de 10 cm de diamètre composée de 150 tours de fil conducteur et parcourue par un courant de 1 A.

En utilisant l'équation 3.2 avec maintenant un courant de 0,5 A, on calcule le front d'onde obtenu après réflexion sur la surface du ferrofluide. Nous utilisons les caractéristiques du ferrofluide EFH1 de Ferrotec, ce modèle de ferrofluide étant disponible en grande quantité et à prix modique. La figure 3.4 montre le front d'onde résultant et s'apparente beaucoup à un terme de défocalisation Z_2^0 . En effet, le meilleur ajustement d'un terme de défocalisation de $12,1 \mu\text{m}$ d'amplitude PV donne une erreur résiduelle de $0,22 \mu\text{m}$ d'amplitude RMS (voir figure 3.4).

Si on déplace le ferrofluide en hauteur par rapport au plan de la bobine, le champ magnétique possède alors à la fois une composante normale et tangentielle. Dans cette situation, la composante horizontale du champ magnétique terrestre (0,18 gauss) doit être prise en considération. Dans le cas présent, cette composante horizontale a un effet sur le profil final du

²Source : <http://www.ngdc.noaa.gov>, National Geophysical Data Center.

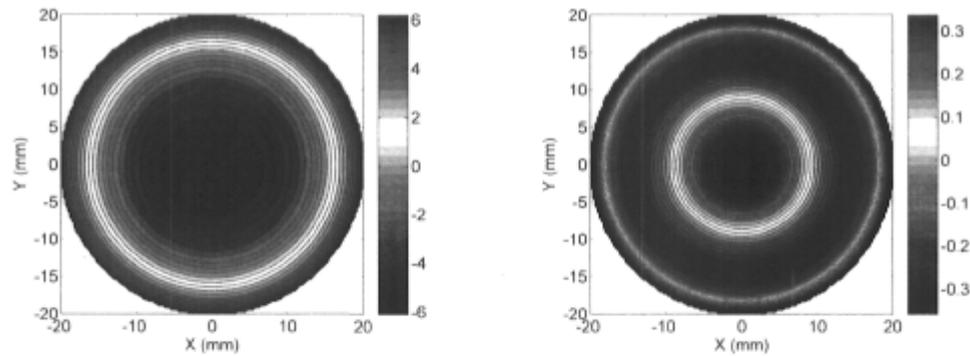


Figure 3.4 – Front d'onde obtenu par réflexion sur la surface d'un ferrofluide soumis au champ magnétique d'une bobine de 10 cm de diamètre, comportant 150 tours de fil conducteur et parcourue par un courant de 0,5 A (à gauche). Front d'onde résiduel après ajustement avec un terme de défocalisation (à droite). Amplitudes en μm .

champ magnétique (voir figure 3.5). La composante tangentielle du champ magnétique produit par la bobine se trouve réduite d'un côté et augmentée de l'autre, créant ainsi une asymétrie sur la surface du ferrofluide. Pour la bobine précédente et en admettant un déplacement vertical de 5 mm du ferrofluide, un courant de 0,5 A et la composante horizontale du champ magnétique terrestre orientée selon l'axe négatif y , on calcule la différence entre les fronts d'onde obtenus avec et sans la présence de cette composante (voir figure 3.6). L'amplitude PV de cet effet est d'environ $0,6 \mu\text{m}$ mais nous verrons au chapitre suivant que cet effet peut se compenser par l'utilisation d'un blindage magnétique.

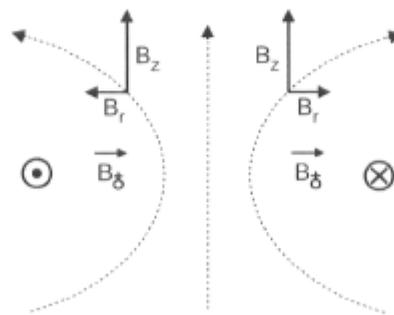


Figure 3.5 – Schéma illustrant l'effet de la composante horizontale du champ magnétique terrestre sur le champ magnétique d'une bobine. B_δ représente la composante horizontale du champ magnétique terrestre. L'addition des composantes B_r et B_δ donne un champ résultant plus faible à gauche qu'à droite.

Pour rendre la simulation plus réaliste, on a considéré une bobine formée d'enroulements de fil conducteur de dimension finie. On considère un fil de 1 mm de diamètre avec lequel on construit une bobine virtuelle formée de 150 boucles de courant individuelles. Les équations 3.5 et 3.6 demeurent valides pour le calcul du champ magnétique à l'extérieur du fil, mais

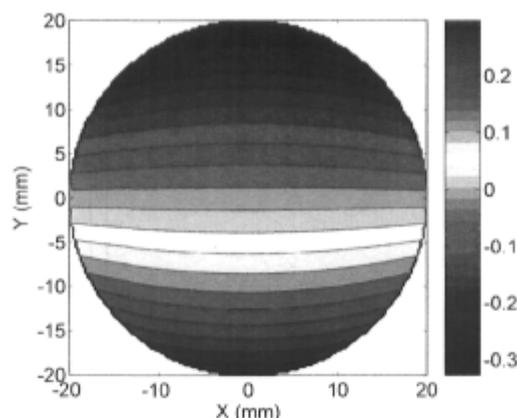


Figure 3.6 – Effet de la composante horizontale du champ magnétique terrestre sur le front d'onde obtenu par réflexion sur la surface d'un ferrofluide placée à 5 mm au-dessus d'une bobine de 10 cm de diamètre et parcourue par un courant de 0,5 A. On a soustrait le front d'onde produit en l'absence de la composante terrestre. Amplitude en μm .

le diamètre fini du fil fait en sorte qu'on doit assigner à chacune de ces boucles une position verticale et un rayon différent. On répartit donc les 150 boucles en 10 couches de 15 boucles superposées. Chaque boucle est parcourue par un courant de 0,5 A et on place le ferrofluide à 5 mm au-dessus du bord supérieur de l'ensemble (voir figure 3.7). On ne considère pas la composante horizontale du champ magnétique terrestre dans les calculs. On additionne vectoriellement les contributions de chaque boucle aux composantes du champ magnétique total et on présente le front d'onde calculé à la figure 3.8. Pour le même courant que précédemment, l'amplitude du terme de défocalisation est diminuée par près d'un facteur deux. Résultat auquel on pouvait s'attendre, car les enroulements en périphérie et/ou plus loin verticalement contribuent beaucoup moins au champ magnétique total à la surface du ferrofluide. L'erreur RMS résiduelle est dans ce cas-ci de $0,098 \mu\text{m}$ et en proportion semblable au cas précédent. À noter que dans les cas que nous venons de voir, la forme du front d'onde résiduel est semblable et ressemble en partie à de l'aberration sphérique (Z_4^0).

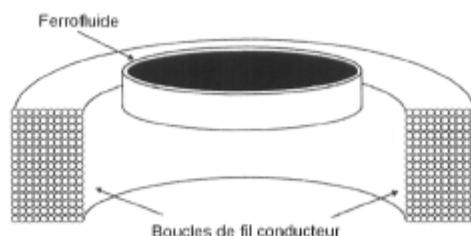


Figure 3.7 – Schéma montrant un contenant de ferrofluide dans le champ magnétique d'une bobine formée de 150 boucles distinctes. L'illustration n'est pas à l'échelle.

Nous venons de voir qu'un MDF composé de boucles de courant permet la production d'un coefficient de défocalisation. Ce système, tout en étant simple, est par contre limité à la

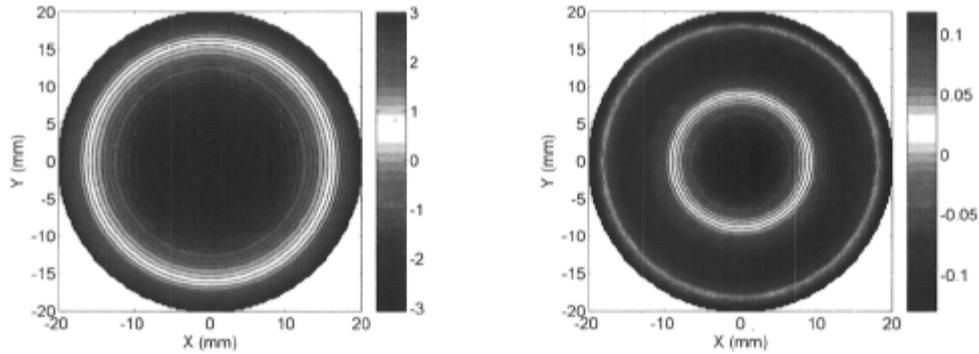


Figure 3.8 – Front d’onde calculé pour une bobine de 10 cm de diamètre comportant 150 tours distincts de fil conducteur et parcourue par un courant de 0,5 A (à gauche). La surface du ferrofluide est positionnée à 5 mm au-dessus de la bobine et le front d’onde résiduel, après ajustement avec un terme de défocalisation, est visible à droite. Amplitudes en μm .

production de cette seule aberration et un changement de courant ne fait que modifier l’amplitude de celle-ci. De plus, la déformation d’un ferrofluide étant indépendante de l’orientation du champ magnétique total, cette configuration ne permet que des coefficients positifs (concaves) de défocalisation. Il faut donc penser à modifier cette configuration pour la production d’aberrations d’ordre supérieur et/ou négatif. Une option est d’utiliser un ensemble de plusieurs bobines mais chacune parcourue par un courant différent. En modifiant la valeur et l’orientation du courant dans chacune, on peut ainsi tirer parti de la propriété d’addition vectorielle du champ magnétique. Il s’agit alors de trouver la combinaison de courants nécessaires, selon une disposition et une géométrie de bobines donnée, pour produire le terme d’aberration désiré. Pour cela, nous devons retourner à l’équation 3.2 et décomposer celle-ci de la façon suivante :

$$W(x, y) = \frac{(\mu_r - 1)}{2\mu_0\mu_r\rho g} \left[\left(\sum_{i=1}^N I_i F_n(x, y, z_i, a_i) \right)^2 + \mu_r \left(\sum_{i=1}^N I_i F_t(x, y, z_i, a_i) \right)^2 \right], \quad (3.7)$$

d’où on a extrait la dépendance en courant des équations 3.5 et 3.6 et isolé la dépendance spatiale du champ magnétique dans les fonctions F_n et F_t qui, pour une distance verticale z_i entre la surface du ferrofluide et une bobine donnée, ne dépendent que du rayon a_i de cette bobine. La sommation se fait sur les N bobines formant le système. Pour une géométrie des bobines donnée, il s’agit alors de trouver chacun des courants I_i permettant d’obtenir le front d’onde voulu. Pour résoudre ce problème, nous utilisons une technique d’optimisation de Newton-Raphson [PFTV89].

La solution consiste à minimiser la différence entre le front d’onde désiré W_d et le front

d'onde calculé W pour l'ensemble des courants I_i , où l'indice i correspond à la i ème bobine. Appelons cette différence ϵ . On cherche donc à minimiser :

$$\epsilon = W_d - W \rightarrow 0. \quad (3.8)$$

Cette fonction dépend du vecteur courant \mathbf{I} et en utilisant les premiers termes du développement en série de Taylor de ϵ , on a :

$$\epsilon \simeq \epsilon(\mathbf{I}) + \epsilon'(\mathbf{I})\Delta\mathbf{I} = 0. \quad (3.9)$$

Avec ce résultat, on déduit une relation itérative permettant de trouver un nouveau vecteur courant minimisant ϵ :

$$\mathbf{I}_{j+1} = \mathbf{I}_j - \epsilon(\mathbf{I}_j)\epsilon'(\mathbf{I}_j)^{-1}, \quad (3.10)$$

avec,

$$\begin{aligned} \frac{d\epsilon(\mathbf{I}_j)}{dI_i} = & -\frac{(\mu_r - 1)}{\mu_0\mu_r\rho g} \left[\left(\sum_{i=1}^N I_i F_n(x, y, z_i, a_i) \right) F_n(x, y, z_i, a_i) \right. \\ & \left. + \mu_r \left(\sum_{i=1}^N I_i F_t(x, y, z_i, a_i) \right) F_t(x, y, z_i, a_i) \right]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Chacune de ces dérivées correspond au gradient de la surface calculée par rapport à une variation de courant dans la i ème bobine constituant l'ensemble. Puisque $\epsilon'(\mathbf{I}_j)$ n'est en général pas inversible, nous devons utiliser son pseudo-inverse pour calculer \mathbf{I}_{j+1} . Nous avons écrit un algorithme fonctionnant sous Matlab à partir de ces équations. À chaque itération nous vérifions la convergence de la solution avec les critères de Wolfe. Les critères de Wolfe sont un ensemble de deux inégalités permettant d'optimiser la recherche. La première inégalité, appelée condition d'Armijo, s'assure que $\Delta\mathbf{I}$ est suffisant et la seconde, appelée condition de courbure, s'assure que ϵ' est optimal. Le calcul s'arrête quand l'une ou l'autre des conditions suivantes est atteinte : on est parvenu au maximum d'itérations permises (défaut : 200), ou la norme du rapport $\Delta\mathbf{I}/\mathbf{I}$ est plus petite qu'un critère d'arrêt établi (défaut : 0,001).

Le choix du nombre de bobines, de leur rayon et de leur position est excessivement vaste. Plus la quantité de bobines sera importante, plus nous aurons un contrôle précis sur les fronts d'onde possibles. Pour une première étude, nous avons opté pour un système composé de 5 bobines ayant des rayons et des positions verticales indiqués à la figure 3.9. Chacune de ces bobines possède 150 tours de fil conducteur, sauf la plus petite boucle que nous avons fixée à 100 tours. Le choix de ces valeurs de rayons et de positions repose sur les critères suivants : un nombre de 5 bobines ainsi qu'une répartition uniforme des rayons est facilement réalisable techniquement et le fait de situer les trois plus petites bobines à une position verticale plus basse permet un positionnement sans entrave d'un contenant de ferrofluide. On néglige la dimension du fil conducteur pour simplifier les calculs, c.-à-d. que pour chacune des 5 bobines, les 100 ou 150 tours de fil sont considérés comme concentrés sur un seul rayon.

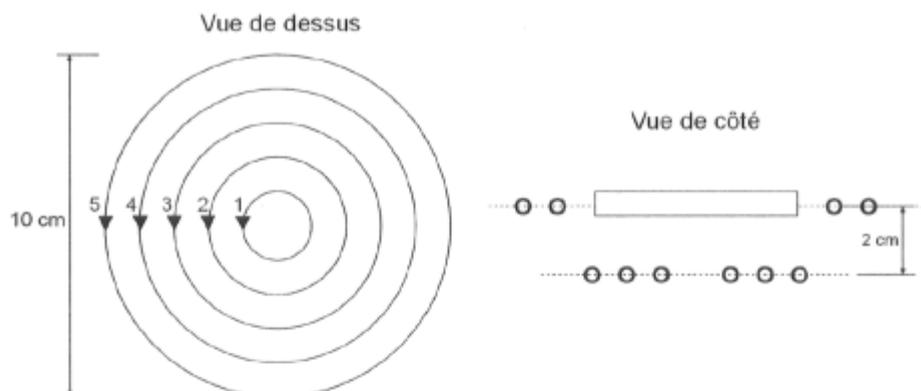


Figure 3.9 – Schéma d'un MDF à 5 bobines. Les courants sont illustrés circulant dans une seule direction, mais celle-ci est variable dans les calculs.

Une défocalisation de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV est le premier polynôme que nous avons tenté de produire avec ce MDF. Ceci dans le but de vérifier si nous pouvions améliorer le résultat obtenu avec une seule bobine. Les composantes du champ magnétique s'additionnent vectoriellement, l'utilisation de courants négatifs (circulant en sens horaire) dans les boucles augmente le nombre de combinaisons possibles. Ainsi, pour un terme de défocalisation par exemple, il devient maintenant possible de trouver une combinaison de courants permettant des termes avec coefficients négatifs. Les tableaux 3.2 et 3.3 donnent le résultat des simulations pour des termes de défocalisation et d'aberration sphérique dans une pupille de 4,0 cm de diamètre.

Tableau 3.2 – Courants calculés pour produire une défocalisation de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV avec un MDF à 5 bobines.

Bobine	Diamètre (cm)	Nombre d'enroulements	Courant (A)	
			Z_2^0	$-Z_2^0$
1	2	100	0,065	0,154
2	4	150	0,069	- 0,555
3	6	150	0,202	1,114
4	8	150	0,448	- 1,885
5	10	150	- 0,501	2,408

On a rassemblé les images des fronts d'onde calculés par les simulations dans les figures 3.10 et 3.11. On note que le terme de défocalisation s'est amélioré en passant à une quantité de 5 bobines.

Le tableau 3.4 contient les erreurs RMS résiduelles pour chacun des polynômes simulés.

Tableau 3.3 – Courants calculés pour produire de l'aberration sphérique de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV avec un MDF à 5 bobines.

Bobine	Diamètre (cm)	Nombre d'enroulements	Courants (A)	
			Z_4^0	$-Z_4^0$
1	2	100	1,204	-0,576
2	4	150	-0,443	0,607
3	6	150	0,128	0,064
4	8	150	0,626	-0,329
5	10	150	-0,635	0,453

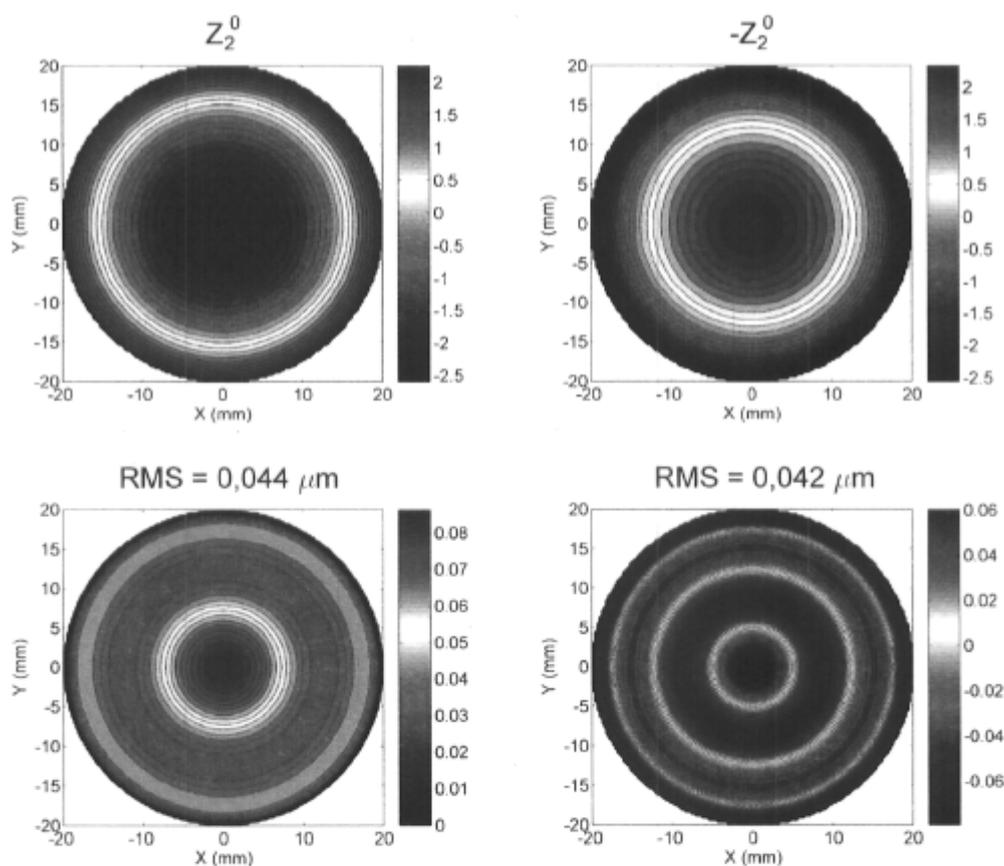


Figure 3.10 – Termes de défocalisation (en haut) de $5 \mu\text{m}$ d'amplitude PV produits par un MDF à 5 bobines. Front d'onde résiduel visible au bas de chaque terme. Amplitudes en μm .

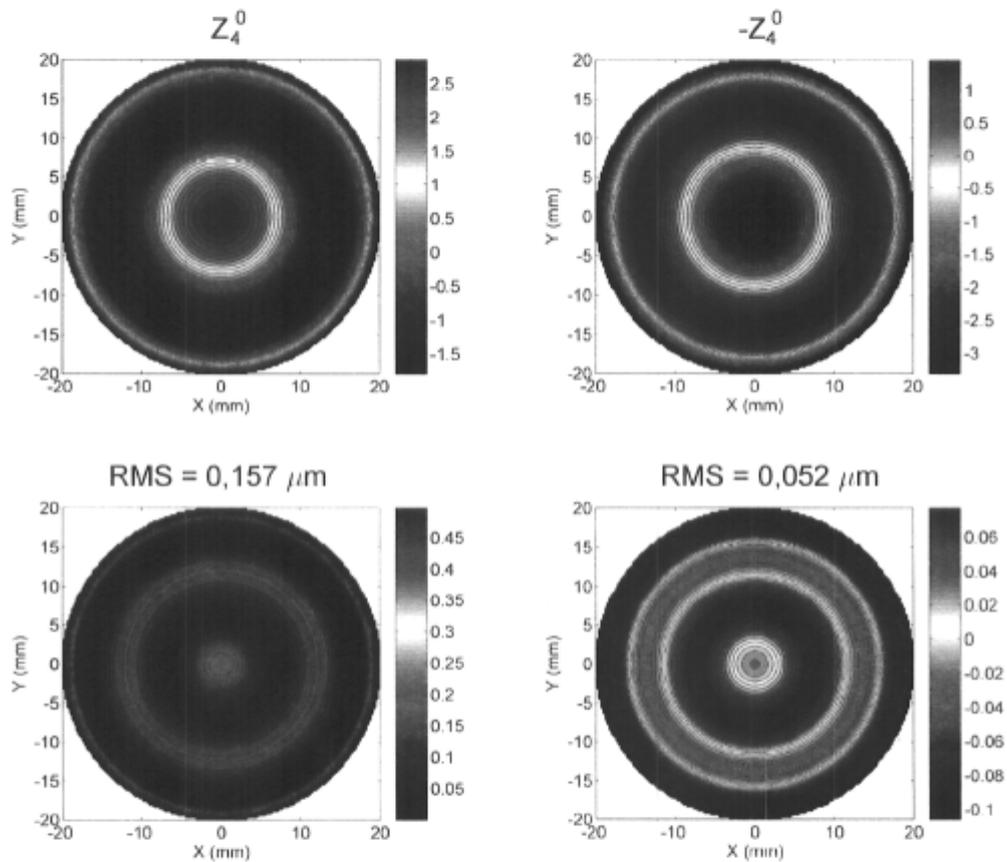


Figure 3.11 – Termes d’aberration sphérique (en haut) de $5 \mu\text{m}$ d’amplitude PV produits par un MDF à 5 bobines. Front d’onde résiduel visible au bas de chaque terme. Amplitudes en μm .

Il apparaît que nous pouvons produire chacun de ces deux polynômes avec des coefficients autant positifs que négatifs. En valeur absolue, les courants sont plus élevés pour la production du terme de défocalisation négatif. Il faudra en tenir compte lors d'une application pratique de ce type de MDF. Ce paramètre peut influencer le choix et le calibre du matériel conducteur utilisé afin de minimiser la dissipation thermique du système. On constate aussi que le terme avec le résiduel le plus élevé, Z_4^0 , possède un tel résiduel en grande partie à cause des écarts plus élevés provenant de la périphérie de la pupille. En réduisant la pupille à 2,5 cm de diamètre, on obtient une erreur RMS résiduelle de 0,025 μm pour ce terme. On note ici l'importance du choix de la pupille sur les performances théoriques de ce type de MDF.

Tableau 3.4 – Amplitude RMS de l'erreur résiduelle sur le front d'onde pour des termes de défocalisation et d'aberration sphérique de 5 μm d'amplitude PV produits par un MDF à 5 bobines.

Zernike	Amplitude RMS du Zernike (μm)	Erreur RMS résiduelle (μm)
Z_2^0	1,443	0,044
$-Z_2^0$	1,443	0,042
Z_4^0	1,118	0,157
$-Z_4^0$	1,118	0,052

Nous avons tenté de reproduire des polynômes plus élevés avec beaucoup moins de succès, l'erreur RMS résiduelle de ces termes étant pratiquement égale à l'amplitude RMS du polynôme lui-même.

3.4.2 MDF à réseaux de fils

Les configurations de bobines que nous avons étudiées précédemment ont montré la possibilité de les utiliser pour produire des fronts d'onde simples comme une défocalisation ou de l'aberration sphérique. L'ajout de bobines supplémentaires permettrait de produire des aberrations d'ordre plus élevé, mais toujours de fréquence azimutale nulle. Les polynômes ayant une variation azimutale, tels le coma et l'astigmatisme, ne peuvent être reproduits par ces MDF. Nous devons donc considérer une alternative au système de bobines, c.-à-d. des éléments permettant d'introduire une variation azimutale du champ magnétique. Parmi les systèmes simples envisageables, l'utilisation de réseaux de fils permet une variation azimutale du champ magnétique. Ces réseaux sont constitués de fils conducteurs disposés en quadrillage (voir figure 3.12). On peut régler la valeur et la direction du courant dans chacun des fils formant le réseau. Cette configuration a été sélectionnée pour la même raison que précédemment, c.-à-d. son design simple et sa facilité de réalisation technique.

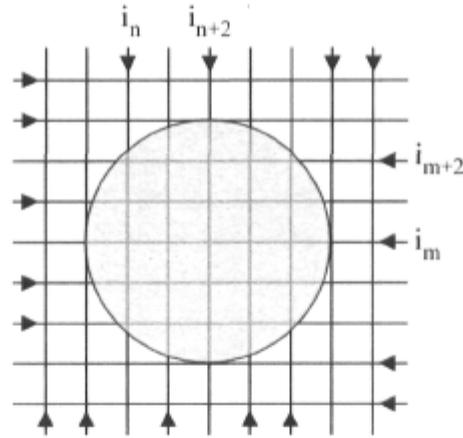


Figure 3.12 – Schéma d'un MDF à réseaux de fils. Chaque fil est parcouru par un courant dont la valeur et la direction sont ajustables. La région grise représente la surface du ferrofluide.

Pour les simulations, nous avons opté pour une quantité de 24 fils, 12 selon x et 12 selon y , espacés de 4 mm l'un de l'autre. Le réseau selon x est disposé à 7,5 mm sous le ferrofluide alors que le réseau selon y est à 4,5 mm sous la surface du ferrofluide (voir figure 3.13). L'étendue des fils formant le quadrillage est considérée très grande par rapport à la surface du ferrofluide afin de pouvoir utiliser l'équation usuelle pour le champ magnétique d'un fil de longueur infinie :

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \mathbf{a}_R. \quad (3.12)$$

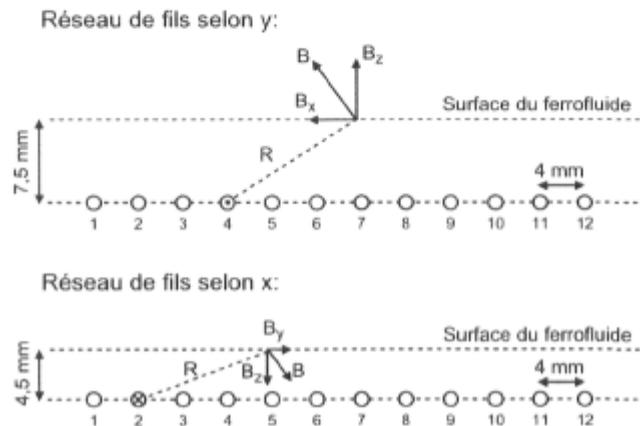


Figure 3.13 – Schéma de la configuration d'un MDF à réseaux de 24 fils.

Nous avons utilisé la même approche d'optimisation qu'à la section précédente, mais cette fois le nombre de courants à optimiser passe de 5 à 24. Puisque le système permet des surfaces avec une variation azimutale, les composantes normales et tangentielles du champ magnétique terrestre sont prises en considération dans les calculs. Nous avons fait des simulations pour des termes de basculement Z_1^{-1} et Z_1^1 , d'astigmatisme Z_2^{-2} et Z_2^2 et de coma Z_3^{-1} et Z_3^1 de $3 \mu\text{m}$ d'amplitude PV. Les fronts d'onde obtenus sont illustrés à la figure 3.14 et les erreurs RMS résiduelles figurent au tableau 3.5. En principe, on aurait pu s'attendre à obtenir des fronts d'onde et des erreurs résiduelles comparables entre les polynômes Z_n^{-m} et Z_n^m , chacun de ces termes ne représentant qu'une rotation de 45 ou 90° l'un par rapport à l'autre. Mais il faut tenir compte du fait que les réseaux, selon x et y , sont à des distances différentes du ferrofluide et que leur contribution respective n'est alors pas égale.

Nous avons aussi tenté en vain de produire des polynômes d'ordre supérieur. Encore une fois, l'amplitude RMS de l'erreur résiduelle était du même ordre de grandeur que l'amplitude RMS du polynôme correspondant.

Tableau 3.5 – Amplitude RMS des erreurs résiduelles pour des termes de basculement, d'astigmatisme et de coma produits par un MDF à réseaux de 24 fils.

Zernike	Amplitude RMS du Zernike (μm)	Erreur RMS résiduelle (μm)
Z_1^{-1}	0,780	0,017
Z_1^1	0,780	0,046
Z_2^{-2}	0,638	0,073
Z_2^2	0,638	0,059
Z_3^{-1}	0,565	0,104
Z_3^1	0,565	0,079

Un histogramme des courants requis pour le terme d'astigmatisme Z_2^2 est montré en figure 3.15. On peut remarquer que les valeurs de courants suivent à la fois une structure et une polarisation bien marquée, les valeurs négatives indiquant un flot de courant dans le sens négatif des x . On note aussi dans ce cas que les courants requis pour le réseau de fils selon y sont plus importants à cause de la distance plus grande de ceux-ci avec le ferrofluide. Ces valeurs sont relativement élevées et imposent de porter une attention particulière dans une éventuelle mise en pratique d'un tel système. Une solution serait de réduire la distance entre le ferrofluide et les réseaux de fils, mais au détriment possible de l'erreur résiduelle sur le front d'onde. En effet, à une distance trop proche des fils, le quadrillage de la structure finirait par causer une certaine granularité sur le front d'onde. Une approche plus avantageuse serait d'augmenter le nombre de fils de chaque réseau, permettant ainsi de réduire le courant nécessaire sur chacun.

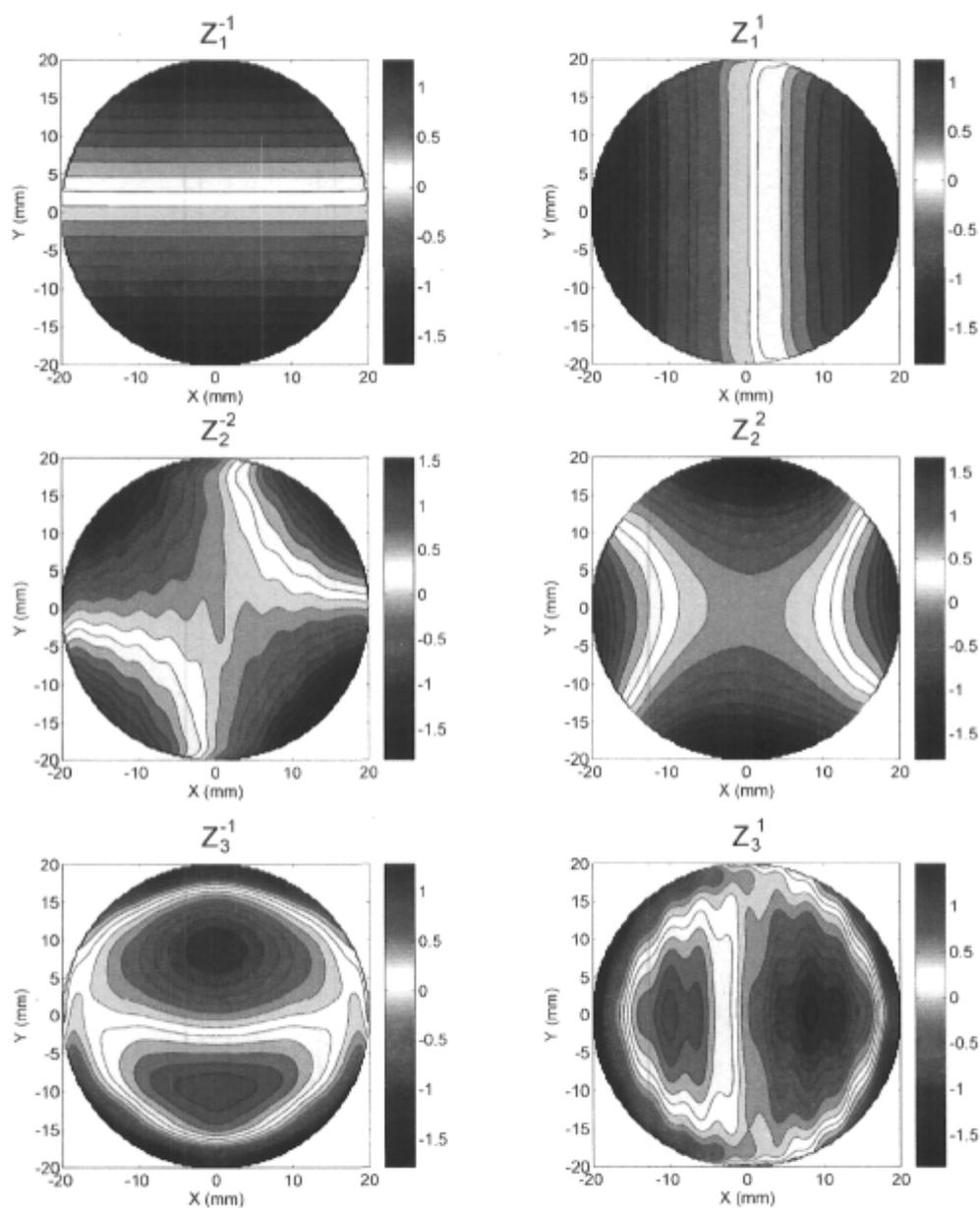


Figure 3.14 – Fronts d'onde calculés de termes de basculement, d'astigmatisme et de coma produits par un MDF à réseaux de 24 fils. Amplitudes en μm .

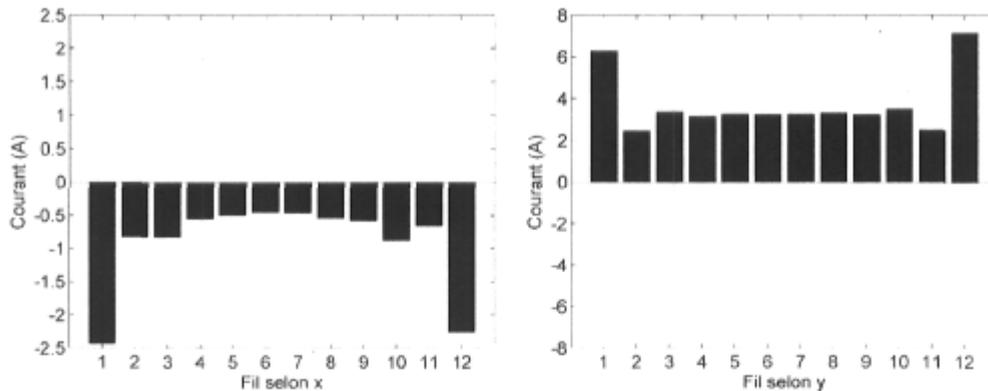


Figure 3.15 – Histogrammes des courants nécessaires pour produire de l’astigmatisme avec un MDF à réseaux de 24 fils.

Dans une deuxième phase, nous avons examiné le comportement de ces réseaux de fils rectilignes en combinaison avec le MDF à bobines de la section précédente. On ajoute alors le MDF à 5 bobines aux réseaux de fils à une distance de 2 mm sous le réseau selon y , la surface du ferrofluide se trouvant maintenant à une distance de 9,5 mm du haut des bobines. Le nombre de courants à optimiser est maintenant de 29 : 24 pour les réseaux de fils et 5 pour les bobines. Nous avons effectué des calculs pour les polynômes Z_2^{-2} , Z_2^2 , Z_3^{-1} et Z_3^1 de 3 μm d’amplitude PV. Pour les termes d’astigmatisme Z_2^{-2} et Z_2^2 , l’erreur RMS résiduelle est améliorée par un facteur 2, passant par exemple de 0,073 à 0,034 μm pour Z_2^{-2} . Pour les termes de coma Z_3^{-1} et Z_3^1 , l’erreur résiduelle est améliorée par près d’un facteur 4, passant de 0,104 à 0,029 μm pour Z_3^{-1} . Alors que nous n’avons pu produire d’aberrations d’ordre plus élevé que Z_3^1 avec les réseaux de fils seuls, en ajoutant le MDF à 5 bobines nous avons pu reproduire les polynômes Z_4^2 et Z_5^{-1} avec des erreurs RMS résiduelles respectives de 0,011 et 0,062 μm . La figure 3.16 illustre les fronts d’onde calculés pour ces aberrations alors que la figure 3.17 montre les histogrammes des courants nécessaires pour le polynôme Z_5^{-1} et affichant une structure encore une fois bien marquée. Les courants requis sont encore relativement importants.

Avec cette combinaison, nous n’avons pas eu de succès à produire des aberrations ayant des fréquences azimutales supérieures, tels les polynômes Z_4^4 et Z_5^3 .

Des simulations semblables ont été réalisées par Cliche [Cli06] mais en utilisant cette fois une méthode d’optimisation de type Monte Carlo pour calculer les courants, un nombre plus élevé de fils et de nouvelles géométries de fils. Certains de ces réseaux sont encore une fois des quadrillages, mais avec des éléments positionnés à 45 degrés de rotation l’un par rapport à l’autre, ainsi que des fils semi-infinis disposés en forme d’étoile, augmentant ainsi grandement la complexité du MDF. Les conclusions de ce rapport tendent à montrer que l’utilisation de réseaux simples, tels que ceux décrits plus haut, est suffisant pour produire les

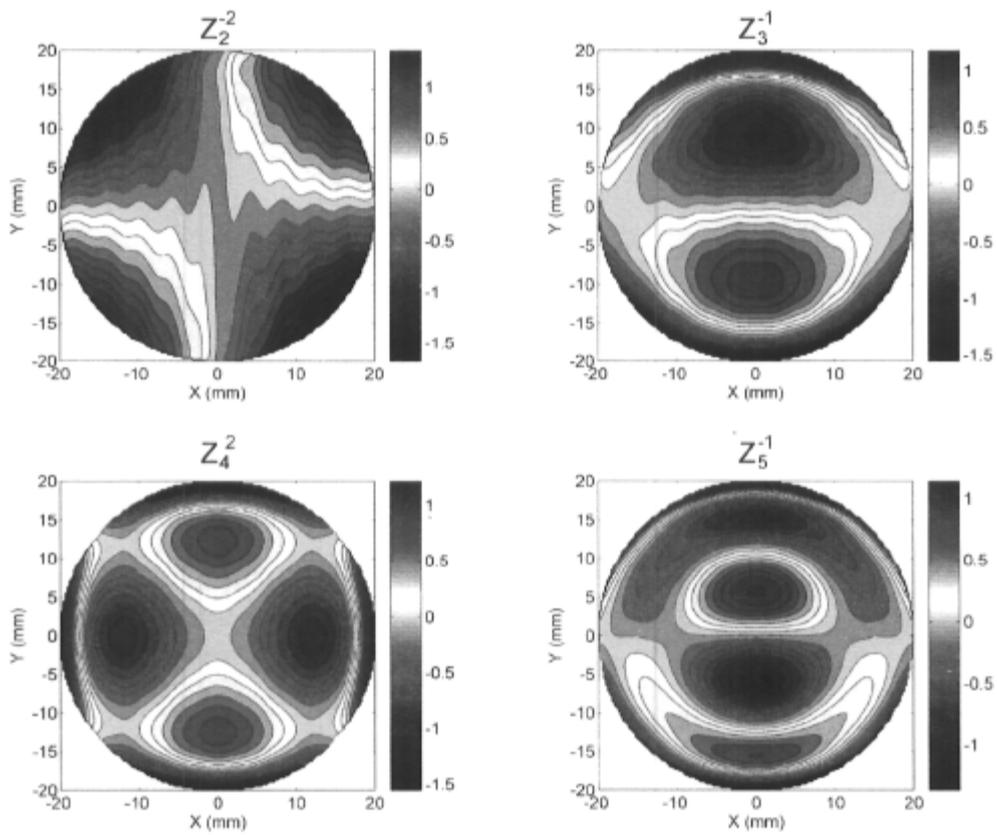


Figure 3.16 – Fronts d'onde calculés pour de l'astigmatisme et du coma produits par un MDF à réseaux de 24 fils combiné à un MDF à 5 bobines. Amplitudes en μm .

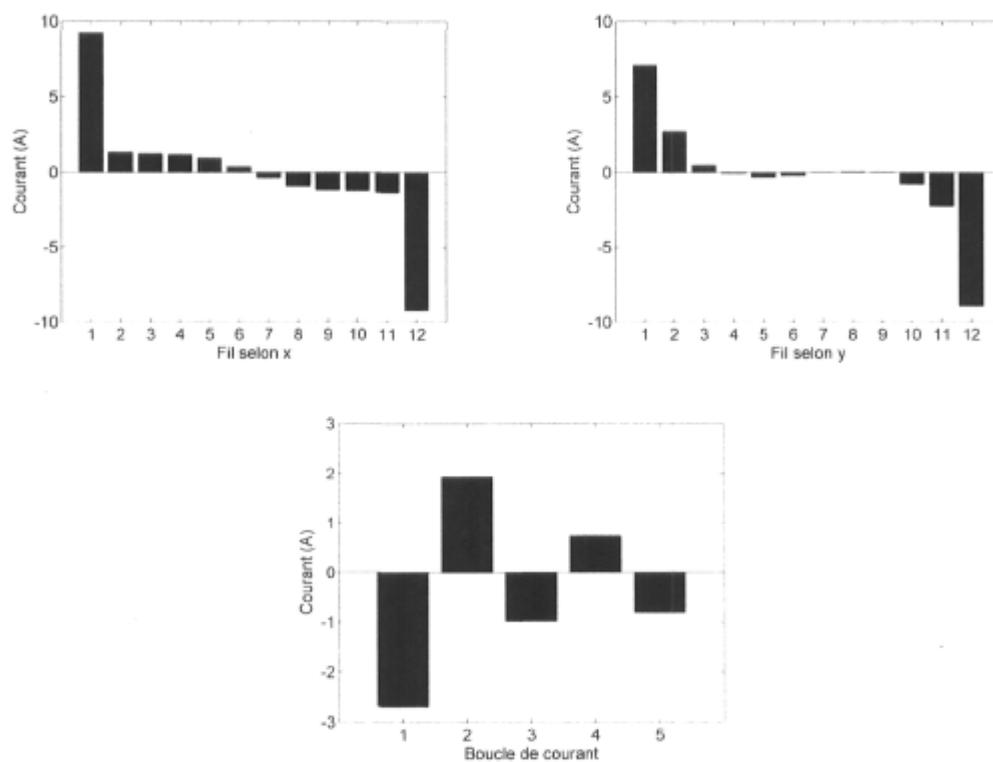


Figure 3.17 – Histogrammes des courants nécessaires pour produire du coma Z_5^{-1} avec un MDF à réseaux de 24 fils combiné à un MDF à 5 bobines.

polynômes les plus importants et que le gain obtenu par l'addition de ces réseaux complexes n'est pas appréciable.

3.4.3 MDF à actionneurs

C'est le type de MDF étudié qui s'apparente le plus aux technologies existantes de MD. Les actionneurs sont dans ce cas-ci de petits solénoïdes (voir figure 3.18) qui peuvent être disposés de la même façon que pour les MD conventionnels, c.-à-d. en disposition carrée, circulaire ou hexagonale. Pour les MD conventionnels, les actionneurs poussent et/ou tirent mécaniquement sur une mince couche d'un quelconque substrat ou d'une membrane. Dans le cas d'un MDF, c'est la combinaison vectorielle des composantes du champ magnétique produites par chaque actionneur qui déforme la surface du liquide magnétique.

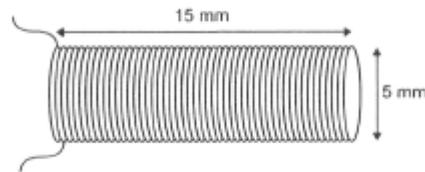


Figure 3.18 – Schéma montrant un actionneur typique utilisé pour les simulations d'un MDF à actionneurs.

Comme mentionné au début de ce document, Laird est un pionnier dans l'étude et la fabrication du premier MDF utilisant ce principe [Lai05]. Une étude plus théorique de ce type de MDF a plus récemment été réalisée par Rioux [Rio06]. En analysant ces deux travaux, les observations suivantes peuvent être faites :

- La disposition en carré et le diamètre central des actionneurs utilisé par Laird n'est pas optimal et cause une forte granularité à la surface du ferrofluide. Les simulations de Rioux montrent qu'une disposition hexagonale des actionneurs est mieux adaptée pour ces MDF.
- Laird et Rioux n'ont pas tenu compte de l'influence du champ magnétique terrestre dans leurs simulations.
- L'équation employée par Laird et Rioux pour calculer les fronts d'onde est erronée : une erreur dans l'interprétation des conditions aux frontières dans l'équation 3.1 fait que la composante normale du champ magnétique est favorisée par un facteur μ_r^2 par rapport à la composante tangentielle.
- La contribution des actionneurs situés à l'extérieur de la pupille de calcul n'est pas

prise en considération, alors qu'on sait bien que ceux-ci ont une incidence sur le champ magnétique total.

- Seulement quelques polynômes de base sont simulés et la performance du MDF n'est pas évaluée pour des termes d'ordre supérieur, élément essentiel pour caractériser un MD.

Nous avons donc repris ces simulations, cette fois en utilisant l'équation 3.2, en optant pour une disposition hexagonale de 37 actionneurs (voir figure 3.19) et en tenant compte de l'influence du champ magnétique terrestre. On a considéré des actionneurs de 5 mm de diamètre (voir figure 3.18), composés de 200 boucles de courant, réparties en 4 couches de rayons et positions verticales différentes. Pour ce cas, il est important de tenir compte de la dimension physique des fils puisque l'étendue verticale complète de l'actionneur est plus grande que le rayon de celui-ci. Le rayon et la position de chaque boucle sont calculés en fonction du diamètre de 0,3 mm du fil conducteur. On utilise le même algorithme que précédemment mais cette fois avec un total de 37 valeurs de courant à optimiser. Pour simplifier les calculs, nous avons contraint l'algorithme à n'utiliser que des courants positifs (sens antihoraire) dans chacun des actionneurs. On a remarqué une excellente convergence des calculs malgré les appréhensions initiales que nous avons à cause du nombre accru d'opérations.

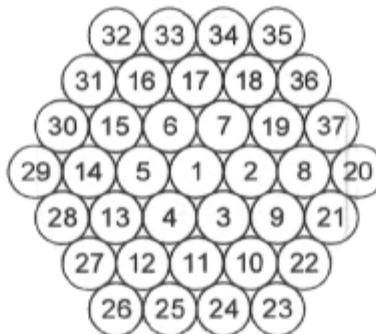


Figure 3.19 – Schéma montrant la disposition hexagonale des bobines d'un MDF à 37 actionneurs. La région grise illustre le diamètre de 30 mm de la pupille utilisée dans les calculs.

La figure 3.20 montre la fonction d'influence d'un seul actionneur, calculée pour un courant de 300 mA et une distance de 4 mm entre le haut de l'actionneur et la surface du ferrofluide. Le mot fonction d'influence a moins de signification dans le cas des MDF car la surface du miroir ne correspond pas à une somme scalaire de fonctions d'influence individuelles, mais est plutôt le résultat de la combinaison vectorielle des composantes du champ magnétique produites par chacun des actionneurs. Néanmoins, si on avait à faire une analogie avec les MD conventionnels, on pourrait dire que le couplage des actionneurs du MDF est de l'ordre de 25%. La réponse d'un actionneur est bien décrite par une gaussienne, plus large

d'environ 10% que ce que Rioux avait d'abord estimé. On a calculé la largeur à mi-hauteur de cette gaussienne en fonction de la distance entre le haut de l'actionneur et la surface du ferrofluide (voir figure 3.21). On voit que cette largeur à mi-hauteur varie de façon linéaire pour des distances de 2 à 7 mm entre le haut de l'actionneur et la surface du ferrofluide. Pour des distances plus petites que 2 mm, la fonction n'est plus comparable à une gaussienne, la distance entre la surface du liquide et l'actionneur devenant comparable au rayon de celui-ci.

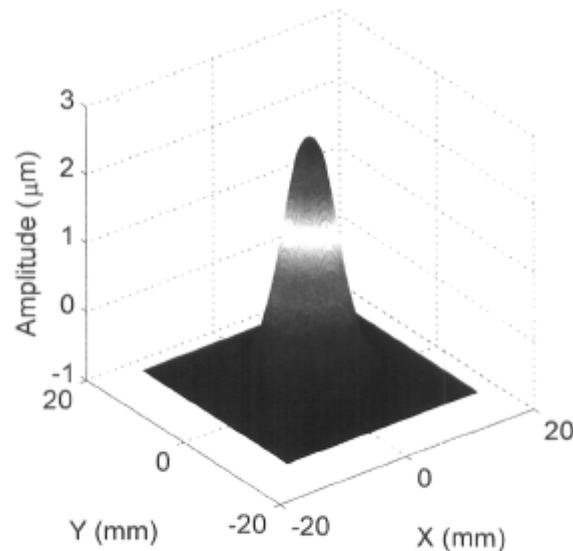


Figure 3.20 – Fonction d'influence d'une seule bobine pour un MDF à 37 actionneurs. L'amplitude est calculée sur le front d'onde et le courant utilisé est de 300 mA.

Dans le but de déterminer la meilleure distance à utiliser entre les actionneurs et la surface du ferrofluide, on a calculé l'erreur RMS résiduelle en fonction de cette distance dans une pupille de 30 mm et pour 3 aberrations typiques : basculement Z_1^{-1} , défocalisation Z_2^0 et coma Z_3^{-1} (voir figure 3.22). On remarque que pour les 3 aberrations, une distance d'environ 4 mm est optimale car l'erreur cesse de diminuer pour des distances supérieures. Malgré les problèmes cités plus haut à propos des simulations de Rioux, ce résultat est toutefois identique aux résultats qu'elle avait obtenus. Pour le reste des simulations, nous avons donc opté pour une distance de 4 mm entre les actionneurs et la surface du ferrofluide.

Nous avons effectué des calculs pour les 32 premiers polynômes de Zernike et nous illustrons les fronts d'onde et les courants obtenus pour les 12 premiers dans les figures 3.23, 3.24 et 3.25. Une première constatation est que le courant dans chaque actionneur demeure sous le seuil des 300 mA. De plus, on note des structures bien distinctes dans la répartition des courants, structure qui serait encore plus régulière sans l'effet attribuable à la présence de la composante tangentielle du champ magnétique terrestre (orientée selon y dans les calculs). On note aussi que sur la plupart des termes on aperçoit une empreinte résiduelle de la

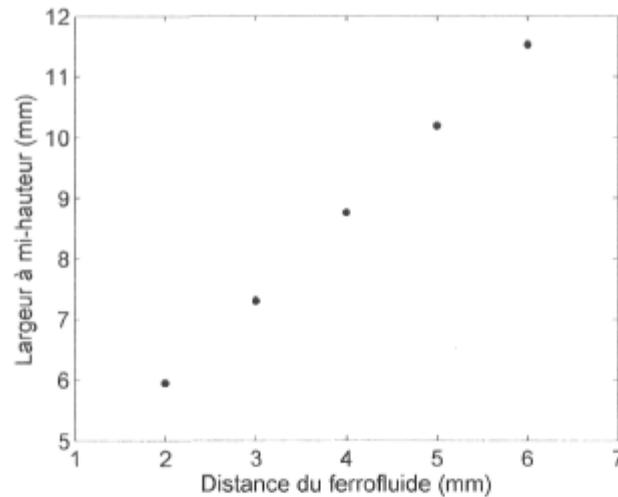


Figure 3.21 – Largeur à mi-hauteur de la fonction d’influence d’un actionneur en fonction de la distance entre la surface du ferrofluide et le haut de l’actionneur.

disposition hexagonale des actionneurs .

La figure 3.26 est un histogramme des erreurs résiduelles pour les 32 premiers polynômes de Zernike. On note que pour les termes inférieurs à 6, le MDF donne de moins bons résultats qu’un MD à membrane typique de OKO Technologies possédant le même nombre d’actionneurs (voir figure 3.27). Par contre, pour les termes supérieurs à 6, tel le coma (termes 7 et 8), le MDF donne des résultats équivalents ou parfois meilleurs. Ce résultat illustre le fait que le MDF à actionneurs ne souffrent pas des problèmes attribuables à la fixation de la membrane que l’on observe régulièrement chez les MD à membrane, limitant ainsi les termes de fréquence azimutale élevée.

On a aussi vérifié l’impact qu’une augmentation du nombre d’actionneurs a sur les performances d’un MDF de ce type. On a fait des simulations de fronts d’onde pour quelques polynômes de Zernike afin de comparer les erreurs résiduelles après une augmentation du nombre d’actionneurs de 37 à 127, le diamètre des actionneurs diminuant à 2 mm afin que l’ensemble des actionneurs couvre le même diamètre de 30 mm. Quelques calculs préliminaires ont permis de trouver que la distance optimale entre les actionneurs et la surface du ferrofluide est de 1,75 mm pour ce diamètre d’actionneur³. Le résultat de ces simulations est donné dans le tableau 3.6.

On constate que cette augmentation du nombre d’actionneurs permet d’améliorer les erreurs résiduelles par un facteur compris entre 1,5 et 2. Par contre, ces résultats ont été plus

³En règle générale, on constate que la distance optimale à utiliser est d’environ 4/5 du diamètre des actionneurs.

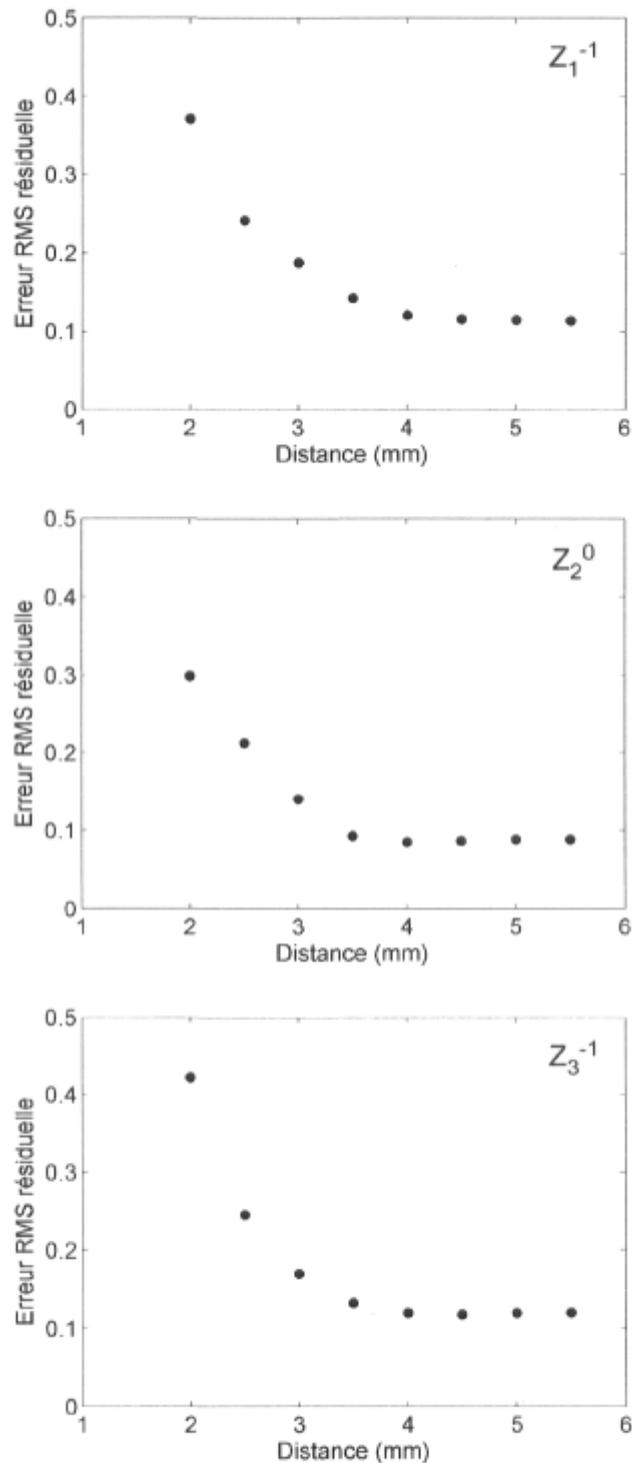


Figure 3.22 – Amplitude RMS de l'erreur résiduelle en fonction de la distance entre les actionneurs et la surface du ferrofluide pour 3 aberrations différentes : basculement (en haut), défocalisation (au centre) et coma (en bas). Erreurs résiduelles exprimées comme une fraction par rapport à l'amplitude RMS du coefficient de Zernike correspondant.

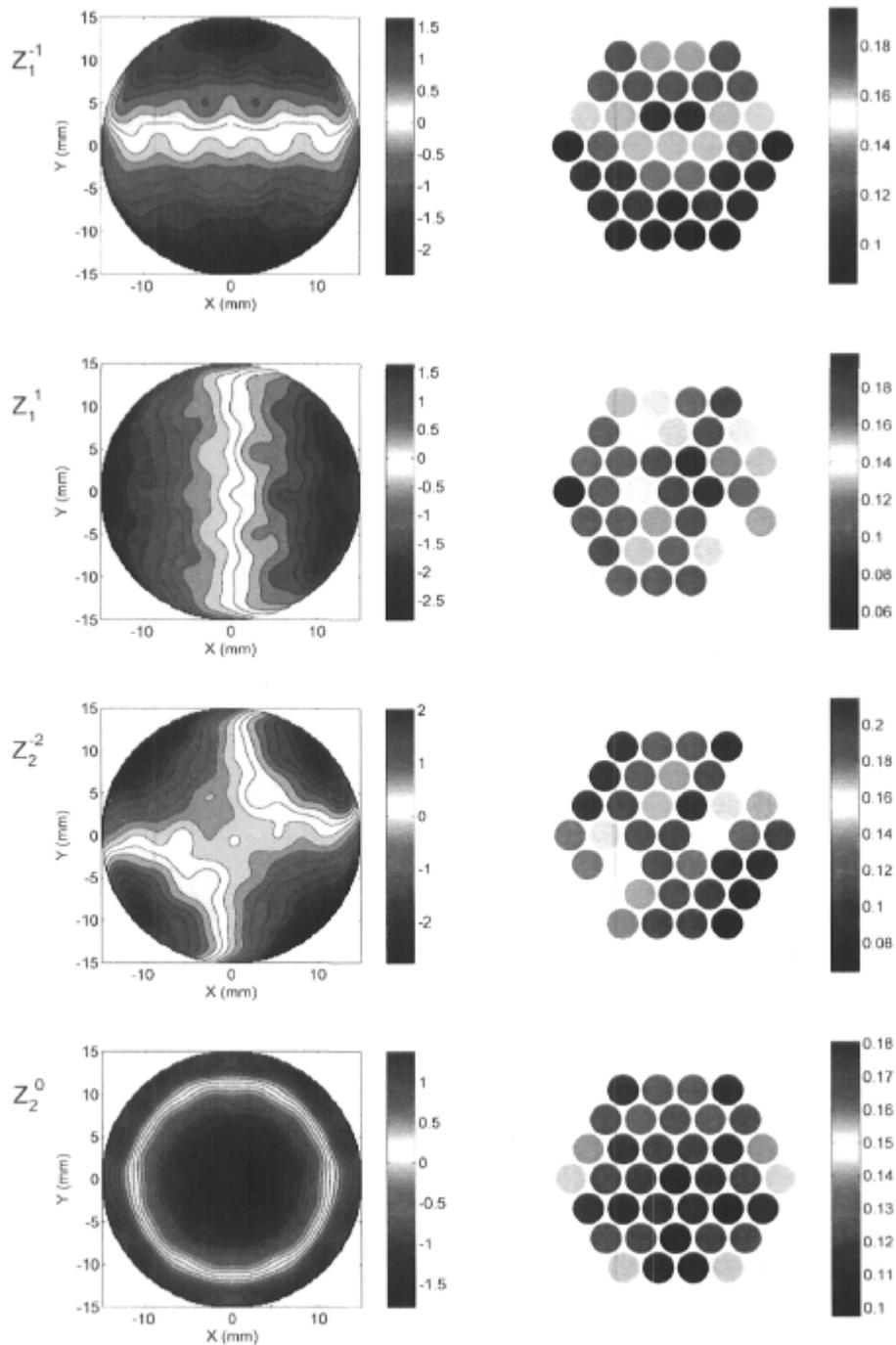


Figure 3.23 – Polynômes de Zernike 1 à 4 produits par un MDF à 37 actionneurs. Fronts d'onde à gauche et courants à droite. L'asymétrie des courants est attribuable à la composante tangentielle du champ magnétique terrestre. Amplitudes en μm et courants en ampères.

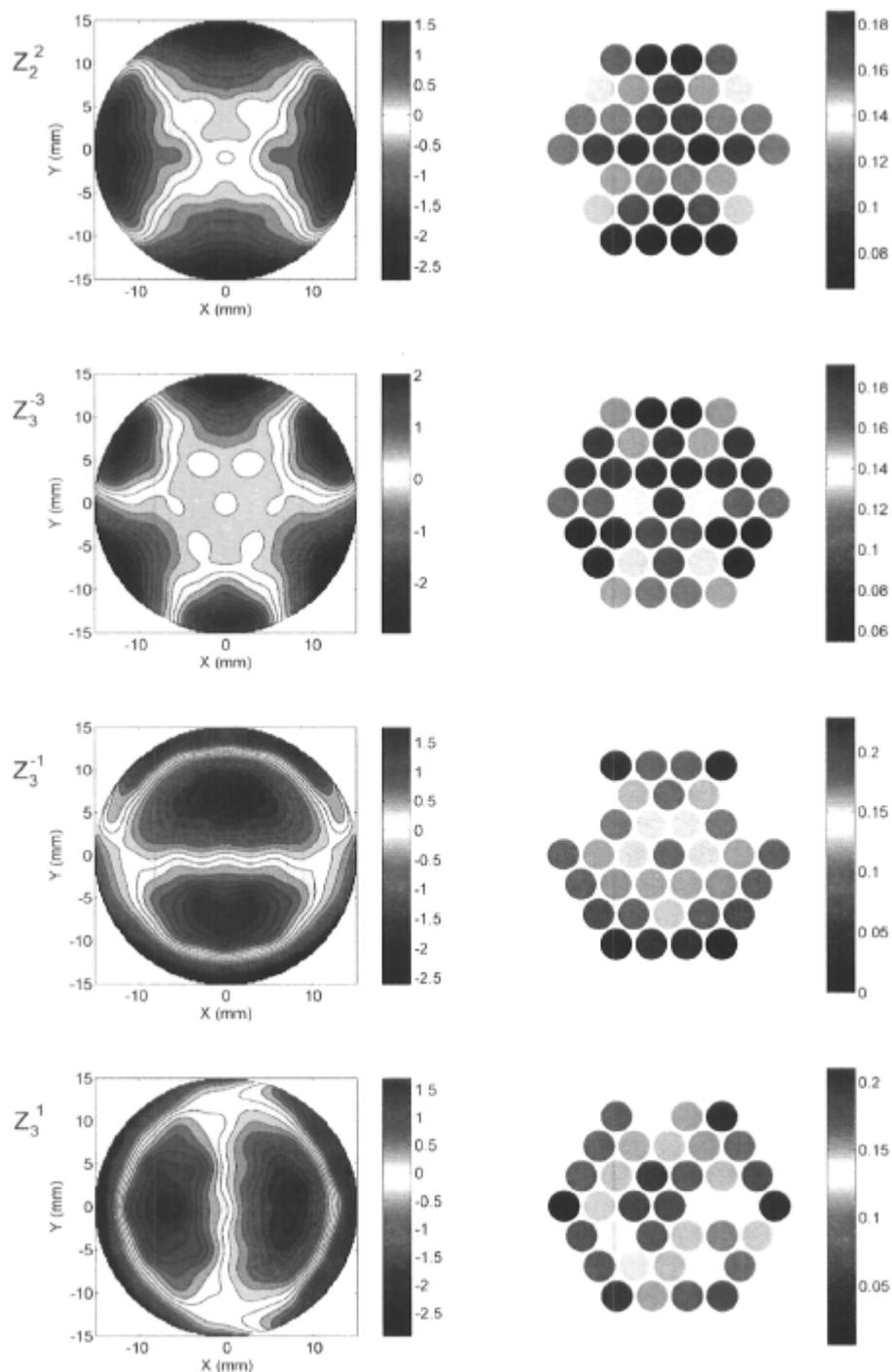


Figure 3.24 – Polynômes de Zernike 5 à 8 produits par un MDF à 37 actionneurs. Fronts d'onde à gauche et courants à droite. L'asymétrie des courants est attribuable à la composante tangentielle du champ magnétique terrestre. Amplitudes en μm et courants en ampères.

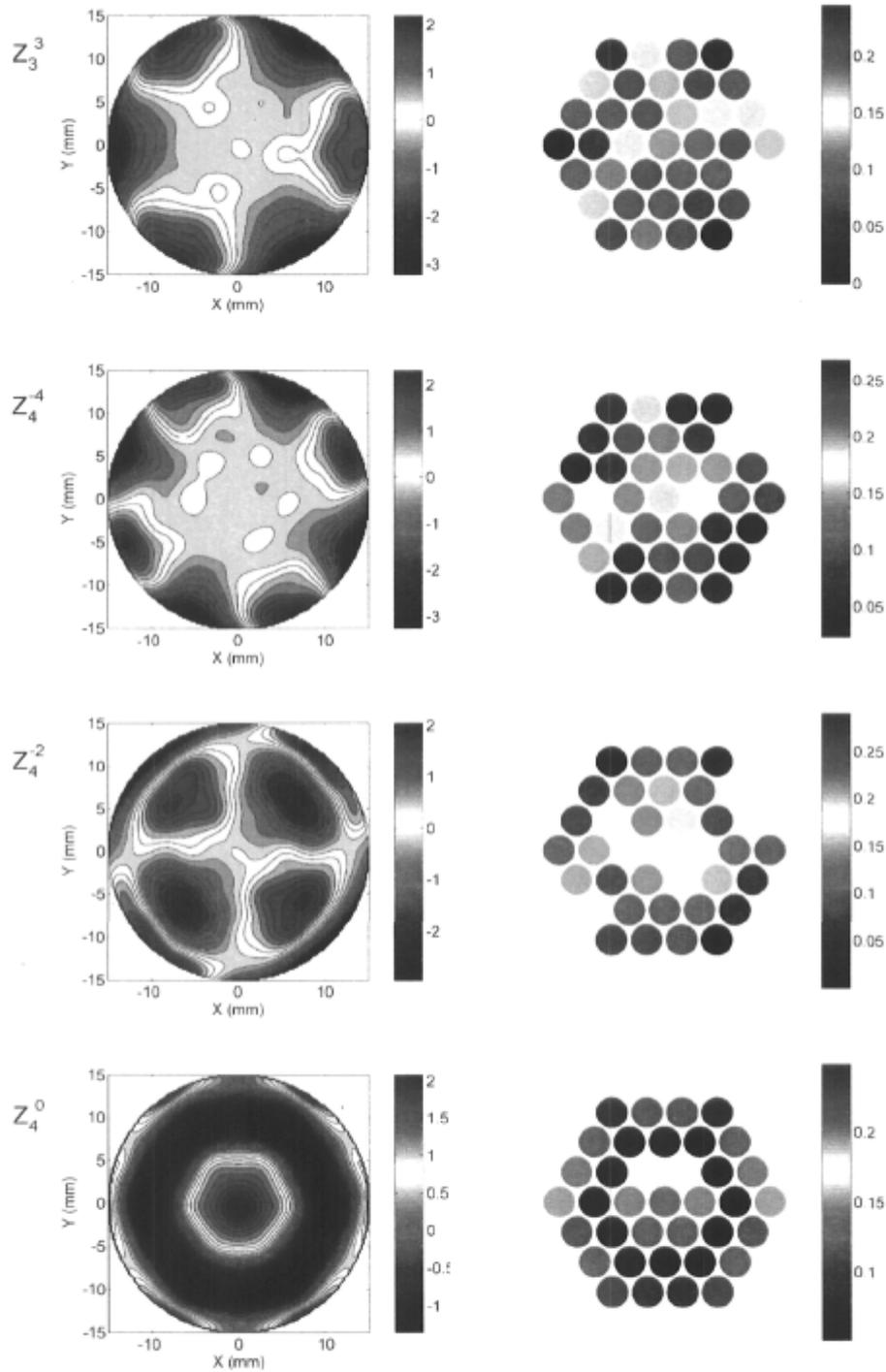


Figure 3.25 – Polynômes de Zernike 9 à 12 produits par un MDF à 37 actionneurs. Fronts d'onde à gauche et courants à droite. L'asymétrie des courants est attribuable à la composante tangentielle du champ magnétique terrestre. Amplitudes en μm et courants en ampères.

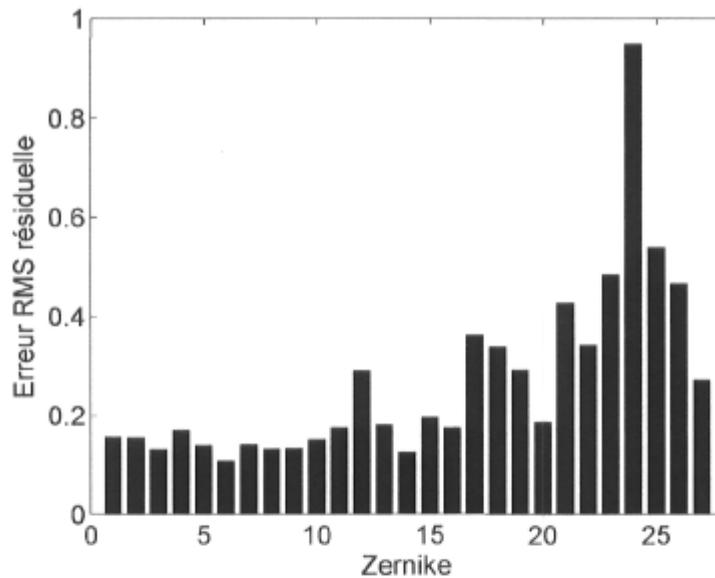


Figure 3.26 – Histogramme des erreurs résiduelles des 32 premiers polynômes de Zernike calculées pour un MDF à 37 actionneurs. Erreurs résiduelles exprimées comme une fraction par rapport à l’amplitude RMS du coefficient de Zernike correspondant.

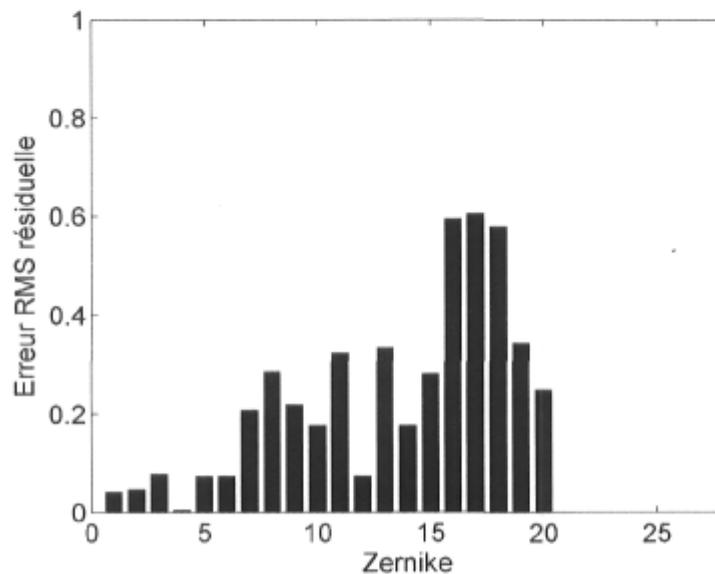


Figure 3.27 – Histogramme des erreurs résiduelles des 20 premiers polynômes de Zernike pour un miroir à membrane de 37 actionneurs de OKO Technologies. Erreurs résiduelles exprimées comme une fraction par rapport à l’amplitude RMS du coefficient de Zernike correspondant. Données adaptées de [OKO06].

Tableau 3.6 – Erreurs résiduelles de quelques polynômes de Zernike en fonction du nombre d'actionneurs pour un MDF à actionneurs. Erreurs résiduelles exprimées comme une fraction par rapport à l'amplitude RMS du coefficient de Zernike correspondant.

Zernike	Erreur RMS résiduelle	
	37 actionneurs	127 actionneurs
Z_2^0	0,121	0,048
Z_3^{-1}	0,119	0,085
Z_5^{-1}	0,306	0,168
Z_6^{-4}	0,375	0,247

difficiles à obtenir. Le nombre de variables à optimiser atteignant maintenant 127, l'algorithme donnait des résultats différents à chaque calcul. Dans le tableau 3.6, on a donc inclus les plus petites erreurs résiduelles obtenues après quelque 200 exécutions de l'algorithme. Selon le nombre de courants (actionneurs) à optimiser, un ajustement du nombre de points de calcul et des critères de convergence de l'algorithme pourrait prévenir de tels écarts entre les exécutions successives de l'algorithme .

Précédemment, nous avons mentionné que nous avons contraint le courant dans les actionneurs à des valeurs positives. Nous avons tout de même tenté d'utiliser l'algorithme en laissant à celui-ci la possibilité d'utiliser une valeur de courant soit négative ou positive pour chaque actionneur, augmentant ainsi les possibilités de combinaisons vectorielles des champs magnétiques. Sur les 32 polynômes de Zernike simulés, seulement deux simulations (défocalisation et aberration sphérique) ont généré des valeurs de courant négatives, et ce, seulement pour un nombre restreint de 3 ou 4 actionneurs. Les autres termes ont convergé vers les mêmes valeurs de courants que dans le cas utilisant uniquement des courants positifs. De plus, les deux termes possédant des actionneurs avec courants négatifs n'ont pas donné d'erreurs résiduelles significativement plus petites. Ce point est intéressant dans la mesure où cela simplifie le design et la construction de l'électronique d'un MDF de ce type.

3.5 Conclusion

Nous avons vu que des géométries simples de fils continus et de bobines parcourues par des courants permettent de déformer la surface d'un liquide magnétique et ainsi, par réflexion, de produire diverses aberrations. Trois types de MDF ont été démontrés, chacun ayant des caractéristiques et des performances différentes. Une simple bobine permet de produire uniquement de la défocalisation, alors que l'utilisation de plusieurs bobines peut produire

à la fois de la défocalisation et de l'aberration sphérique (ou une combinaison des deux). On peut facilement prédire qu'en utilisant des courants plus élevés, des surfaces ayant des rayons de courbure beaucoup plus élevés pourraient être produites avec ce système, suffisants pour créer des miroirs concaves ou convexes (voir la discussion). Des réseaux de fils continus peuvent être utilisés pour ajouter à ces MDF la capacité de générer des aberrations simples non axisymétriques. Enfin, un agencement de petites bobines (actionneurs) disposées en structure hexagonale peut servir à produire une plus vaste gamme de fronts d'onde. Ce dernier système est celui qui s'apparente le plus aux technologies existantes de MD. Il existe certainement une multitude d'autres dispositions et géométries pouvant être étudiées, mais possiblement plus complexes et demandant un investissement de temps très élevé. Les configurations étudiées ici demeurent simples et comme nous verrons au chapitre suivant, permettent une réalisation pratique facile.

Chapitre 4

Miroirs déformables ferrofluidiques : les prototypes

4.1 Introduction

On a montré au chapitre précédent que des bobines, des réseaux de fils et des arrangements de petites bobines (actionneurs) parcourus par des courants, permettent la déformation de la surface d'un ferrofluide et peut ainsi servir à fabriquer de nouveaux types de MD. Dans ce chapitre, la fabrication et le comportement expérimental de ces MDF seront présentés. Ces prototypes de MDF, quoique différents entre eux, ont néanmoins certaines caractéristiques communes : le fil conducteur utilisé est fait de cuivre dans tous les prototypes (le calibre du fil peut changer d'un MDF à l'autre), les seuls matériaux utilisés pour la structure (supports et contenants) des MDF sont l'aluminium et le laiton à cause de leurs très faibles propriétés ferromagnétiques. Le ferrofluide EFH1 de Ferrotec (USA) Corp est utilisé à l'état brut pour toutes les expériences, c.-à-d. sans couche réfléchissante de MELLF. Une partie des résultats de ce chapitre a fait l'objet de publications dont je suis l'auteur ou le coauteur (voir [BBJRP06, BBCP07]).

4.2 MDF à boucles de courant

4.2.1 Description du MDF

Nous avons fabriqué un prototype de ce miroir en suivant les dimensions des 5 bobines de la figure 3.9. La bobine centrale comporte 4 couches d'enroulements de fil de cuivre de calibre AWG26 de 0,57 mm de diamètre. Les 4 autres bobines comportent chacune 6 couches d'enroulements de fil de cuivre du même calibre. Chacune de ces couches est formée de 27 enroulements verticalement superposés. Ainsi, la bobine centrale possède un nombre total d'enroulements égal à 108 et les 4 autres ont chacune un total de 162 enroulements. Les enroulements ayant ici une dimension finie, leur disposition fait en sorte que le diamètre extérieur de chaque bobine est supérieur par quelques millimètres aux valeurs inscrites à la figure 3.9. Comme sur la figure 3.9, la distance entre le plan central des bobines #1, #2 et #3 et celui des bobines #4 et #5 est de 2 cm. On peut voir une coupe tridimensionnelle du MDF à la figure 4.1 et la figure 4.2 montre des photographies du prototype.

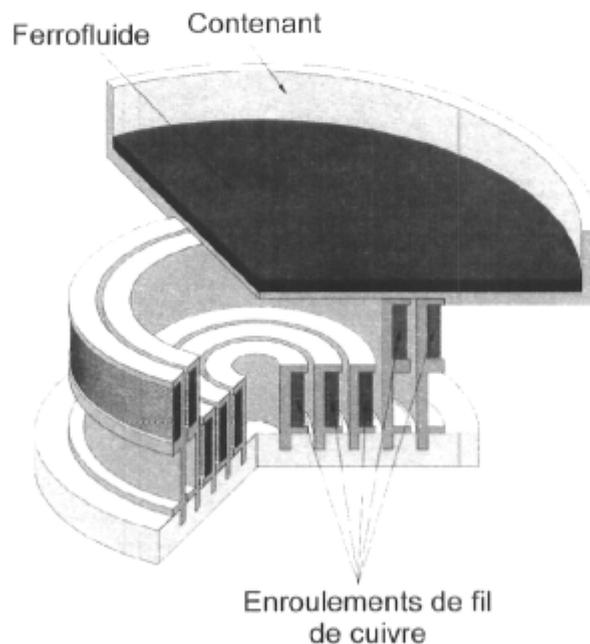


Figure 4.1 – Coupe tridimensionnelle d'un prototype de MDF à 5 bobines.

La résistance de chaque bobine a été mesurée à l'aide d'un multimètre HIOKI et les valeurs obtenues figurent au tableau 4.1.

Deux contenants différents pour le ferrofluide ont été fabriqués. Le premier a un diamètre de 130 mm et peut être facilement déposé sur le dessus des bobines #4 et #5. Une cannelure

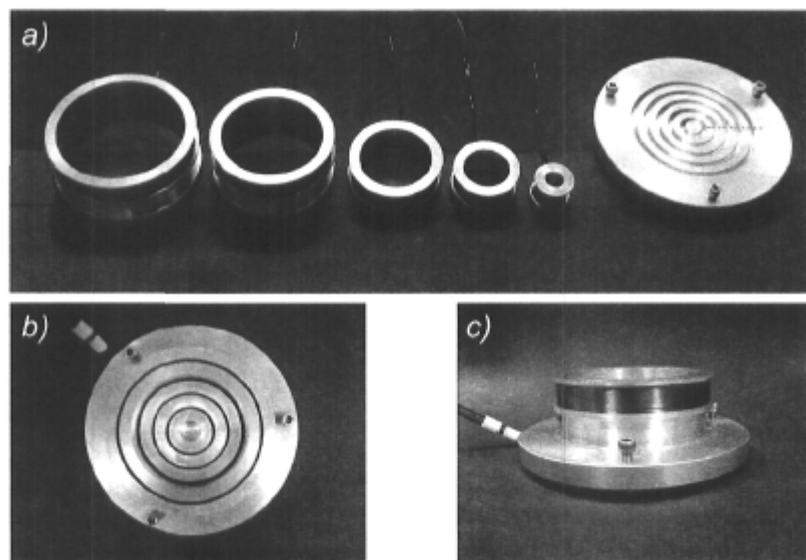


Figure 4.2 – a) MDF non assemblé montrant les 5 bobines et leur support. b) MDF assemblé vu par le dessus. c) MDF assemblé. Les enroulements de fil de cuivre sont bien visibles.

Tableau 4.1 – Résistance des bobines d'un MDF à 5 bobines.

Bobine #	Résistance (Ω)
1	1,17
2	3,34
3	4,84
4	6,37
5	8,64

dans le fond de ce récipient permet au contenant d'être bien centré sur le haut des bobines. Le deuxième contenant a un diamètre de 80 mm et permet ainsi de l'introduire au creux de la bobine #4, tout juste sur le dessus des bobines #1, #2 et #3 (voir figure 4.3).

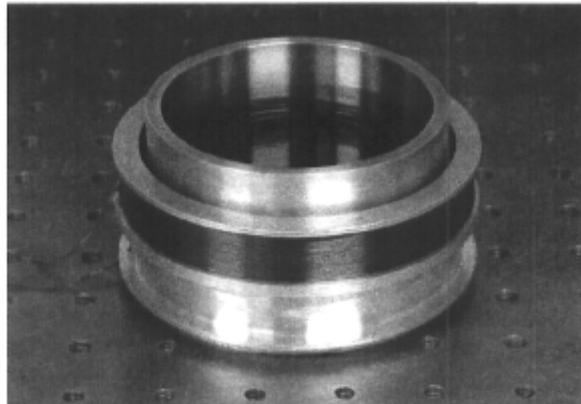


Figure 4.3 – Contenant de ferrofluide de 80 mm de diamètre reposant au milieu du MDF. Des disques d'aluminium de différentes épaisseurs placés sur le dessus des bobines #1, #2 et #3 permettent d'ajuster la hauteur du contenant.

4.2.2 Circuit électronique et montage

Le contrôle du courant dans chaque bobine doit se faire de façon indépendante et précise. On utilise pour cela une carte d'acquisition PCI Adlink 6216V. Puisque le courant maximal que peut fournir cette carte est limité à quelques milliampères, on utilise un stage d'amplification alimenté par une source de 12 V (voir figure 4.4). La tension aux bornes de chaque bobine est directement proportionnelle à la tension de la sortie correspondante de la carte suivant un facteur de proportionnalité contrôlé par un potentiomètre diviseur de tension. La résistance des bobines étant connue, on peut ajuster le potentiomètre pour avoir une calibration tension-courant uniforme en fonction de la résistance de chaque bobine. Le calibre du fil de cuivre des enroulements permet un courant maximal d'environ 1.5 A, au-delà duquel la dissipation de chaleur par le fil devient problématique lors de périodes d'utilisation de plusieurs heures.

Le contrôle du courant dans chaque bobine est fait à l'aide d'un interface écrit en LabView et permet d'ajuster le courant de chaque bobine à l'aide de commandes à glissières virtuelles. L'interface permet aussi d'appliquer un facteur multiplicatif de courant à l'ensemble des 5 bobines.

Les mesures ont été prises avec un interféromètre de type Mach-Zehnder de la compagnie Zygo opérant à 632,8 nm. Puisque l'interféromètre mesure les amplitudes sur la surface du

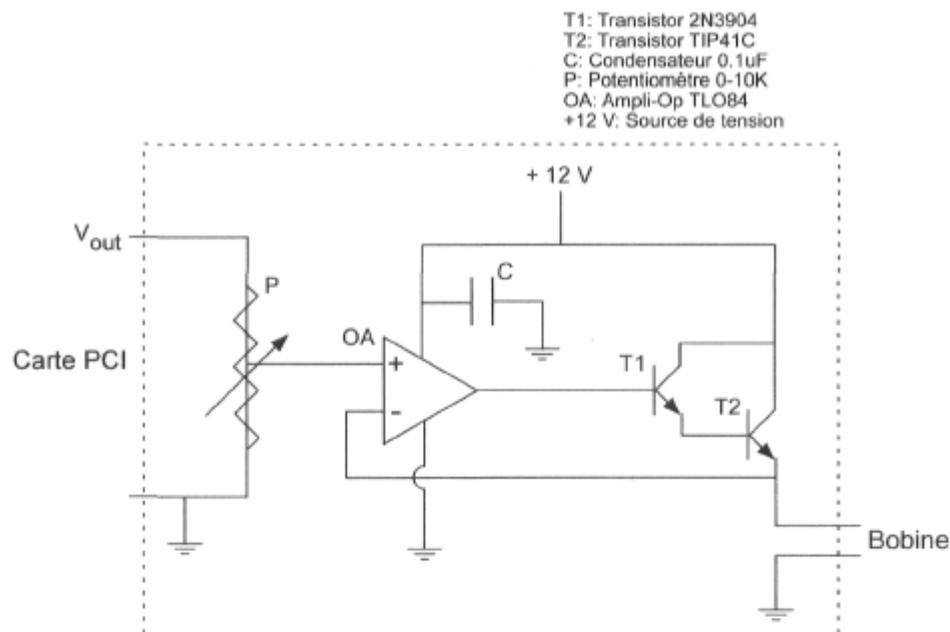


Figure 4.4 – Schéma du circuit électronique d'un amplificateur de courant pour un MDF à bobines. L'amplificateur opérationnel OA sert de suiveur de tension alors que l'amplification est assurée par les transistors T1 et T2.

liquide et non sur le front d'onde, les données obtenues sont multipliées par un facteur deux. La figure 4.5 illustre le montage expérimental avec le miroir de repli à $\lambda/20$ servant à diriger le faisceau sur le MDF. La reconstruction des fronts d'onde se fait à partir des 36 premiers polynômes de Zernike en tenant compte que le logiciel MetroPro de l'interféromètre utilise une numérotation différente de celle de l'OSA. En se basant sur plusieurs mesures, le fait de négliger les polynômes supérieurs à 36 entraîne une erreur RMS résiduelle approximative de $0,008 \mu\text{m}$ sur les mesures. On soustrait de chaque mesure le front d'onde résiduel du système, c.-à-d. sans aucun courant circulant dans les 5 bobines du MDF. On a évalué à environ 40 nm l'erreur RMS résiduelle attribuable au miroir de repli et à la surface au repos du ferrofluide. On utilise une couche de ferrofluide d'une épaisseur approximative de 2 mm.

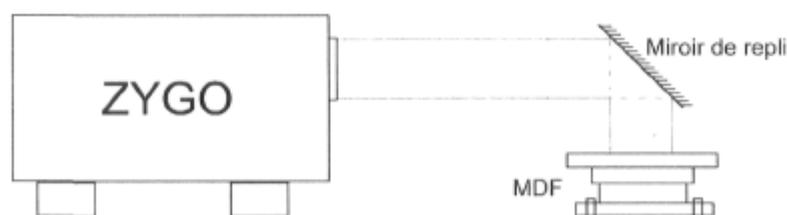


Figure 4.5 – Montage de l'interféromètre Zygo pour l'enregistrement des fronts d'onde.

Pour protéger le ferrofluide du champ magnétique terrestre et assurer la symétrie de révolution des polynômes, un cylindre de mumétal encercle le MDF (voir figure 4.6). Le mumétal

est un alliage à forte perméabilité magnétique composé de matériaux ferromagnétiques (nickel à près de 75%). Sa faculté à concentrer les lignes de champ magnétique en fait un des rares matériaux à permettre un blindage efficace contre les champs magnétostatiques et magnétiques à basse fréquence. Mentionnons aussi que la présence de ce cylindre de mumétal a aussi l'avantage de protéger la surface du ferrofluide des courants d'air présents dans la pièce.



Figure 4.6 – *Le MDF avec son contenant de ferrofluide encerclé par un cylindre de blindage magnétique en mumétal.*

4.2.3 Résultats

La figure 4.7 présente le front d'onde que produit chaque bobine pour des valeurs de courants ajustés afin que chaque front d'onde possède une amplitude PV de $5 \mu\text{m}$. Le contenant de 130 mm de diamètre fut utilisé pour ces mesures. Il peut être observé que chaque front d'onde possède une bonne symétrie de révolution, témoignant ainsi de la grande qualité des enroulements et de l'efficacité du blindage magnétique. On observe que les bobines #4 et #5 offrent chacune un bon début pour la production d'un terme de défocalisation, confirmant le comportement prédit par les calculs. Quant à elle, les bobines #2 et #3 offrent un bon début pour la production d'aberration sphérique.

Nous avons d'abord étudié la contribution individuelle de la bobine #5 plus en détail en utilisant le contenant de 80 mm de diamètre, ce contenant permettant de positionner la surface du ferrofluide dans le plan central de cette bobine. Un courant de 0,5 A a été appliqué à cette bobine et nous avons enregistré le front d'onde produit (voir figure 4.8). Le front d'onde résiduel, après soustraction du meilleur ajustement d'un terme de défocalisation, est visible à droite de cette figure et l'erreur RMS résiduelle est de $0,05 \mu\text{m}$. La plus grande partie de cette erreur résiduelle provient du coefficient d'aberration sphérique (12^e indice de Zernike), bien visible sur l'histogramme de la figure 4.9. La présence de ce terme d'aberration sphérique

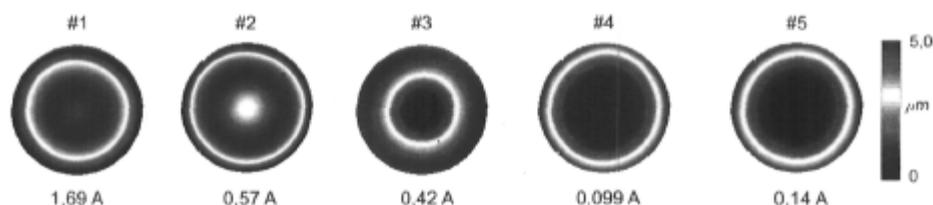


Figure 4.7 – Contribution individuelle des 5 bobines du MDF. Le courant figurant au bas de chaque image est ajusté afin que chaque bobine produise un front d'onde avec une amplitude PV de $5 \mu\text{m}$. La pupille utilisée est de 50 mm .

résiduel concorde avec les simulations pour une bobine unique. On note que la diversité de rayons et de positions de la bobine fait en sorte que l'erreur RMS résiduelle est inférieure par un facteur deux environ, en valeur relative, à ce qui avait été obtenu avec les simulations. Il est à noter que nous n'avons pas considéré le cas où la surface du ferrofluide est dans le plan central d'une bobine composée de boucles de courant ayant chacune une position et un rayon différent (dans les simulations, le plan du ferrofluide était à 5 mm au-dessus de la bobine). Le fait que des boucles de courant se trouvent réparties verticalement de part et d'autre de la surface du liquide contribue à produire le terme de défocalisation avec plus de précision.

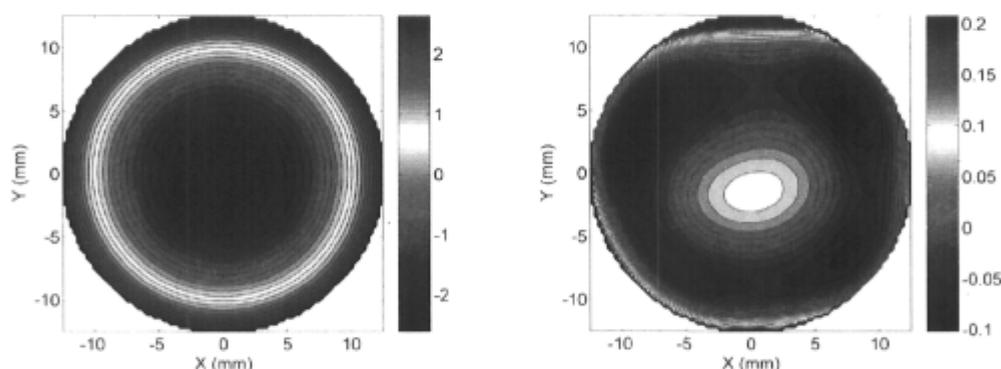


Figure 4.8 – Front d'onde obtenu avec la bobine #5 parcourue par un courant de $0,5 \text{ A}$ (à gauche) et front d'onde résiduel après soustraction du coefficient de défocalisation (à droite). Une pupille de 25 mm est utilisée. Amplitudes en μm .

Malgré le fait que le prototype est très semblable au design des simulations, les courants calculés pour produire les termes de défocalisation et d'aberration sphérique ne donnent pas de résultat correspondant aux aberrations recherchées. Il faut prendre en considération le fait que le prototype comprend 5 bobines composées chacune de boucles de courant ayant des positions et rayons variables, élément considéré dans les simulations uniquement pour le cas d'une bobine unique. Le nombre d'enroulements est aussi quelque peu différent en proportion. Aidés par la décomposition en polynômes de Zernike donnée par le logiciel de l'interféromètre, nous avons donc ajusté manuellement le courant de chaque bobine en tentant

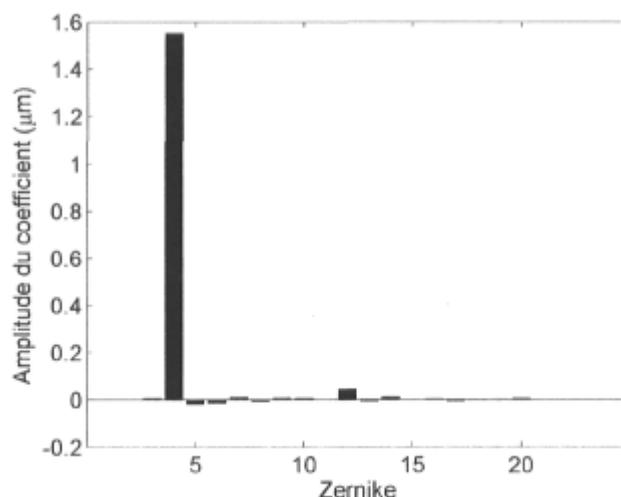


Figure 4.9 – Histogramme des coefficients de Zernike pour la bobine #5 parcourue par un courant de 0,5 A. Les termes de basculement 1 et 2 ne sont pas représentés.

de reproduire chacune des aberrations ciblées avec le plus d'exactitude possible. Les figures 4.10 et 4.11 montrent les meilleurs résultats obtenus pour les polynômes Z_2^0 et Z_4^0 . Le tableau 4.2 donne les courants nécessaires pour produire ces aberrations. Une pupille de 40 mm est utilisée pour les termes de défocalisation et une de 50 mm pour l'aberration sphérique.

Tableau 4.2 – Courants pour produire de la défocalisation et de l'aberration sphérique avec un MDF à 5 bobines.

Bobine	Courant (A) Z_2^0	Courant (A) $-Z_2^0$	Courant (A) Z_4^0	Courant (A) $-Z_4^0$
1	-0,155	-0,579	0,231	0,000
2	0,000	0,470	0,536	0,000
3	0,000	-0,254	-0,506	0,332
4	0,000	-0,218	-0,198	-0,073
5	0,161	0,361	0,416	0,576

On avait déjà constaté que la bobine #5 était à elle seule suffisante pour produire un terme de défocalisation positif. Il n'est donc pas surprenant de voir que le simple ajout d'une contribution de la bobine #1 soit suffisante pour diminuer l'erreur résiduelle de cette aberration. De plus, l'aberration sphérique négative étant déjà bien reproduite par la bobine #3, l'ajout d'une contribution de la bobine #5 s'avère presque suffisante (la contribution de la bobine #4 étant plus petite).

Même si les courants obtenus sont différents de ceux calculés, on peut vérifier à quel point

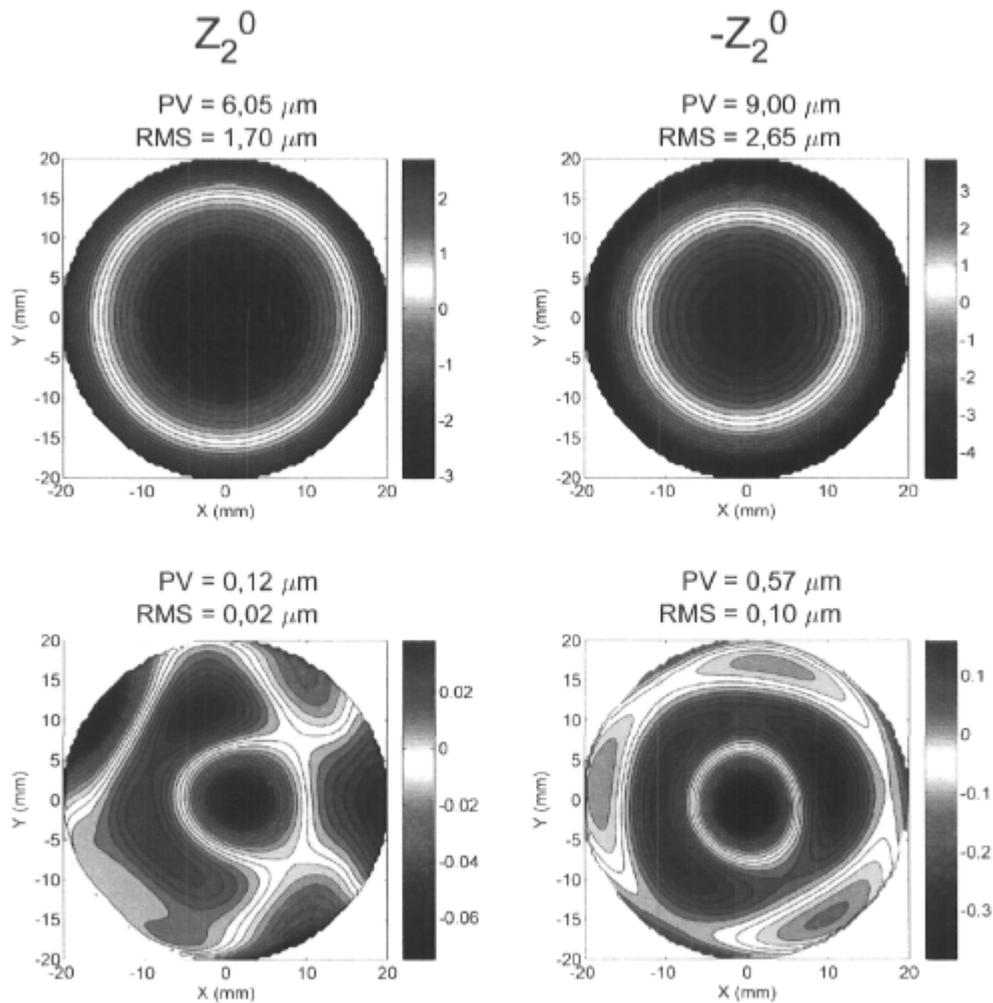


Figure 4.10 – Termes de défocalisation (haut) obtenus avec un MDF à 5 bobines. Front d'onde résiduel (bas) après soustraction du coefficient correspondant. Pupille de 40 mm et amplitudes en μm .

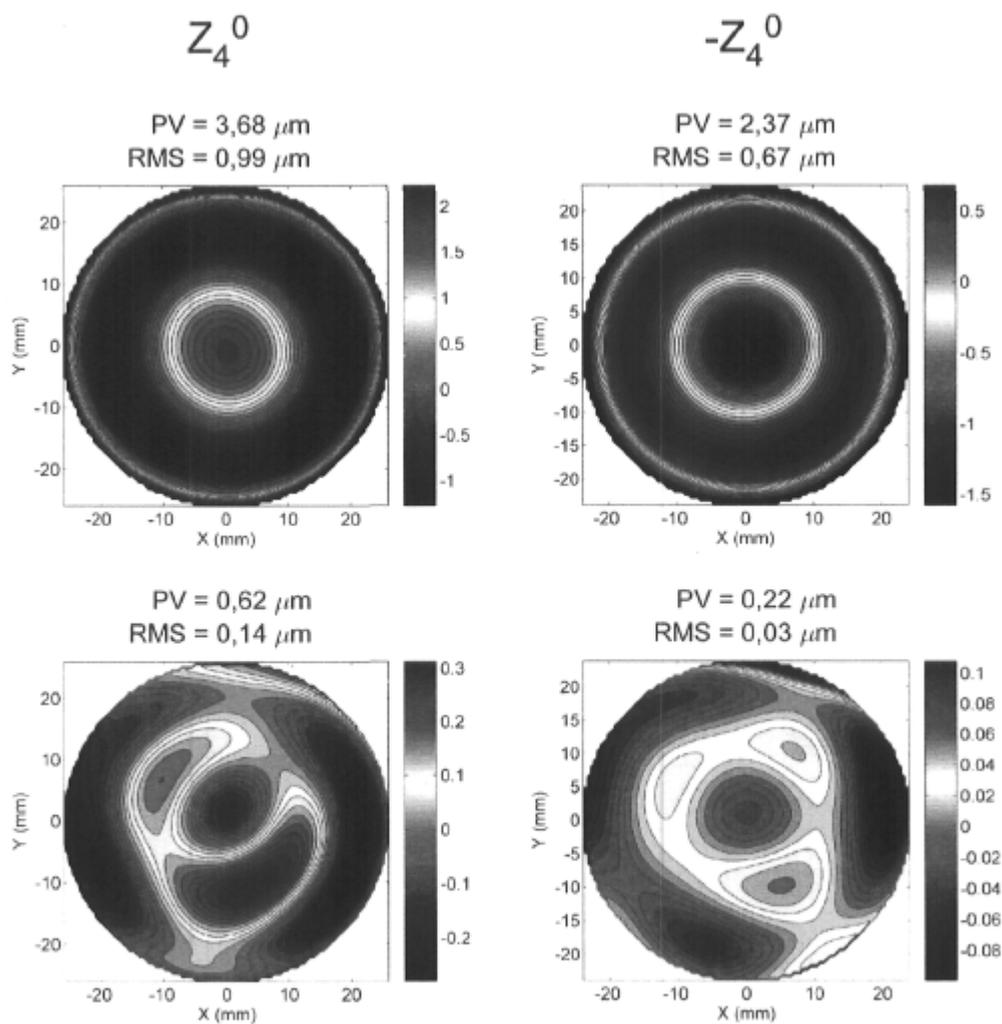


Figure 4.11 – Termes d'aberration sphérique (haut) obtenus avec un MDF à 5 bobines. Front d'onde résiduel (bas) après soustraction du coefficient correspondant. Pupille de 50 mm et amplitudes en μm .

ceux-ci permettent de prédire la précision avec laquelle on peut produire chacune des aberrations. Il s'agit de calculer le rapport entre l'erreur RMS résiduelle et l'amplitude RMS (avant soustraction du coefficient correspondant) de chacun des termes, on obtient alors une base commune de comparaison. Par exemple, pour le terme Z_2^0 , l'erreur résiduelle est de $0,024 \mu\text{m}$ et l'amplitude RMS du Zernike est de $1,70 \mu\text{m}$ (environ $6.05 * \sqrt{3}/2$)¹, ce qui donne un rapport de 0,014 ou 1,4%. Ce rapport quantifie à quel point il est possible de produire chaque aberration, un rapport le plus petit possible étant désirable. Nous avons tracé un histogramme de ce rapport pour les résultats obtenus avec le prototype en même temps que ceux obtenus avec les calculs du chapitre précédent (voir figure 4.12). On note un très bon accord pour chacun des termes, excepté celui de défocalisation positif que l'on reproduit par contre expérimentalement de meilleure façon. Ceci indique que les simulations ont l'avantage de prédire la faisabilité et la précision des aberrations pour un agencement de bobines donné.

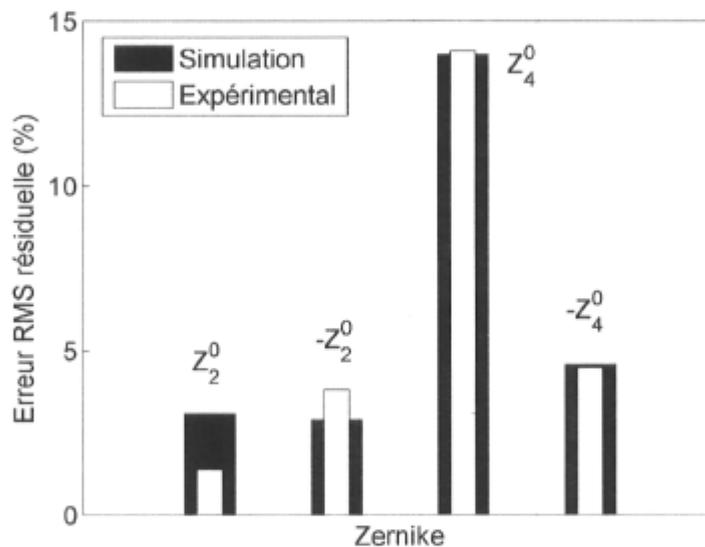


Figure 4.12 – Histogramme du rapport, calculé et mesuré expérimentalement, entre l'erreur RMS résiduelle et l'amplitude RMS pour des termes de défocalisation et d'aberration sphérique.

En appliquant un facteur multiplicatif aux courants requis pour le terme Z_2^0 et en mesurant l'amplitude RMS du coefficient, on trace la figure 4.13. On remarque que la courbe n'est pas quadratique comme on aurait pu s'attendre de l'équation 3.7 mais tout de même facilement étalonnable. Il est probable que le coefficient de puissance 1,77 de la courbe soit inférieur à 2 car aux facteurs multiplicatifs de courant élevés, une partie du front d'onde déborde de la pupille de l'interféromètre et réduit l'amplitude mesurée du coefficient. Une fois la bonne

¹Le nombre discret de points dans la pupille de calcul fait en sorte que le facteur de normalisation n'est pas exactement $\sqrt{3}$ (voir annexe A).

combinaison de courants trouvée, cet étalonnage permet de générer facilement des aberrations de différentes amplitudes.

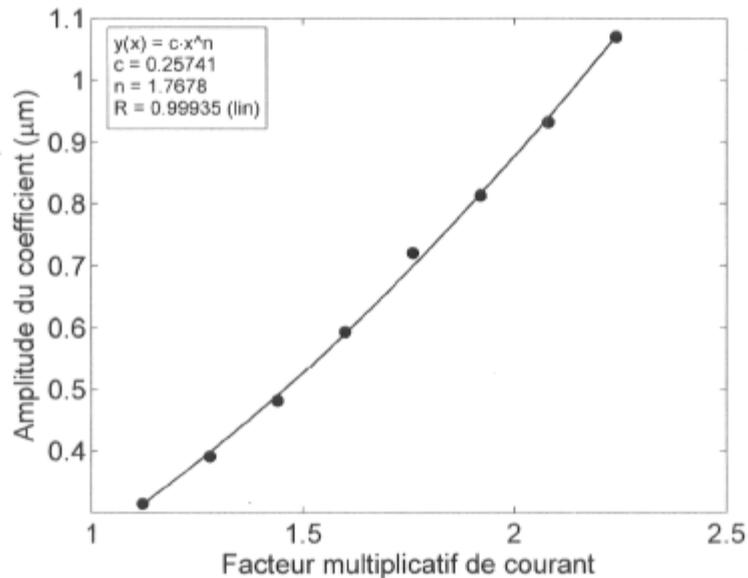


Figure 4.13 – Amplitude du coefficient Z_2^0 en fonction du facteur multiplicatif de courant appliqué aux 5 bobines du MDF.

Nous avons aussi tenté de reproduire une combinaison des polynômes Z_2^0 et Z_4^0 . On a choisi une proportion de chacun de ces termes de façon à produire de l'aberration sphérique de Seidel. Dans cette notation, l'aberration sphérique est proportionnelle à ρ^4 et sans contribution en ρ^2 comme pour l'aberration sphérique de Zernike (en autant que les aberrations d'ordre élevé sont négligées). La figure 4.14 illustre les fronts d'onde obtenus et la figure 4.15 montre la décomposition du front d'onde en coefficients de Zernike. On voit bien la contribution des termes Z_2^0 et Z_4^0 (indices 4 et 12) servant à produire l'aberration sphérique de Seidel.

4.3 MDF à réseaux de fils

4.3.1 Description du MDF

La figure 3.13 a servi d'inspiration pour la construction d'un prototype de ce type de MDF. Le montage en tant que tel est assez simple, il s'agit d'une grande plaque carrée d'aluminium de 80 cm de côté dans laquelle sont gravés des sillons permettant d'insérer le réseau de 24 fils (voir figure 4.16). La longueur de la plaque peut paraître excessive, mais il ne faut pas oublier

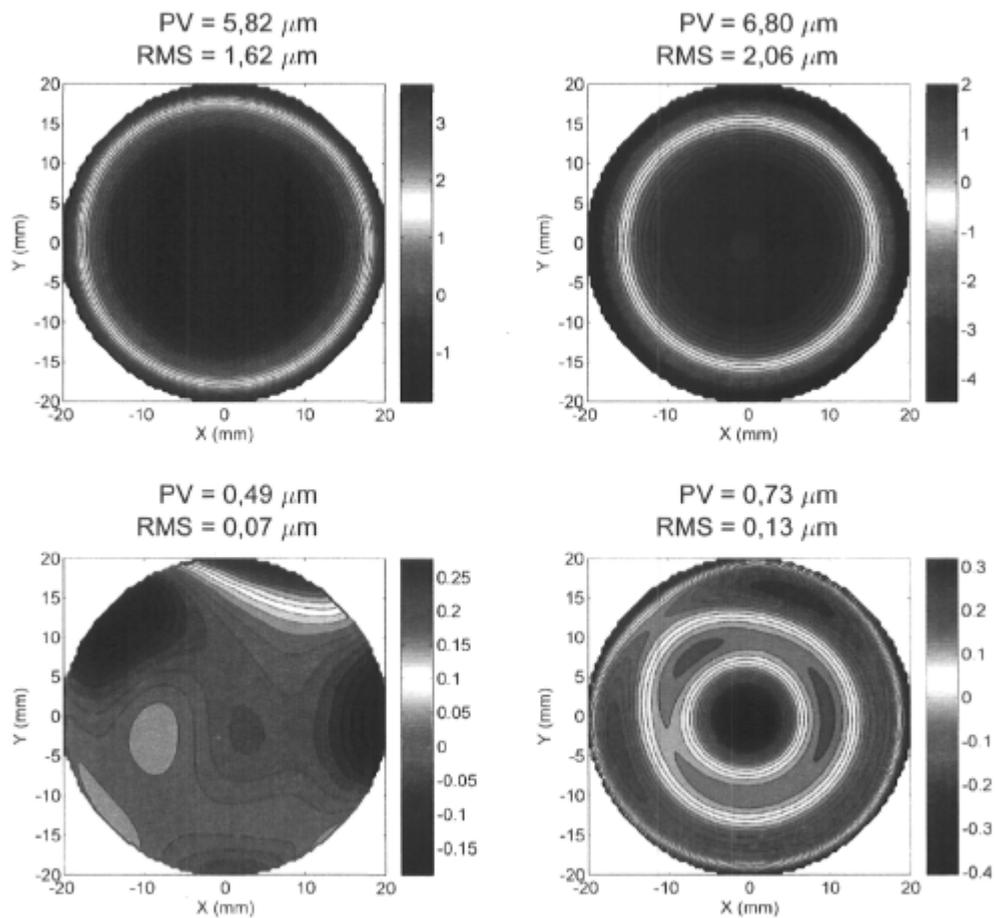


Figure 4.14 – Termes d'aberration sphérique de Seidel (en haut) produits par un MDF à 5 bobines. Fronts d'onde résiduel (en bas) après soustraction du terme correspondant. Terme positif à gauche et négatif à droite. Pupille de 50 mm et amplitudes en μm .

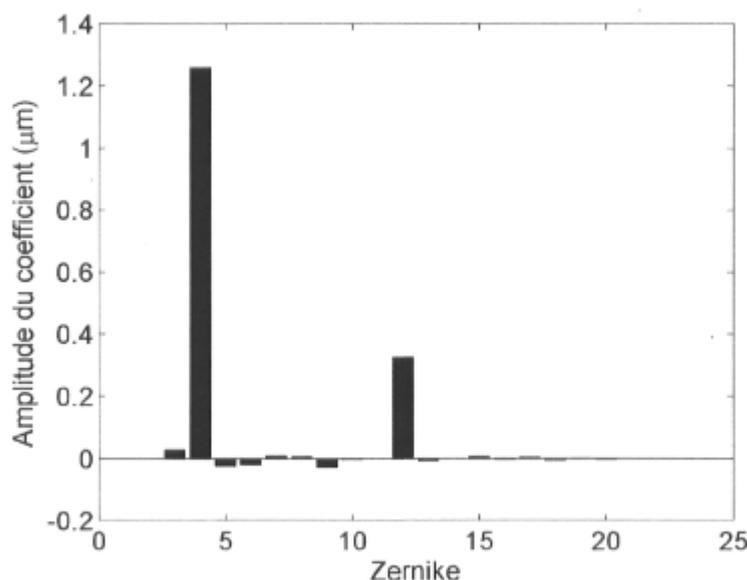


Figure 4.15 – Histogramme des coefficients de Zernike pour un terme d’aberration de Seidel avec un MDF à 5 bobines.

que chaque fil doit revenir à la source qui l’alimente en courant, en demeurant le plus loin possible du ferrofluide afin de ne pas modifier localement le champ magnétique. Du point de vue de la région d’intérêt de 5 cm de diamètre occupée par le ferrofluide, il faut donc que le chemin parcouru par les fils ressemble le plus possible à une ligne droite infinie. De plus, à l’aide d’une simulation faite en considérant des fils de longueur finie et centrés sur la région d’intérêt, mais en utilisant les courants calculés pour un terme de coma et pour des fils infinis, on peut voir à l’aide de la figure 4.17 qu’une plaque de 80 cm de côté est un bon choix.

Les courants nécessaires pour ce type de MDF étant plus élevés, du fil de cuivre de calibre AWG18 de 1 mm de diamètre (1.9 mm avec l’isolant) a été utilisé. La série de fils selon y est à une distance verticale de 2 mm par rapport aux fils selon x et de 4 mm par rapport à la surface du ferrofluide.

4.3.2 Circuit électronique et montage

Le contrôle du courant pour ce type de MDF est semblable au précédent. Cependant, on doit contrôler le courant qui circule dans 24 fils, courant pouvant varier de 0 à 5 A. Un circuit électronique quelque peu différent est utilisé (voir figure 4.18).

Deux cartes d’acquisition Adlink 6216V sont nécessaires pour contrôler l’ensemble des

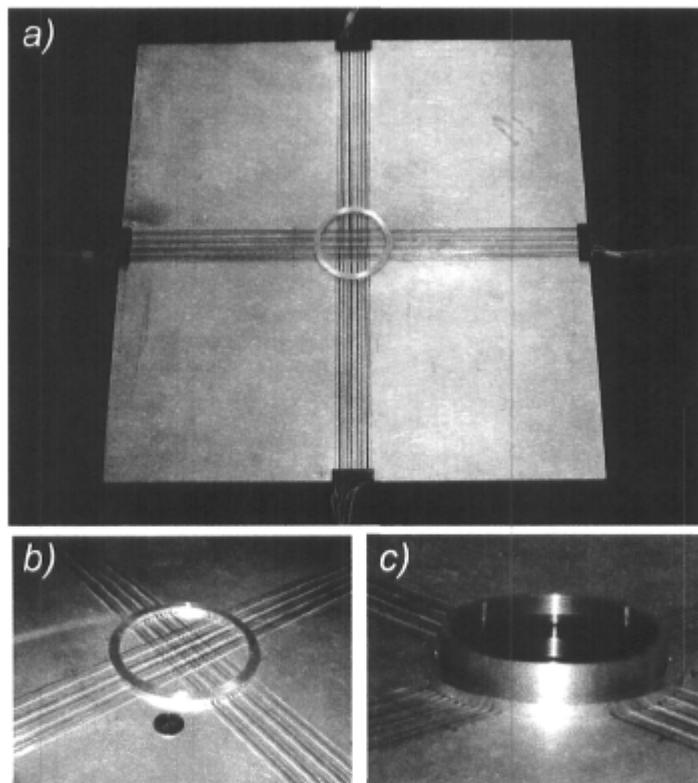


Figure 4.16 – Photographies du montage montrant la plaque d'aluminium et le réseau de 24 fils : a) Plaque d'aluminium avec son réseau de 24 fils. b) Région centrale montrant le disque de retenue du contenant de ferrofluide avec une pièce de 25¢ pour comparaison. c) Région centrale avec le contenant de ferrofluide positionné.

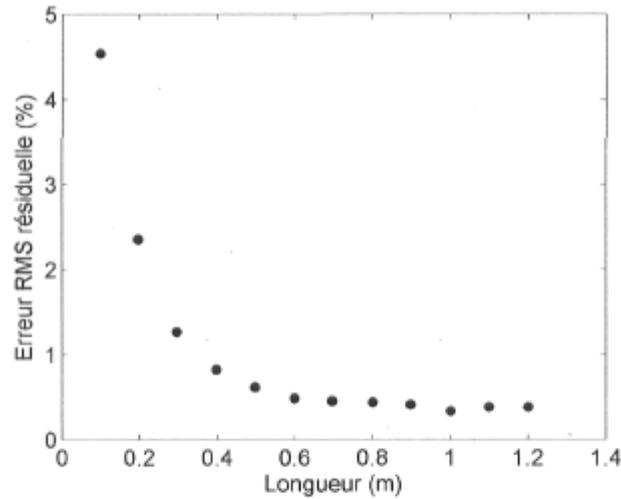


Figure 4.17 – Erreur RMS résiduelle calculée pour un terme de coma en fonction de la longueur d'un côté de la plaque d'aluminium du montage. On utilise les courants calculés au chapitre précédent pour des fils de longueur infinie, mais le champ magnétique est calculé pour des fils de longueur finie.

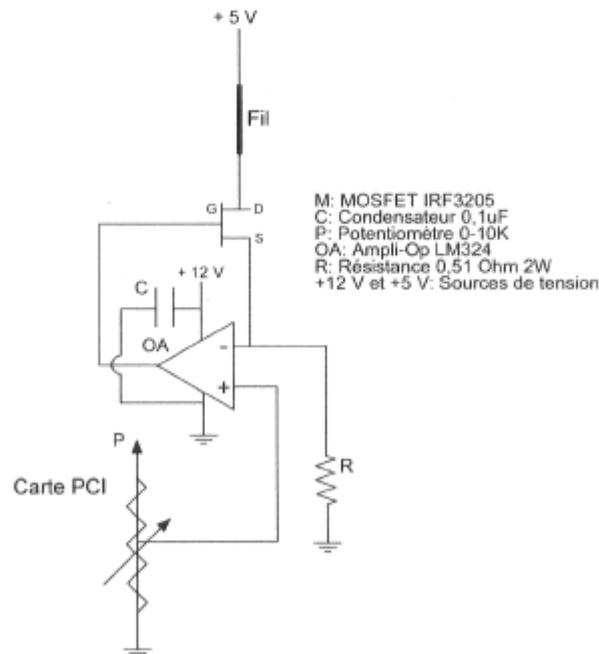


Figure 4.18 – Schéma du circuit électronique d'un amplificateur de courant pour un MDF à réseaux de fils. L'amplificateur opérationnel OA sert de suiveur de tension alors que l'amplification est réalisée par le transistor MOSFET M.

24 fils. Le tout est contrôlé par une interface écrite en LabView et permet le contrôle du courant dans chacun des fils à l'aide de commandes à glissière virtuelles.

L'interface Labview permet de contrôler aisément les différents courants, cependant, la précision n'est pas toujours optimale étant donné que le circuit n'est pas constitué de conducteurs parfaits. Ainsi, selon une ligne de mises à la terre soit-disant communes, il est possible qu'il y ait une certaine différence de potentiel. Il y a donc une interaction néfaste entre les différences de potentiel à la sortie de la carte qui nuit à la précision du courant dans les fils. De plus, les deux sources d'alimentation utilisées ne sont pas d'une grande qualité et la tension de sortie diminue un peu en fonction de l'intensité de courant à fournir. Un ajustement assez fréquent des potentiomètres était nécessaire pour obtenir des courants avec une précision acceptable.

Une tension maximale de 10 V peut être appliquée sur chacun des 24 potentiomètres. Ainsi, bien souvent il a été pratique d'ajuster les potentiomètres de sorte qu'une tension de 10 V corresponde à 5 A dans les fils. À noter qu'il est impossible de mettre tous les fils à 10V, car les deux sources d'alimentation utilisées peuvent fournir un maximum de 30 A chacune et il est fortement déconseillé de dépasser 50 A au total pour éviter des risques inutiles de surchauffe dans les circuits d'amplification. Trois petits ventilateurs permettent de refroidir le circuit électronique.

La mesure des fronts d'onde s'est effectuée de la même façon qu'avec le montage du MDF à 5 bobines (voir figure 4.5). Une épaisseur de ferrofluide d'un peu plus de 1 mm est utilisée. L'orientation du MDF avec le champ magnétique terrestre étant comparable à celle utilisée dans les calculs, le recalcul des courants n'a pas été nécessaire.

4.3.3 Résultats

Lors des premières séances d'expérimentation, on a pu constater qu'avec le montage complet, soit avec les 24 fils et les 5 bobines, il était très difficile d'obtenir les surfaces désirées, et ce, autant en utilisant les courants donnés par les calculs qu'avec un ajustement manuel, la quantité de variables à ajuster devenant beaucoup trop élevée. C'est pourquoi on a choisi de travailler avec un montage incomplet, c.-à-d. composé uniquement du réseau de 24 fils. Avec celui-ci, les courants calculés fournissaient un bon départ et les ajustements manuels subséquents devenaient plus intuitifs.

Nous n'avons pas effectué de mesures expérimentales pour les 2 termes de basculement car ceux-ci ne présentent pas de réel intérêt pour un MD, ces termes étant habituellement compensés par un miroir indépendant (*miroir tip/tilt*). L'astigmatisme Z_2^2 est la première

aberration que nous avons testée.

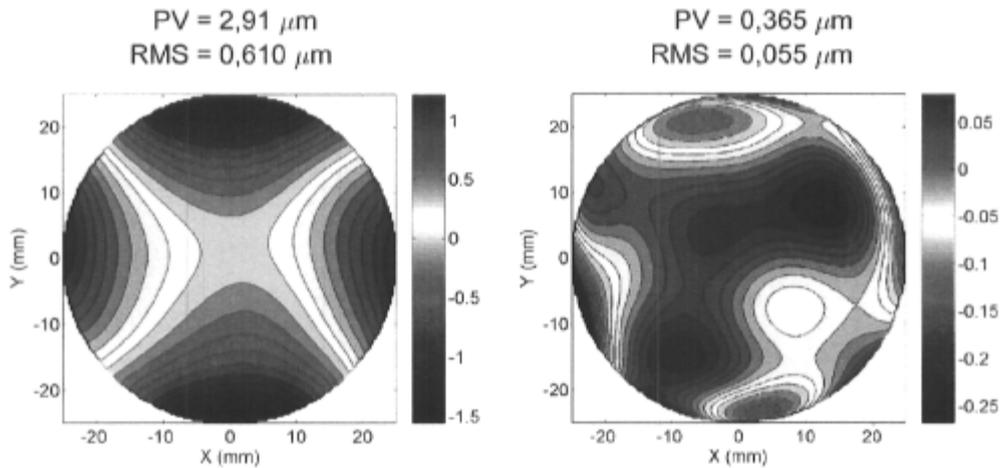


Figure 4.19 – Astigmatisme produit par un MDF à réseaux de 24 fils (à gauche). Front d'onde résiduel (à droite) après soustraction du coefficient correspondant. Pupille de 50 mm et amplitudes en μm .

La figure 4.19 montre le front d'onde obtenu et la figure 4.20 illustre la décomposition en polynômes de Zernike de celui-ci. La prédominance du terme d'astigmatisme est bien visible avec un coefficient de 0,61 μm . Les courants nécessaires pour produire ce terme avec une amplitude PV de 6 μm sont donnés à la figure 4.21.

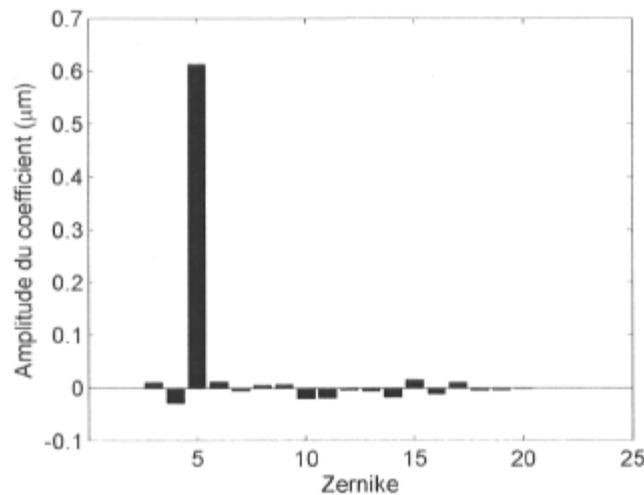


Figure 4.20 – Histogramme des coefficients de Zernike pour un terme d'astigmatisme produit par un MDF à réseaux de 24 fils.

On note sur cette figure une certaine concordance de la distribution des courants en y avec celle de la figure 3.15. Cependant, une structure des courants en x est beaucoup plus difficile

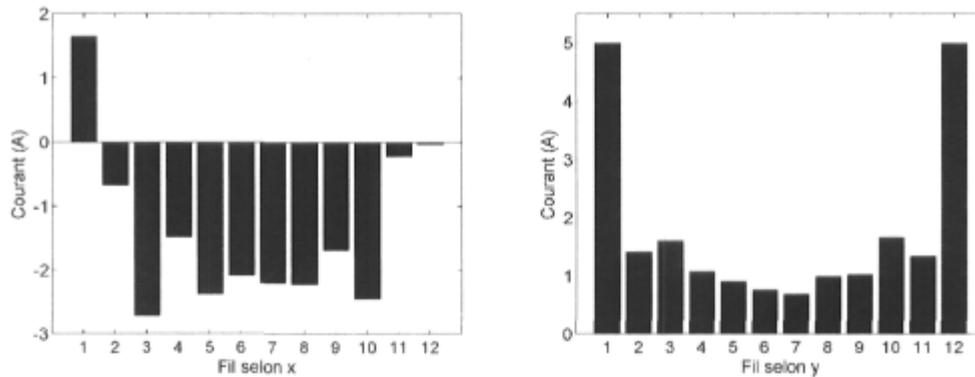


Figure 4.21 – Histogrammes des courants nécessaires pour produire de l’astigmatisme avec une amplitude PV de $6 \mu\text{m}$ avec un MDF à réseaux de 24 fils.

à apercevoir. Par ailleurs, cette aberration est celle qui a demandé le moins de modifications manuelles aux valeurs de courants données par les calculs.

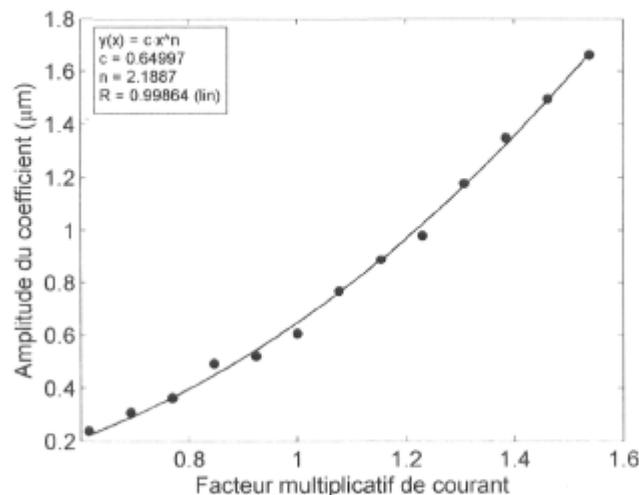


Figure 4.22 – Amplitude du coefficient Z_2^2 en fonction d’un facteur multiplicatif de courant appliqué aux 24 fils du MDF.

En appliquant un facteur multiplicatif aux courants requis pour ce terme et en mesurant l’amplitude du coefficient correspondant, on trace la figure 4.22. On remarque encore une fois que la courbe n’est pas quadratique comme dans l’équation 3.7. Il est probable que le coefficient de puissance de 2,19 de la courbe soit supérieur à 2 car il a été remarqué que les sources de tension ne sont pas parfaitement linéaires. De plus, on a noté qu’il persiste une petite différence de potentiel entre les multiples mises à la terre du circuit électronique.

Le coma Z_3^1 est l’aberration suivante que nous avons réalisée. La figure 4.23 montre le front d’onde obtenu et la figure 4.24 illustre la décomposition en polynômes de Zernike.

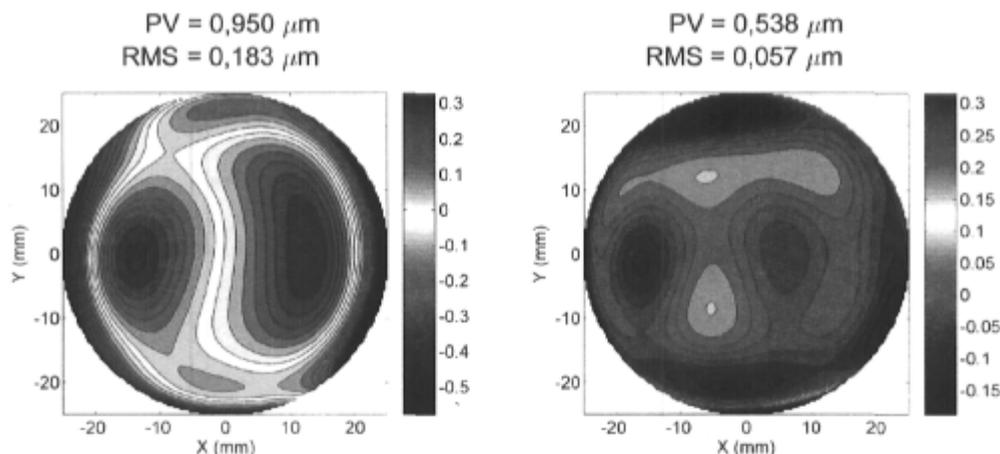


Figure 4.23 – Coma produit par un MDF constitué d'un réseau de 24 fils (gauche). Front d'onde résiduel (droite) après soustraction du coefficient correspondant. Pupille de 50 mm et amplitudes en μm .

La prédominance du coefficient correspondant est bien visible, malgré que dans ce cas-ci, la présence des autres termes est plus importante que dans le cas de l'astigmatisme. Les courants nécessaires pour produire ce terme avec une amplitude de $6 \mu\text{m}$ PV sont inclus dans la figure 4.25. Une structure un peu plus marquée que pour l'astigmatisme est visible dans la répartition des courants.

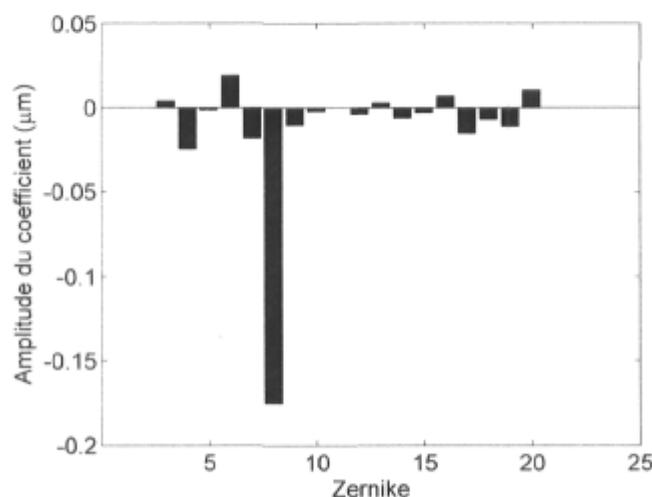


Figure 4.24 – Histogramme des coefficients de Zernike pour du coma produit par un MDF à réseaux de 24 fils.

On note que le front d'onde résiduel (à droite sur la figure 4.23) possède une région, au bas de la pupille, qui contribue grandement à l'amplitude PV de celui-ci et ainsi en partie à l'erreur RMS résiduelle. La difficulté que nous avons eue pour cette aberration à ajuster les 24 courants du MDF est sûrement en cause.

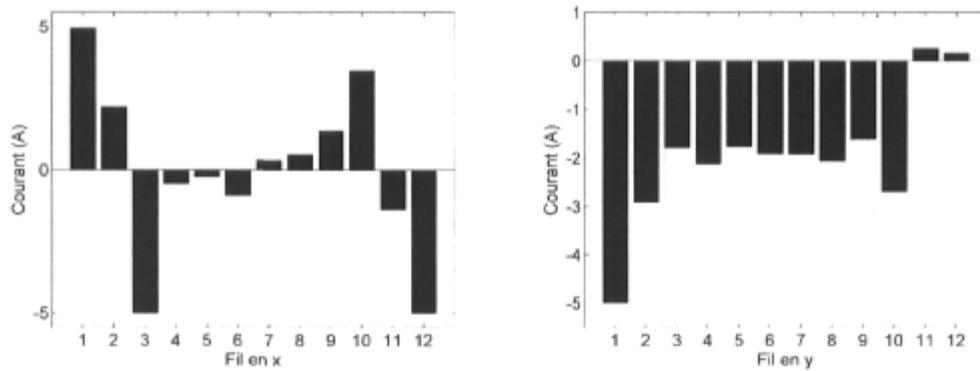


Figure 4.25 – Histogrammes des courants nécessaires pour produire du coma avec une amplitude de $6 \mu\text{m PV}$ avec un MDF à réseaux de 24 fils.

Comme dans le cas du MDF à 5 bobines, nous avons tracé un histogramme du rapport entre l'erreur RMS résiduelle et l'amplitude RMS de chaque terme pour les calculs et les mesures expérimentales (voir figure 4.26). On note encore une fois un bon accord en tenant compte de la discussion ci-haute à propos du front d'onde résiduel de la figure 4.23.

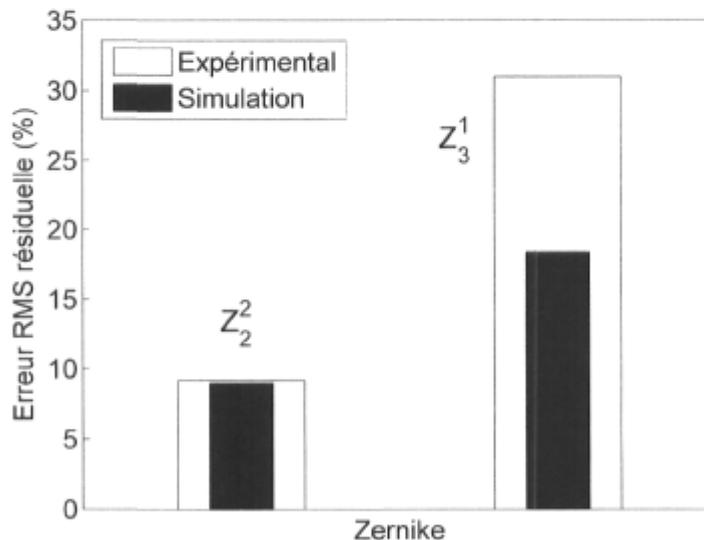


Figure 4.26 – Histogramme du rapport, simulé et mesuré, entre l'erreur RMS résiduelle et l'amplitude RMS pour des termes d'astigmatisme et de coma obtenus avec un MDF à réseaux de 24 fils.

Nous avons aussi produit quelques combinaisons de polynômes en choisissant des proportions faisant en sorte que les fronts d'onde correspondent à des aberrations d'astigmatisme et de coma de Seidel. L'astigmatisme de Seidel peut s'écrire comme une combinaison des polynômes de Zernike Z_2^0 et $Z_2^{\pm 2}$ et le coma de Seidel comme une combinaison des polynômes

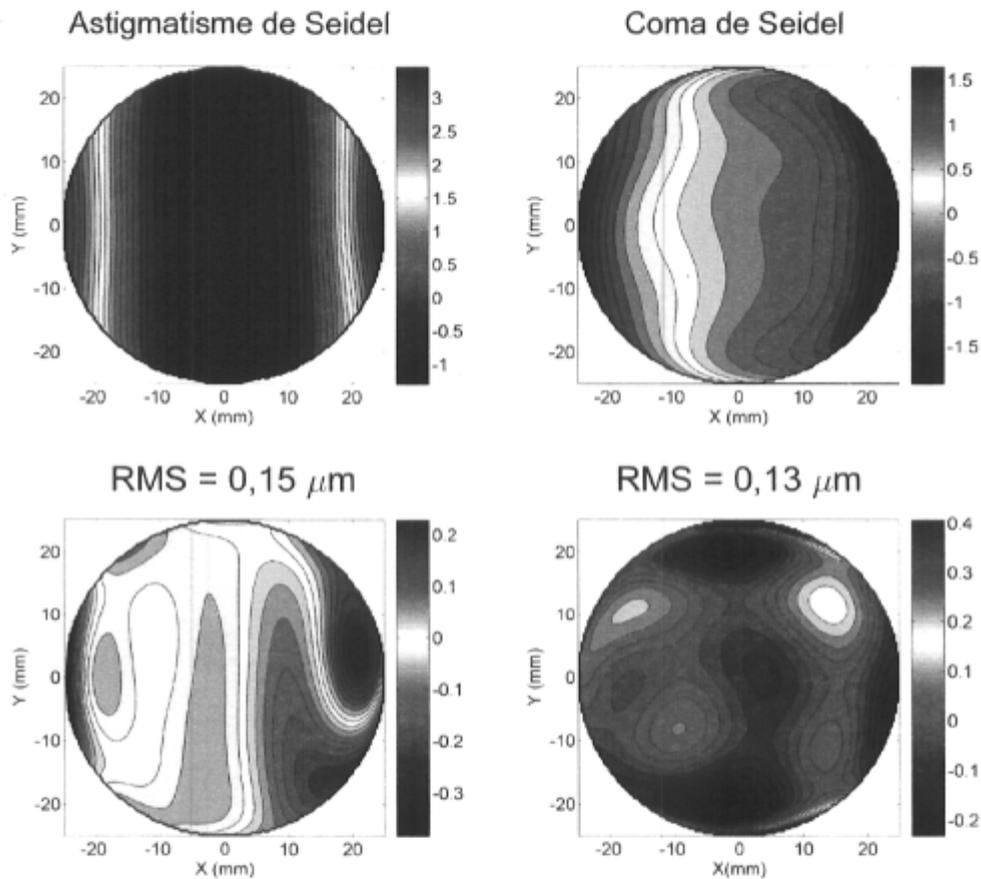


Figure 4.27 – Astigmatisme (à gauche) et coma (à droite) de Seidel produits par un MDF à réseaux de 24 fils. Fronts d'onde résiduels après soustraction du coefficient correspondant visible sous chaque aberration. Pupille de 50 mm et amplitudes en μm .

$Z_1^{\pm 1}$ et $Z_3^{\pm 1}$. Nous présentons les fronts d'onde obtenus à la figure 4.27.

4.4 MDF à actionneurs

4.4.1 Description du MDF

Pour ce type de MDF, nous avons fabriqué 37 actionneurs, composés chacun de quatre couches de fil de cuivre de calibre AWG28 et de 0,3 mm de diamètre, enroulées sur un cylindre de laiton d'un diamètre extérieur de 2 mm. Les enroulements de fil de cuivre couvrent une longueur de 15 mm et sont retenus par deux pièces cylindriques d'aluminium, donnant un diamètre extérieur de 5 mm aux actionneurs (voir figure 4.28). Les 4 couches d'enroulements représentent un total d'environ 200 enroulements pour chaque actionneur et une résistance d'environ 1 Ohm. L'assemblage de ces actionneurs est un travail délicat mais le coût de revient est minime. En incluant l'assemblage par un technicien, on parle de seulement quelques dollars par actionneur.

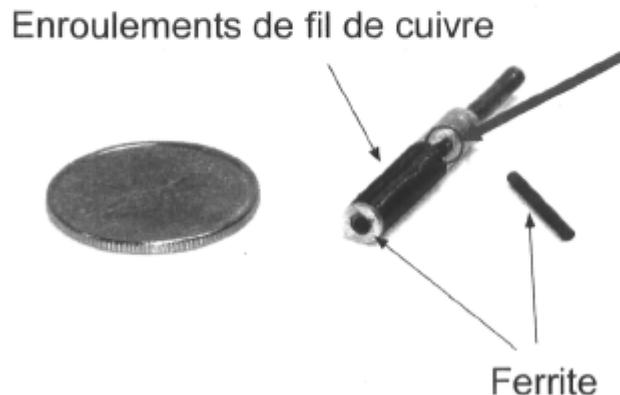


Figure 4.28 – Photographie d'une bobine d'un MDF à actionneurs avec une pièce de 25¢ pour comparaison. La flèche de couleur rouge indique le point d'entrée et de sortie du fil de cuivre.

Même si les calculs ont montré que le courant maximal exigé pour produire des Zernikes est de l'ordre de 300 mA pour ce type de MDF, il n'en demeure pas moins que les 37 actionneurs sont généralement tous en fonction en même temps. Pour être certain d'éviter un problème de surchauffe, un noyau cylindrique de ferrite de 1.5 mm de diamètre et de 15 mm de longueur est inséré au centre de chaque actionneur. Ces noyaux ont une perméabi-

lité magnétique relative μ_r égale à 35 et une très faible hystérésis, permettant de réduire la demande en courant des actionneurs par un facteur 6 environ. Ces noyaux de ferrite n'affectent pas perceptiblement la fonction d'influence des actionneurs autrement que produire une amplitude plus élevée pour un courant donné. En considérant que la magnétisation de ces noyaux par les actionneurs est à peu près uniforme, on peut considérer que cette magnétisation est équivalente à un courant de surface circulant sur le cylindre de ferrite [Che92]. L'effet net est donc semblable à un courant plus élevé sur la première couche d'enroulements de l'actionneur. Comme cette première couche est celle qui contribue le plus à l'amplitude de la déformation, celle-ci se trouve donc augmentée sans pour autant affecter le profil de la fonction d'influence.

Les 37 actionneurs sont ensuite insérés dans un support en aluminium en leur donnant une disposition hexagonale (voir figure 4.29). Une épaisseur de ferrofluide de 1 mm est utilisée, plaçant ainsi la surface du ferrofluide à 4 mm du sommet des enroulements, ceci en comptant l'épaisseur du contenant de ferrofluide et l'anneau d'aluminium de retient au sommet des actionneurs.

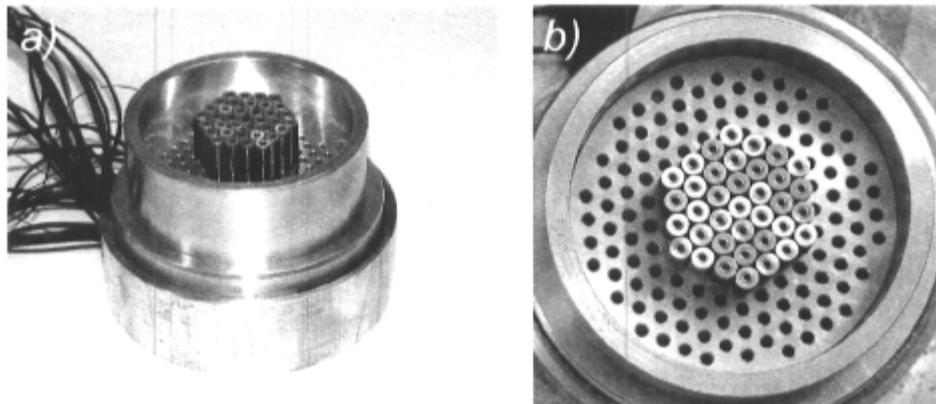


Figure 4.29 – Photographies du MDF à 37 actionneurs une fois assemblé. On peut voir les actionneurs et leur support en a) et une vue des actionneurs par le dessus en b).

4.4.2 Circuit électronique et montage

Pour le contrôle du courant dans les actionneurs, nous avons utilisé le circuit électronique qui avait été développé par Laird [Lai05]. Ce circuit électronique repose sur l'utilisation d'amplificateurs opérationnels de type LM324, comme pour le circuit électronique du MDF à réseaux de fils et permet une alimentation variable de 0 à 200 mA dans les actionneurs. Un minimum de 3 cartes Adlink est requis pour le contrôle du courant dans les 37 actionneurs et l'utilisation d'un boîtier d'expansion PCI peut s'avérer nécessaire dépendamment du nombre de fentes d'accès PCI disponibles dans l'ordinateur de contrôle.

La mesure des fronts d'onde s'effectue cette fois à l'aide d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann d' Imagine Optics (voir figure 4.30). Le montage est illustré à la figure 4.31. Le choix des lentilles est fait en fonction d'avoir un grandissement de 5 entre l'entrée du Shack-Hartmann et la surface du MDF, permettant d'imager un diamètre de 25 mm sur la surface du ferrofluide. Les fronts d'onde sont reconstruits à l'aide des 32 premiers polynômes de Zernike en tenant compte qu'Imagine Optics utilise une numérotation différente de celle de l'OSA.



Figure 4.30 – Analyseur de front d'onde HR44 de type Shack-Hartmann de la compagnie Imagine Optics. Le HASO HR44 possède une matrice de 44 x 44 microlentilles.

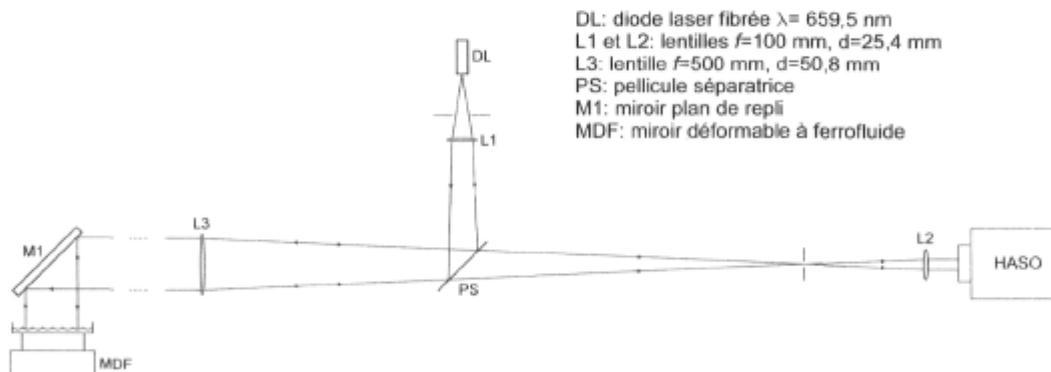


Figure 4.31 – Schéma du montage servant aux mesures de front d'onde avec un analyseur de type Shack-Hartmann. La puissance de la diode laser est ajustée selon la réflectivité de 4% du ferrofluide.

Avant d'utiliser le MDF, on doit s'assurer que le branchement des actionneurs au circuit électronique fait en sorte que le courant circule dans le même sens dans tous les actionneurs. Ceci peut se faire à l'aide d'une boussole et en appliquant un courant dans chacun des actionneurs l'un après l'autre. Même si le sens de circulation du courant n'a pas d'importance pour des courants circulant tous dans le même sens (voir l'équation 3.2), nous nous sommes rendu compte qu'il y a un sens de circulation du courant à privilégier. En effet, la composante normale du champ magnétique terrestre est elle aussi amplifiée localement par la présence des

noyaux de ferrite. D'après nos mesures, pas suffisamment pour modifier perceptiblement la surface du ferrofluide au repos, mais suffisamment pour modifier la réponse du MDF quand plusieurs actionneurs sont en fonction. On peut constater cet effet en examinant la figure 4.32. Lorsque le courant circule en sens horaire, la composante verticale nette au-dessus d'un actionneur donné est privilégiée par rapport à ses voisins immédiats. Par contre, lorsque le champ circule en sens antihoraire, la différence nette entre un actionneur et ses voisins est diminuée, élargissant ainsi la fonction d'influence de celui-ci. Cet effet est d'autant plus néfaste quand l'actionneur est situé en périphérie du MDF (voir figure 4.33). On peut voir le résultat à la figure 4.34 qui présente la réponse mesurée d'un actionneur en périphérie du MDF pour les deux cas.

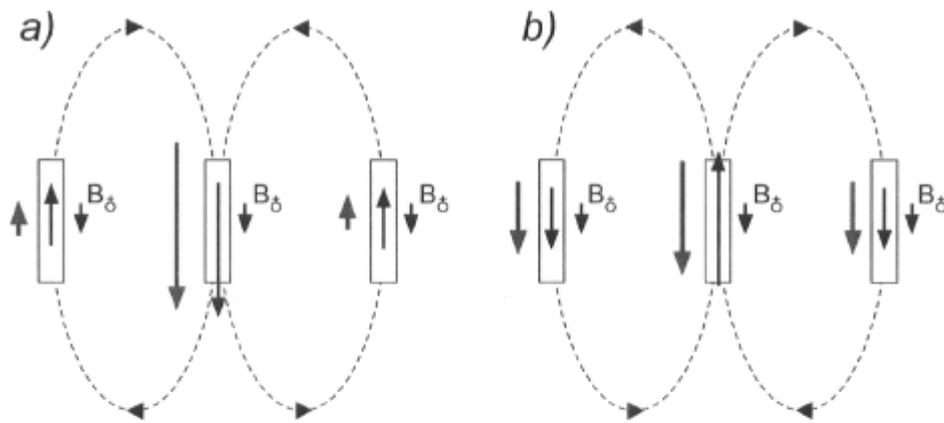


Figure 4.32 – Effet du choix de sens de circulation de courant dans les actionneurs sur le comportement d'un MDF. En a) le courant circule en sens horaire (vu du haut des actionneurs) alors qu'en b) le courant circule en sens antihoraire. Le champ magnétique net vis-à-vis chaque actionneur est visible en rouge.

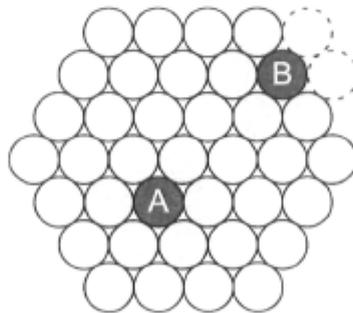


Figure 4.33 – Schéma illustrant l'importance des voisins dans le comportement d'un MDF à actionneurs. L'actionneur A est encerclé par ses voisins alors que l'actionneur B possède plus de voisins d'un côté. Si le courant dans l'actionneur B circule en sens antihoraire, la différence de champ entre celui-ci et ses voisins est petite et une asymétrie peut alors apparaître dans la réponse de l'actionneur.

Il est possible de démontrer l'effet causé par le changement de direction du courant dans les actionneurs à l'aide d'une simulation. Pour cela, il suffit de simuler la présence des noyaux

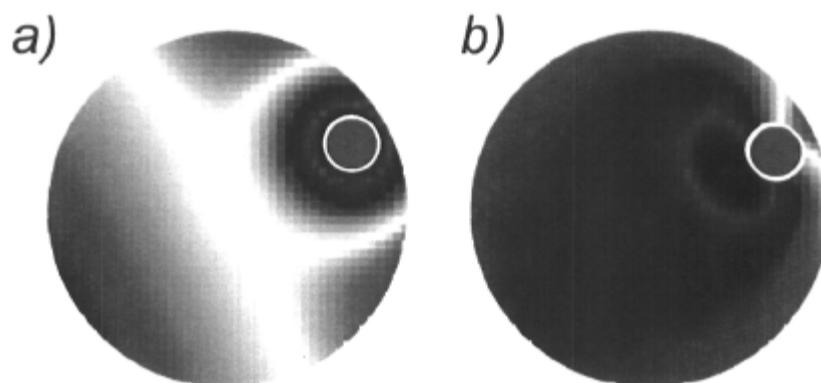


Figure 4.34 – Réponse expérimentale d'un actionneur en périphérie du MDF selon que le courant circule dans celui-ci en sens a) antihoraire, ou b) horaire. Le disque de couleur rouge représente la position de l'actionneur sous le ferrofluide.

de ferrite et du champ magnétique terrestre par un courant par défaut de 50 mA circulant dans tous les actionneurs. Ceci permet d'obtenir la figure 4.35, illustrant ces deux possibilités pour un courant de 200 mA dans l'actionneur #19. À la suite de ces résultats, nous avons opté pour une circulation en sens horaire des courants.

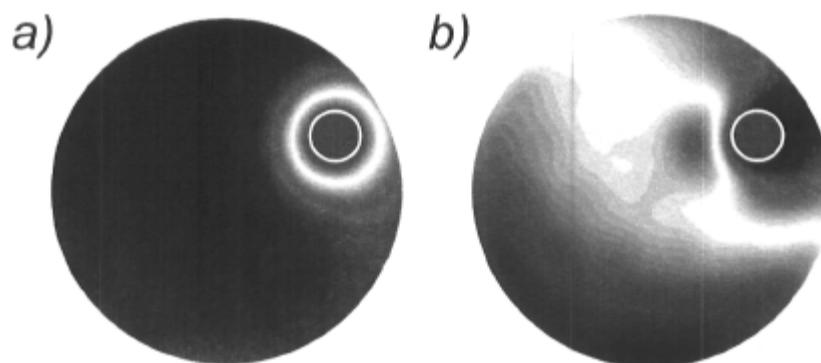


Figure 4.35 – Réponse simulée d'un actionneur en périphérie du MDF selon que le courant circule dans celui-ci en sens a) anti-horaire, ou b) horaire. Le disque de couleur rouge représente la position de l'actionneur sous le ferrofluide. À noter que l'échelle de couleur est différente de celle de la figure 4.34.

Avant d'effectuer des mesures de fronts d'onde, on s'assure du bon fonctionnement de chacun des actionneurs en appliquant à tour de rôle un courant à chacun et en enregistrant leur réponse. On peut voir la réponse individuelle des actionneurs #1 à #12 à la figure 4.36.

La réponse de l'actionneur central à un courant de 100 mA est présentée à la figure 4.37. Une mesure de la largeur à mi-hauteur du profil donne une valeur de 9 cm et est en accord avec les calculs.

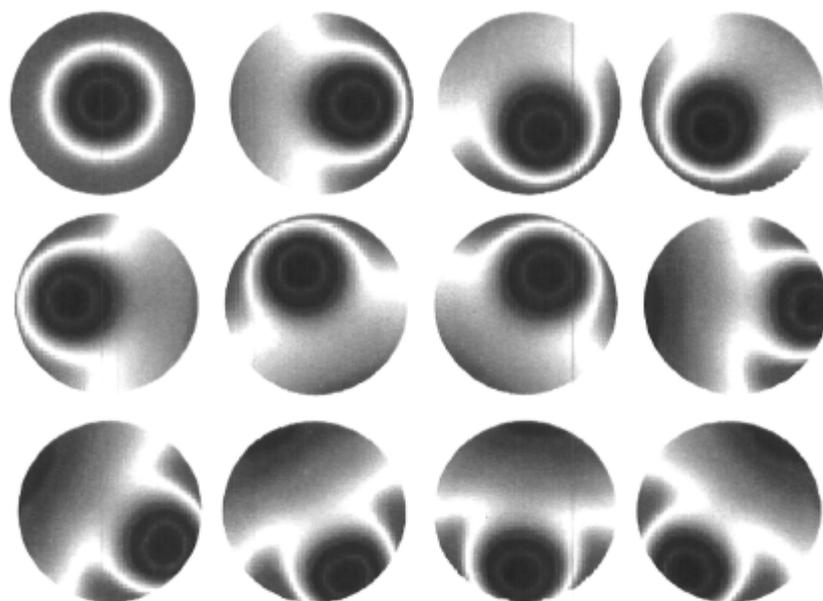


Figure 4.36 – Réponse individuelle des actionneurs #1 à #12 pour un MDF à 37 actionneurs.

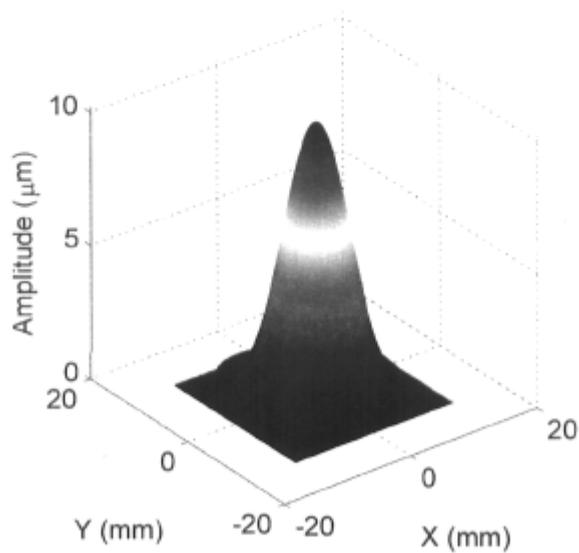


Figure 4.37 – Fonction d'influence de la bobine centrale d'un MDF à 37 actionneurs pour un courant de 100 mA.

4.4.3 Résultats

C'est pour ce type de MDF qu'on a obtenu les meilleurs résultats en appliquant directement les courants calculés. Évidemment, puisque les actionneurs possèdent des noyaux de ferrite, il faut d'abord diviser ces valeurs de courants par une constante de proportionnalité. Tous les polynômes de Zernike simulés ont pu être reproduits expérimentalement avec ce MDF en appliquant directement les courants calculés. Seulement quelques ajustements manuels ont dû être apportés sur certains actionneurs, toujours les mêmes, probablement à cause d'un défaut d'enroulement ou la présence d'inhomogénéités dans les noyaux de ferrite.

Nous présentons les fronts d'onde obtenus pour les 20 premiers polynômes de Zernike aux figures 4.38, 4.39 et 4.40. Nous avons isolé le terme de coma Z_3^{-1} en comparaison avec la simulation de ce terme à la figure 4.41. Sauf l'empreinte visible des actionneurs sur la simulation, les deux fronts d'onde sont tout à fait semblables. Les calculs ne tenant pas compte de la tension superficielle du ferrofluide, il est probable que l'empreinte des actionneurs, visible dans les simulations, ne soit pas visible en situation réelle.

Nous avons mesuré l'amplitude RMS des erreurs résiduelles pour ces 20 polynômes de Zernike et tracé le résultat à la figure 4.42. Le résultat obtenu par les calculs est visible en médaillon. La tendance des deux histogrammes est assez semblable si on omet le coefficient #19. Pour les quelques 10 premiers coefficients, les erreurs résiduelles expérimentales sont soit légèrement inférieures ou supérieures aux calculs. Pour les coefficients plus élevés, les erreurs résiduelles sont en général de 1,5 à 2 fois supérieures aux calculs. On peut attribuer une partie de ce résultat à la difficulté que nous avons eu à ajuster les quelques actionneurs problématiques du MDF lorsque nous tentions de reproduire des polynômes d'ordre élevé.

4.5 Exemples d'applications pratiques d'un MDF à actionneurs

Dans le but de tester le comportement d'un MDF à actionneurs quand plusieurs aberrations sont présentes, nous avons effectué deux expériences différentes : la première consistait à introduire un désalignement dans le montage optique de la figure 4.31 et la deuxième, à introduire deux disques de plexiglas dans le faisceau collimé entre le MDF et la lentille L3 du montage.

Pour la première expérience, la lentille L2 du montage fut déplacée longitudinalement sur l'axe optique et la lentille L3 perpendiculairement à l'axe optique. La décomposition en

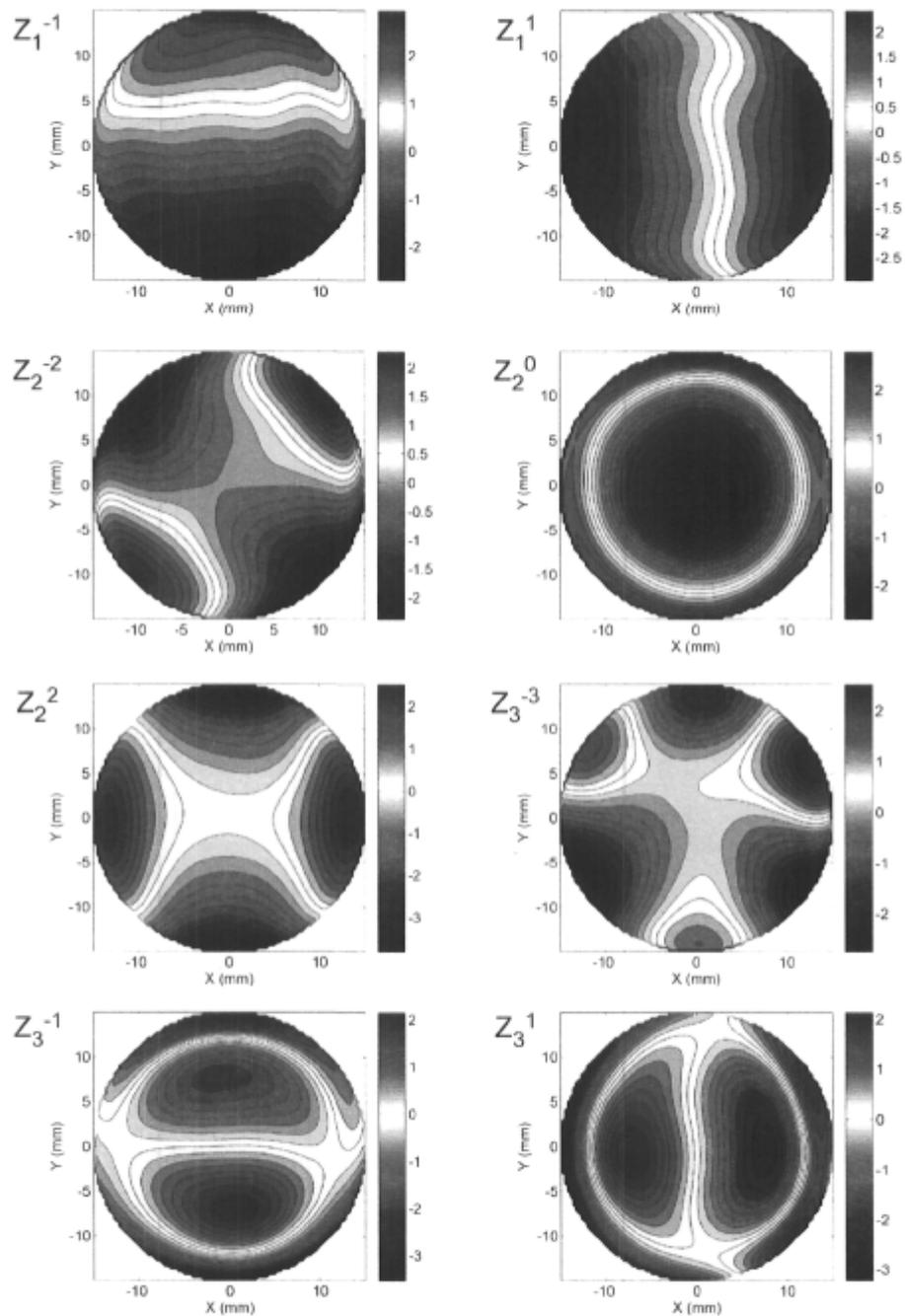


Figure 4.38 – Polynômes de Zernike 1 à 8 produits par un MDF à 37 actionneurs. Pupille de 25 mm et amplitudes en μm .

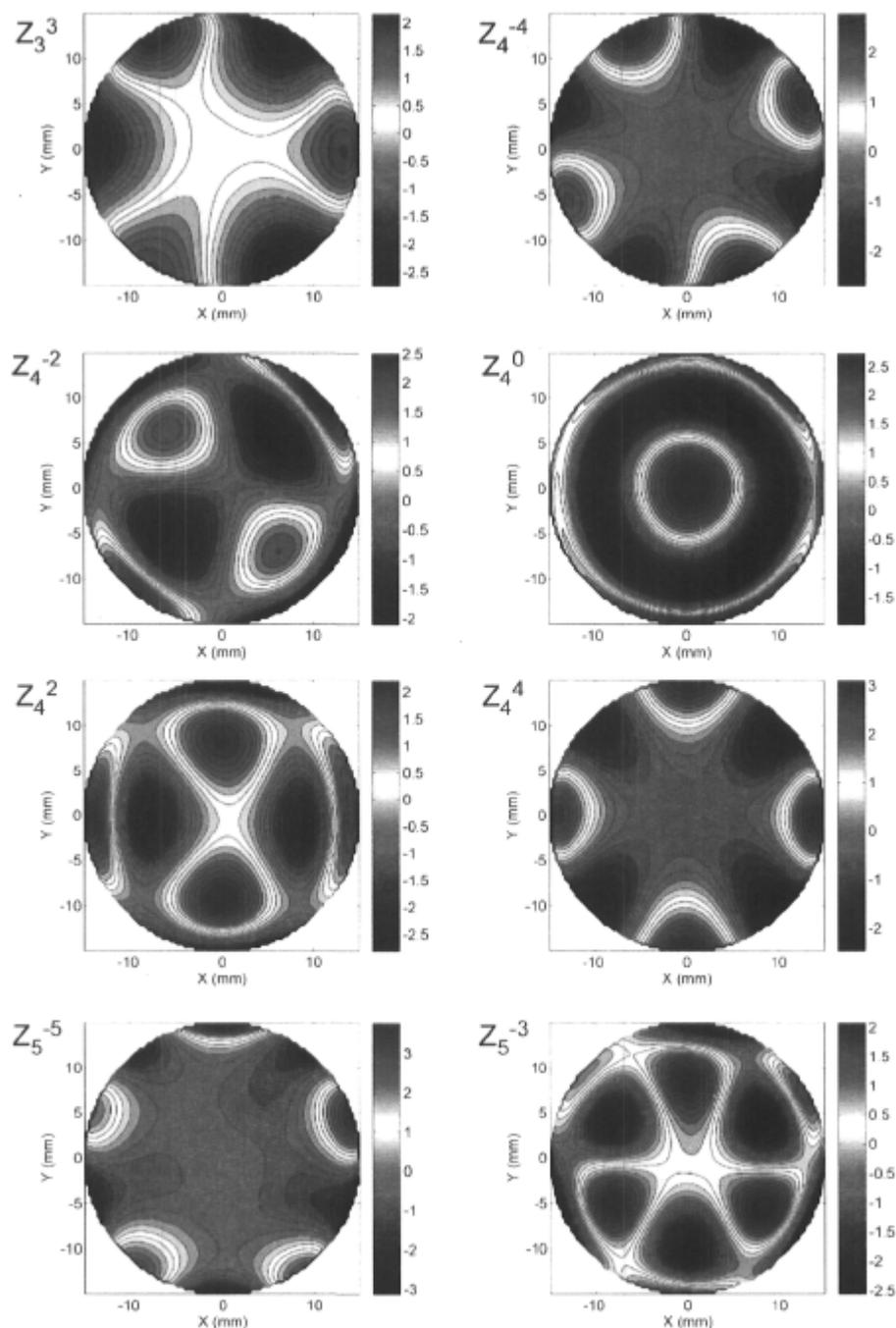


Figure 4.39 – Polynômes de Zernike 9 à 16 produits par un MDF à 37 actionneurs. Pupille de 25 mm et amplitudes en μm .

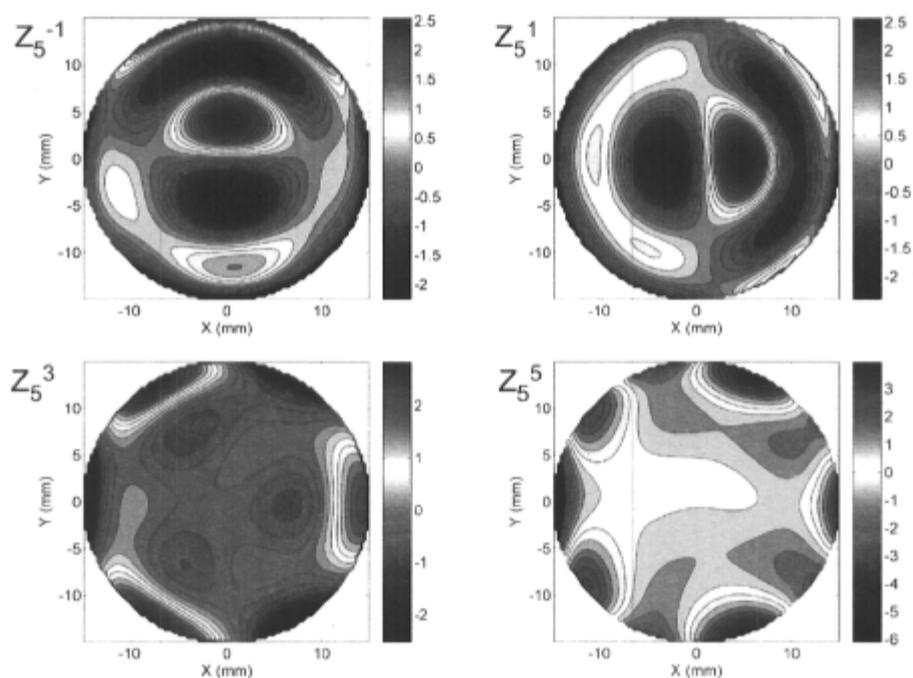


Figure 4.40 – Polynômes de Zernike 17 à 20 par un MDF à 37 actionneurs. Pupille de 25 mm et amplitudes en μm .

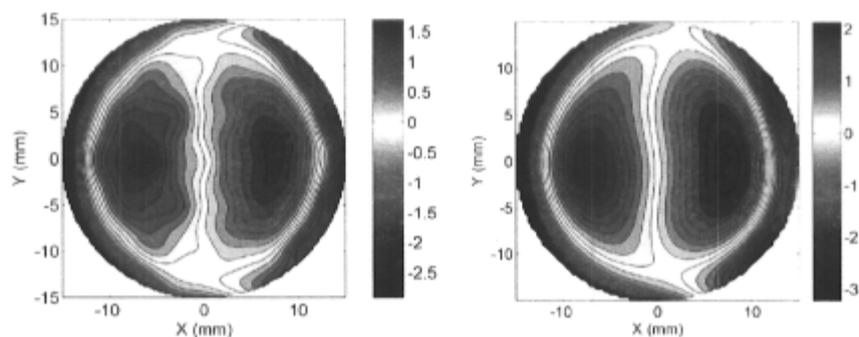


Figure 4.41 – Coma calculé (à gauche) en comparaison avec le résultat expérimental produit par un MDF à 37 actionneurs (à droite). Amplitudes en μm .

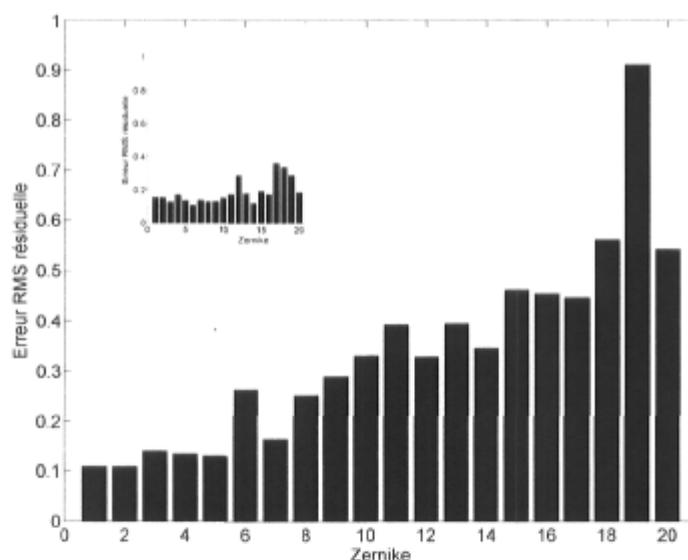


Figure 4.42 – Histogramme des erreurs résiduelles pour les 20 premiers polynômes de Zernike avec un MDF de 37 actionneurs. Les valeurs RMS sont données en fraction par rapport à l'amplitude RMS du coefficient correspondant. Le résultat des simulations est visible en médaille.

polynômes de Zernike du front d'onde aberré (à gauche sur la figure 4.43) est utilisée pour calculer les courants à appliquer aux actionneurs du MDF pour corriger ces aberrations. Le front d'onde résiduel après correction est visible à droite de la figure 4.43. Le résultat est concluant, la valeur RMS du front d'onde aberré passant de $0,581 \mu\text{m}$ avant correction, à une valeur résiduelle de $0,051 \mu\text{m}$ après la correction.

La figure 4.44 montre les histogrammes des fronts d'onde avant et après correction avec le MDF. On note que le coefficient #12 (aberration sphérique) est celui qui contribue le plus à l'erreur résiduelle.

Nous avons aussi utilisé la décomposition du front d'onde aberré en polynômes de Zernike pour simuler des PSF avant et après correction avec le MDF. Ces résultats sont illustrés à la figure 4.45 et montrent bien la performance du MDF, le rapport Strehl de la PSF corrigé étant de 0,82 (pour une longueur d'onde de $659,5 \text{ nm}$).

Pour la deuxième expérience, deux disques de plexiglas ont été introduits dans le faisceau et génèrent d'importantes aberrations. On peut voir l'importance des aberrations présentes à gauche sur la figure 4.46. Les courants nécessaires sont calculés et appliqués au MDF. Le front d'onde corrigé est visible à droite de la figure 4.46. La correction est importante, l'amplitude RMS du front d'onde passant de $2,583 \mu\text{m}$ à $0,154 \mu\text{m}$ sur le front d'onde corrigé.

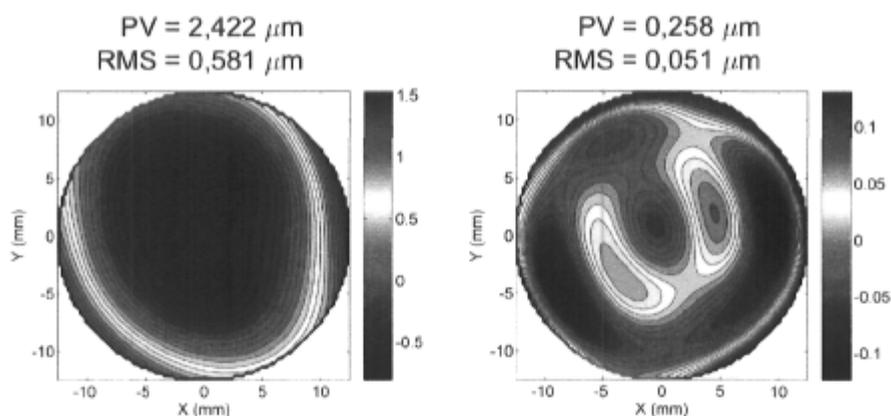


Figure 4.43 – Front d'onde aberré par un désalignement de composantes optiques, avant (à gauche) et après (à droite) la correction avec un MDF à 37 actionneurs. Amplitudes en μm .

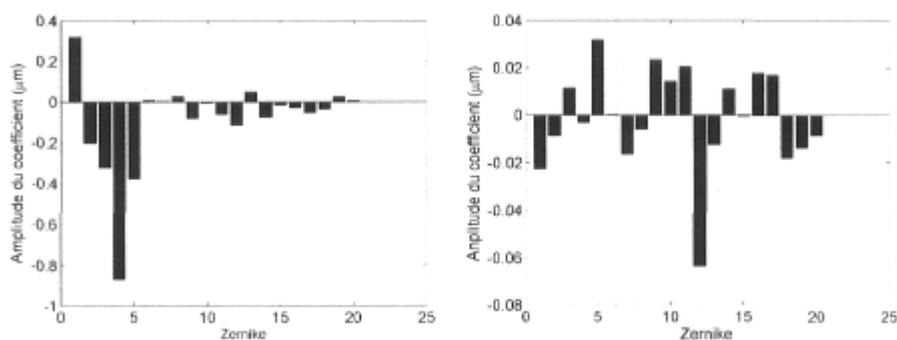


Figure 4.44 – Histogrammes des coefficients de Zernike d'un front d'onde aberré par un désalignement de composantes optiques, avant (à gauche) et après (à droite) la correction avec un MDF à 37 actionneurs.

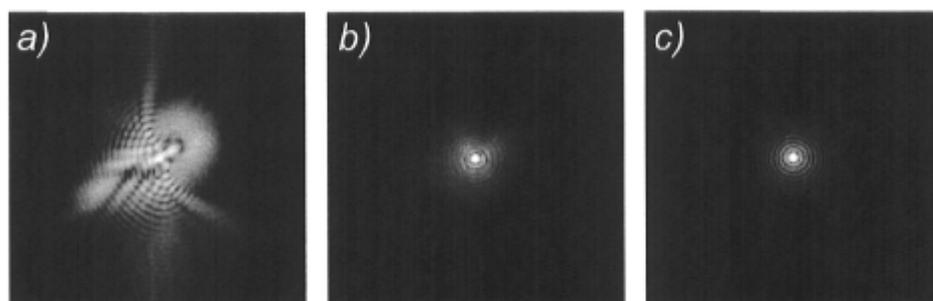


Figure 4.45 – Simulations de PSF à partir du front d'onde aberré de la figure 4.43 : a) avant correction, b) après correction et c) limite de la diffraction. Longueur d'onde de 659,5 nm.

Cette erreur résiduelle représente tout de même une erreur résiduelle d'environ $\lambda/4$ avec une amplitude PV de près de deux longueurs d'onde.

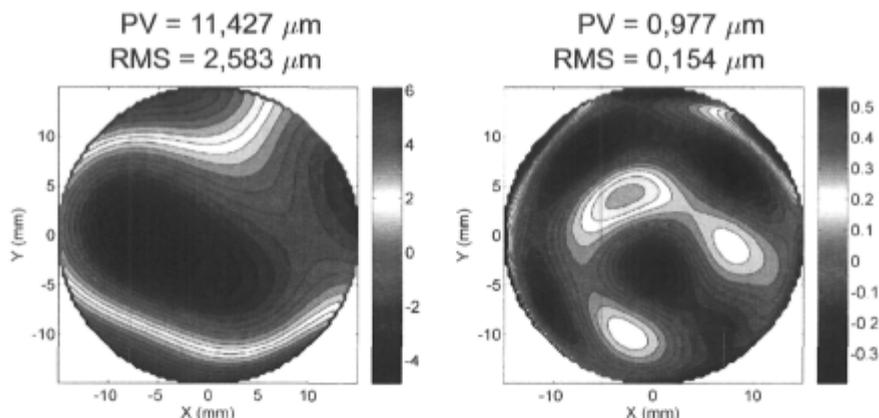


Figure 4.46 – Front d'onde aberré par un élément de plexiglas, avant (à gauche) et après (à droite) la correction avec un MDF à 37 actionneurs. Amplitudes en μm .

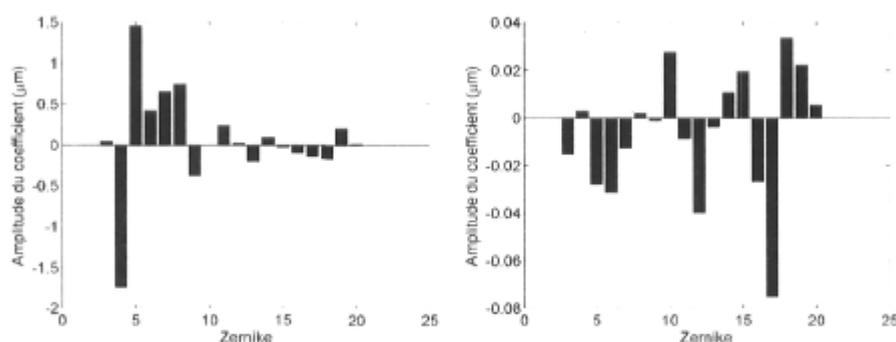


Figure 4.47 – Histogrammes des coefficients de Zernike d'un front d'onde aberré par un élément de plexiglas, avant (à gauche) et après (à droite) la correction avec un MDF à 37 actionneurs.

On peut voir les histogrammes avant et après correction à la figure 4.47. On remarque que les coefficients #17 et #12 sont ceux qui contribuent le plus à l'erreur résiduelle. En fait, si on considère uniquement les termes de 1 à 10, l'amplitude PV et la valeur RMS du front d'onde aberré ne change pratiquement pas, mais l'amplitude RMS de l'erreur résiduelle décroît maintenant à $0,05 \mu\text{m}$. Ceci démontre que le MDF permet une très bonne correction des aberrations de bas ordre.

4.6 Conclusion

Les résultats obtenus avec les prototypes fabriqués tendent à démontrer qu'on peut produire des polynômes de Zernike avec des erreurs résiduelles comparables à celles prédites par les calculs. Sauf pour le MDF à actionneurs, les courants calculés doivent être modifiés pour produire les fronts d'onde voulus. Ceci est attribuable aux fonctions d'influences de chacun des types de MDF étudiés. En effet, seules les bobines du MDF à 37 actionneurs possèdent une fonction d'influence très localisée et un changement de courant dans un actionneur se répercute uniquement sur une très petite région du front d'onde. Une variation de courant dans un de ces actionneurs affecte peu et très localement ϵ (voir équation 3.8). Un changement de courant dans une des bobines du MDF à 5 bobines, ou dans un des fils du MDF à réseaux, a par contre un effet qui se répercute sur toute la surface du MD et affecte globalement ϵ . Les courants que l'on calcule pour ces 2 types de MDF sont donc très sensibles à la géométrie précise des bobines et des réseaux de fils.

Chapitre 5

Discussion et conclusion

5.1 Introduction

À la fin du dernier chapitre, on mentionnait le fait que les courants calculés doivent être modifiés pour obtenir les fronts d'onde visés. En réalité, cela ne représente pas un problème, car l'élément important, lors de l'utilisation en boucle fermée de ces MDF, est l'impact qu'un changement de courant dans un des actionneurs/bobines/fils a sur la surface du miroir et sur le front d'onde. Le système n'a pas à calculer les courants exacts à appliquer aux actionneurs, un algorithme itératif s'occupant de la correction à apporter aux courants pour reproduire le front d'onde désiré. À cet égard, l'équation 3.11 suffit à prédire les changements de courants nécessaires. Cet argument est confirmé par le fait suivant : nous sommes arrivés à reproduire intuitivement des polynômes de Zernike en analysant visuellement et en temps réel les fronts d'onde produits par les MDF suite à un changement de courant dans une bobine ou un fil.

5.2 Temps de réponse des MDF

Dans ce travail nous nous sommes concentrés à caractériser le comportement spatial de nouveaux miroirs déformables. Le temps de réponse d'un MD est par ailleurs une caractéristique très importante pour une utilisation en OA. Il demeure essentiel que le MD puisse appliquer les corrections en suivant la dynamique des aberrations à corriger. Laird a d'abord montré que la réponse d'une bobine d'un MDF à actionneurs subit une décroissance en amplitude à des fréquences supérieures à 10 Hz [Lai05]. Des simulations ont cependant permis à Laird de montrer que le temps de réponse s'améliore d'environ 35% quand plusieurs ac-

tionneurs sont en fonction sur le MDF. Rioux a aussi montré que la suralimentation des actionneurs (*overdriving*) permettrait de réduire le temps de réponse des MDF [Rio06]. Cette technique de suralimentation repose sur l'application très brève d'un courant beaucoup plus élevé que nécessaire pour que l'actionneur atteigne l'amplitude souhaitée. Cette impulsion est stoppée au moment où la déformation atteint la hauteur voulue.

Une autre approche pour améliorer le temps de réponse des MDF a été récemment envisagée par un des membres du groupe de recherche. La force s'exerçant sur un ferrofluide étant proportionnelle au gradient du champ magnétique, une force de rappel agit sur le ferrofluide quand le gradient du champ magnétique est important. Des tests expérimentaux ont été faits à l'aide d'aimants permanents placés sous la surface du ferrofluide afin de créer un important gradient. La surface du ferrofluide affiche alors d'importantes déformations à grande échelle et un actionneur est utilisé pour ajouter une déformation locale additionnelle. L'amplitude de cette déformation locale est mesurée dynamiquement à l'aide d'un PSD (*Position Sensitive Device*) parce que l'importante déformation globale de la surface du ferrofluide ne permet pas une mesure par interférométrie ou par un analyseur de front d'onde. D'autres tests sont aussi en cours où les aimants permanents sont remplacés par une bobine de courant encerclant le ferrofluide. Un actionneur (sans noyau de ferrite) est placé au centre de cette bobine et sous la surface du ferrofluide. La bobine est parcourue par un courant élevé, donnant ainsi un gradient de champ magnétique important et transformant la surface du ferrofluide en un terme de défocalisation. L'actionneur central est alimenté en courant afin d'ajouter une déformation localisée. Tous ces tests sont embryonnaires et feront l'objet du mémoire de l'un des membres du groupe de recherche. Des résultats préliminaires, obtenus par la méthode de suralimentation et du gradient de champ magnétique, laissent entrevoir que les MDF pourraient être utilisés à des fréquences de 400 Hz et peut-être plus.

La déposition d'une membrane chimique sur le ferrofluide pourrait aussi améliorer le temps de réponse en ajoutant une force de rappel au miroir. Cette avenue demeure à explorer.

5.3 Avantages et inconvénients des MDF

Une première constatation est la simplicité et le faible coût des MDF que nous avons fabriqués. Leur construction demande peu de moyens en égard aux résultats obtenus. Le MDF à réseaux de fils demeure le plus complexe dans sa réalisation. Son encombrement est relativement important si on considère que le montage exige une surface de 80 x 80 cm² pour un MDF de 40 à 50 mm de diamètre. Ce type de MDF pourrait par contre bien se prêter à une miniaturisation en concevant un nouveau design et une meilleure disposition des fils. Le faible coût des composantes du MDF à actionneurs, quelques dollars/actionneur,

permet la fabrication de MDF possédant une très grande quantité d'actionneurs. En réduisant le diamètre des actionneurs à environ 2 mm on peut facilement, à un coût très abordable, disposer près de 2500 actionneurs sur un miroir de 10 cm de diamètre. Un membre du groupe de recherche travaille actuellement sur la miniaturisation de ces actionneurs. Il semble à première vue qu'un diamètre d'actionneur de 2 mm soit une limite inférieure, la fonction d'influence atteignant une largeur limite d'environ 4 mm.

L'amplitude des déformations possibles est un autre avantage important. En fait, l'amplitude maximale est uniquement limitée par l'instabilité de Rosensweig. Nous avons facilement réalisé un terme de défocalisation d'environ $60 \mu\text{m}$ avec le MDF à 5 bobines¹. Dans la section suivante nous examinerons les applications que cette propriété laisse entrevoir.

Par ailleurs, la surface d'un liquide est sensible aux vibrations. L'épaisseur de ferrofluide utilisée dans nos expériences est petite et montre que la sensibilité aux vibrations est faible lorsque le champ magnétique est appliqué. La table optique sur laquelle les expériences ont eu lieu offrait un amortissement minimal et on a malgré tout évalué à moins de 50 nm l'amplitude des vibrations à la surface du liquide. Une épaisseur plus faible de ferrofluide peut aussi contribuer à réduire les vibrations [BCG⁺92]. En fait, la présence d'importants courants d'air provenant du système de ventilation du laboratoire posait plus de problèmes que les vibrations elles-mêmes.

Les MDF sont unidirectionnels, c.-à-d. qu'on ne peut pas tirer sur la surface du liquide, seulement pousser. Ceci ne pose pas de problème majeur puisque l'amplitude des déformations possibles avec ces MDF est importante et donne la liberté de manoeuvre nécessaire autour d'un terme de piston.

À première vue, le contrôle d'un MDF semblait plus complexe que celui d'un MD conventionnel. Ceci parce que la forme du MDF est le résultat d'une addition vectorielle des contributions de chaque bobine/fil/actionneur au lieu d'une simple addition scalaire comme dans le cas des MD classiques. La solution mathématique développée au chapitre 3 montre que ceci n'est pas le cas et qu'un système de contrôle automatisé de ces miroirs est réalisable.

On pourrait penser qu'une limitation majeure des MDF est que la surface du liquide doit être horizontale et qu'on ne peut la pencher. Mais puisque les ferrofluides collent à un aimant, on peut imaginer qu'il pourrait être possible de pencher les MDF si un aimant permanent maintenait le ferrofluide et des bobines/fils/actionneurs ajoutaient une contribution locale. Une simple expérience a d'ailleurs été réalisée dans laquelle un ferrofluide recouvert d'un MELLF et déposé sur un aimant permanent a été retourné tête en bas. Il n'en demeure pas

¹Cette mesure est extrapolée à partir d'une mesure qualitative obtenue avec le Shack-Hartmann. La forte défocalisation du front d'onde rendait le calcul des pentes par l'analyseur très difficile.

moins que plusieurs applications peuvent être envisagées avec la surface du ferrofluide à l'horizontale et en utilisant un miroir de repli comme nous l'avons fait.

De plus, nous avons observé que les courants nécessaires pour produire un front d'onde donné sont constants dans le temps, c.-à-d. que les fronts d'onde produits ne changent pas sur une période de plusieurs semaines puisque les ferrofluides sont connus pour être stables sur une période d'une à deux années.

Sauf pour le MDF à réseaux, chacun des miroirs a été en mesure de générer des fronts d'onde avec des amplitudes de près de $20 \mu\text{m}$ sans dissipation thermique notable. Un facteur à prendre en considération est que les bobines/fils/actionneurs ne sont pas en contact direct avec le ferrofluide. Ceci est un avantage et limite donc l'apparition d'un transfert thermique entre la source du champ magnétique et la surface du miroir. Le MDF à réseaux est celui qui demande les courants les plus élevés et des fils additionnels pourraient aider à répartir la demande.

5.4 Applications potentielles des MDF

Le MDF à actionneurs a bien démontré son utilité pour la correction d'aberrations optiques, même dans le cas d'importantes aberrations introduites par des disques de plexiglas. La performance se limitait aux aberrations de bas ordre, mais un nombre plus élevé d'actionneurs permettrait d'améliorer celle-ci pour les ordres supérieurs. Ce système à lui seul constitue un moyen économique de compenser les aberrations optiques dans un montage expérimental. Ce MDF pourrait par exemple servir à remplacer les éléments optiques additionnels et souvent coûteux utilisés normalement pour compenser la présence d'aberrations. Ce type de MDF pourrait aussi servir à des applications qui nécessitent la correction d'aberrations de bas ordre et d'amplitude élevée, comme en sciences de la vision et en microscopie confocale.

L'amplitude possible des aberrations mérite que l'on s'y attarde. En théorie, avec un courant suffisant, on pourrait transformer un MDF à bobines en un miroir concave ou convexe auquel on pourrait additionner des termes axisymétriques. Par exemple, on pourrait fabriquer un miroir parabolique de 5 cm de diamètre et lui ajouter une composante d'aberration sphérique selon les besoins particuliers du système optique. Le rayon de courbure du miroir et la quantité d'aberration pourrait varier dans le temps. Pour un tel miroir, un système de refroidissement pourrait être nécessaire sous la forme d'un dispositif à effet Peltier. Un tel système pourrait être utilisé en sciences de la vision, car une étude a montré que le coefficient de défocalisation représente 80% de la variance totale des aberrations de l'oeil humain et est

celui ayant la plus grande amplitude [PGCW01]. La quantité d'aberrations d'ordre plus élevé diminue généralement progressivement, sauf pour l'aberration sphérique. Être en mesure de compenser ces deux aberrations représente donc une amélioration importante de l'image que l'on obtient de la rétine et de manière simple et peu coûteuse. De plus l'étude de l'oeil humain est souvent fait sur une plage de plusieurs longueurs d'onde et la valeur du coefficient de défocalisation est directement proportionnel à celle-ci. Le montage optique doit être ajusté en conséquence et ceci peut parfois être problématique et prendre beaucoup de temps. D'être capable de corriger dynamiquement la défocalisation et l'aberration sphérique pourrait être un réel avantage.

Une autre application des MDF à bobines est leur utilisation comme surfaces optiques de référence. Lors de tests optiques en laboratoire, on a souvent besoin de soustraire une surface sphérique de référence. Ces composantes sont souvent excessivement coûteuses et on a souvent besoin d'en acquérir plusieurs afin de couvrir toute une gamme de rayons de courbure. Un seul MDF à bobines pourrait remplacer ces composantes en fournissant une quantité pratiquement infinie de rayons de courbure.

En poussant un peu plus loin le fait que l'amplitude maximale n'est limitée que par l'instabilité de Rosensweig, on a démontré une application visionnaire et quelque peu utopique dans [BBV05]. En se basant sur la limite théorique de magnétisation maximale de 900 gauss des ferrofluides et en admettant que le ferrofluide ne soit pas affecté par l'instabilité de Rosensweig, on a montré que des miroirs ferrofluidiques paraboliques de 50 m avec une ouverture $f/2$ sont envisageables. On parle évidemment ici de miroirs actifs plutôt qu'adaptatifs. Des simulations utilisant un nombre de 6 bobines et pour des miroirs de 15, 30 et 44 mètres d'ouverture focale $f/2$ ont donné des erreurs résiduelles allant de $1,06 \mu\text{m}$ pour le 15 m à $27 \mu\text{m}$ pour le 44 m. Ces erreurs résiduelles ne sont certes pas limitées par la diffraction, mais une augmentation du nombre de bobines et l'utilisation d'éléments optiques auxiliaires pourrait permettre de l'atteindre. Pour ces miroirs, la surface du contenant serait préformée à quelques millimètres près de la surface idéale du miroir afin de minimiser la quantité de ferrofluide requise. La puissance et les courants nécessaires sont évidemment irréalistes (670 MWatts pour un miroir de 44 m), mais ce calcul est basé sur l'utilisation de conducteurs de cuivre réguliers. La technologie des matériaux supraconducteurs évoluant très rapidement, cette alternative pourrait représenter une solution aux problèmes de consommation électrique de ces grands miroirs [BBV05, BBJRP06].

Un télescope à miroir liquide est confiné à observer en direction du zénith et malgré qu'avec cette limitation on peut faire de la recherche compétitive [Bor03], la combinaison d'un miroir liquide avec un MD capable de corriger les aberrations hors axe pourrait grandement améliorer la couverture de ces instruments. Les MD conventionnels sont incapables de fournir les déformations nécessaires à la correction de ces aberrations. Les solutions envisa-

gées jusqu'à maintenant reposent sur l'utilisation de segments de miroirs asphériques et sont particulièrement difficiles à mettre en pratique [Hic02]. Borra a montré que les principales aberrations d'un télescope zénithal observant hors axe sont les cinq aberrations de Seidel suivantes : astigmatisme et coma de 3^e et 5^e ordre et coma triangulaire². Pour un miroir de 4 m de diamètre et d'ouverture $f/4$ observant à 30°, l'amplitude de ces aberrations peut atteindre jusqu'à 30 mm [BBCP07] et double pour un miroir de 8 m de diamètre. De plus, une ouverture de $f/4$ est considérée comme élevée selon les standards actuels et ces aberrations augmenteraient pour un nombre d'ouverture plus petit. Le champ magnétique requis pour corriger ces aberrations est proche de la limite imposée par l'instabilité de Rosensweig mais en deçà de la magnétisation limite de 900 gauss des ferrofluides. Les courants nécessaires pour corriger ces aberrations (environ 200 A au maximum) sont plus réalistes que pour l'application précédente, mais exigerait tout de même une certaine forme de refroidissement du miroir et/ou l'utilisation de matériel supraconducteur. Les MDF à réseaux de fils ou à actionneurs pourraient servir à cette application.

5.5 Conclusion

Ce travail a permis de démontrer l'intérêt d'utiliser des miroirs déformables à base de liquides magnétiques (ferrofluides) pour la correction d'aberrations optiques. Il a atteint son objectif en démontrant la correction d'un front d'onde aberré causé par le désalignement volontaire de lentilles dans un montage. Ces miroirs déformables, baptisés MDF (Miroirs Déformables Ferrofluidiques), utilisent comme principe la déformation de la surface d'un ferrofluide par un champ magnétique. Des simulations numériques ont été faites pour 3 différents types de miroirs déformables novateurs et des prototypes de ces miroirs ont été fabriqués et testés. Des simulations numériques ont permis de calculer les courants nécessaires à utiliser dans différents assemblages de bobines et de fils conducteurs pour produire un champ magnétique qui déforme la surface d'un ferrofluide et génère, par réflexion, des fronts d'onde reproduisant des polynômes de Zernike. Malgré que pour 2 des 3 MDF, les courants calculés avec les simulations n'ont pas donné immédiatement les bons fronts d'onde expérimentaux, ces simulations ont tout de même prédit avec exactitude l'amplitude des erreurs résiduelles. On a montré qu'un de ces MDF pouvait corriger des aberrations de près de 12 μm d'amplitude causées par des disques de plexiglas introduits dans le chemin optique du montage. Ces MDF ont montré qu'ils peuvent reproduire et corriger des aberrations de basse fréquence spatiale et l'utilisation d'un nombre élevé de bobines/fils augmenterait la quantité de polynômes pouvant être produits.

²Le coma de Seidel de 3^e et 5^e ordre a une dépendance en $\rho^3 \cos(\theta)$ et $\rho^5 \cos(\theta)$, l'astigmatisme de Seidel de 3^e et 5^e ordre en a une en $\rho^2 \cos^2(\theta)$ et $\rho^4 \cos^2(\theta)$ et le coma triangulaire dépend de $\rho^3 \cos^3(\theta)$.

Le comportement dynamique de ces MDF reste à caractériser et il faudrait démontrer leur fonctionnement dans un système où la correction des aberrations s'effectue en temps réel (boucle fermée).

Enfin, on doit noter que la conception très simple de ces MDF, peu coûteuse et dans un environnement pas toujours idéal, a tout de même donné des résultats s'approchant des solutions commerciales. Cela augure très bien pour le futur de ces nouveaux miroirs.

Annexe A

Les polynômes de Zernike

Historiquement, les aberrations optiques ont été décrites et caractérisées par des développements en série où chaque aberration s'exprime comme un polynôme qui est fonction du système de coordonnées de la pupille. Chaque terme est associé à un mode ou à une aberration.

Plusieurs systèmes optiques ont une pupille circulaire, le calcul et l'analyse des fronts d'onde impliquent donc l'intégration de la fonction d'aberration sur une pupille circulaire. De plus, les mesures expérimentales sont en général faites sur une pupille circulaire et requièrent souvent un traitement subséquent. Il est alors avantageux de décrire le front d'onde et les aberrations dans une base de fonctions orthogonales à l'intérieur d'un cercle. Les données expérimentales peuvent alors être décrites et ajustées selon une somme de ces fonctions orthogonales.

Les polynômes de Zernike forment une base complète de fonctions qui sont orthogonales sur un cercle de rayon unitaire. Ceci en fait une bonne base pour décrire les fronts d'onde et les aberrations optiques. Ils sont mutuellement orthogonaux, donc mathématiquement indépendants, faisant en sorte que la variance d'une somme de modes est égale à la somme des variances de chaque mode individuel.

Différentes définitions des polynômes de Zernike existent. Nous utilisons celle adoptée par l'OSA, qui définit l'axe horizontal x , l'axe vertical y et l'angle θ est mesuré dans le sens anti-horaire à partir de l'axe des x . Selon cette définition il existe deux façons de décrire les polynômes : la première est orthogonale, où chaque polynôme est normalisé pour avoir une valeur unitaire sur le contour de la pupille, et la deuxième, celle que nous utilisons, est du orthonormée où la valeur RMS de chaque polynôme est unitaire.

Les polynômes de Zernike sont généralement exprimés en coordonnées polaires (ρ, θ) où $0 \leq \rho \leq 1$ et $0 \leq \theta \leq 2\pi$. La définition est la suivante [TASW00] :

$$Z_n^m(\rho, \theta) = N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\theta) \text{ pour } m \geq 0, 0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \theta \leq 2\pi$$

et

$$Z_n^m(\rho, \theta) = -N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \sin(m\theta) \text{ pour } m < 0, 0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \theta \leq 2\pi.$$

L'indice n correspond à la plus haute puissance de ρ présente dans le polynôme, alors que m est la fréquence azimutale de la composante sinusoïdale. N_n^m est un facteur de normalisation faisant en sorte que la valeur RMS de chaque terme soit unitaire et est égal à :

$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}} \text{ où } \delta_{m0} = 1 \text{ pour } m = 0 \text{ et } \delta_{m0} = 0 \text{ pour } m \neq 0.$$

$R_n^{|m|}$ est un polynôme radial de la forme :

$$R_n^{|m|}(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-|m|)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [0,5(n+|m|)-s]! [0,5(n-|m|)-s]!} \rho^{n-2s}.$$

Le tableau A.1 donne la liste des 36 premiers polynômes de Zernike avec les aberrations correspondantes et la figure A.1 illustre quelques-uns des polynômes. On peut aussi exprimer les polynômes de Zernike avec un seul indice j :

$$j = \frac{n(n+2)+m}{2}.$$

On peut exprimer un front d'onde comme une combinaison de ces polynômes de la façon suivante :

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n,m} a_{nm} Z_n^m(\rho, \theta).$$

Les personnes travaillant en conception optique sont généralement familières avec les polynômes de Seidel, développés au milieu du 19^e siècle, alors que celles travaillant en interférométrie utilisent les polynômes de Zernike. Il est possible de relier les premiers polynômes de Zernike aux aberrations de Seidel quand les termes d'aberrations d'ordre élevé sont négligés. Par exemple, le coma de Seidel peut s'écrire comme une combinaison des polynômes de Zernike Z_1^1 (basculement) et Z_3^1 (coma). Quand des aberrations d'ordre élevés sont présentes, les termes de Seidel sont distribués sur l'ensemble des polynômes de Zernike pour faire en sorte que ceux-ci demeurent orthogonaux.

Tableau A.1 – Les 36 premiers polynômes de Zernike selon la convention de l’OSA.

j	n	m	Forme polaire	Description
1	1	-1	$2\rho \sin \theta$	basculement (<i>tilt</i>) selon y
2	1	1	$2\rho \cos \theta$	basculement (<i>tilt</i>) selon x
3	2	-2	$\sqrt{6}\rho^2 \sin 2\theta$	astigmatisme $\pm 45^\circ$
4	2	0	$\sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$	défocalisation
5	2	2	$\sqrt{6}\rho^2 \cos 2\theta$	astigmatisme 0° ou 90°
6	3	-3	$2\sqrt{2}\rho^3 \sin 3\theta$	
7	3	-1	$2\sqrt{2}(3\rho^3 - 2\rho) \sin \theta$	coma selon y
8	3	1	$2\sqrt{2}(3\rho^3 - 2\rho) \cos \theta$	coma selon x
9	3	3	$2\sqrt{2}\rho^3 \cos 3\theta$	
10	4	-4	$\sqrt{10}\rho^4 \sin 4\theta$	
11	4	-2	$\sqrt{10}(4\rho^4 - 3\rho^2) \sin 2\theta$	
12	4	0	$\sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$	aberration sphérique
13	4	2	$\sqrt{10}(4\rho^4 - 3\rho^2) \cos 2\theta$	
14	4	4	$\sqrt{10}\rho^4 \cos 4\theta$	
15	5	-5	$2\sqrt{3}\rho^5 \sin 5\theta$	
16	5	-3	$2\sqrt{3}(5\rho^5 - 4\rho^3) \sin 3\theta$	
17	5	-1	$2\sqrt{3}(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho) \sin \theta$	
18	5	1	$2\sqrt{3}(10\rho^5 - 12\rho^3 + 3\rho) \cos \theta$	
19	5	3	$2\sqrt{3}(5\rho^5 - 4\rho^3) \cos 3\theta$	
20	5	5	$2\sqrt{3}\rho^5 \cos 5\theta$	
21	6	-6	$\sqrt{14}\rho^6 \sin 6\theta$	
22	6	-4	$\sqrt{14}(6\rho^6 - 5\rho^4) \sin 4\theta$	
23	6	-2	$\sqrt{14}(15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2) \sin 2\theta$	
24	6	0	$\sqrt{7}(20\rho^6 - 30\rho^4 + 12\rho^2 - 1)$	
25	6	2	$\sqrt{14}(15\rho^6 - 20\rho^4 + 6\rho^2) \cos 2\theta$	
26	6	4	$\sqrt{14}(6\rho^6 - 5\rho^4) \cos 4\theta$	
27	6	6	$\sqrt{14}\rho^6 \cos 6\theta$	
28	7	-7	$4\rho^7 \sin 7\theta$	
29	7	-5	$4(7\rho^7 - 6\rho^5) \sin 5\theta$	
30	7	-3	$4(21\rho^7 - 30\rho^5 + 10\rho^3) \sin 3\theta$	
31	7	-1	$4(35\rho^7 - 60\rho^5 + 30\rho^3 - 4\rho) \sin \theta$	
32	7	1	$4(35\rho^7 - 60\rho^5 + 30\rho^3 - 4\rho) \cos \theta$	
33	7	3	$4(21\rho^7 - 30\rho^5 + 10\rho^3) \cos 3\theta$	
34	7	5	$4(7\rho^7 - 6\rho^5) \cos 5\theta$	
35	7	7	$4\rho^7 \cos 7\theta$	
36	8	-8	$3\sqrt{2}\rho^8 \sin 8\theta$	

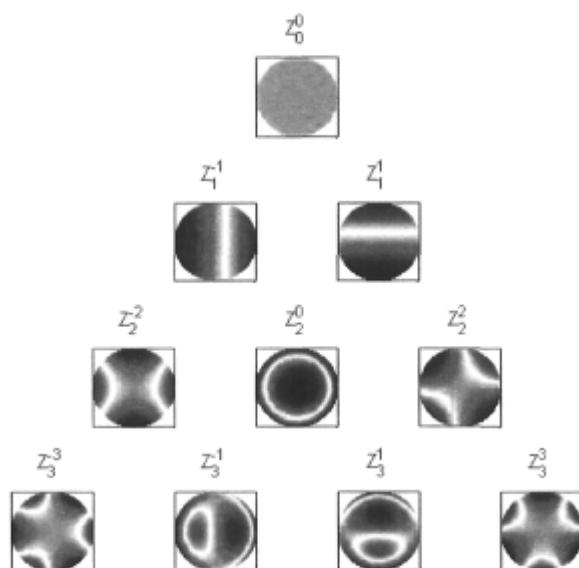


Figure A.1 – Illustration des 10 premiers polynômes de Zernike. Image : Matlab Exchange.

Bibliographie

- [ANdSW97] B. ABOU, G. Néron de SURGY et J. E. WESFREID : Dispersion relation in a ferrofluid layer of any thickness and viscosity in a normal magnetic field : Asymptotic regimes. *J. Phys. II France*, 7:1159–1171, 1997.
- [Bab53] H. W. BABCOCK : Possibility of compensating astronomical seeing. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 65:229, 1953.
- [BBCP07] E. F. BORRA, D. BROUSSEAU, M. CLICHE et J. PARENT : Demonstration of large-amplitude non-axisymmetrical aberrations with a magnetic liquid active mirror. en révision, 2007.
- [BBJRP06] D. BROUSSEAU, E. F. BORRA, H. JEAN-RUEL et J. PARENT : A magnetic liquid deformable mirror for high stroke and low order axially symmetrical aberrations. *Opt. Express*, 14(24):11486–11493, 2006.
- [BBV05] E. F. BORRA, D. BROUSSEAU et A. VINCENT : Large Magnetic Liquid Mirrors. *Astron. Astrophys.*, 446:389–393, 2005.
- [BCG⁺92] E. F. BORRA, R. CONTENT, L. GIRARD, S. SZAPIEL, L. M. TREMBLAY et E. BOILY : Liquid mirrors : optical shop test and contributions to the technology. *Astrophys. J.*, 393:829–847, 1992.
- [Bec98] J. M. BECKERS : Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics. In *ESO Conference on Very Large Telescopes and Their Instrumentation*, volume 2, pages 693–703, 1998.
- [Ben06] C. BENN : Naomi/oasis on-sky performance. *New Astronomy Review*, 49: 625–631, 2006.
- [BNJW02] M. J. BOOTH, M. A. A. NEIL, R. JUSKAITIS et T. WILSON : Adaptive aberration correction in a confocal microscope. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, pages 5788–5792, 2002.
- [Bor03] E. F. BORRA : Cosmology at low redshifts. *Astron. Astrophys.*, 404:35, 2003.
- [BP06] S. BONORA et L. POLETTO : Push-pull membrane mirrors for adaptive optics. *Opt. Express*, 14(25):11935–11944, 2006.

-
- [BRS⁺03] G. BRUSA, A. RICCARDI, P. SALINARI, F. P. WILDI, M. LLOYD-HART, H. M. MARTIN, R. ALLEN, D. FISHER, D. L. MILLER, R. BIASI, D. GALLIENI et F. ZOCCHI : MMT adaptive secondary : performance evaluation and field testing. *In Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L. ; Bonaccini, Domenico*, volume 4839, pages 691–702, 2003.
- [BSW05] M. J. BOOTH, M. SCHWERTNER et T. WILSON : Adaptive optics for three-dimensional optical data storage and micromachining. Rapport technique, Central Laser Facility Annual Report, 2005.
- [CBD⁺01] O CUGAT, S. BASROUR, C. DIVOUX, P. MOUNAIX et G. REYNE : Deformable magnetic mirror for adaptive optics : technological aspects. *Sensors and Actuators A*, 89:1–9, 2001.
- [Che92] David K. CHENG : *Field and Wave Electromagnetism*. Addison-Wesley, 1992.
- [Cli06] M. CLICHE : Rapport de recherche. Rapport technique, Université Laval, 2006.
- [COS06] E. CARR, S. OLIVIER et O. SOLGAARD : Large-stroke self-aligned vertical comb drive actuators for adaptive optics applications. *In MEMS/MOEMS Components and Their Applications III*, volume 6113, pages 229–237, 2006.
- [CR67] M. D. COWLEY et R. E. ROSENSWEIG : The interfacial stability of a ferro-magnetic fluid. *J. Fluid Mech.*, 30:671–688, 1967.
- [DD05] E. DALIMIER et C. DAINTY : Comparative analysis of deformable mirrors for ocular adaptive optics. *Opt. Express*, 13(11):4275, 2005.
- [Dér07] J. P. DÉRY : Fabrication et caractérisation de miroirs liquides déformables magnétiquement à l'aide de MELLF et de ferrofluide. Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2007.
- [DW04] N. DOBLE et D. R. WILLIAMS : The Application of MEMS Technology for Adaptive Optics in Vision Science. *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, 10(3):629–635, 2004.
- [FP82] R. H. FREEMAN et J. E. PEARSON : Deformable mirrors for all seasons and reasons. *Appl. Opt.*, 21(4):580, 1982.
- [FVH⁺06] E. J. FERNANDEZ, L. VABRE, B. HERMANN, A. UNTERHUBER, B. POVAZAY et W. DREXLER : Adaptive optics with a magnetic deformable mirror : applications in the human eye. *Opt. Express*, 14(20):8900–8917, 2006.
- [GB97] L. GIRARD et E. F. BORRA : Optical tests of a 2.5 m diameter liquid mirror : behaviour under external perturbations and scattered-light measurements. *Appl. Opt.*, 36(25):6278–6288, 1997.
- [GB05] J. GIRKIN et M. BOOTH : Adaptive optics sharpens multiphoton-microscope images. *Laser Focus World*, 41, janvier 2005.
-

-
- [Gea95] J. M. GEARY : *Introduction to wavefront sensors*. SPIE-International Society for Optical Engineering, 1995.
- [GHBH99] A. GLINDEMANN, S. HIPPLER, T. BERKEFELD et W. HACKENBERG : Adaptive Optics on Large Telescopes. *Experimental Astronomy*, 10(1), 1999.
- [HAAW01] H. HOFER, P. ARTAL, J. L. ARAGON et D. R. WILLIAMS : Dynamics of the eye's wave aberration. *J. Opt. Soc. Am. A*, pages 497–506, 2001.
- [Hic02] P. HICKSON : Wide-field tracking with zenith-pointing telescopes. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 330:540–547, 2002.
- [HLK77] J. HARDY, J. E. LEFEBVRE et C. L. KOLIOPOULOS : Real-time atmospheric compensation. *J. Opt. Soc. Am.*, 67:360, 1977.
- [HM97] P. HICKSON et M. K. MULROONEY : UBC-NASA Multi-Narrowband Survey. I. Description and Photometric Properties of the Survey. *Astrophys. J Suppl.*, 1997.
- [KKR⁺02] S. P. KOTOVA, M. Yu. KVASHNIN, M. A. RAKHMATULIN, O. A. ZAYAKIN, I. R. GHURALNIK, N. A. KLIMOV, P. CLARK, G. D. LOVE, A. F. NAUMOV, C. D. SAUNTER, M. Yu. LOKTEV, G. V. VDOVIN et L. V. TOPORKOVA : Modal liquid crystal wavefront corrector. *Opt. Express*, 10(22):1258–1272, 2002.
- [KN88] V. V. KIRYUSHIN et A. V. NAZARENKO : Interaction of a magnetic liquid with a conductor containing current and a permanent magnet. *Fluid Dyn.*, 23:306–311, 1988.
- [Lai05] P. LAIRD : *Theory and application of magnetically shaped liquid optical surfaces*. Thèse de doctorat, Université Laval, 2005.
- [LW97] J. LIANG et D. R. WILLIAMS : Aberrations and retinal image quality of the normal human eye. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14:2873–2883, 1997.
- [MCL⁺07] Q. MU, Z. CAO, D. LI, L. HU et L. XUAN : Liquid crystal based adaptive optics system to compensate both low and high order aberrations in a model eye. *Opt. Express*, 15(4):1946–1953, 2007.
- [MGO⁺06] B. MACINTOSH, J. GRAHAM, B. OPPENHEIMER, L. POYNEER, A. SIVARAMAKRISHNAN et J.-P. VERAN : MemS-based extreme adaptive optics for planet detection. In *MEMS/MOEMS Components and Their Applications III*, volume 6113, pages 48–57, 2006.
- [MGP⁺06] B. MACINTOSH, J. GRAHAM, D. PALMER, R. DOYON, D. GAVEL, J. LARKIN, B. OPPENHEIMER, L. SADDLEMYER, J. K. WALLACE, B. BAUMAN, J. EVANS, D. ERIKSON, K. MORZINSKI, D. PHILLION, L. POYNEER, A. SIVARAMAKRISHNAN, R. SOUMMER, S. THIBAUT et J.-P. VERAN : The gemini planet imager. In *Advances in Adaptive Optics II*, volume 6272, 2006.
-

-
- [MOF⁺97] C. E. MAX, S. S. OLIVIER, H. W. FRIEDMAN, J. AN, K. AVICOLA, B.V. BEEMAN, H.D. BISSINGER, J. M. BRASE, G. V. ERBERT, D. T. GAVEL, M.C. KANZ, M. C. LIU, B. MACINTOSH, K. P. NEEB, J. PATIENCE et K. E. WALTJEN : Image Improvement from a Sodium-Layer Laser Guide Star Adaptive Optics System. *Science*, 1997.
- [OKO06] OKO Technologies, the Netherlands. *Adaptive Optics Product Guide*, seconde édition, 2006.
- [PFTV89] W. H. PRESS, B. P. FANNERY, S. A. TEUKOLSKY et W. T. VETTERLING : *Numerical Recipes in FORTRAN : The Art of Scientific Computing*, 2nd ed. Cambridge University Press, 1989.
- [PGCW01] J. PORTER, A. GUIRAO, I. G. COX et D. R. WILLIAMS : Monochromatic aberrations of the human eye in a large population. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18:1793–1803, 2001.
- [RFK⁺90] G. ROUSSET, J. C. FONTANELLA, P. KERN, P. GIGNAN, F. RIGAUD et P. LÉNA : First diffraction-limited astronomical images obtained with adaptive optics. *Astron. Astrophys.*, 230(2):L29–L32, 1990.
- [Rio06] M. RIOUX : Miroirs déformables à base de ferrofluide. simulations numériques et étude préliminaire du contrôle. Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2006.
- [RM94] R. RAGAZZONI et E. MARCHETTI : A liquid adaptive mirror. *Astron. Astrophys.*, 283:L17, 1994.
- [RME96] R. RAGAZZONI, MARCHETTI et R. U. E., Claudi : Magnetic driven liquid mirrors in orbiting telescopes. *Astron. Astrophys. Suppl*, 115:175, 1996.
- [Ros97] R. E. ROSENSWEIG : *Ferrohydrodynamics*. Dover, 1997.
- [SSA⁺95] R.J. SICA, S. SARGOYTCHEV, P. S. ARGALL, E. F. BORRA, L. GIRARD, C. T. SPARROW et S. FLATT : Lidar measurements taken with a large-aperture liquid mirror. I - Rayleigh-scatter system. *Appl. Opt.*, 34(30):6925–6936, 1995.
- [SW94] W. L. H. SHUTER et L. A. WHITEHEAD : A wide sky coverage ferrofluid mercury telescope. *Astrophys. J.*, 115:L139, 1994.
- [TASW00] L THIBOS, R. A. APPLGATE, J. T. SCHWEIGERLING et R. WEBB : Standards for reporting the optical aberrations of eyes. In *OSA Trends in Optics and Photonics*, volume 35, pages 232–244, 2000.
- [TF04] R. K. TYSON et B. W. FRAZIER : *Field guide to adaptive optics*. SPIE Press, 2004.
- [Tys00] R. K. TYSON : *Adaptive Optics Engineering Handbook*. Marcel Dekker, 2000.
-

- [VRF⁺07] A. S. VILUPURU, N. V. RANGASWAMY, L. J. FRISHMAN, E. L. SMITH III, R. S. HARWERTH et A. ROORDA : Adaptive optics scanning laser ophthalmoscopy for in vivo imaging of lamina cribrosa. *J. Opt. Soc. Am. A*, 24, 2007.
- [VS95] G. VDOVIN et P. M. SARRO : Flexible mirror micromachined in silicon. *App. Opt.*, 34:2968–2972, 1995.
- [WHD87] R. H. WEBB, G. W. HUGHES et F. C. DELORI : Confocal scanning laser ophthalmoscope. *Appl. Opt.*, 26, 1987.
- [YLBRVdS03] H. YOCKELL-LELIÈVRE, E. F. BORRA, A. M. RITCEY et L. Vieira da SILVA : Optical Tests of Nanoengineered Liquid Mirrors. *Appl. Opt.*, 42:1882–1887, 2003.
-