

Table des matières

Chapitre 1 Optique adaptative et miroirs déformables.....	15
1.1 Motivations astronomiques	16
1.1.1 Haute résolution angulaire	16
1.1.2 Télescopes extrêmement grands.....	17
1.1.3 Optique adaptative pour les télescopes extrêmement grands.....	18
1.2 Optique Adaptative de nouvelle génération	19
1.2.1 L'optique adaptative	19
1.2.2 Limitations actuelles	23
1.2.3 Futurs systèmes.....	24
1.3 Introduction aux correcteurs de front d'onde.....	30
1.3.1 Différents correcteurs de front d'onde.....	30
1.3.2 Miroirs segmentés ou continus?	31
1.3.3 Plaque liée ou libre ?.....	31
1.3.4 Caractéristiques d'un miroir déformable	32
1.3.5 Le correcteur de front d'onde en optique adaptative.....	33
1.3.6 Les télescopes extrêmement grands : Influences sur les miroirs déformables	34
1.3.7 Optique adaptative à deux étages	35
1.3.8 Conclusion.....	35
1.4 Miroirs déformables conventionnels	37
1.4.1 Miroirs déformables piézo-électriques (SAM)	37
1.4.2 Miroir bimorphe	39
1.4.3 Actionnement électromagnétique	42
1.5 Conclusion.....	44
1.6 Annexe : Polynômes de Zernike	45
1.6.1 Expression mathématique	45
1.6.2 Description	45
1.7 Références	47
 Chapitre 2 MOEMS et micro-miroirs déformables.....	 51
2.1 Les MOEMS	52
2.1.1 Procédé classique	52
2.1.2 Micro-usinage de volume.....	54
2.1.3 Micro-usinage de surface	55
2.1.4 Matrice de micro miroir de Texas Instrument.....	55
2.2 Les micro-miroirs déformables	56
2.2.1 Miroir à membrane.....	56
2.2.2 Micro-miroirs segmentés	59
2.2.3 Micro-miroir à plaque continue.....	60
2.3 Projet de micro-miroir déformable.....	66
2.3.1 Principe	66
2.3.2 Procédé PolyMUMPS.....	70

2.3.3 Procédé « L.A.A.S. »	73
2.4 Conclusion.....	80
2.5 Références	81
Chapitre 3 Simulations	83
3.1 Etude analytique	84
3.1.1 Les forces en actions.....	84
3.1.2 Etudes de cas	88
3.2 Modèles par éléments finis.....	96
3.2.1 Méthode des éléments finis	96
3.2.2 Principe d'utilisation	96
3.2.3 Problème de maillage	97
3.2.4 Simulation de plaques minces.....	97
3.2.5 Simulation de micro-miroirs déformables.....	98
3.3 Conclusion.....	99
3.4 Références	100
Chapitre 4 Banc de caractérisation	101
4.1 Dispositif optique	102
4.1.1 Spécifications.....	102
4.1.2 Concepts	102
4.1.3 Montage final.....	106
4.2 Mesures hors du plan.....	115
4.2.1 Signal interférométrique	115
4.2.2 Phase	115
4.2.3 Visibilité.....	115
4.3 L'interférométrie à décalage de phase	118
4.3.1 Principe	118
4.3.2 Quel type de décalage de phase ?	120
4.3.3 Avantages et inconvénients	121
4.3.4 Algorithmes.....	121
4.3.5 Erreurs sur la mesure de la phase	125
4.3.6 Caractérisation de banc.....	129
4.4 Déroulement de la phase	136
4.4.1 Extension de la phase	136
4.4.2 Principe	136
4.4.3 Algorithmes.....	138
4.5 L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde.....	140
4.5.1 Principe	140
4.5.2 Interférométrie à balayage de phase à multiples longueurs d'onde	141
4.6 Interférométrie en lumière blanche	142
4.6.1 Techniques.....	142
4.6.2 Interférométrie en lumière blanche à balayage de phase	144
4.7 Interférométrie moyennée dans le temps	145
4.7.1 Quel système pour les mesures dynamiques ?.....	145
4.7.2 Avantages et inconvénients	146
4.7.3 Théorie.....	147
4.7.4 Caractérisation du banc	148

4.8 Autres moyens de caractérisation.....	150
4.8.1 Profilomètre STIL.....	150
4.8.2 Microscope électronique à balayage	150
4.8.3 Microscope optique.....	150
4.8.4 Rugosimètre	150
4.9 Conclusion.....	151
4.10 Références	152
Chapitre 5 Résultats sur les actionneurs	155
5.1 Résultats sur un actionneur orientable	156
5.1.1 Principe	156
5.1.2 Forme statique.....	157
5.1.3 Actionnement	159
5.1.4 Résultats dynamiques.....	161
5.1.5 Simulations	162
5.2 Résultats avec un actionneur piston	165
5.2.1 Principe	165
5.2.2 Forme au repos.....	165
5.2.3 Actionnement	166
5.2.4 Dynamique.....	168
5.3 Actionneurs en Polymère	169
5.3.1 Analyse du procédé de fabrication LAAS.....	169
5.3.2 Déformation de l'actionneur et « pull-out »	172
5.3.3 Actionneur piston.....	173
5.4 Extrapolation vers différents actionneurs.....	180
5.4.1 De l'actionneur au miroir déformable	180
5.4.2 Actionneur à tête pivotante	180
5.4.3 Actionneur orientable	182
5.4.4 Actionneur piston à multiples points d'attache.....	184
5.4.5 Actionneur Pont.....	185
5.5 Conclusion.....	186
5.6 Références	188
Chapitre 6 Résultats sur les miroirs déformables	189
6.1 Prototype de micro-miroir déformable PolyMUMPS	190
6.1.1 Principe	190
6.1.2 Masques.....	190
6.1.3 Mesures expérimentales.....	192
6.1.4 Simulation par éléments finis.....	197
6.2 Extrapolation vers un nouveau micro-miroir déformable	206
6.3 Caractérisation du miroir déformable « OKO ».....	207
6.3.1 Données constructeur	207
6.3.2 Electronique de commande.....	207
6.3.3 Données mesurées.....	208
6.4 Conclusion.....	217
6.5 Références	218

Introduction

L'optique adaptative classique ne pourra pas être appliquée sans amélioration à la prochaine génération de télescopes. De nouveaux concepts tels que l'étoile Laser, l'optique adaptative multi-conjuguée voient le jour. Le concept Falcon, en particulier, est basé sur l'utilisation d'une optique adaptative multi-objets en boucle ouverte. D'autre part, les technologies actuelles de réalisation de miroir déformable sont limitées en terme de nombre d'actionneurs et d'espace inter-actionneurs. Le miroir secondaire adaptatif du VLT et le miroir déformable de l'instrument VLT/Planet Finder représentent l'aboutissement de cette technologie. Le premier comportera 1170 actionneurs espacés de 28 mm pour une pupille de 1,1m et le deuxième comportera 1320 actionneurs espacés de 4,5mm pour une pupille de 180mm. Or l'optique adaptative pour les très grands télescopes et l'optique adaptative extrême requièrent un nombre d'actionneurs supérieur à 10 000, des espaces inter-actionneurs compris entre 500µm et 1mm, pour une pupille de 150mm. Ajoutons à ces spécifications une course de 10µm, une bande passante supérieure à 1kHz, un comportement linéaire et une tension de commande modérée. Ces besoins ne peuvent en aucun cas être remplis directement par les technologies actuelles et une rupture technologique est nécessaire. La voie la plus convaincante semble être de combiner un miroir conventionnel à un micro-miroir déformable issu de la technologie des MOEMS.

Cette technologie consiste en la réalisation par dépôt, lithographie et gravure de couches minces, de microstructures optiques, mobiles électrostatiquement. Un état de l'art des micro-miroirs déformables fait apparaître qu'aucun composant actuel ne permet de répondre aux spécifications. Notre projet est de développer en collaboration avec un laboratoire spécialiste des micro-technologies, le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, un nouveau procédé de fabrication. Celui-ci est basé sur l'utilisation de matériaux polymères et de couches sacrificielles de 10µm d'épaisseur. Le choix du polymère est justifié par son faible module d'Young, sa nature isolante, sa capacité de planarisation ainsi que pour sa faible température d'élaboration compatible avec la technologie CMOS. Nous avons également eu recours au procédé commercial PolyMUMPS basé sur le matériau Silicium pour la réalisation de prototypes.

Des moyens de modélisation basés sur des études analytiques et sur des simulations en éléments finis sont mis en jeu pour comprendre le comportement opto-électro-mécanique de ces composants.

Un banc de caractérisation interférométrique est développé pour étudier le comportement de composants dont la taille varie de la centaine de microns à la dizaine de millimètres. Comme pour la caractérisation de tout composant optique, une résolution de quelques nanomètres hors du plan est nécessaire. Deux configurations d'imagerie sont mises en œuvre afin de permettre une observation du composant : en haute résolution ou avec un grand champ. La forme statique ainsi que les déformations sont analysées par interférométrie à décalage de phase. L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde et l'interférométrie en lumière blanche permettent de mesurer des marches allant jusqu'à dix microns. L'étude du comportement dynamique est effectuée avec l'interférométrie en temps moyenné.

Une étude du procédé polymère est effectuée, suivie par une caractérisation expérimentale de différents types d'actionneurs. Les simulations en éléments finis sont ajustées sur les mesures expérimentales et permettent d'étudier le comportement de nouvelles géométries. Un prototype de micro-miroir déformable comportant neuf actionneurs de ce type est analysé expérimentalement. La capacité de cette classe de composant à être intégrée dans un système d'optique adaptative est évaluée à partir de la mesure des fonctions d'influences. Une électronique, développée par la société Shaktiware pour ce projet, est utilisée afin de rendre linéaire la réponse de ce miroir. La modélisation de ce prototype, permet de prédire le comportement de nouveaux composants. Une caractérisation « système » du miroir déformable « OKO » réalisée dans le cadre du projet Falcon clôt cette thèse.

Chapitre 1 Optique adaptative et miroirs déformables

L'intégration de systèmes d'optique adaptative sur des télescopes extrêmement grands impliquera l'ouverture de nouveaux champs de recherche en astronomie. Le principe de l'optique adaptative est présenté et les systèmes actuels montrent clairement leur limites. Pour les franchir, différents concepts sont présentés. D'autre part, la réalisation des miroirs déformables est identifiée comme étant un verrou technologique à la réalisation de l'optique adaptative pour les télescopes extrêmement grands. Les caractéristiques nécessaires à la prochaine génération de miroirs déformables sont donc recensées. Et leur comparaison avec un état de l'art des miroirs déformables actuels fait apparaître la nécessité d'une rupture technologique.

1.1 Motivations astronomiques

1.1.1 Haute résolution angulaire

La haute résolution angulaire est un sujet d'excellence pour la recherche expérimentale. Jusqu'à la fin des années 80, le diamètre des télescopes augmentait sans avoir de conséquence sur la résolution des images astronomiques. Le flux reçu augmentait avec le carré du diamètre mais la résolution restait celle d'un télescope du siècle dernier, celle-ci ne dépendant que de la qualité de l'atmosphère sur le site d'implantation du télescope. En 1953, il avait été proposé que l'on puisse corriger les aberrations introduites par l'atmosphère, mais il a fallu attendre 1991 et le projet COME-ON pour que ce rêve devienne une réalité, [1][2]. Depuis dans le monde entier, progressivement tous les télescopes s'équipent de systèmes d'optique adaptative. Le système d'optique adaptative le plus performant à l'heure actuelle est le système VLT/NAOS placé sur un des télescopes du VLT au Chili, [3][4].

Gain dû à l'optique adaptative

L'optique adaptative a révolutionné l'astronomie au sol, [5]. Les avancées des observations astronomiques avec optique adaptative par rapport à des observations limitées par la turbulence sont les suivantes :

- Résolution angulaire : la limite de la diffraction peut être atteinte, ce qui correspond à un gain sur la résolution angulaire qui va de 10 à 100 suivant la longueur d'onde
- Sensibilité : la lumière étant plus concentrée, le rapport signal sur bruit est amélioré. Au final trois, voire plus, magnitudes peuvent être gagnées.
- Gamme dynamique : cas d'observation de compagnons d'étoiles. Dans le cas limité par la turbulence un objet situé à 3'' de l'étoile doit être au minimum 2000 fois moins intense que la source, dans le cas d'un télescope équipé d'optique adaptative cette dynamique peut atteindre 10^4 à 10^5 .
- Cohérence : l'optique adaptative corrigeant le front d'onde, la phase est mieux contrôlée et il devient plus aisé de faire interférer les faisceaux issus de deux télescopes. La cohérence entre les deux faisceaux a sensiblement augmenté.

Découvertes astronomiques

Toutes ces avancées dans l'observation du ciel ont permis des découvertes astronomiques majeures dans l'étude du système solaire, des systèmes d'étoiles et de la matière circumstellaire, [6]. Dans le système solaire, les résultats marquants sont l'observation depuis la terre du volcanisme de Io et de phénomènes météorologiques sur Neptune. Il est désormais possible de résoudre les étoiles multiples ou les amas compacts. L'environnement circumstellaire est l'objet idéal à étudier avec l'optique adaptative, le cas le plus connu est l'observation du disque proto-planétaire de l'étoile β Pictoris. L'étude des galaxies reste toutefois difficile par manque d'étoiles de référence.

Récemment, le système VLT/NAOS a permis des découvertes astronomiques majeures comme la mise en évidence de la présence d'un trou noir au centre de notre galaxie et la première imagerie directe d'une planète extra-solaire, [3][4][7][8].

1.1.2 Télescopes extrêmement grands

Dans l'avenir, il est prévu de construire des télescopes extrêmement grands dont le diamètre de la surface collectrice excédera 20 mètres. Ces télescopes permettront de faire avancer la recherche astronomique dans différents domaines d'études. Trois grands domaines ont été identifiés : la cosmologie, les étoiles et galaxies et les systèmes planétaires, [9]. Ils devraient permettre de répondre à la liste de questions suivantes :

Systèmes planétaires

- Y-a-t-il d'autres planètes du type de la Terre orbitant autour d'autres étoiles ? Sommes-nous seuls dans l'univers ? Observation directe des planètes telluriques extra-solaires et recherche de traceurs biologiques tels que l'eau et l'oxygène.
- Est-ce que notre système solaire est unique ? Quel est l'environnement planétaire des autres étoiles ? L'étude directe des systèmes planétaires durant leur formation à partir des disques proto-planétaires va devenir possible pour beaucoup d'étoiles jeunes proches. Dans les systèmes planétaires matures, des analyses spectroscopiques détaillées de planètes de type Jupiter seront effectuées pour déterminer leur composition et leur atmosphère. L'imagerie d'astéroïdes ou de satellites de notre système solaire assurera un complément des missions spatiales.

Etoiles et galaxies

- Où et quand les étoiles des galaxies se sont-elles formées ? Des études sur des étoiles individuelles déterminent l'âge et la distribution des éléments chimiques qui sont des clés pour la compréhension de l'assemblage et de l'évolution des galaxies. L'extension de telles analyses à une section représentative de l'univers est le prochain grand challenge dans la compréhension des galaxies.
- Combien de trous noirs super-massifs existe-il ? Est-ce que toutes les galaxies abritent des « monstres » ? Pourquoi les trous noirs super-massifs du noyau des galaxies semblent apparemment liés à toute la galaxie ? Quand et comment se forment-ils et évoluent-ils ? Une résolution et une sensibilité extrême sont nécessaires pour des études étendues sur les galaxies normales et à faible masse pour pouvoir assembler les pièces du puzzle.
- Quand et comment les éléments chimiques se sont-ils formés ? Pouvons nous tracer la formation d'étoiles jusqu'à la première étoile jamais formée ? En découvrant et analysant des galaxies distantes, des nuages de gaz et des supernovae, l'histoire de la formation stellaire et de la création des éléments chimiques peut être quantifiée.

Cosmologie

- Quels étaient les premiers objets à se former ? S'agissait-il d'étoiles ? Les premières étoiles étaient-elles la source des photons ultra violet qui ré-ionisa l'univers 200 millions d'années après le Big Bang, le rendant ainsi transparent ? Ces objets doivent être visibles à travers leurs supernovae ou leur zone d'ionisation.
- La plus grosse partie de la matière est transparente et n'est détectable qu'au travers des effets gravitationnels sur des objets mobiles. En cartographiant la croissance et la cinématique des galaxies à grand décalage spectral, il est possible d'observer des structures de la matière noire lors du processus de formation.
- Qu'est ce que l'énergie noire ? Evolue-t-elle ? Combien de sortes en existe-il ? La cartographie directe de l'espace-temps, en utilisant les traceurs les plus éloignés possibles est la clé pour définir la forme d'énergie dominante dans l'univers.

Dans les dernières décennies, l'astronomie a révolutionné notre connaissance de l'univers, dans son contenu et dans la nature de son existence. Le plus grand pas sera donc de découvrir quelque chose de nouveau qui est inimaginable aujourd'hui.

Projets

Il existe des projets pour ce type de télescopes dans différents pays du monde. Les projets majeurs sont le projet OWL de l'ESO, le projet Euro50 des pays nordiques et les projets GMT et TMT des Etats-Unis, [10][11][12][13]. La construction de ce type de télescopes demande la mise en œuvre de techniques quasi-industrielles pour la production des miroirs ou la réalisation de la structure opto-mécanique. L'optique adaptative, et en particulier la correction du front d'onde, a été identifiée comme étant un des points clés du succès de ces télescopes.

1.1.3 Optique adaptative pour les télescopes extrêmement grands

Cette thèse s'est effectuée dans le cadre du réseau de recherche européen sur l'optique adaptative pour les très grands télescopes, en anglais Adaptive Optics for Extremely large telescope (AO-ELT), [14]. Ce réseau est composé de 6 laboratoires européens :

- European Southern Observatory (ESO), Garching, Allemagne
- Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Florence, Italie
- Office National d'Etudes et de recherches Aérospatiales, Paris, France
- Max-Planck-Institute für Astronomie, Heidelberg, Allemagne
- Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, France
- Gran Telescopio Canarias, Tenerife, Espagne
- Lund Observatory, Lund, Suède au titre de laboratoire associé.

Le but de ce réseau est de créer des collaborations entre les différents laboratoires travaillant dans ce domaine et de développer des synergies. Les différents sujets d'études sont l'optique adaptative multi-conjuguée avec des étoiles guide naturelles ou Laser, les micro miroirs déformables, la mise en phase (co-phasage) des segments composant le miroir primaire et enfin une veille technologique sur les ordinateurs à haute capacité de calcul.

1.2 Optique Adaptative de nouvelle génération

1.2.1 L'optique adaptative

1.2.1.1 Principe

Parce qu'elle est située à l'infini, une étoile génère un front d'onde plan. Mais lorsque l'on cherche à l'imager depuis la terre, les turbulences atmosphériques perturbent ce front d'onde et dégradent l'image de l'étoile. Cette image est plus étalée et moins intense que la tache d'Airy. En mesurant et corrigeant en temps réel le front d'onde issu de l'étoile, il est alors possible d'obtenir un front d'onde plan et d'atteindre la limite de diffraction pour l'image de l'étoile.

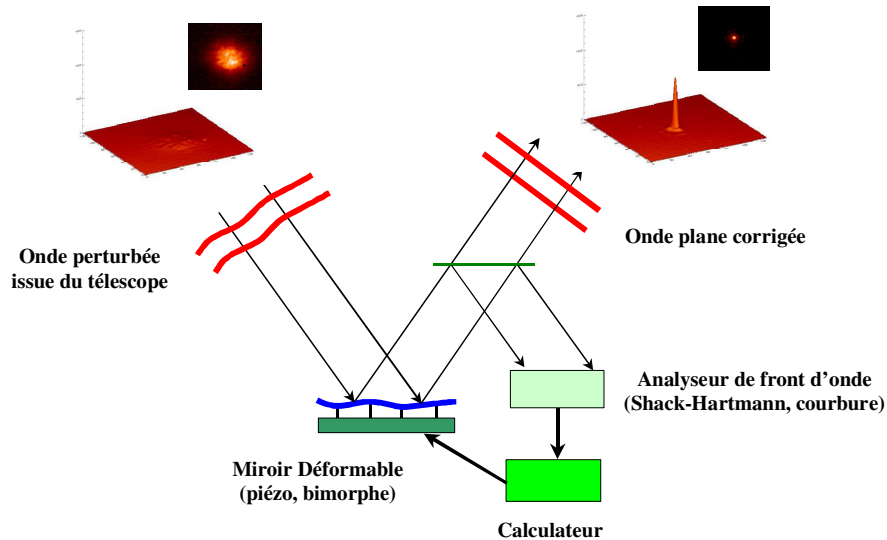


Figure 1-1 Principe de l'optique adaptative

1.2.1.2 Atmosphère

Statistiques

Les mouvements de l'air dans l'atmosphère génèrent des variations de l'indice de réfraction n . Lorsque le front d'onde issu de l'étoile traverse l'atmosphère, il est localement déformé par les fluctuations de l'indice de réfraction entraînant une dégradation de la qualité des images astronomiques. C'est le même phénomène qui, lorsque l'on regarde à travers l'air turbulent généré par un feu, rend la scène floue et mouvante.

La turbulence atmosphérique étant un phénomène aléatoire, celle-ci est décrite par des données statistiques. La donnée qui fluctue est la phase dont la valeur moyenne est nulle et les fluctuations autour de cette valeur moyenne sont décrites par la variance ou l'écart type (racine carrée de la variance), [15]. D est le diamètre de la pupille, r_0 est appelé paramètre ou diamètre de Fried. Ce diamètre est caractéristique de l'importance de la turbulence. r_0 est le diamètre maximal d'un télescope basé au sol qui soit limité par la diffraction. Si D est plus grand que r_0 , l'atmosphère limite la résolution du télescope ; si D est plus petit que r_0 , ce

télescope est limité par la diffraction. Plus ce r_0 est petit, plus la turbulence est forte. Une valeur courante pour r_0 est $r_0=20cm$ à $\lambda=0,5\mu m$ pour un site astronomique.

Profil vertical de la turbulence

Le diamètre de Fried r_0 dépend de la force de la turbulence le long du trajet de la lumière dans l'atmosphère, [15]. La relation entre le paramètre de Fried et C_n^2 est donnée par la formule (1.1) où C_n^2 est le coefficient de la structure d'indice et représente la valeur locale des inhomogénéités.

$$r_0 = \left[0,423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cos(\gamma)^{-1} \int C_n^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (1.1)$$

γ est la distance angulaire entre la source et le zénith. λ est la longueur d'onde. Une étude de l'atmosphère fait apparaître que le profil vertical de la turbulence n'est pas du tout uniforme mais présente des valeurs élevées localisées à certaines altitudes. On dit que l'atmosphère est stratifiée. D'autre part, r_0 varie avec la longueur d'onde en $\lambda^{6/5}$, l'optique adaptative est donc plus facilement réalisable en infrarouge que dans le visible. En effet, un r_0 de $r_0=20cm$ à $\lambda=0,5\mu m$ correspond à un r_0 de $r_0=1m$ à $\lambda=2,2\mu m$.

Les astronomes préfèrent souvent caractériser la turbulence atmosphérique par le « seeing » plutôt que par le diamètre de Fried. Le « seeing » est la résolution angulaire obtenue, sa valeur est donnée par la formule (1.2).

$$seeing = \frac{\lambda}{r_0} \quad (1.2)$$

Comme nous l'avons vu ci-dessus, le diamètre de Fried r_0 augmente de manière quasi-linéaire avec la longueur d'onde λ , en conséquence le seeing est quasi-indépendant de la longueur d'onde. Une valeur typique de « seeing » est de $seeing = 0,5''$ pour un site tel que le mont Paranal au Chili ou au sommet du Mauna Kea à Hawaï. A l'observatoire de Haute-Provence, le « seeing » est approximativement de $seeing = 2''$.

Rapport D/r_0

En réalité, ce qui est important pour nous est le rapport D/r_0 . Plus ce rapport sera élevé, plus la variance de la phase sur la pupille sera grande. La relation entre la variance de la phase en radians carrés et le rapport D/r_0 est donnée par la formule (1.3).

$$\sigma_I^2 = 1,03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.3)$$

Spectre de Kolmogorov

Il est aussi important de connaître les distributions de ces fluctuations dans l'espace fréquentiel, c'est à dire la variance en fonction des fréquences spatiales. Cette distribution spatiale appelée « spectre de Kolmogorov » est montrée dans la Figure 1-2.

1.2 Optique Adaptative de nouvelle génération

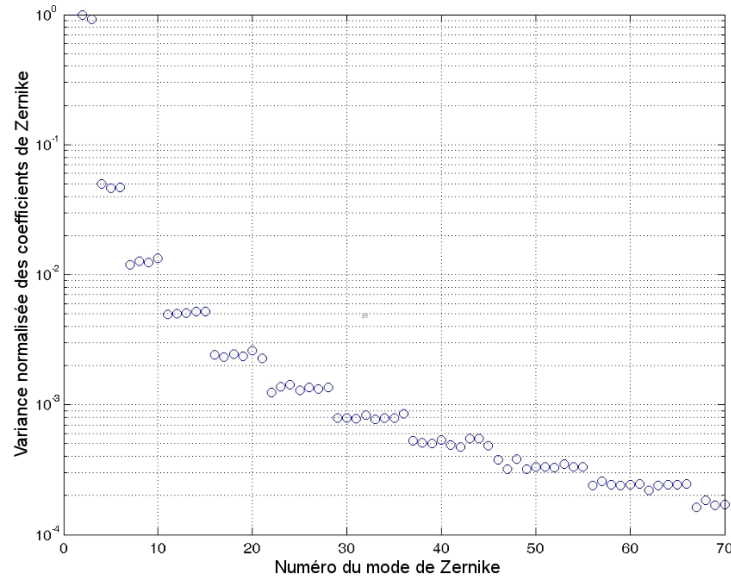


Figure 1-2 Spectre de Kolmogorov exprimé en terme de polynômes de Zernike

Il est exprimé ici en terme de polynômes de Zernike, voir annexe au paragraphe 1.6. Il apparaît dans la Figure 1-2 que les deuxième et troisième coefficients (tip et tilt), c'est à dire le premier ordre radial, ont la même variance. Il en est de même pour les quatrième, cinquième et sixième coefficients (astigmatisme 45°, défocalisation et astigmatisme 90°), c'est à dire le troisième ordre radial, et ainsi de suite. Cette distribution décroît assez vite avec les fréquences spatiales, ce qui fait que le « tip » et le « tilt » représentent les neuf dixièmes de la fluctuation de la phase.

Dans le cas des télescopes extrêmement grands, il existe une « échelle externe » L_0 au-delà de laquelle les fluctuations de la phase sont modifiées. Le spectre considéré est alors le spectre de Von Karman. La principale modification est une diminution du poids des basses fréquences spatiales lorsque que le diamètre du télescope D est supérieur à cette valeur L_0 . La valeur prise pour cette échelle externe est généralement $L_0=22\text{ m}$ mais une très grande incertitude persiste, [16].

1.2.1.3 Analyseur de front d'onde

Afin d'être corrigé, ce front d'onde est tout d'abord analysé. L'analyseur de front d'onde donne la forme du front d'onde en temps réel et envoie un vecteur Y donnant l'information sur la phase pour divers échantillons de la pupille. Il existe trois sortes d'analyseur de front d'onde qui sont utilisés de manière courante dans l'optique adaptative astronomique, [17]. Ce sont l'analyseur de Shack-Hartmann, l'analyseur à courbure et l'analyseur à pyramide.

Shack-Hartmann

L'analyseur de Shack-Hartmann consiste en une matrice de micro-lentilles et un détecteur placé dans le plan focal des micro-lentilles, [17][18]. Par la mesure du déplacement des barycentres des foyers de chaque micro-lentille, on a accès à la pente locale selon x et y pour chaque sous-pupille. On a donc au final les gradients (dérivée première) selon x et y de la phase.

Analyseur à courbure

La démarche avec l'analyseur à courbure consiste à réaliser deux mesures d'intensité dans des plans symétriques du plan focal du télescope. Par analyse de ces images, on remonte à la courbure (dérivée seconde) locale de l'onde ainsi qu'à la pente globale de la phase, [17][19].

Analyseur à pyramide

L'analyseur à pyramide est dérivé du test de Foucault et consiste à placer une pyramide de verre dans le plan focal dont le sommet coïncide avec l'image de l'étoile, un détecteur est ensuite placé dans le plan pupillaire. La pyramide crée par réfraction quatre images de la pupille, les pentes locales selon x et y sont extraites à partir de ces quatre images, [20].

1.2.1.4 Miroir déformable

La perturbation du front d'onde étant connue, il est alors possible de la corriger. Sans les perturbations atmosphériques, le front d'onde est plan, il suffit donc de le déformer avec la forme opposée à celle mesurée par l'analyseur de front d'onde. Le correcteur de front d'onde reçoit un vecteur X comme commande du front d'onde à corriger. Les éléments du vecteur représentent l'information sur la phase pour les différents échantillons de la pupille. Généralement, l'échantillonnage du correcteur du front d'onde est différent de celui de l'analyseur.

Cette partie sera développée dans la partie 1.3 de ce manuscrit.

1.2.1.5 Calculateur temps réel

Afin d'améliorer la correction de la phase, l'analyseur et le correcteur de front d'onde sont en boucle fermée comme on peut le voir sur la Figure 1-1 ; une convergence de la boucle entraînant une amélioration de la qualité, [21]. La fréquence de la boucle adaptative est de l'ordre du kiloHertz. L'analyseur de front d'onde mesure seulement la phase résiduelle et envoie ce signal à un calculateur temps réel qui traite ce signal et envoie la commande au correcteur de front d'onde. En conséquence, le front d'onde après le correcteur est quasiment plan et la caméra scientifique peut acquérir une image du ciel limitée par la diffraction.

Avant de corriger la turbulence atmosphérique, il est nécessaire de savoir comment le système peut la corriger et construire l'algorithme de contrôle.

L'analyseur de front d'onde envoie le signal au calculateur et l'algorithme doit donner le signal à envoyer au correcteur de front d'onde. Il assure donc la relation entre le signal Y envoyé par l'analyseur et le signal X reçu par le correcteur. Cette relation doit être linéaire. Y et X étant des vecteurs, la loi est :

$$X = D^* * Y \quad (1.4)$$

où D^* est une matrice.

Matrice d'action

Pour calibrer ce système, il est nécessaire de connaître D^* . Comme cela n'est pas possible directement, on doit construire tout d'abord la matrice inverse D comme:

$$Y = D * X \quad (1.5)$$

1.2 Optique Adaptative de nouvelle génération

Cette matrice D est appelée matrice d'action. Elle est construite par concaténation des fonctions d'influence. Ces fonctions d'influence sont obtenues en appliquant une valeur unitaire sur chaque actionneur successivement. Le vecteur Y est alors enregistré comme une colonne de D . En conséquence, D est une matrice rectangulaire où les colonnes sont les signaux issus de l'analyseur de front d'onde pour chaque actionneur du correcteur de front d'onde. Mais pour un système d'optique adaptative, le paramètre intéressant est D^* , qui fournit les signaux à envoyer sur le correcteur de front d'onde pour un signal donné de l'analyseur de front d'onde.

Pseudo-inversion de la matrice d'action

Il faut alors inverser la matrice d'action D . Cette matrice étant rectangulaire (de manière générale, plus de points de mesures que d'actionneurs), elle ne peut pas être inversée. Il ne peut être effectué qu'une pseudo-inversion de la matrice d'action. Pour cela, D est d'abord décomposée en valeurs propres:

$$D = U * S * V^t \quad (1.6)$$

S est une matrice diagonale, U représente les modes propres orthogonaux dans l'espace de l'analyseur de front d'onde, V représente les modes propres orthogonaux dans l'espace du correcteur de front d'onde et V^t est la transposée de V . On peut définir une matrice qui est la pseudo-inverse de D par :

$$D^* = V * S^{-1} * U^t \quad (1.7)$$

Pour obtenir une image limitée par la diffraction, on doit mesurer les aberrations avec un analyseur de front d'onde et les corriger avec un correcteur de front d'onde en boucle fermée. La caméra scientifique donne Alors une image parfaite de l'étoile.

Il est possible d'atteindre la limite de diffraction dans le proche infrarouge depuis 1991. Des nombreux systèmes ont été développés depuis dans la plupart des observatoires du monde. Le plus abouti est actuellement VLT/NAOS qui permet d'obtenir une image limitée par la diffraction d'un télescope de huit mètres de diamètre à la longueur d'onde de $2\mu\text{m}$, [3][4]. Toutefois ces systèmes présentent des limitations.

1.2.2 Limitations actuelles

1.2.2.1 Angle isoplanétique et couverture du ciel

L'analyse du front d'onde est faite en échantillonnant la pupille et ne peut donc être effectuée qu'avec une étoile suffisamment brillante qui servira de référence, on l'appelle l'étoile guide. Mais la lumière provenant de l'objet scientifique ne traverse pas exactement le même volume d'atmosphère que l'étoile guide. Donc le front d'onde provenant de l'objet scientifique n'est pas corrigé exactement. Plus l'angle entre l'étoile guide et l'objet scientifique est important, plus la correction se dégrade comme on peut le voir dans la Figure 1-3-b) et dans la Figure 1-4. Lorsque la diminution du rapport de Strehl est de 50%, cet angle est appelé l'angle d'anisoplanétisme, [15][22]. Dans le proche infrarouge, cet angle vaut environ 20 secondes d'arc. En conséquence, seul 5% du ciel est accessible pour de l'imagerie limitée par la diffraction avec l'Optique Adaptative.

Pour information, la définition « officielle » du rapport de Strehl d'un système optique est le maximum d'intensité obtenu dans le plan d'observation, normalisé par le maximum d'intensité obtenu avec le même système dépourvu d'aberration, [23]. On peut relier le rapport de Strehl S à la variance de la phase σ_ϕ^2 par l'approximation de Maréchal (1.8).

$$S \equiv e^{-\sigma_\phi^2} \quad (1.8)$$

1.2.2.2 Longueur d'onde

Jusqu'à présent, les systèmes d'optique adaptative se sont limités au proche infrarouge car il est plus difficile de concevoir un système dans le visible. En effet, à performance égale en terme de rapport de Strehl, le système doit avoir un plus grand nombre d'actionneurs et être plus rapide. De plus, l'angle isoplanétique est plus faible.

1.2.2.3 Compacité

La taille des systèmes actuels d'optique adaptative est conditionnée par la taille du miroir déformable sur lequel est ré-imagée la pupille d'entrée du télescope. Diminuer cette taille réduit la taille du système de manière quasi-linéaire et son volume au cube, entraînant ainsi une baisse importante du coût total. Par exemple, le système NAOS avec un miroir de 20cm de diamètre occupe un volume de 2,5 mètres de diamètre pour 0,7 mètre d'épaisseur, [3][4].

1.2.3 Futurs systèmes

1.2.3.1 Etoile Laser

Principe

Une solution a été trouvée pour augmenter la couverture du ciel : l'utilisation d'une étoile artificielle générée par un laser, [24]. Cette étoile laser est créée en utilisant la fluorescence des atomes de Sodium situés dans une couche à environ 100 km au-dessus du niveau de la mer.

Effet de cône et problème du tilt

Toutefois l'utilisation d'étoiles laser comporte des limites, [25]. Le principal facteur limitant provient du fait qu'une telle étoile ne se situe pas à l'infini et que le faisceau de retour ne sonde pas exactement le même volume que celui traversé par l'objet scientifique. En conséquence le rapport de Strehl maximum espéré est autour de 50%. D'autre part, l'étoile laser est créée à partir d'un faisceau laser provenant du sol en traversant une première fois l'atmosphère, l'étoile est donc mobile dans le ciel. Une étoile guide naturelle est alors nécessaire pour corriger le tilt. Cette technique permettrait tout de même d'augmenter la couverture du ciel jusqu'à un rapport de 20% environ.

État de l'art

L'observatoire du Keck a publié des résultats avec des étoiles laser, [26]. Une mise à jour du système VLT/NAOS est également prévue pour cette année avec des modifications permettant d'utiliser une étoile Laser, [27]. Mais comme on l'a vu, l'optique adaptative est

principalement limitée par la faiblesse de la couverture du ciel du fait de l'angle isoplanétique réduit. Pour y remédier, une solution a été trouvée : l'optique adaptative multi-conjuguée.

1.2.3.2 Optique adaptative multi-conjuguée (MCAO)

Principe

En utilisant à la fois plusieurs étoiles guide et plusieurs miroirs déformables, il semble possible d'augmenter le champ corrigé. Un angle isoplanétique de 2 minutes d'arc est attendu dans le proche infrarouge. De plus, on peut espérer une correction plus uniforme dans le champ.

On peut voir sur la Figure 1-3 une simulation d'optique adaptative multi-conjuguée, [30]. Sans optique adaptative, la qualité de l'image est limitée par la turbulence atmosphérique ; en utilisant l'optique adaptative classique, la qualité est améliorée mais seulement autour de l'étoile guide ; avec l'optique adaptative multi-conjuguée (cinq étoiles guide et deux miroirs déformables), une bonne qualité d'image est obtenue sur l'ensemble du champ.

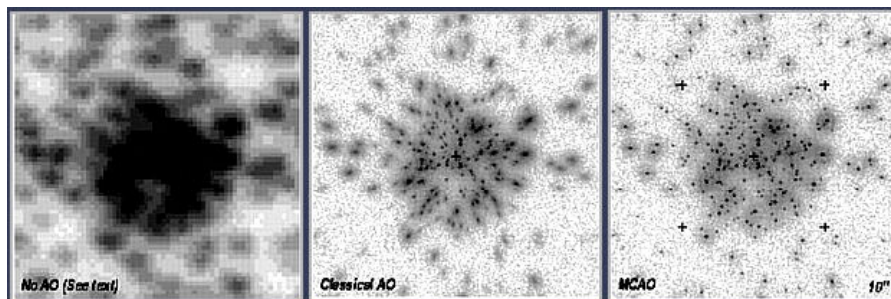


Figure 1-3 Simulation de MCAO

Cette simulation représente un champ de vue de $165''$ contenant 320 étoiles observé sans optique adaptative (gauche), avec une optique adaptative classique (centre) et avec une optique adaptative multi-conjuguée (droite), [30]. La turbulence atmosphérique est simulée par un « seeing » de $0,7''$ réparti en 8 couches selon un profil vertical proche de celui observé au Mauna Kea (Hawaï). La longueur d'onde d'observation est de $2,1\mu\text{m}$ pour un télescope de 8m. chaque étoile du champ est grossie 15 fois pour bien voir les variations de la fonction d'étalement du point (PSF). Les étoiles guides sont représentées par des croix.

On postule que la turbulence atmosphérique est répartie en un nombre limité de couches. Pour corriger les aberrations introduites par chaque couche, les miroirs déformables sont conjugués avec chacune de ces couches turbulentes d'où le nom d'optique adaptative multi-conjuguée. Deux ou trois miroirs déformables semblent suffire pour assurer une uniformité suffisamment bonne sur le champ observé. Par exemple, un miroir conjugué avec la couche au sol (pupille du télescope) et un autre conjugué avec une couche située à une altitude de quelques kilomètres (typiquement 8 à 10) pourraient suffire.

Deux voies sont envisagées pour réaliser un système de MCAO:

- La tomographie de l'atmosphère proposée par Beckers en 1988, [28]
- L'optique adaptative multi-conjuguée orientée couches proposée par Ragazzoni en 1999, [29].

La différence entre ces deux voies se fait sur la méthode d'analyse du front d'onde et sur la commande des miroirs.

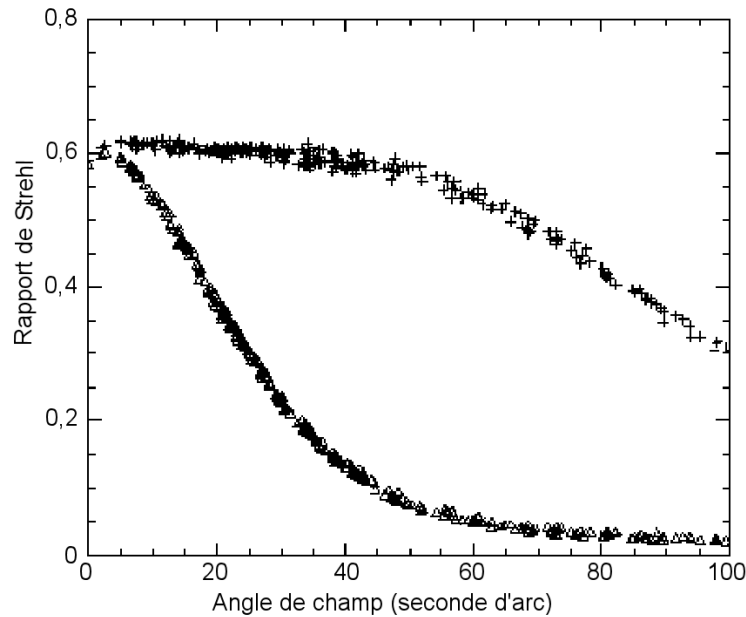


Figure 1-4 Rapport de Strehl en fonction du champ, [30]

Triangles: optique adaptative classique,
Croix: optique adaptative multi-conjuguée.

La longueur d'onde est de $2,2\mu\text{m}$. 5 étoiles laser sont utilisées pour l'OAMC placées au centre et aux coins d'un carré de 1' de côté. Trois miroirs déformables sont utilisés, ils sont placés respectivement à 0km, 4km, 8km d'altitude avec respectivement 13, 10, 7 actionneurs sur le diamètre du faisceau. La turbulence atmosphérique simulée est celle observée au sommet du Cerro Pachon (Chili).

Pour l'optique adaptative classique, le rapport de Strehl en fonction du champ est une courbe en cloche ; on a une perte de 50% pour 20 secondes d'arc. Pour l'optique adaptative multi-conjuguée le rapport de Strehl reste constant jusqu'à environ 60 secondes d'arc et le champ excède 100 secondes d'arc.

Tomographie

La tomographie ou optique adaptative multi-conjuguée orientée étoiles est la reconstruction tridimensionnelle de l'atmosphère, [28][30]. Un analyseur de front d'onde est nécessaire par étoile guide, voir Figure 1-5. Il faut au minimum trois étoiles guide.

Le décalage de la signature d'une perturbation locale de la phase entre les deux analyseurs de phase est proportionnel à l'altitude de la couche turbulente qui l'a provoqué. Deux analyseurs regardent deux étoiles guide séparées par un angle θ . La séparation entre les deux faisceaux augmente avec l'altitude, cette séparation valant θh . Une perturbation de la phase, par exemple une bosse, vue par les analyseurs de phase avec un décalage spatial de θh_0 peut être attribuée à la couche située à l'altitude h_0 . Une fois reconstruit, ce volume de phase est corrigé en utilisant les miroirs déformables placés aux différentes altitudes.

Mais la turbulence ne peut pas être connue parfaitement du fait du nombre limité d'étoiles guide. Et même si elle était connue parfaitement, le nombre fixé de miroirs déformables limiterait encore le champ corrigé.

Optique adaptative multi-conjuguée orientée couches

Dans la théorie de l'optique adaptative multi-conjuguée orientée couches, chaque analyseur de front d'onde est conjugué optiquement avec les couches turbulentes (voir Figure 1-5), le nombre de miroirs déformables et d'analyseurs est donc identique, [29]. Les faisceaux

1.2 Optique Adaptative de nouvelle génération

issus des différentes étoiles dans le champ sont ajoutés en utilisant les analyseurs de front d'onde à pyramide.

Les analyseurs de front d'onde étant conjugués avec les couches turbulentes, les détails du front d'onde imagé ne sont dus qu'à la couche turbulente. En effet pour les autres analyseurs, les défauts sont complètement défocalisés et donc flous. Finalement, on peut considérer que l'analyseur ne mesure que les aberrations provoquées par la couche turbulente. On corrige ces dernières avec le miroir déformable que l'on peut assimiler à un système d'optique adaptative mono-conjuguée.

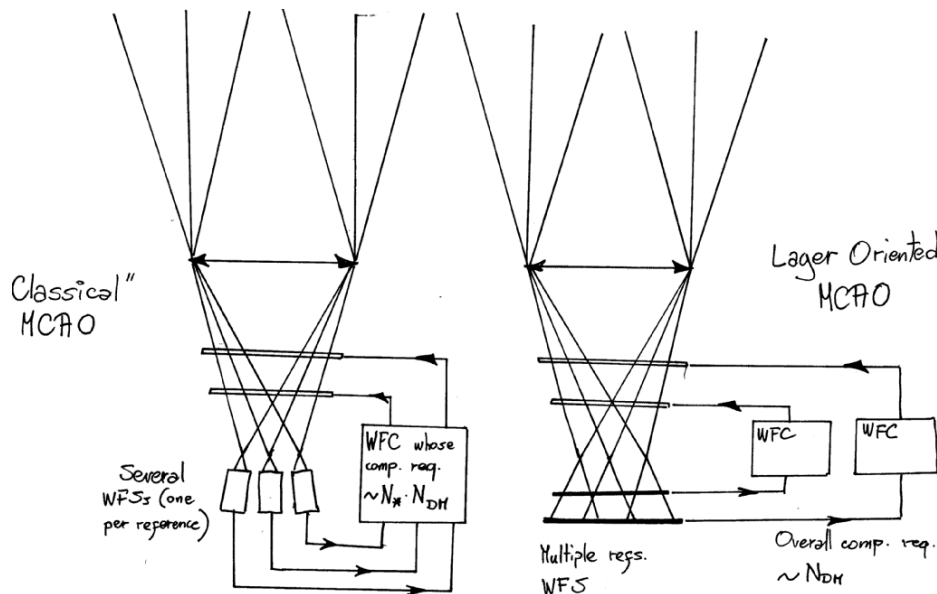


Figure 1-5 Optique adaptative multi-conjuguée orientée étoiles et orientée couches

Les avantages de cette méthode sont un algorithme de contrôle de la boucle d'optique adaptative moins complexe, ainsi que la capacité d'addition des flux lumineux issus des différentes étoiles guide. Mais la mise en œuvre semble plus complexe que pour la tomographie.

Etat de l'art

Un système d'optique adaptative multi-conjuguée a été réalisé pour observer le soleil par l'équipe du National Solar Observatory, [32]. Le choix s'est porté sur la tomographie avec 3 analyseurs de front d'onde type Shack-Hartmann fonctionnant par corrélation d'image et deux miroirs déformables.

L'observatoire américain Gemini a lui aussi choisi la voie de la tomographie et espère des résultats dans les années qui viennent, [30][31].

L'ESO désire implanter un système de MCAO sur le VLT et plus tard sur OWL (projet de télescope de 100 mètres de diamètre). Le banc MAD de démonstration d'optique adaptative multi-conjuguée est en cours de développement, ce banc sera testé en laboratoire en 2005 puis sur le ciel en 2006, [33].

Toutefois pour l'optique adaptative multi-conjuguée, il faut déterminer la hauteur des couches turbulentes. Même si nous connaissons parfaitement le volume de la turbulence, le choix de la conjugaison des miroirs déformables reste critique pour l'efficacité du système. Des systèmes basés sur la scintillation, c'est à dire la répartition de l'intensité à l'intérieur de la pupille, ont été développés, [34]. Des dispositifs basés sur des Lidars sont aussi proposées.

1.2.3.3 L'optique adaptative couche au sol (GLAO)

L'optique adaptative couche au sol est une « simplification » de l'optique adaptative multi-conjuguée. L'analyse est faite pour plusieurs étoiles guide mais un seul miroir déformable est conjugué avec la couche au sol. Il s'ensuit une bonne uniformité de la correction à travers le champ même si le rapport de Strehl est forcément faible, [35]. La voie la plus ingénieuse consisterait à avoir un télescope dont le miroir secondaire serait adaptatif.

1.2.3.4 Optique adaptative à hauts ordres (extrême)

A l'inverse de la GLAO, l'optique adaptative extrême (X-AO) vise à avoir de très bons rapports de Strehl (de l'ordre de ou supérieur à 0,9) dans un champ limité autour de l'étoile guide. Le projet VLT/Planet Finder en est le meilleur exemple, [36].

La détection directe de planètes extra-solaires suppose un instrument à très haut contraste permettant de discriminer les quelques photons provenant de la planète de ceux (bien plus nombreux) provenant de son étoile. Il faut pour cela utiliser un coronographe à haute performance pour éliminer la majeure partie du signal provenant de l'étoile couplé à des techniques d'imagerie sophistiquées. Pour atteindre le contraste requis, la turbulence et les défauts de l'instrument doivent être corrigés avec une précision jusqu'ici inégalée. Cela nécessite un système d'optique adaptative à très haute performance (bien plus précis et plus rapide que les systèmes existant actuellement). Il s'agira alors de mesurer et corriger les effets de la turbulence (avec un miroir à plus de 1600 actionneurs) plus de 1500 fois par seconde.

1.2.3.5 Optique adaptative multi-objets : Falcon

FALCON est un concept original pour un spectrographe de nouvelle génération pour le VLT ou pour de futurs très grands télescopes, [37][38]. Ce spectrographe comporte de multiples petites unités intégrales de champ qui peuvent être déployées à l'intérieur d'un grand champ comme le fait actuellement l'instrument VLT/GIRAFFE. Chaque unité intégrale de champ possède un système d'optique adaptative. A côté de chaque unité alimentant le spectrographe, d'autres unités analysent le front d'onde et sont positionnées sur différentes étoiles guide. Les informations fournies sont utilisées dans le but de combiner une grande résolution spatiale (0.1-0.15 secondes d'arc) avec une grande résolution spectrale ($R=10000\pm 5000$) dans la bande de longueur d'onde 0.8-1.8 μm . Ces conditions sont idéales pour l'étude des galaxies distantes qui pourrait être menée dans des champs plus grands que les échelles d'amas de galaxies c'est à dire de 4 à 9 Mpc, soit un champ plus grand que dix par dix minutes d'arc.

1.2 Optique Adaptative de nouvelle génération

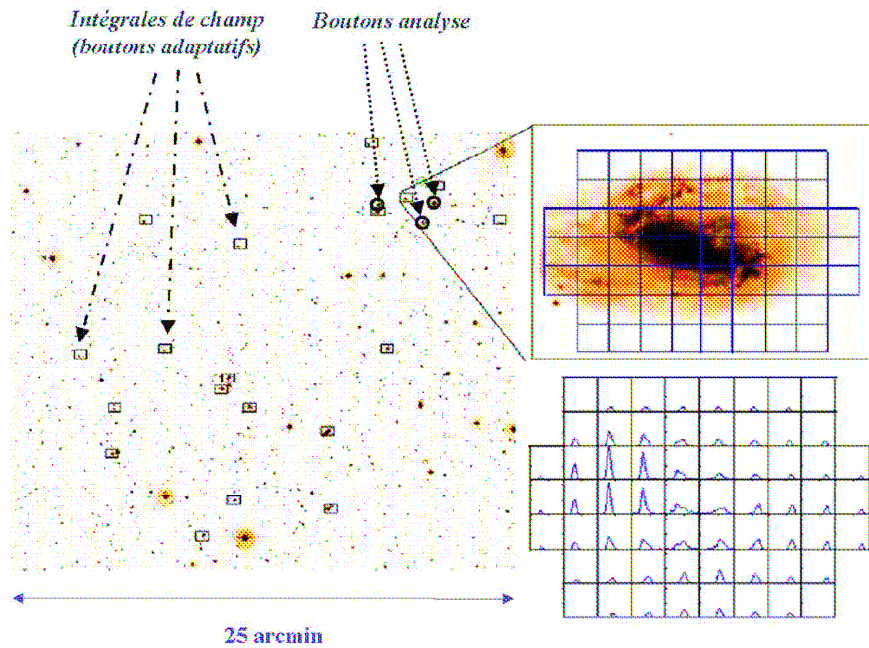


Figure 1-6 Sélection de galaxies dans le champ, [38].

Le concept FALCON : plusieurs modules intégraux de champ (rectangles) sont positionnés dans le plan focal du VLT (25 arcmin de diamètre). Chaque module intégral de champ sert à effectuer la spectroscopie 3D de la galaxie sur laquelle elle est positionnée. Des analyseurs de front d'onde miniaturisés (cercles) analysent le front d'onde sur des étoiles entourant la galaxie. Ces signaux sont alors utilisés pour piloter le micro-miroir déformable situé à l'intérieur du bouton adaptatif, qui permet de corriger le front d'onde et d'augmenter le flux collecté par les micro-lentilles. Il est alors possible de déterminer le champ de vitesse avec une meilleure résolution spatiale et une sensibilité accrue.

Au lieu de corriger le champ entier, l'optique adaptative permettra de corriger de manière optimale chacune des unités intégrales de champ. Cela implique l'utilisation de composants miniaturisés pour l'analyse et la correction du front d'onde. L'application de ces mesures à des champs situés dans les zones proches des pôles galactiques impose d'avoir recours à la tomographie de l'atmosphère car les étoiles guide vont être plus loin que l'angle isoplanétique de l'optique adaptative classique.

Mais comme on l'a vu au paragraphe 1.2.2, l'optique adaptative a atteint aujourd'hui certaines limites. Une des principales limitations est due à la correction du front d'onde. Dans les parties suivantes, le principe de la correction du front d'onde va être explicité et un état de l'art des miroirs déformables sera présenté.

1.3 Introduction aux correcteurs de front d'onde

1.3.1 Différents correcteurs de front d'onde

Pour corriger le front d'onde, il faut introduire un retard de phase $\varphi(x,y)$ afin que le front d'onde final soit plan. Le retard de phase introduit par un correcteur de front d'onde est donné par la l'équation (1.9) où λ est la longueur d'onde de la lumière incidente, δ la différence de chemin optique et n et e sont respectivement les distributions spatiales de l'indice de réfraction et le chemin géométrique.

$$\varphi(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(x,y) \quad \text{avec} \quad \delta(x,y) = \Delta(ne)(x,y) \quad (1.9)$$

Pour introduire un déphasage, il y a deux possibilités : soit changer localement l'indice de réfraction, soit changer le chemin géométrique, [43].

1.3.1.1 Changer l'indice de réfraction : les écrans à cristaux liquides (LCD)

La première solution pour changer la forme du front d'onde est de changer l'indice de réfraction n et d'introduire une différence de chemin optique $\delta(x,y) = \Delta(n(x,y))e$ comme nous pouvons voir sur le schéma suivant. Plus on tend vers le noir, plus l'indice de réfraction est élevé.

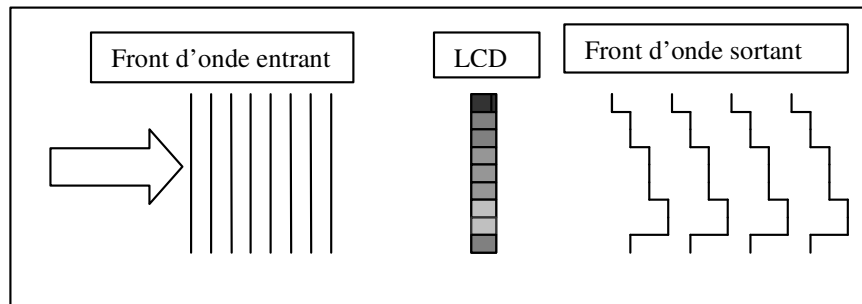


Figure 1-7 Déformation du front d'onde par un LCD
Plus le gris est foncé, plus l'indice est élevé et en conséquence le retard de phase est plus important.

Ces changements de l'indice de réfraction ne peuvent être introduits que par des matériaux biréfringents en présence d'une lumière polarisée. Les cristaux liquides sont couramment utilisés dans ce but, du fait de leur faible coût et de leur rapidité. Mais en astronomie, les problèmes de chromatisme, de polarisation, de bande passante les rendent moins performants que le changement d'épaisseur.

1.3.1.2 Changer le chemin géométrique : les miroirs déformables

L'autre façon de changer la forme du front d'onde consiste à faire varier l'épaisseur e et à introduire la différence de chemin optique $\delta(x,y) = n\Delta(e(x,y))$ comme on le voit sur le schéma suivant.

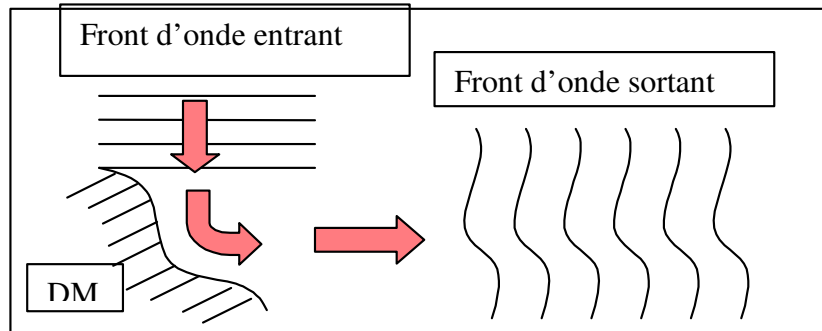


Figure 1-8 Déformation du front d'onde par un miroir déformable

La plupart des correcteurs de front d'onde sont des miroirs déformables. Il en existe de plusieurs types. Une grande variété d'effets ont été proposés pour déformer le miroir tel que les effets piézo-électrique, électrostatique, magnétostrictif, électromagnétique ou thermique.

1.3.2 Miroirs segmentés ou continus?

Le correcteur de front d'onde peut être segmenté (miroirs segmentés, cellules biréfringentes individuelles) ou continu. Les miroirs segmentés consistent en une juxtaposition de miroirs élémentaires, qui sont contrôlés individuellement.

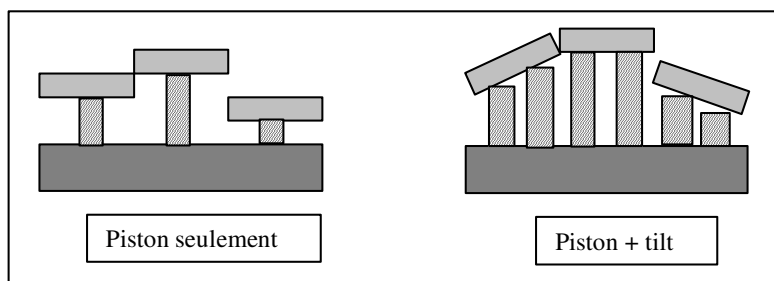


Figure 1-9 Différents type de miroirs segmentés

Les miroirs segmentés sont plus simples à réaliser mais nécessitent plus d'actionneurs qu'une plaque continue : de 4 à 8 fois plus dans le cas d'un miroir segmenté avec piston seulement et 1,5 fois plus dans le cas d'un miroir segmenté avec tip-tilt. De plus, les interstices entre les actionneurs provoquent des effets néfastes tels que la diffraction ou la perte de flux (effet géométrique). En conséquence, les miroirs à surface réfléchissante continue sont utilisés préférentiellement.

1.3.3 Plaque liée ou libre ?

Les correcteurs de front d'onde sont donc des miroirs déformables continus. On y fera référence sous le nom de « miroirs déformables conventionnels », conventionnels car ce sont les plus répandus actuellement dans les différents systèmes d'optique adaptative utilisés dans le monde.

Le principe est de déformer une fine plaque de verre avec des moyens divers que l'on détaillera par la suite. Cette plaque est forcément fine afin de limiter les efforts à appliquer pour la déformer et d'obtenir une fonction d'influence suffisamment locale. L'ordre de grandeur classique pour l'épaisseur est de quelques millimètres. Il y a deux possibilités de montage pour cette plaque de verre :

- A bord libre et physiquement reliée à la structure du miroir par l'intermédiaire des actionneurs
- A bord lié et l'actionnement se fait en déformant localement cette plaque.

Les avantages des plaques liées aux actionneurs sont une facilité de changement d'échelle et une plus grande robustesse. De plus, en tirant tous les actionneurs à la fois, on obtient un mouvement de piston. Le piston n'étant pas une aberration, cette action collective est inintéressante et a pour conséquence de rendre la course des actionneurs identique à celle de la plaque. L'avantage des plaques liées sur le bord est une grande amplitude pour les basses fréquences spatiales. Ainsi, la répartition de l'amplitude disponible selon les fréquences spatiales est globalement identique à celle de l'atmosphère. Toutefois le nombre d'actionneurs disponibles est limité. En effet une augmentation du nombre d'actionneurs est synonyme d'une augmentation de la taille de la plaque et en conséquence de la flèche de la déformation maximale. Une flèche trop importante risque de modifier trop profondément le comportement du miroir. De plus, la plaque devient extrêmement fragile. Le nombre d'actionneurs pour ce type de miroir dépasse donc rarement la centaine.

1.3.4 Caractéristiques d'un miroir déformable

Afin d'être intégré dans un système d'optique adaptative, un miroir déformable doit présenter les caractéristiques listées ci-dessous, [43].

1.3.4.1 Caractéristiques géométriques des actionneurs

Nombre d'actionneurs	Evolue au carré du rapport D/r_0 désiré, du rapport de Strehl et du coût. Les miroirs nécessitent un anneau d'actionneurs autour de la pupille.
Espace inter-actionneurs	Plus cet espace sera faible, plus le système sera compact.
Géométrie des actionneurs	Doit être cohérente avec la géométrie d'échantillonnage de l'analyseur de front d'onde: carré, hexagonal ou annulaire.

1.3.4.2 Caractéristiques mécaniques

Course de l'actionneur	Dépend de la turbulence maximale (rapport D/r_0 max) que l'on veut corriger. On doit inclure typiquement 10 % de course additionnelle pour corriger les aberrations statiques du miroir.
Facteur de couplage	Typiquement 10-30% pour miroir à bord libre
Course inter-actionneurs	Typiquement 1-2 μ m
Erreur de correction atmosphérique	La précision moyenne avec laquelle les perturbations atmosphériques sont corrigées dépend du nombre d'actionneurs et de la capacité du miroir à corriger un spectre de type Kolmogorov. Calculée à partir des fonctions d'influence. Peut être donnée en terme de rapport de Strehl.

1.3 Introduction aux correcteurs de front d'onde

Fréquence mécanique	Typiquement >1 kHz. Doit être plus grande que la bande passante de la boucle.
Retard de phase	Typiquement < 5 ° à 1 kHz : dépend de la fréquence d'échantillonnage.
Hystérésis de l'actionnement	Typiquement <5 % (pleine course).
Robustesse	Doit être la plus grande possible.

1.3.4.3 Caractéristiques optiques

Diamètre de la pupille	Dépend du nombre d'actionneurs et de l'espace inter-actionneurs. Doit être aussi petite que possible car cela détermine la dimension globale du système.
Qualité optique	Les aberrations statiques: doit typiquement nécessiter < 10 % de la course de l'actionneur pour les corriger. Les aberrations résiduelles en boucle fermée ne doivent pas affecter de manière significative la fonction d'étalement de point. Typiquement 30 nm rms. Rugosité de la surface et défauts locaux : identiques aux autres composants optiques. Rugosité typique: 1nm rms.
Réflectivité spectrale	Aussi grande que possible. Argenture recommandée pour les applications usuelles.

1.3.4.4 Electroniques de commande

Nombre de canaux	Egal au nombre d'actionneurs contrôlés.
Signal d'entrée	Typiquement ± 10 V.
Fréquence de coupure	Typiquement >1 kHz.
Retard de phase	Typiquement <5 ° à 100 Hz.
Rapport signal-sur-bruit	Typiquement > 1.000. L'effet sur le rapport de Strehl doit être négligeable. Cela conditionne le nombre de bits du convertisseur numérique analogique. Dans le cas d'une réponse mécanique parabolique ce rapport doit être supérieur à 10.000.
Contrôles	Ajustement du gain et de l'offset de l'amplificateur.
Dissipation thermique	Doit être minimisée (typiquement <100 W).

1.3.4.5 Conditions environnementales

Plage de température	Fonctionnement: typiquement -10 to 25 °C. En opération: typiquement 0 -15 °C.
Gradient de température	Typiquement : 0.4 -0.7 °C/h.

1.3.5 Le correcteur de front d'onde en optique adaptative

Comme il a été vu au paragraphe 1.2.1.5, les algorithmes usuels de contrôle de l'optique adaptative sont basés sur l'algèbre linéaire, c'est à dire des matrices, des vecteurs, des multiplications matricielles, des inversions matricielles, des recherches de modes propres, etc. En ce sens, la réponse ϕ_{rec} du correcteur de front d'onde doit se résumer à une matrice D_{miroir} . Cette matrice est composée de N vecteurs où N est le nombre d'actionneurs. Le front d'onde $\phi(x,y)$ à reconstruire est une combinaison linéaire de ces différentes fonctions d'influence \mathbf{x}_i .

$$\varphi(x,y) = \sum_{i=0}^N X_i \cdot \mathcal{N}_i(x,y) \quad \text{soit} \quad \varphi_{vect} = D_{miroir} * X \quad (1.10)$$

Ces fonctions d'influence \mathcal{N}_i sont la déformée que l'on obtient pour une excitation unitaire $X_i=1$ de l'actionneur i . Les deux conditions pour que cette équation soit juste sont :

- La réponse doit être linéaire : une excitation double doit produire une réponse double.
- Loi de superposition : la réponse $X_i \mathcal{N}_i$ d'un actionneur i additionnée à la réponse $X_j \mathcal{N}_j$ d'un actionneur j doit bien donner une réponse qui est la somme des deux réponses.

Cette linéarité du comportement est nécessaire en vue de l'implantation du correcteur de front d'onde dans la boucle d'optique adaptative mais ce n'est pas forcément le comportement intrinsèque de ce composant. Une étape préalable de linéarisation sera en conséquence parfois nécessaire.

1.3.6 Les télescopes extrêmement grands : Influences sur les miroirs déformables

Le réseau européen AO-ELT a été créé pour étudier la faisabilité d'une optique adaptative pour des télescopes extrêmement grands. Quel que soit le type d'optique adaptative utilisé, le passage à de tels télescopes est contraignant pour le miroir déformable, particulièrement en terme de nombre d'actionneurs, [40]. En se basant sur les résultats de VLT/NAOS, sur la formule (1.1) donnant la variation du diamètre de Fried avec la longueur d'onde ainsi que sur le paragraphe 1.3.4.1, on peut établir la Table 1-1 donnant les paramètres du miroir déformable pour les futurs systèmes d'optique adaptative, [4].

Table 1-1 Les systèmes d'optique adaptative en développement pour des télescopes de classe 10m et pour les futurs très grands télescopes

Paramètres	Optique adaptative Classique	Optique adaptative multi-conjuguée	Optique adaptative type Falcon	Optique adaptative à hauts ordres
Science	Imagerie, spectroscopie champ faible	Imagerie, spectroscopie grand champ	Spectroscopie multi-objets ou intégrale de champ	Planètes extra-solaires, objets compacts
Longueur d'onde	Visible (0,5μm)/ Proche IR (2,2μm)	Proche IR (2,2μm)	Proche IR (2,2μm)	Proche IR (2,2μm)
Champ	quelques 10''	~ quelques '	N x quelques '', distribués sur 10'	quelques ''
Nombre de miroir déformable	1	3+ (avec optique de relais)	1xN	1
Taille du miroir déformable	~ quelques 10 - 100 mm	~ quelques 10 - 100 mm	~ 10 mm	~ 50 - 100 mm
Nombre d'actionneurs 8m – 100m	5000 / 200 500 000 / 30 000	200 30 000	quelques 10 quelques 1000	1 400 300 000
Espace inter-actionneurs	~ 200μm – 1mm	~ 200 μm – 1mm	~ 500μm	< 200μm – 1mm

1.3 Introduction aux correcteurs de front d'onde

En collaboration avec l'ONERA et l'ESO, des spécifications préliminaires ont été fixées en ce qui concerne le miroir déformable pour l'optique adaptative des très grands télescopes. Les paramètres principaux sont :

- Nombre d'actionneurs: > 10.000
- Espace inter-actionneurs: $500\ \mu\text{m} - 1\text{mm}$
- Course des actionneurs: $5-10\ \mu\text{m}$
- Couplage inter-actionneurs: $20-30\ \%$
- Fréquence de coupure $> 1\ \text{kHz}$

1.3.7 Optique adaptative à deux étages

Au cas où ces spécifications, en particulier en terme de course et de nombre d'actionneurs, n'étaient pas remplies par un seul miroir déformable, la correction pourrait être effectuée par un système à deux étages de miroirs déformables.

Des systèmes à deux étages de correction existent déjà. En effet, les systèmes VLT/NAOS et VLT/MACAO corrigent le tip-tilt avec une platine de rotation ou un miroir dédié, le miroir déformable corrigeant seulement les plus hauts ordres. Cela permet de relâcher les spécifications sur le miroir déformable. Dans le cas de VLT/NAOS, un miroir tip/tilt est dédié à cette correction alors que dans le cas de VLT/MACAO le miroir déformable est directement placé sur une monture tip/tilt, [3][4][41]. Pour l'avenir, on peut imaginer un miroir qui corrigerait les premiers ordres de Zernike et un deuxième qui corrigerait les modes suivants. Comme dans le cas du tip/tilt, on peut imaginer ces deux étages séparés ou combinés, [39].

1.3.8 Conclusion

La Figure 1-10 illustre l'importance et la nécessité pour les astronomes de combiner l'optique adaptative avec de très grands télescopes, [42]. Elle représente la simulation de la même scène vue avec différents télescopes. La taille de cette scène est approximativement de 1 seconde d'arc par 1 seconde d'arc. L'image en haut à gauche montre la scène telle qu'on la verrait avec un télescope de 8m limité par la turbulence atmosphérique, la résolution est de $0,5''$ et le temps de pose de 620 secondes. L'image en haut à droite montre la scène telle qu'elle serait vue par le télescope spatial Hubble (celui-ci est limité par la diffraction et possède un diamètre de 2,4m et travaille dans le visible). La résolution est alors de $0,05''$ et le temps de pose de 1600 secondes. L'image en bas à gauche montre la scène vue par un télescope de 8m limité par la diffraction à la longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$. La résolution est alors de $0,025''$ et le temps de pose de 160 secondes. Enfin l'image en bas à droite montre la scène que l'on observerait avec un télescope de 100m limité par la diffraction à la longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$. La résolution serait alors de $0,002''$ et le temps de pose de 1 seconde. Comme on peut le voir, la différence avec les images de Hubble, qui sont actuellement citées en référence, est très importante et l'on peut aisément imaginer le nombre de découvertes qui pourront découler de la construction de tels télescopes.

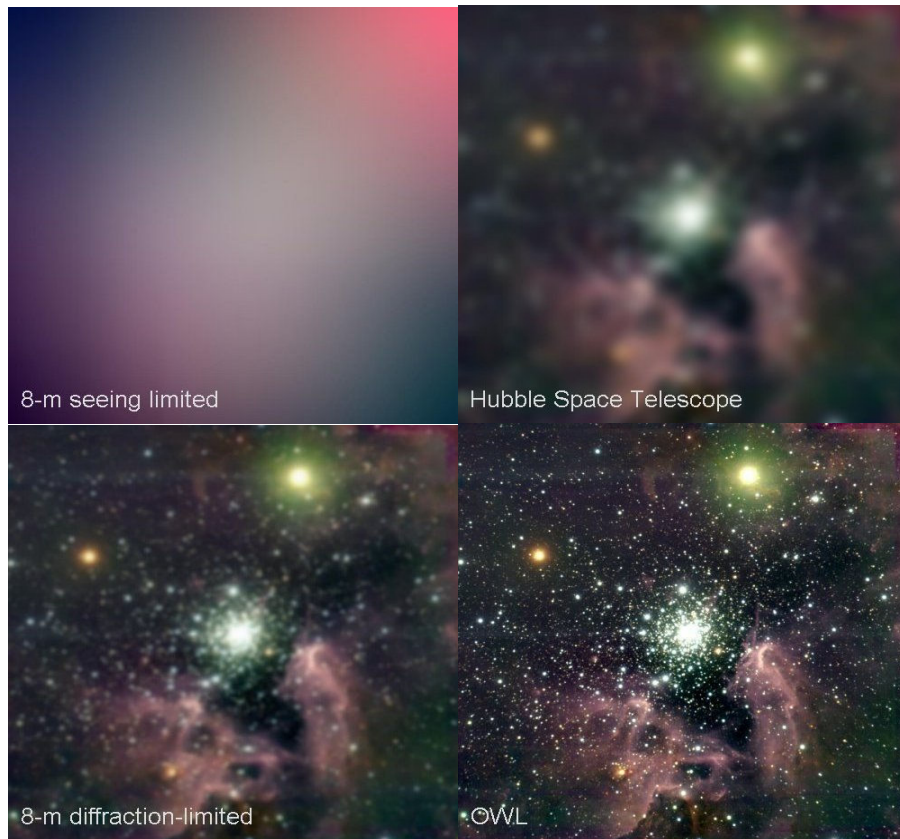


Figure 1-10 L'importance de l'optique adaptative et des ELTs pour les astronomes

1.4 Miroirs déformables conventionnels

Tous ces miroirs sont composés de fines plaques de verre que l'on vient déformer localement. Les principales différences entre eux sont : le type d'actionnement utilisé et l'utilisation d'une plaque liée ou libre.

1.4.1 Miroirs déformables piézo-électriques (SAM)

Jusqu'à récemment, la façon la plus commune de réaliser un miroir déformable était de déformer une plaque de verre avec des actionneurs piézo-électriques. En effet, le réseau cristallin du matériau piézo-électrique possède la faculté de se déformer proportionnellement au champ électrique qu'on lui applique. Pour augmenter cette déformation sans risquer de détruire le cristal par claquage, l'actionneur n'est pas composé d'un matériau massif mais d'une pile de disques piézo-électriques dont les plans de contact sont alternés, voir Figure 1-11. La gamme de tension applicable est limitée pour rester dans un comportement linéaire de la céramique. L'épaisseur de la plaque de verre est typiquement du quart de l'espace inter-actionneur.

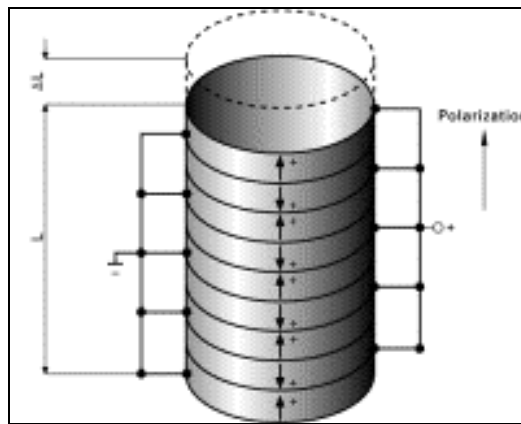


Figure 1-11 Actionneur piézo-électrique d'un miroir déformable SAM

Ces miroirs ont l'avantage de posséder une très bonne qualité optique. Mais ils possèdent plusieurs inconvénients. Lors de l'actionnement, on peut citer, par exemple, le phénomène d'hystérésis qui varie de 2% à 20% suivant les matériaux utilisés. De 2% à 3% d'hystérésis sont obtenus pour les PZT durs (matériau céramique piézo-électrique à base Plomb, Zirconium et Titane) et 20% voire 25% sont obtenus avec les PZT douces. Dans le contexte de l'astronomie, ces miroirs sont fabriqués à la demande, avec un montage actionneur par actionneur, ce qui leur confère un coût très élevé, de l'ordre d'un millier d'euros par actionneur. Le coût global du miroir déformable dépend du nombre d'actionneurs, de la course désirée et de la qualité de surface requise. Il reste le principal facteur limitant de l'utilisation de tels miroirs. Le second facteur limitant est l'espace inter-actionneur trop important.

Des miroirs déformables de ce type sont disponibles commercialement auprès de compagnies telles que CILAS ou Xinetics, [44][45].

Exemple : Miroir « Cilas »

Cilas propose des miroirs basés sur cette technologie sous la référence SAM48, [44]. SAM signifiant « Stack Array Mirror », cette appellation étant générique pour cette classe de miroir

et 48 est le nombre d'actionneurs. Le matériau choisi est la céramique P762 de Quartz & Silice, c'est une PZT dure conduisant à un comportement très linéaire et une faible hystérésis mais de hautes tensions (± 400 Volts) sont nécessaires. De plus, ces céramiques présentent une dérive importante limitant l'utilisation d'un tel miroir en boucle ouverte

Cette société a réalisé le miroir équipant le système VLT/NAOS : ce miroir (Figure 1-12 gauche) comporte 185 actionneurs utiles ayant une course de $\pm 5\mu\text{m}$ à 20°C ($\pm 4,5\mu\text{m}$ à 0°C), [3][4]. Le diamètre de la pupille est de 110mm. L'erreur résiduelle apportée par le miroir déformable en boucle fermée (meilleur plan) est inférieure à 30nm RMS sur le front d'onde. L'espace inter-actionneur est de 7mm. Le coefficient de couplage entre un actionneur et son voisin est de 26%. La première résonance mécanique se situe à 14kHz et la bande passante de l'étage d'amplification électronique est 1,6kHz à -3dB.

Dans le cadre du projet VLT/PF, il est demandé à Cilas de réaliser un miroir de ce type comportant 41×41 actionneurs (soit 1320 dans la pupille). La pupille possède un diamètre de 180mm, l'espace inter-actionneurs est de 4,5mm, [36].

Cilas a été sélectionnée pour la réalisation des miroirs déformables du système de OAMC de Gemini-Sud (Cerro Pachon, Chili). Trois miroirs sont réalisés : DM0 conjugué avec la couche au sol, DM4.5 conjugué avec la couche à 4.5km d'altitude et DM9 conjugué avec la couche à 9km. DM0 comporte 21×21 (349 utiles) actionneurs espacés de 5mm, DM4.5 comporte 24×24 (468 utiles) actionneurs espacés de 5mm et DM9 comporte 16×16 (208 utiles) espacés de 10mm. Tous ces miroirs ont une course de $4\mu\text{m}$.

Cette entreprise a, de plus, été financée pour faire une étude de faisabilité du miroir déformable du TMT (Thirty Meter Telescope), [46].

Exemple : Miroir Xinetics

Xinetics propose des miroirs déformables ayant un espace inter-actionneurs de 7mm avec 37, 97, 177, 241, 349 ou 941 actionneurs ou un espace inter-actionneurs de 5mm avec 37 ou 97 actionneurs, les 349 et 577 actionneurs étant en cours de développement, [45]. Le matériau actif utilisé pour les actionneurs est le PMN (matériau à base de plomb, de magnésium et de niobium). Ce matériau est choisi pour sa faible hystérésis et sa faible dérive, sa bonne linéarité, une bonne uniformité ainsi qu'une grande rigidité. Le plus gros défaut de ce matériau est une très grande dépendance de son comportement à la température. De plus, son comportement est parabolique et non pas linéaire.

La Figure 1-12 montre à droite par exemple le miroir déformable Xinetics à 349 actionneurs utilisé pour l'optique adaptative du télescope Keck, [26]. 249 actionneurs espacés de 7mm sont illuminés à un instant précis.

Cette compagnie a aussi réalisé le miroir déformable du système d'optique adaptative Altair équipant le télescope américain Gemini-Nord (Mauna Kea, Hawaï). Ce miroir comporte 177 actionneurs dont 136 actifs et possède la particularité de ne pas être conjugué avec la pupille mais avec la couche atmosphérique située à 8,5km d'altitude. La course est de $2\mu\text{m}$ et le couplage mécanique des actionneurs est de 10%, [47].

1.4 Miroirs déformables conventionnels

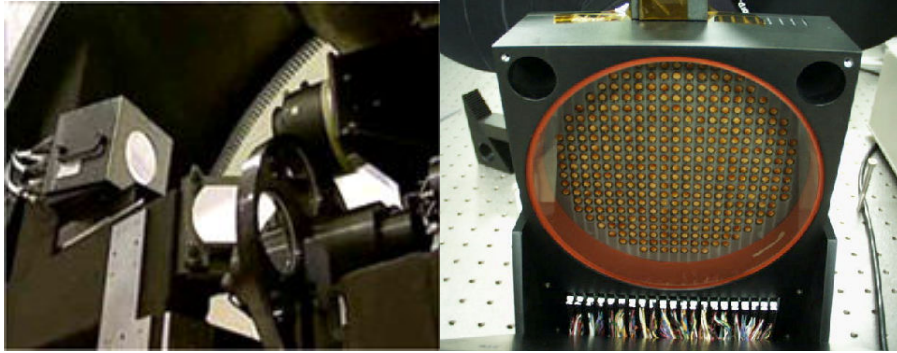


Figure 1-12 Miroirs déformables de technologie SAM
Gauche : Miroir Cilas utilisé dans le système VLT/NAOS,
Droite : Face arrière du miroir Xinetics utilisé dans le système d'optique adaptative
du télescope Keck

Exemple : Miroir « OKO »

Le miroir piézo-électrique de la société OKO représente l'évolution actuelle de ce type de miroir ; ce miroir est dit « bas-coût », [48]. Il comporte sur une ouverture de 30 millimètres de diamètre, 19 actionneurs dont la course est comprise entre trois et six microns répartis sur un hexagone. Le pas inter-actionneurs est de 5mm.

Cilas et Xinetics représentent la quasi-totalité des miroirs déformables de ce type pour des applications dans l'optique adaptative astronomique, toutefois une nouvelle vague de ces miroirs apparaît avec le miroir piézo-électrique « OKO ». L'espace inter-actionneur de 4,5mm spécifié pour le du miroir déformable de VLT/PF est la limite actuelle de cette technologie. Pour des espaces inter-actionneurs plus faibles, l'actionneur devient trop étroit et trop cassant. Dans le cas de VLT/NAOS, 5% des actionneurs usinés étaient inutilisables.

1.4.2 Miroir bimorphe

Principe

Cette classe de miroir utilise aussi l'effet piézo-électrique mais de manière différentielle. Deux plaques de céramique sont collées de part et d'autre d'un réseau d'électrodes. Le principe de fonctionnement est analogue à celui d'un bilame pour les thermostats. Lorsqu'une tension est appliquée, une plaque se contracte tandis que l'autre se dilate, entraînant la courbure de l'ensemble. Le mécanisme est décrit par la Figure 1-13. La répartition des électrodes est la plupart du temps annulaire comme montré dans ce schéma.

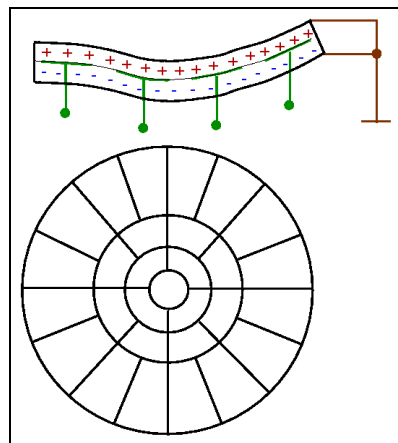


Figure 1-13 Vue en coupe et de dessus d'un miroir bimorphe

Les miroirs bimorphes ont montré une excellente linéarité dans leur réponse et une très bonne capacité à corriger les turbulences atmosphériques (spectre de Kolmogorov). Les inconvénients sont globalement identiques à ceux rencontrés dans les miroirs déformables piézo-électriques conventionnels, à savoir un nombre limité d'actionneurs, de grandes dimensions et l'existence de phénomènes d'hystérésis.

Le dimensionnement d'un miroir bimorphe se fait selon la démarche suivante :

- L'aspect dynamique impose un ratio entre diamètre total et l'épaisseur de l'ordre de 60.
- Pour générer les différents modes de Zernike, il est nécessaire que le diamètre total soit environ 2 fois plus grand que le diamètre utile.
- Afin de générer la courbure, un ratio entre la taille de l'électrode et l'épaisseur est imposé, une valeur de 3-4 est typique.

Par exemple, pour un miroir de diamètre total de 120mm, cela conduit à un diamètre utile de 60mm pour une épaisseur de 2mm et une taille de l'électrode de 6mm. Evidemment cette démarche ne donne que des ordres de grandeurs et les lois de la mécanique doivent être appliquée pour avoir des résultats plus précis.

Exemple : miroir « Cilas »

Le miroir déformable présenté (BIM36, cf. Figure 1-14) est un miroir à surface continue basé sur une technologie bimorphe, développé par la société Cilas, [44]. Il est constitué de 36 actionneurs répartis sur un diamètre de 100 mm. Le diamètre utile est 60 à 64 mm, et ne comprend pas la couronne externe de 18 actionneurs. D'autres modèles sont disponibles avec 31 ou 60 actionneurs.

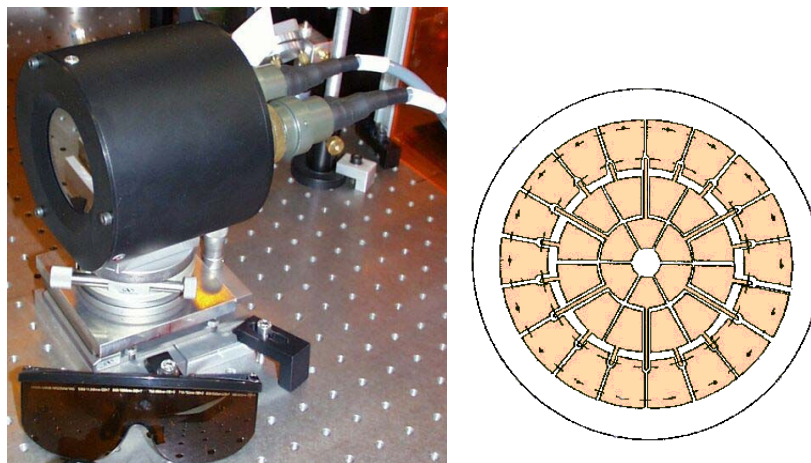


Figure 1-14 Miroir déformable BIM36 utilisé et la géométrie de ses 36 actionneurs

Le système d'optique adaptative PUEO du télescope CFHT est basé sur un système avec un analyseur de front d'onde à courbure et un miroir bimorphe de Cilas avec 19 actionneurs ayant une course de $\pm 10\mu\text{m}$, [49]. Le diamètre de la pupille est de 42mm.

Les quatre systèmes MACAO-VLTI utilisent des miroirs bimorphes Cilas à 60 actionneurs placé sur une monture tip/tilt. Le diamètre de pupille est de 99,7mm pour un diamètre total de 150mm, son épaisseur étant approximativement de 3mm, [41]. Une course de $\pm 40\mu\text{m}$ est obtenue pour la défocalisation et un meilleur plan de 10nm RMS sur le front d'onde est obtenu. Le système VLT/SINFONI utilise lui aussi un BIM60.

Ces systèmes montrent des performances remarquables malgré leur faible nombre d'actionneurs. En effet, les systèmes à courbure ayant des caractéristiques (modes propres et valeurs propres) très proches de celles de l'atmosphère sont connus pour être très efficaces.

1.4 Miroirs déformables conventionnels

Un modèle à 188 actionneurs a été fabriqué en vue de l'amélioration du système d'optique adaptative du télescope japonais Subaru (Hawaï) qui comportait un miroir bimorphe à 36 actionneurs, [50].

Exemple : miroir « AOptix »

Le miroir déformable « AOptix » est un miroir bimorphe compact. Il possède 35 actionneurs avec une répartition en trois anneaux ayant respectivement 1, 18 et 16 actionneurs. Ses principales caractéristiques sont :

- Diamètre de pupille nominale: 25 mm
- Course maximale à la tension maximale: 0.2 Dioptrie
- Tension maximale du contrôle : +/-250 Volts

Des mesures ont été réalisées à l'université de Californie sur ce miroir, [51]. La Figure 1-15 montre la forme au repos du miroir, la valeur de pic à vallée est de 600 nm et la valeur RMS est 120 nm.

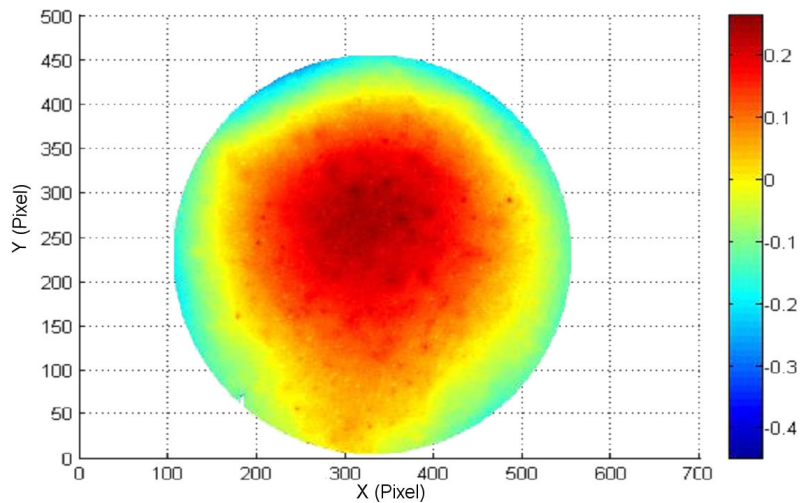


Figure 1-15 Forme statique du miroir bimorphe AOptix en lambda

Lorsque ce miroir est actionné, on obtient alors la réponse présentée dans la Figure 1-16. Il présente une hystérésis maximale de 300nm et possède une amplitude de 16μm pour 300 volts sur tous les actionneurs (mode défocalisation).

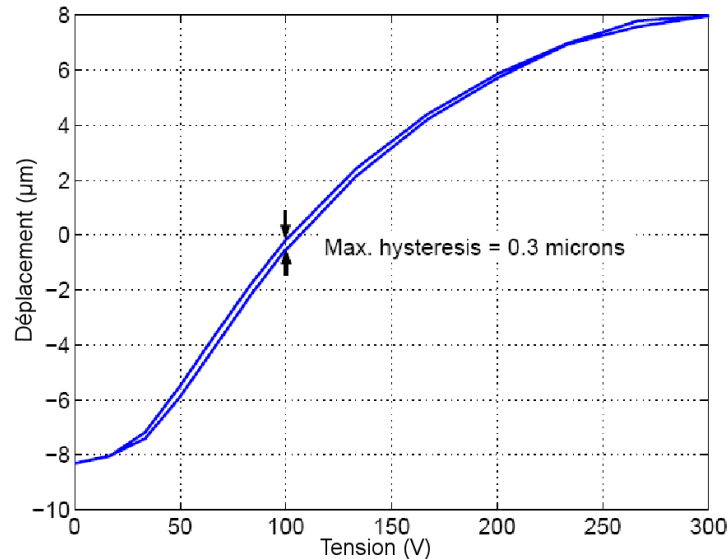


Figure 1-16 Courbe d'actionnement du miroir bimorphe AOptix

Les mesures dynamiques ont montré une fréquence de résonance pour le premier mode à $f_r = 2.67$ kHz avec un facteur de qualité $Q = 18$.

Comme on l'a vu, Cilas équipe la quasi-totalité des systèmes d'optique adaptative astronomique à courbure. Toutefois, une miniaturisation de ces miroirs apparaît avec « AOptix ». Ces systèmes sont plus efficaces que ceux basés sur la technologie SAM mais l'espace inter-actionneurs est du même ordre de grandeur.

1.4.3 Actionnement électromagnétique

Un autre moyen d'exercer une force pour déformer la plaque est d'utiliser la force électromagnétique comme dans les haut-parleurs. Des aimants sont collés sur la plaque de verre et en faisant circuler un courant dans une bobine, on génère une force électromagnétique proportionnelle à l'intensité. Le grand avantage de ce miroir est son coût plus faible par actionneur et sa course élevée. Son inconvénient majeur vient du fait de la présence d'un corps chaud juste derrière le miroir, une forte intensité circulant dans les bobines. Les observations en infrarouge sont alors fortement perturbées. Malgré cela, c'est l'actionneur typique utilisé pour réaliser un miroir secondaire adaptatif, une plaque froide étant placée autour des actionneurs afin de limiter les perturbations thermiques. Le matériau choisi pour la plaque est le Zerodur afin d'éviter une déformation du miroir par le flux de chaleur provenant des actionneurs. L'épaisseur de la plaque est issue d'un compromis entre sa déformation sous son propre poids entre deux actionneurs et sa rigidité pour son fonctionnement en optique adaptative.

Exemple

L'observatoire d'Arcetri est impliqué dans la fabrication d'un miroir secondaire adaptatif pour le télescope LBT (Large Binocular Telescope), [52]. Un prototype à 45 actionneurs est montré dans la Figure 1-17. Les miroirs définitifs (deux miroirs secondaires) sont en cours de polissage. Ils comporteront 672 actionneurs de ce type espacés de 30mm et déformeront une lame 1,6mm d'épaisseur pour 0,911 mètre de diamètre. Cette géométrie se traduit par une extrême fragilité de la plaque à tel point que celle-ci s'est brisée lors du polissage durant l'été 2005.

1.4 Miroirs déformables conventionnels

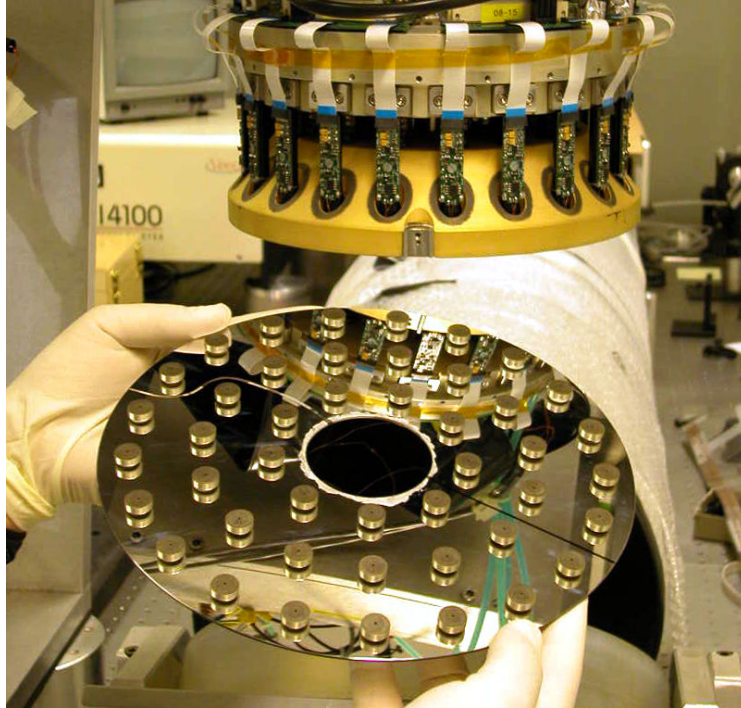


Figure 1-17 Prototype de miroir déformable électromagnétique pour le LBT
Ce prototype comporte 45 actionneurs sur 240mm de diamètre. On voit ici la face arrière avec les aimants permanents collés à la plaque de verre aluminé.

L'observatoire d'Arcetri avait déjà collaboré auparavant à la réalisation du miroir secondaire du MMT. Ce miroir a un diamètre de 640mm pour 2mm d'épaisseur et comporte 336 actionneurs électromagnétiques en boucle fermée avec des capteurs de positions capacitifs, [53].

La réalisation d'un miroir secondaire adaptatif pour le VLT comportant 1170 actionneurs électromagnétiques est à l'étude dans ce même observatoire ainsi qu'au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, à la Société Européenne de Système Optique (SESO) et à la Sagem-Reosc. Le diamètre du miroir est de 1,1m pour une épaisseur de 1,6mm. La spécification sur le meilleur plan est de 7,5nm RMS. Une course inter-actionneur de 1,5 μ m est demandée, l'espace inter-actionneurs valant 28mm. L'un des points durs identifiés pour la réalisation de tels miroirs est d'obtenir un miroir déformable très asphérique. Le polissage de tels miroirs avec de petits outils risque d'introduire des perturbations à hautes fréquences spatiales ; la solution du polissage sous contrainte apparaît alors comme étant une voie intéressante, [54].

Ce projet de secondaire adaptatif représente la limite actuelle. Un espace inter-actionneurs de 30mm sur le miroir secondaire correspond à un espace inter-actionneurs de 5mm projeté sur la pupille (diamètre 20mm) d'un instrument.

1.5 Conclusion

L'apport de l'optique adaptative sur la classe actuelle de télescopes laisse présager d'une révolution de l'astronomie par la combinaison de l'optique adaptative et de télescopes extrêmement grands. Mais l'optique adaptative classique atteint aujourd'hui ses limites et ne pourra pas être appliquée sans amélioration à la prochaine génération de télescopes. De nouveaux concepts tels que l'étoile Laser, l'optique adaptative multi-conjuguée ou l'optique adaptative multi-objets type « Falcon » voient le jour.

D'autre part, les technologies actuelles de réalisation de miroirs déformables présente un nombre limite d'actionneurs de 1600 actionneurs, ce qui correspond à un espace inter-actionneurs de 4,5mm dans un instrument type VLT/NAOS. Or les besoins pour l'optique adaptative des très grands télescopes et pour l'optique adaptative extrême sont un nombre d'actionneurs supérieur à 10 000 et des espaces inter-actionneurs compris entre 500µm et 1mm. L'optique adaptative Muti-Objets type Falcon nécessite elle-aussi un espace inter-actionneur d'environ 750µm. Ces demandes ne peuvent en aucun cas être satisfaites par les technologies actuelles et une rupture technologique est donc nécessaire. La technologie qui semble être la plus prometteuse est la technologie des MOEMS. On parle alors de micro-miroirs déformables.

1.6 Annexe : Polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike sont une base de description de la phase très utile. Cette base n'est valable que sur une pupille circulaire de rayon unité mais cela représente la grande majorité des cas en optique. Son utilité provient du fait qu'elle est très proche des aberrations des systèmes optiques décrites par Seidel (aberration sphérique, coma, astigmatisme, ...) et que c'est une base orthogonale. Les aberrations optiques sont ainsi découplées les unes des autres.

1.6.1 Expression mathématique

Toute phase est une combinaison linéaire de ces éléments (ce qui est le cas pour toutes les bases). Cela se traduit mathématiquement par la formule (1.11).

$$\varphi(r, \theta) = \sum_j a_j Z_j(r, \theta) \quad (1.11)$$

Où r et θ sont les coordonnées polaires dans la pupille, $\varphi(r, \theta)$ est la phase, a_j et Z_j sont respectivement le $j^{\text{ème}}$ coefficient de Zernike et le $j^{\text{ème}}$ polynôme de Zernike. La formule (1.12) exprime l'orthogonalité des polynômes de Zernike.

$$\iint_{\text{Disque unité}} \frac{1}{\pi} Z_j(r, \theta) Z_k(r, \theta) r dr d\theta = \delta_{jk} \quad (1.12)$$

Du fait de cette orthogonalité, il est possible de connaître tous les coefficients a_j par un produit scalaire en utilisant la formule (1.13).

$$a_j = \iint_{\text{Disque unité}} \frac{1}{\pi} Z_j(r, \theta) \varphi(r, \theta) r dr d\theta \quad (1.13)$$

1.6.2 Description

Dans la Table 1-2 sont présentés l'expression mathématique des 15 premiers polynômes de Zernike et leur nom de l'aberration de Seidel correspondante.

Table 1-2 Polynômes de Zernike

Mode de Zernike	Expression mathématique	Définition en terme de Seidel
1	l	Piston
2	$r \sin(\varphi)$	Tilt Y
3	$r \cos(\varphi)$	Tilt X
4	$r^2 \sin(2\varphi)$	Astigmatisme 1 ^{er} ordre 45°
5	$2r^2 - 1$	Défocalisation
6	$r^2 \cos(2\varphi)$	Astigmatisme 1 ^{er} ordre 0°
7	$r^3 \sin(3\varphi)$	Tréfoil 30°
8	$(3r^3 - 2r) \sin(\varphi)$	Coma Y
9	$(3r^3 - 2r) \cos(\varphi)$	Coma X
10	$r^3 \cos(3\varphi)$	Tréfoil 0°
11	$r^4 \sin(4\varphi)$	Tétrafoil 22,5°
12	$(4r^4 - 3r^2) \sin(2\varphi)$	Astigmatisme 2 nd ordre 22,5°
13	$6r^4 - 2r^2 - 1$	Aberration sphérique
14	$(4r^4 - 3r^2) \cos(2\varphi)$	Astigmatisme 2 nd ordre 0°
15	$r^4 \cos(4\varphi)$	Tétrafoil 0°

La forme de ces 15 premiers modes de Zernike est montrée dans la Figure 1-18. On peut noter que plus le numéro du mode est grand plus les hautes fréquences spatiales peuvent être décrites.

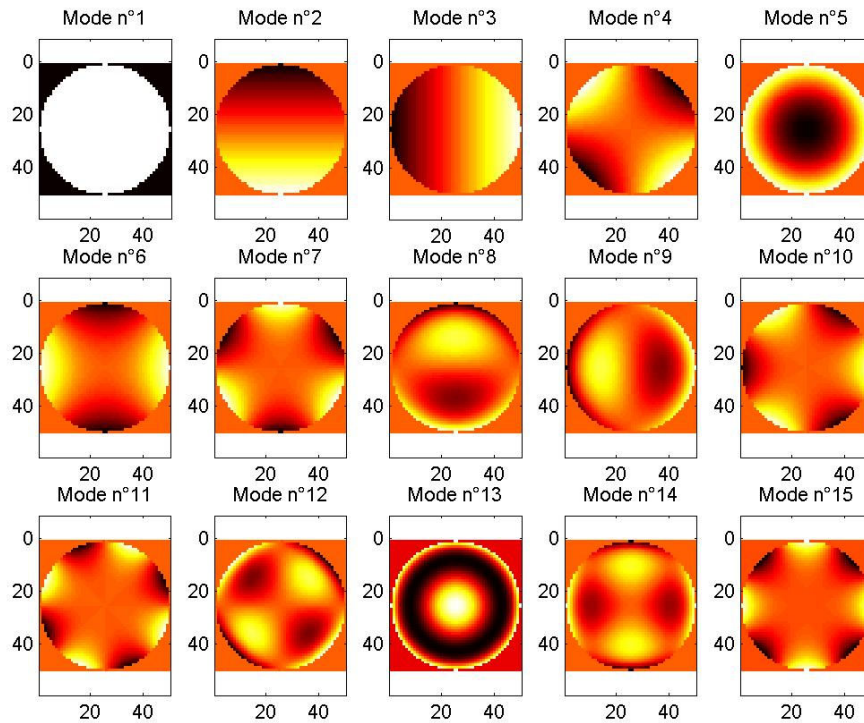


Figure 1-18 Quinze premiers modes de Zernike

1.7 Références

- [1] H. Babcock, « The possibility of compensating astronomical seeing » *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 65, p.229, 1953
- [2] G. Rousset et J-L Beuzit, Chapitre 8 : « The COME-ON/ADONIS systems » dans F. Roddier « Adaptive optics in Astronomy » Cambridge University Press, 1999
- [3] G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, E. Gendron, R. Arsenault, P. Kern, D. Rabaud, P.Y. Madec, N. Hubin, G. Zins, E. Stadler, J. Charton, P. Gigan, P. Feautrier, « Status of the VLT Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS) », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2000*, SPIE 4007, Munich, Germany, 2000
- [4] G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Figan, P. Kern, A.-M. Lagrange, P.-Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, G. Zins, « NAOS : the first AO systeme on the VLT, on-sky performance », dans *Adaptive Optical System Technologies II*, SPIE 4839, p140-149, 2003
- [5] P. Léna et O. Lai, Chapitre 14 : « Observing with adaptive optics » dans F. Roddier « Adaptive optics in Astronomy » Cambridge University Press, 1999
- [6] P. Léna et O. Lai, Chapitre 15 : « Astronomical results » dans F. Roddier « Adaptive optics in Astronomy » Cambridge University Press, 1999
- [7] R. Genzel, R. Schödel, T. Ott, A. Eckart, T. Alexander, F. Lacombe, D. Rouan et B. Aschenbach, « Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre », *Nature*, Volume 425, Issue 6961, pp. 934-937, 2003
- [8] G. Chauvin, A-M. Lagrange, C. Dumas, B. Zuckerman, D. Mouillet, I. Song, J-L. Beuzit et P. Lawrence, « A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing », *Astronomy & Astrophysics*, v.425, p.L29-L32, 2004
- [9] Brochure “Extremely Large Telescope: the next step in mankind’s quest of the Universe” du réseau Opticon
- [10] Dierickx P., Gilmozzi R., “OWL concept overview,” dans *ESO Proceedings of the Bäckaskog Workshop on Extremely large Telescopes 57*, T. Andersen, A. Ardeberg and R. Gilmozzi, eds., pp. 43–52, 2000.
- [11] A. Ardeberg, T. Andersen, M. Rodriguez-Espinosa, « Euro50 extremely large telescope » dans *Future Giant Telescope*, SPIE 4840, p.214-225, 2002
- [12] M. Johns, R. Angel, S. Sheckman, R. Bernstein, D. Fabricant, P. MacCarthy, M. Phillips, « Status of the Giant Magellanic Telescope (GMT) project », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [13] J. Nelson, « Design concepts for the California Extremely Large Telescope », dans *Telescopes, Structure, Enclosures, Controls, Assembly/Integration/Validation, and Commissioning*, SPIE 4004, p.282-289, 2000
- [14] <http://www.eso.org/instruments/aoelt/>
- [15] F. Roddier, Chapitre 2 : « Imaging through the turbulence » dans F. Roddier « Adaptive optics in Astronomy » Cambridge University Press, 1999
- [16] F. Martin, R. Conan, A. Tokovinin, A. Ziad, H. Trinquet, J. Borgnino, A. Agabi, M. Sarazin, « Optical parameters relevant for High Angular resolution at Paranal from GSM instrument and surface layer contribution », *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 144, p.39-44, 2000
- [17] G. Rousset, Chapitre 5 : « Wave-front sensors » dans F. Roddier *Adaptive optics in Astronomy* Cambridge University Press, 1999

- [18] R. V. Shack, B. C. Blatt, « Production and Use of a lenticular Hartmann Screen », *J. Opt. Soc. Am.*, 61, p.656
- [19] F. Roddier, « Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics », *Applied Optics*, 27, p.1223, 1988
- [20] R. Ragazzoni, « Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism », *J. of Mod. Optics*, 43, p.289
- [21] P.-Y. Madec, Chapitre 6 : « Control techniques » dans F. Roddier *Adaptive optics in Astronomy* Cambridge University Press, 1999
- [22] D. L. Fried, « Anisoplanatism in adaptive optics », *J. Opt. Soc. Am.*, 72, p.52
- [23] M. Born et E. Wolf, Chapitre 9 « The diffraction theory of aberrations » dans *Principle of Optics*, Sixth Edition, Pergamon Press, 1991
- [24] R. Foy, A. Labeyrie, "Feasibility of adaptive telescope with laser probe", *Astronomy & Astrophysics*, 152, L29, 1985
- [25] M. Tallon, R. Foy, "Adaptive telescope with laser probe – Isoplanatism and cone effect," *Astronomy & Astrophysics*, 235, pp. 549–557, 1990.
- [26] www2.keck.hawaii.edu/optics/lgsao/
- [27] D. Donaccini, E. Allaert, C. Araujo, E. Brunetto, B. Buzzoni, M. Comin, M. Cullum, R. Davies, C. Dichirico, P. Dierickx, M. Dimmler, M. Duchateau, C. Egedal, W. Hackenberg, S. Hippler, A. van Kesteren, F. Koch, U. Neumann, T. Ott, M. Quattri, J. Quentin, S. Rabien, R. Tamai, M. Tapia, M. Tarenghi, « VLT laser guide star facility », dans *Adaptive Optical System Technologies II*, SPIE 4839, p381-392, 2003
- [28] Beckers J. M., « Increasing the size of the isoplanatic patch size with multiconjugate adaptive optics, » dans *ESO conference on Very Large Telescopes and their instrumentation*, M.–H. Hulrich, ed., pp. 693, 1988.
- [29] Ragazzoni R., Marchetti E. and Rigaut F., « Modal tomography for adaptive optics » *Astronomy & Astrophysics* 342, pp. L53–L56, 1999.
- [30] F. Rigaut, B. Ellerbroek, R. Flicker, « Principes, limitations and Performances of multiconjugate adaptive optics », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2000*, SPIE 4007, Munich, Germany, 2000
- [31] F. Rigaut, « Applied LGS MCAO », dans *Optique Adaptative Multiconjuguée pour les Grands et Extrêmement Grands Télescopes*, Journées Scientifique de l'ONERA, Paris, 2005
- [32] M. Langlois, G. Moretto, K. Richards, S. Hegwer et T. Rimmele, « Solar Multi-Conjugate Adaptive Optics at the Dunn Solar Telescope: Preliminary results », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [33] E. Marchetti et al., « MAD status report », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [34] M. Sarazin et A. Tokovinin, « The Statistics of Isoplanatic Angle and Adaptive Optics Time Constant derived from DIMM Data », dans *Beyond Conventional Adaptive Optics*, ESO Proc., Venise, 2001
- [35] M. Nicolle, T. Fusco, V. Michau et G. Rousset, « Ground layer Adaptive Optics: analysis of the wavefront sensing issue », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [36] R. Conan, T. Fusco, G. Rousset, D. Mouillet, J-L. Beuzit, A. Blanc, M. Nicolle et C. Petit, « Modeling and analysis of XAO systems. Application to the VLT-Planet Finder », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [37] F. Hammer, M. Puech, F. Assemat, E. Gendron, F. Sayède, P. Laporte, M. Marteaud, A. Liotard, F. Zamkotsian, « FALCON: a concept to extend adaptive optics corrections to cosmological fields », dans *Proceedings of Second Backaskog Workshop on Extremely Large Telescopes*, SPIE 5382, Backaskog, Sweden, 2003

1.7 Références

- [38] F. Assemat, « Apport de la haute résolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D », *Thèse de doctorat* de l'Université Paris VI, 2004
- [39] F. Zamkotsian, K. Dohlen, « Prospects for MOEMS-based adaptive optics on extremely large telescopes » dans *Beyond Conventional Adaptive Optics*, ESO Proc., Venise, 2001
- [40] F. Zamkotsian, H. Camon, N. Fabre, V. Conédéra, G. Moreaux, « Micro-deformable mirror for next generation adaptive optical systems », dans *Astronomical Telescopes and Instrumentation 2002*, Proc. SPIE 4850, Hawaii, USA, 2002
- [41] R. Arsenault, R. Donaldson, C. Dupuy, E. Fedrigo, N. Hubin, L. Ivanescu, M. Kasper, S. Oberti, J. Paufique, S. Rossi, A. Silber, B. Delabre, J.-L. Lizon, P. Gigan, « MACAO-VLTI Adaptive Optics Systems Performance », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [42] <http://www.eso.org/projects/owl/>
- [43] M. Séchaud, Chapitre 4 : « Wave-front compensation device » dans F. Roddier *Adaptive optics in Astronomy*, Cambridge University Press, 1999
- [44] <http://www.cilas.com/>
- [45] <http://www.xinetics.com/>
- [46] D. Crampton, B. Ellerbroek, « The TMT instrumentation program », dans *Instrumentation for ELTs*, Bavaria, 2005
- [47] J.-P. Veran, « Innovations in the Altair Control System », dans *Optique Adaptative Multiconjuguée pour les Grands et Extrêmement Grands Télescopes*, Journées Scientifique de l'ONERA, Paris, 2005
- [48] « Low cost 37channel piezo-electric deformable mirror » sur <http://www.okotech.com>
- [49] F. Roddier et F. Rigaut, Chapitre 9 : « The UH-CFHT systems » dans F. Roddier *Adaptive optics in Astronomy*, Cambridge University Press, 1999
- [50] O. Guyon, A. Nobuo, C. Blain, S. Colley, M. Eldred, M. Goto, M. Hattori, Y. Hayano et 10 co-auteurs, « Laser Guide Star AO project at the Subaru telescope », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [51] D. A. Horsley, H. K. Park, S. P. Laut, and J. S. Werner, « Characterization for vision science applications of a bimorph deformable mirror using phase-shifting interferometry » dans *Ophthalmic Technologies XV*, SPIE 5688, p.133–144, 2005.
- [52] A. Riccardi, G. Brusa, et al., « The adaptive secondary for the Large Binocular Telescope: A progress report », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [53] G. Brusa, D. Miller, M. Kenworthy, D. Fisher et A. Riccardi, « MMT-O: two years of operation with the first adaptive secondary », dans *Astronomical Telescope and Instrumentation 2004*, SPIE 5490, Glasgow, UK, 2004
- [54] E. Hugot, M. Ferrari, D. Fappani, « VLT adaptive secondary mirror : Active Polishing of a 2mm thin shell », dans *Optique Adaptative Multiconjuguée pour les Grands et Extrêmement Grands Télescopes*, Journées Scientifique de l'ONERA, Paris, 2005

Chapitre 2 MOEMS et micro-miroirs déformables

Une nouvelle génération de miroir déformable est en cours de développement dans différents laboratoires dans le monde. Ces miroirs sont appelés « micro-miroirs déformables ». Les techniques de la micro-électronique sont utilisées pour les fabriquer. Cette nouvelle classe de composants optiques appartient à la famille des MOEMS, « Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems ». Ces micro-miroirs déformables sont développés pour permettre d'augmenter le nombre d'actionneurs et donc la précision de correction du front d'onde ainsi que pour diminuer la dimension d'un système d'optique adaptative. L'espace inter-actionneurs typique est alors réduit à quelques centaines de microns à la place des 5 millimètres pour les miroirs conventionnels. Un état de l'art des micro-miroirs déformables est présenté. Notre projet de micro-miroir déformable s'appuyant sur l'élaboration de couches structurales et sacrificielles en polymère est ensuite montré. L'utilisation du polymère est justifiée par la volonté d'obtenir une course de micro-miroir déformable de plusieurs microns tout en conservant des tensions d'actionnement raisonnables ($<50V$).

2.1 Les MOEMS

2.1.1 Procédé classique

Tous les MOEMS utilisent des procédés de la micro électronique, tels que le dépôt de couches minces, la lithographie et la gravure de ces couches. La procédure la plus commune de transfert d'un motif à une couche mince est basée sur les étapes suivantes :

- Dépôt d'une couche mince sur toute la plaquette de silicium
- Dépôt d'une couche de résine photosensible sur toute la plaquette
- Transfert du motif du masque à la résine photosensible par illumination ultra-violette
- Gravure de la partie de la résine photosensible non-polymérisée
- Gravure de la couche mince dans les zones non protégées par la résine
- Elimination du résidu de résine photosensible

Cette procédure est ensuite réitérée pour la couche suivante.

2.1.1.1 Dépôt

Le dépôt d'une couche de matériau sur un substrat peut se faire de deux façons, soit en utilisant des réactions chimiques, soit en utilisant des réactions physiques, [55].

Dépôt chimique

Les réactions chimiques sont les suivantes :

- Dépôt chimique en phase vapeur (CVD) : divers gaz sont placés dans le bâti, le produit de leur réaction chimique est un solide qui se condense sur la plaquette. Les deux principales techniques CVD utilisées pour la fabrication des micro-systèmes sont le dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (LPCVD) et le dépôt chimique en phase vapeur assistée par un plasma (PECVD). La première conduit à des dépôts de couches très uniformes mais nécessite des températures élevées ($>600^{\circ}\text{C}$). La deuxième du fait de l'apport d'énergie dû au plasma opère à des températures inférieures ($>300^{\circ}\text{C}$) mais au prix d'une qualité inférieure des dépôts
- Réaction d'oxydoréduction : la plaquette est placée dans un électrolyte et par application d'une tension continue, un dépôt se produit sur la plaquette.
- Epitaxie : Ce dépôt consiste en une croissance cristalline, elle ne s'applique donc qu'aux matériaux cristallins.
- Oxydation thermique : Le principe est relativement simple. Il consiste à oxyder le matériau par un apport d'oxygène, une élévation de la température autour de 1000°C augmentant la cinétique de la réaction.

Dépôt physique

On peut aussi procéder à des dépôts par voie physique :

- Dépôt physique en phase vapeur (PVD) : Cette technique utilise le transfert de matériau d'une source vers la plaquette à recouvrir. Elle se divise en deux branches l'évaporation et la pulvérisation. L'évaporation consiste à dépasser le point d'ébullition du matériau source qui va ensuite se condenser partout y compris sur la plaquette. On peut faire bouillir la surface du matériau en la bombardant d'électrons ou en faisant passer du courant dans le creuset ou dans un filament entourant le creuset. Pour la pulvérisation, le matériau subit un bombardement d'ions qui éjectent des atomes qui vont ensuite se recondenser sur la plaquette.

- **Coulée** : Le matériau à déposer est dissout dans un solvant. On peut soit le pulvériser, soit utiliser une centrifugeuse. Cette technique est surtout utilisée pour le dépôt des polymères et plus particulièrement des résines. L'épaisseur de la couche va de la couche mono-moléculaire à plusieurs dizaines de microns. Le contrôle de l'épaisseur de la couche dépendant de la viscosité du matériau et de la vitesse de la centrifugeuse conduit à des marges inférieures à $\pm 5\%$.

2.1.1.2 Lithographie

La lithographie consiste à transférer un motif à une résine photosensible. Les propriétés de cette résine se modifient après une exposition à la lumière, le plus souvent ultra-violet. Suivant que la résine est positive ou négative, c'est la partie exposée ou non exposée de la résine qui est éliminée.

Ce procédé a pour but de sélectionner les zones à conserver ou à éliminer sur la couche inférieure, [55]. La méthode la plus courante consiste à graver la zone non protégée par la résine, voir Figure 2-1. Mais la méthode du « lift-off » existe aussi, voir Figure 2-1. Elle consiste en un dépôt sur toute la plaque au-dessus de cette couche de résine. La couche de résine est ensuite enlevée avec la nouvelle couche. Il ne reste alors la nouvelle couche que dans la zone sélectionnée par le masque.

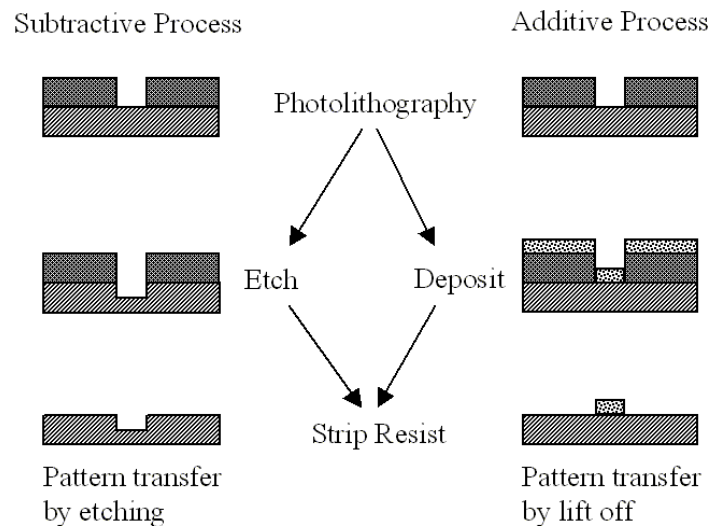


Figure 2-1 Procédé de lithographie positif et négatif

Le transfert du motif du masque à la couche de résine peut se faire soit par contact, soit par projection optique. Dans les deux cas, il faut faire particulièrement attention à l'alignement du masque avec les structures déjà présentes sur le composant ; pour cela, il est impératif de mettre des repères d'alignement sur le masque et d'être rigoureux. L'insolation est aussi une étape décisive car si des non-uniformités de la couche de résine, des interférences lumineuses sont présentes, le transfert du motif risque d'être de piètre qualité.

2.1.1.3 Gravure

Il existe une grande variété de méthodes de gravure. On peut cependant les classer en deux familles : la gravure humide et la gravure sèche, [55].

Gravure humide

La gravure en phase humide consiste à placer le substrat dans une solution chimique qui va dissoudre ce qui n'est pas protégé. Cette méthode est très efficace et peu coûteuse. En

présence de matériau cristallin comme le silicium, il peut arriver que la gravure se fasse suivant une direction privilégiée, on parle alors de gravure anisotrope. Avec des agents de gravure isotrope, il peut se produire une gravure (sous-gravure) sous le masque. Le rapport entre les épaisseurs et la taille des structures à graver est donc un paramètre fondamental.

Gravure sèche

La gravure en phase sèche est plus onéreuse et plus complexe à mettre en œuvre que la gravure en phase humide. Elle est utilisée pour graver de structures de très petite taille ou pour obtenir des murs très verticaux. Elle se décompose en trois classes : la gravure ionique réactive (RIE), la gravure par bombardement et la gravure en phase vapeur.

- Pour la gravure ionique réactive, un mélange de gaz est ionisé puis accéléré vers le substrat. Il y a alors une compétition entre la réaction chimique isotrope et l'arrachage physique des atomes qui est fortement anisotrope. Une classe spéciale de gravure ionique réactive appelée « Deep RIE » permet de graver des centaines de microns avec des murs quasiment verticaux. Le procédé « Bosch » consiste à alterner deux gaz : l'un déposant une couche de polymère, l'autre attaquant le substrat. Le film polymère n'est détruit que par la partie physique de la RIE. Les parois verticales du substrat sont alors protégées de la partie chimique isotrope. Il est donc possible de réaliser des structures avec des murs très verticaux.
- La gravure par bombardement est une gravure ionique où les ions ne réagissent pas chimiquement avec le milieu attaqué. Elle consiste en une éjection mécanique des atomes.
- La gravure en phase vapeur consiste en une réaction chimique entre le gaz introduit et le composant. Les exemples les plus courants sont le HF pour la gravure de l'oxyde de silicium ou le XeF₂ pour la gravure du silicium.

2.1.1.4 Les matériaux

Comme on l'a précisé, les MOEMS sont issus des technologies de la micro-électronique. On vient de le voir pour les techniques utilisées mais c'est aussi le cas pour les matériaux. En effet, ces MOEMS sont développés sur des plaquettes de silicium et leur réalisation est basée sur le silicium ou sur les matériaux III-V. Les matériaux MOEMS principaux sont le silicium poly-cristallin, l'oxyde de silicium, le nitrure de silicium, les matériaux III-V (InP, AsGa) et les différents métaux tels que l'or, l'aluminium, le chrome ou le nickel. Toutefois, des matériaux « exotiques » tels que les polymères commencent à être introduits.

2.1.2 Micro-usinage de volume

Le micro-usinage de volume ou « bulk micromachining » est un procédé utilisé pour fabriquer des structures mécaniques en gravant le volume de la plaquette de silicium, [56]. Les dimensions verticales des structures fabriquées sont limitées par l'épaisseur de la plaquette (de 200 à 500 µm) qui dépend elle-même du diamètre de la plaquette. Par exemple, l'épaisseur d'une plaquette de quatre pouces est approximativement d'un demi-millimètre. La taille minimale des structures dépend des procédés employés pour l'usinage. L'usinage de volume est habituellement suivi d'un collage substrat-à-substrat ou substrat sur verre. Ce report de substrat offre la possibilité de réaliser des structures tri-dimensionnelles opto-électro-mécaniques plus complexes.

2.1.3 Micro-usinage de surface

Le micro-usinage de surface ou « surface micromachining » est employé pour construire des structures tri-dimensionnelles opto-électro-mécaniques complexes sur une plaquette de silicium avec des technologies compatibles avec les circuits intégrés, [56]. Ces structures sont réalisées par dépôt, lithographie et gravure de couches de différents matériaux. Les structures sont réalisées à la surface de la plaquette alors que le volume de la plaquette constitue seulement un substrat. Les dimensions latérales des composants micro-usinés en surface sont limitées par le diamètre de la plaquette alors que les dimensions verticales vont typiquement du micron à la dizaine de microns. De nombreux procédés de fabrication par micro-usinage de surface sont compatibles avec les électroniques bipolaires et CMOS.

Le micro-usinage de surface a été mis en œuvre avec succès dans la fabrication de micro-scanners, de micro-moteurs et de composants pour la projection d'images. Les dimensions latérales des composants individuels micro-usinés peuvent varier de quelques microns à plus d'un millimètre. La qualité optique du composant micro-usiné dépend du procédé utilisé. La rugosité et la précision du composant optique sont néanmoins fréquemment inférieures à celles que l'on peut être atteindre avec des technologies optiques standard.

Le micro-usinage de surface consiste à empiler une série de couches sur le substrat. Certaines de ces couches sont structurales, d'autres sont sacrificielles, c'est-à-dire qu'elles seront éliminées en fin de procédé afin de libérer les structures, un fluide, le plus souvent l'air prenant la place de ces couches.

2.1.4 Matrice de micro miroir de Texas Instrument

L'exemple de MOEMS le plus abouti est la matrice de micro-miroirs orientables développée par Texas Instrument pour la projection d'images, [57]. Le concept est détaillé dans la Figure 2-2 et la taille du miroir est de $16\mu\text{m}$ de côté. Il s'incline de $\pm 10^\circ$ autour de son bras de torsion de manière binaire, mais la persistance rétinienne permet de visualiser 1024 niveaux de gris. Les matrices actuelles comportent plus de deux millions de miroirs. Une photographie au microscope électronique à balayage (Figure 2-2) fait apparaître en fausses couleurs des différents éléments d'un miroir individuel de la matrice.

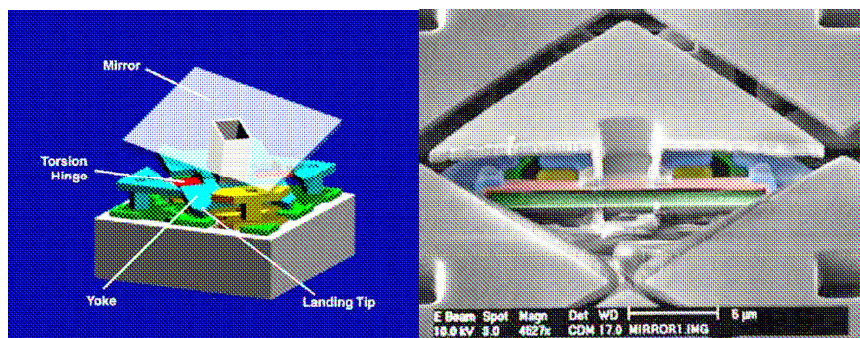


Figure 2-2 Micro-miroir Texas Instrument. Principe et photo MEB

La largeur du bras de torsion (en rose) est de deux microns pour quelques centaines de nanomètres d'épaisseur.

2.2 Les micro-miroirs déformables

Le cahier des charges, [73], définissant le miroir déformable pour l'optique adaptative de nouvelle génération est le suivant :

- Nombre d'actionneurs: $> 10\,000$
- Espace inter-actionneurs: $500\,\mu\text{m} - 1\text{mm}$
- Course des actionneurs: $5-10\,\mu\text{m}$
- Couplage inter-actionneurs: 20-30 %
- Fréquence de coupure $> 1\,\text{kHz}$

Comme il est apparu dans le chapitre 1, les miroirs déformables conventionnels ne sont pas aptes à répondre à ce cahier des charges. Il est donc intéressant d'utiliser les techniques MOEMS décrites ci-dessus pour réaliser une nouvelle sorte de miroirs déformables : les micro-miroirs déformables. Les projets de micro-miroirs déformables sont nombreux et peuvent se classer en trois familles :

- Les miroirs à membrane
- Les miroirs avec actionneurs indépendants et couche miroir segmentée
- Les miroirs avec des actionneurs liés à une plaque continue

2.2.1 Miroir à membrane

Les miroirs à membrane consistent en une membrane tendue liée sur les bords du type « peau de tambour » que l'on vient déformer localement par l'application d'une force électrostatique ou électromagnétique.

2.2.1.1 Miroirs électrostatiques « OKO » et « AgilOptics »

Principe

Ce miroir déformable est constitué d'un réseau d'électrodes sur lequel est tendue une membrane en matériau conducteur, [58]. La membrane est déformée localement par un champ électrique créé par l'application d'une tension entre une électrode de contrôle et la membrane, voir Figure 2-3.

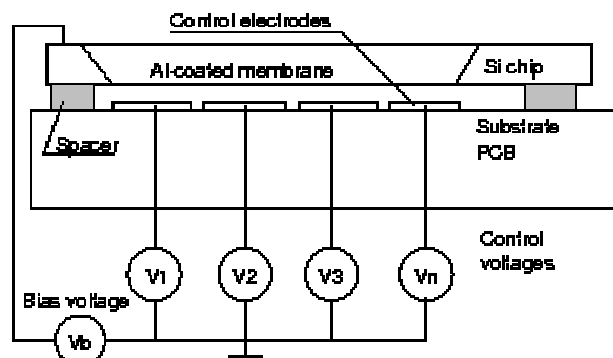


Figure 2-3 Vue en coupe du miroir OKO

Le défaut des miroirs déformables fonctionnant avec l'effet électrostatique est que l'on ne peut que tirer sur la membrane. On peut résoudre le problème en appliquant une tension

2.2 Les micro-miroirs déformables

moyenne et tirer ou relâcher autour de cette valeur. Mais il faut que le système d'optique adaptative prenne en compte cette défocalisation. L'autre inconvénient avec un tel miroir est que le déplacement n'est pas proportionnel à la tension mais au carré de cette tension.

Miroir « OKO »

La membrane est constituée d'une couche de Nitrure de Silicium de 500 nanomètres d'épaisseur, [59]. Cette couche est déposée pleine plaque sur le substrat. Le substrat est ensuite gravé (micro-usinage de volume) en phase humide avec une solution de KOH. Cette gravure étant anisotrope, le masque doit être optimisé pour que la forme du miroir soit circulaire. Une couche de 200 nanomètres d'aluminium est ensuite déposée pour augmenter la réflectivité et la conductivité de la membrane.

Le miroir présenté ici possède 37 actionneurs dont la répartition est hexagonale comme on peut le voir sur la Figure 2-4. Le diamètre du miroir est de 15 mm.

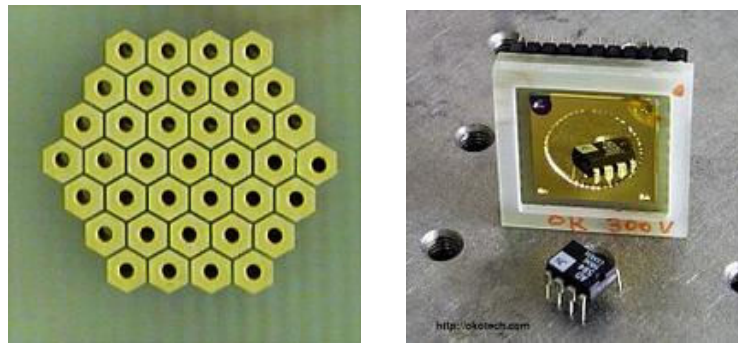


Figure 2-4 Distribution des électrodes et photo du miroir

Sans tension, la membrane n'est pas parfaitement plane. Une frange d'astigmatisme peut être présente suite aux contraintes et aux anisotropies de la membrane. De plus, il existe une valeur seuil pour la tension que l'on peut appliquer sans risque de déchirer ou de coller la membrane à l'électrode inférieure. Toutes ces caractéristiques sont résumées dans la Table 2-1.

Table 2-1 Données fournies par OKO

parameter	value
Aperture shape	approximately circular
Aperture dimensions	15mm diameter
Number of electrodes	37 (see Fig. 2)
Bias voltage V_b	0...150 V
Control voltages V_c	0...255 V
Initial P-V deviation from plane	less than 0.6 μm
Main initial aberration	astigmatism
Frequency range	0.500 Hz
Maximum deflection of the mirror center	9 μm
Maximum optical load	0.03 W/mm ² for $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ CW
Surface defects	up to 20 dust particles, up to 2 coating defects with area of 1 mm ² each, total scattering less than 2%

Ce miroir déformable est caractérisé en détail dans la partie 6.3 de ce manuscrit.

Miroir « AgilOptics »

AgilOptics est une entreprise concurrente de OKO basée aux États-Unis qui propose des miroirs similaires, [60][61].

De tels miroirs ont aussi été réalisés par de nombreuses équipes de recherche (Université de Glasgow, LAOG, etc.) mais les résultats obtenus n'ayant pas conduit à des composants commerciaux, j'ai fait le choix de ne pas les recenser ici.

2.2.1.2 Miroir magnétique « LAOG/LETI/Imagine Optic »

Ce miroir (voir Figure 2-5) a été conçu et développé par l'observatoire de Grenoble en collaboration avec le CEA-LETI. Il est désormais commercialisé par Imagine Optic sous le nom de MIRA0 52 D, [62]. Son principe de fonctionnement est basé sur la déformation d'une membrane par des mini actionneurs électromagnétiques, type haut-parleur. Des mini-aimants sont collés sur la membrane et un champ magnétique est créé en faisant passer du courant dans les bobines, voir paragraphe 1.4.2. Ce miroir possède 52 actionneurs répartis sur un diamètre de 13,5 à 15mm.

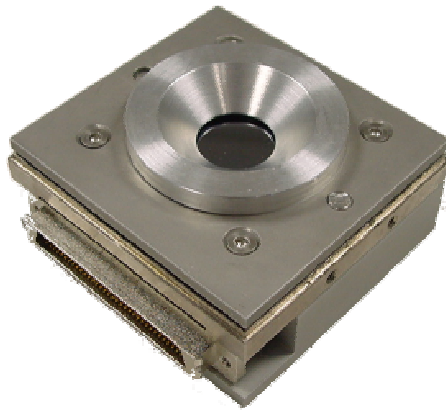


Figure 2-5 Miroir magnétique MIRA0 52 D

La valeur du « meilleur plan » est de 5nm RMS en boucle fermée. Ce miroir peut être déformé et les actionneurs présentent une très grande course comme on peut le voir dans la Figure 2-6, la déformation maximale du miroir étant 50 μ m (100 μ m sur le front d'onde). La linéarité de l'actionnement est supérieure à 95% et l'hystérésis inférieure à 1%. Cette figure montre la capacité du miroir à générer des modes de Zernike, les initiales MWFC désignant la correction maximum du front d'onde pour le mode de Zernike sélectionné (valeur pic-à-vallée) et les initiales RWFE est l'erreur résiduelle à 20% de la dynamique (valeur RMS).

2.2 Les micro-miroirs déformables

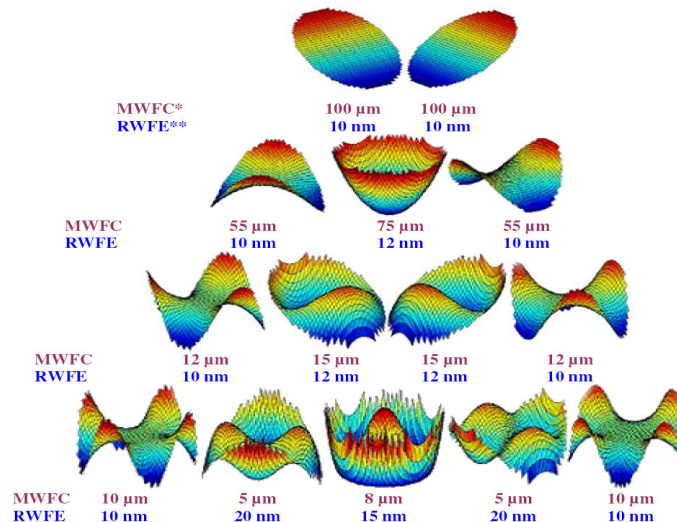


Figure 2-6 Actionnement du miroir MIRA0 52 D

MWFC : correction maximum du front d'onde pour le Zernike sélectionné (PtV)

RWFE : erreur résiduelle à 20% de la dynamique (RMS)

La fréquence de coupure annoncée est de 250 Hz.

2.2.2 Micro-miroirs segmentés

2.2.2.1 Miroirs piston

Les micro-miroirs déformables segmentés réalisés dans les années 97/98 par des équipes de US Air Force consiste en un réseau de micro-miroirs ayant un mouvement de piston pur, [63][64][65]. Le mouvement de piston est introduit par l'application d'une tension entre la partie active et l'électrode fixe correspondante. Différents procédés de fabrication dont le procédé SUMMiT des Sandia Labs ont été utilisés. Les tensions d'actionnement sont faibles (de l'ordre de 15 Volts) et ces composants présentent de grands nombres d'actionneurs. Des composants avec des éléments de 50μm et 100μm présentent une couverture de 95,3% et de 97,7%. Cependant comme il a été présenté dans le chapitre 1.3.2, la présence de marche sur la surface optique provoque des effets néfastes de diffraction et d'interférences (effet réseau).

2.2.2.2 Miroir « Iris AO »

Le schéma ci-dessous décrit le principe de l'actionneur piston-tip-tilt développé par Iris AO, Inc. [66]. Cet actionneur est produit en utilisant le micro usinage de surface avec une couche sacrificielle de faible épaisseur. Afin d'augmenter la course du miroir, une couche de métal type aluminium est déposé sur les bras en silicium et des contraintes sont introduites dans le métal par une suite de cycles thermiques. Lors de la libération du composant (gravure de la couche sacrificielle) le composant s'élève de 20μm au-dessus du substrat, augmentant ainsi la course accessible. Un miroir hexagonal épais et de très bonne qualité optique est ensuite collé sur l'actionneur.

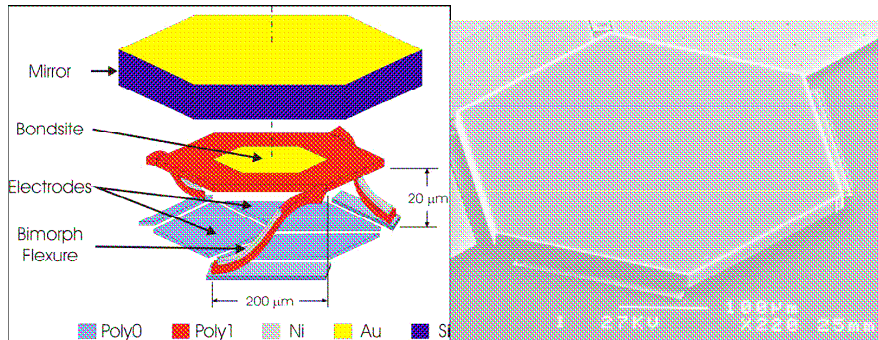


Figure 2-7 Principe de l'actionneur et photo MEB avec sa couche miroir

Le miroir rapporté possède une taille légèrement plus grande que la taille de l'actionneur dans le but d'augmenter au maximum le facteur de remplissage de la pupille. Un facteur de remplissage de 98% est obtenu. La taille typique d'un segment est de 700μm.

Un prototype possédant 37 actionneurs a été réalisé et le diamètre du cercle inscrit est de 3,5mm.

2.2.2.3 Miroir « MEM-X »

MEM-X est une entreprise issue d'un transfert de technologie des « Sandia Labs » qui utilise le procédé « Summit V » utilisant cinq couches structurales, [61]. Le miroir est un réseau de miroirs segmentés piston-tip-tilt actionnés électrostatiquement. Des courses de 50μm sont obtenues avec 200 volts avec des miroirs hexagonaux de 700μm de côté. Les différences de hauteurs de 200nm entre les miroirs sont mesurées avant actionnement. La prochaine étape est un réseau avec 91 miroirs dont 81 dans la pupille.

2.2.2.4 Miroir « MicroAssembly Technology »

Cette entreprise est spécialisée dans l'assemblage de composants, en utilisant le report de substrat SOI (Silicon on Insulator) et un procédé de collage performant, [61]. Un réseau de micro-miroirs hexagonaux de 300μm et de 10 à 20μm d'épaisseur est assemblé par report de substrat. Des angles de $\pm 10^\circ$ et une course de 2-3μm de piston sont obtenus pour une tension de 100-150 volts.

2.2.3 Micro-miroir à plaque-miroir continue

2.2.3.1 Miroir « Boston Micromachines »

Description

Le micro-miroir déformable de Boston Micromachines Corporation possède 140 actionneurs répartis dans un carré de 12x12, les quatre coins étant inutilisables, [67][68]. L'espace inter-actionneurs est de 300μm. Le diamètre de la pupille est de 3,3 mm. Pour donner une idée de l'échelle, une photo du miroir à côté d'un timbre est montrée dans la Figure 2-8. Le miroir déformable est le petit carré blanc au centre de la puce. Ce miroir est le seul de cette catégorie à être disponible commercialement. Des prototypes comportant 1024 actionneurs existent mais ne sont pas encore disponibles à l'achat, le Lawrence Livermore National Laboratory en possède quelques exemplaires. D'autre part, un effort est fait pour augmenter la course des actionneurs à 2μm, voire 4μm dans les années à venir.

2.2 Les micro-miroirs déformables

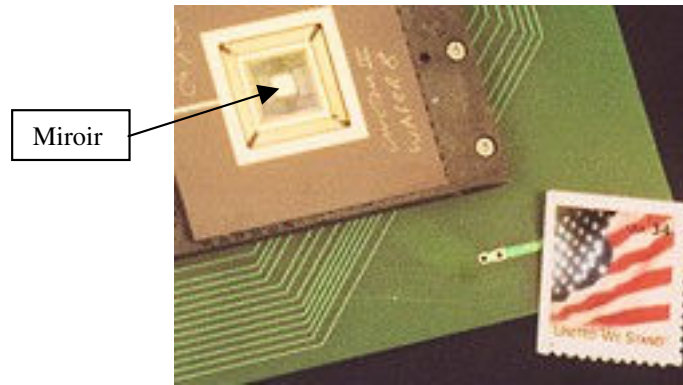


Figure 2-8 Vue de face du miroir de Boston Micromachines Corporation

Comme le miroir OKO, ce miroir utilise un champ électrostatique pour déformer la plaque.

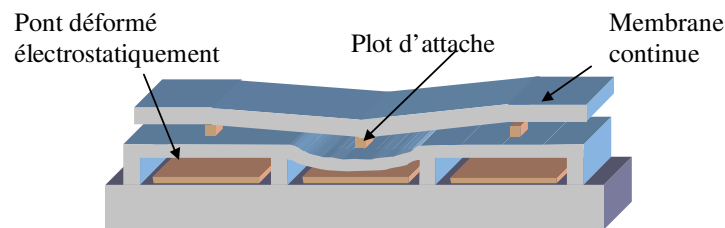


Figure 2-9 Structure du micro-miroir déformable BMC

Données fournies par Boston Micromachines Corporation

La surface du miroir au repos a une planéité d'environ 50 nm RMS. De faibles effets d'empreinte sont présents comme le montre la Figure 2-10.

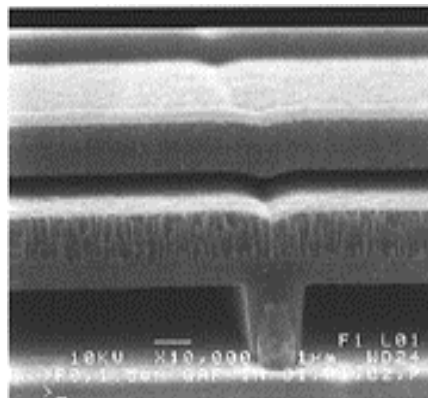


Figure 2-10 Photo MEB de l'effet d'empreinte dans le micro-miroir BMC

La compagnie annonce une course maximale de $2\mu\text{m}$ sous 200 volts ; elle garantit l'absence d'hystérésis et une reproductibilité de l'actionnement à $\pm 10\text{nm}$.

Données mesurées

J'ai étudié ce miroir durant mon stage de DEA, [69]. La course des actionneurs s'est avérée de l'ordre de $1,1\mu\text{m}$ pour une tension de 150 volts (tension maximale). L'amplitude maximale de déplacement de ce miroir est de $1,4\mu\text{m}$. Cette valeur est faible si on la compare aux 110 actionneurs disponibles dans la pupille. En effet, avec un tel nombre d'actionneurs, on peut s'attendre à ce que ce miroir soit capable de corriger un front d'onde avec un rapport $(D/r_0)=10$, mais cette faible amplitude limite son utilisation à des rapports $(D/r_0)<5$. Ce

miroir doit donc obligatoirement être utilisé au titre de second étage d'un système d'optique adaptative (voir paragraphe 1.2.4.).

2.2.3.2 Miroir « MEMS Optical »

Les concepts de micro-miroirs déformables précédemment présentés sont basés sur des actionneurs électrostatiques type condensateurs à faces parallèles. Cette méthode d'actionnement est opérationnelle mais fournit des courses limitées et une courbe d'actionnement en fonction de la tension non linéaire. Un nouveau concept d'actionneur MEMS, permettant de développer une grande force, a été démontré : c'est le peigne électrostatique inter-digité. Malheureusement ce principe ne produit pas de déplacements verticaux pour le moment. MEMS Optical, Inc. a récemment collaboré avec la NASA/JPL pour concevoir une matrice de 325 micro-actionneurs basés sur des peignes verticaux, [60]. La Figure 2-11 montre le schéma de principe de cet actionneur qui consiste en deux peignes inter-digités : l'un statique et l'autre mobile.

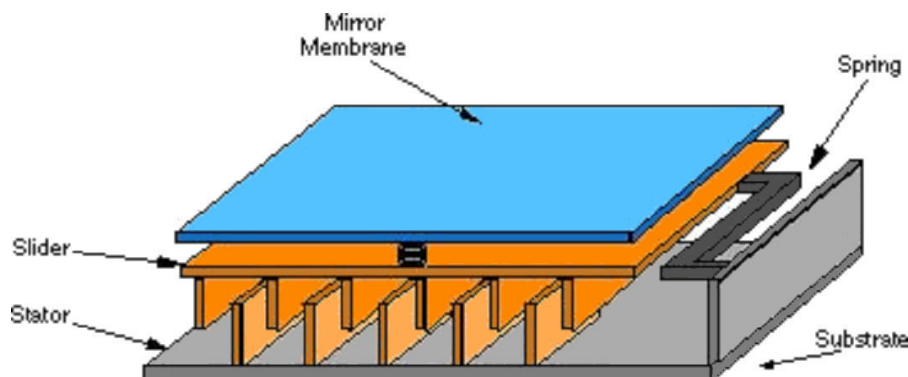


Figure 2-11 Principe de l'actionneur à peigne vertical

La partie supérieure de cet actionneur est attachée à une couche miroir fine. L'application d'une tension tire le peigne supérieur vers le bas déformant la plaque miroir. Lorsque la tension de commande est remise à zéro, de petits ressorts ramènent la partie mobile à sa position initiale. Ces actionneurs sont adressés électroniquement et forme un miroir déformable complet. Ce principe est intéressant car il permet d'obtenir de grandes courses, des tensions comprises entre 35 et 100 Volts devraient notamment produire une course de 20 μm . MEMS Optical, Inc. développe un prototype d'actionneurs en utilisant la technologie d'électrodéposition et de micro-usinages de surface/volume fournie par le California Institute of Technology. Des composants ont été réalisés et testés. Une déformation de la plaque de 6 μm a été obtenue pour 150 volts.

Spécifications

Les spécifications visée par MEMS Optical sont les suivantes :

- Diamètre de la pupille: 1cm
- Matériau de base: silicium
- Rugosité du miroir: <1nm
- Réflectivité: de 94 à 98% de $\lambda=600\text{ nm}$ à $\lambda=2\mu\text{m}$
- Nombre d'actionneurs: 61
- Espace inter-actionneurs: 1mm
- Course de l'actionneur: 6 μm
- Mouvement maximum entre les actionneurs adjacents: $\pm 1\mu\text{m}$
- Tension de commande: 0-200Volts en simple ligne

2.2.3.3 Miroir « NASA-JPL »

Le concept du miroir développé au laboratoire JPL de la NASA est de déformer une plaque en silicium cristallin avec un actionneur piézo-électrique unimorphe, [71]. Ce miroir est le seul micro-miroir à utiliser l'actionnement piézo-électrique. On peut voir dans la Figure 2-12, le schéma de principe du miroir complet tel qu'il est prévu de l'utiliser dans le cadre de la mission de Terrestrial Planet Finder de la NASA.

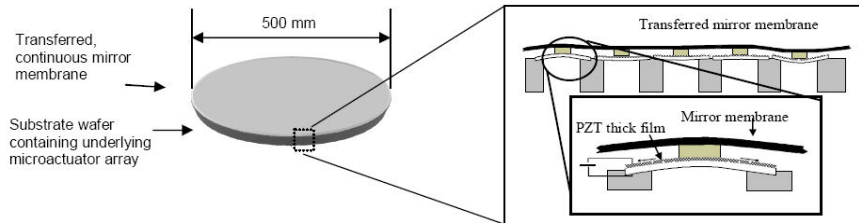


Figure 2-12 Principe du miroir

L'actionneur unimorphe est identique à l'actionneur bimorphe excepté le fait qu'il ne possède qu'une couche de céramique piézo-électrique. Le principe est montré dans la Figure 2-13. Un champ électrique établi à l'intérieur du matériau piézo-électrique entraîne une contraction latérale de celui-ci et donc une courbure de l'actionneur par flambement. Une faible tension permet d'avoir une grande déformation. Deux cas extrêmes ont été envisagés, si l'épaisseur de la couche de PZT est faible devant celle du silicium, une électrode circulaire produit la plus grande déformation alors que si ces couches ont globalement la même épaisseur, une électrode spirale ou en anneaux concentriques provoque la plus grande déformation.

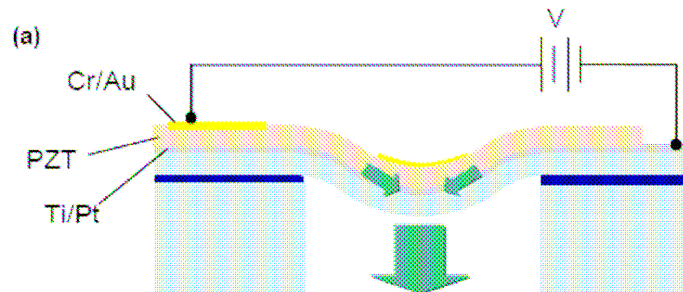


Figure 2-13 Principe de l'actionneur unimorphe

Un prototype d'actionneur de 2,5mm de diamètre, pour lequel les épaisseurs de silicium et de PZT ont été optimisées, a montré un déplacement de 5μm pour 50 volts. Une plaque de 10μm a été ajoutée par report de substrat au-dessus d'un réseau de 4x4 actionneurs. La photo MEB présentée dans la Figure 2-14 nous montre une coupe de ce prototype.

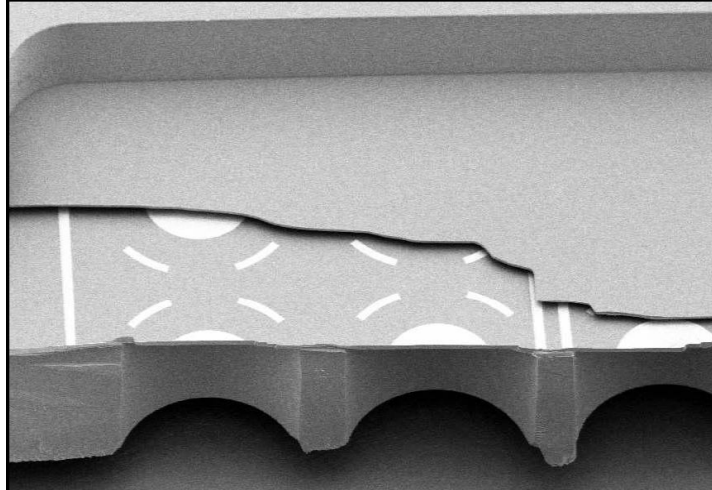


Figure 2-14 Photo MEB du miroir

Sur le miroir complet, une tension 50 volts génère une déformation de $2,5\mu\text{m}$. Le facteur de couplage vaut environ 25% et la fréquence de résonance $f_r=42\text{kHz}$.

2.2.3.4 Miroir « zipping » « LAOG LETI »

Le miroir déformable développé au LAOG en collaboration avec le LETI est basé sur le micro-usinage de volume. Une plaque est assemblée à une plaquette comportant les actionneurs, [72]. L'actionneur développé utilise la force électrostatique et sa géométrie est optimisée pour développer une grande force. Il s'agit de l'actionneur « zipping » dont une photo MEB est présentée dans la Figure 2-15. La force électrostatique étant inversement proportionnelle au carré de la distance entre les électrodes, il est intéressant de se placer à la distance la plus faible possible pour avoir la plus grande force.

Le principe de cet actionneur est le suivant :

- Dans une première phase, les grandes électrodes rondes sont collées électrostatiquement sur les électrodes de base.
- Lorsque l'on augmente la tension, le bras circulaire vient se coller en s'enroulant depuis la grande électrode jusqu'au carré central qui est le point d'accroche de la surface.

La course de l'actionneur est de $10\mu\text{m}$. En ce qui concerne la couche miroir, différents matériaux ont été envisagés tels que le silicium ou les polymères. On peut voir dans la Figure 2-15, un prototype de miroir complet avec matrice d'actionneurs et plaque placée au-dessus.

2.2 Les micro-miroirs déformables

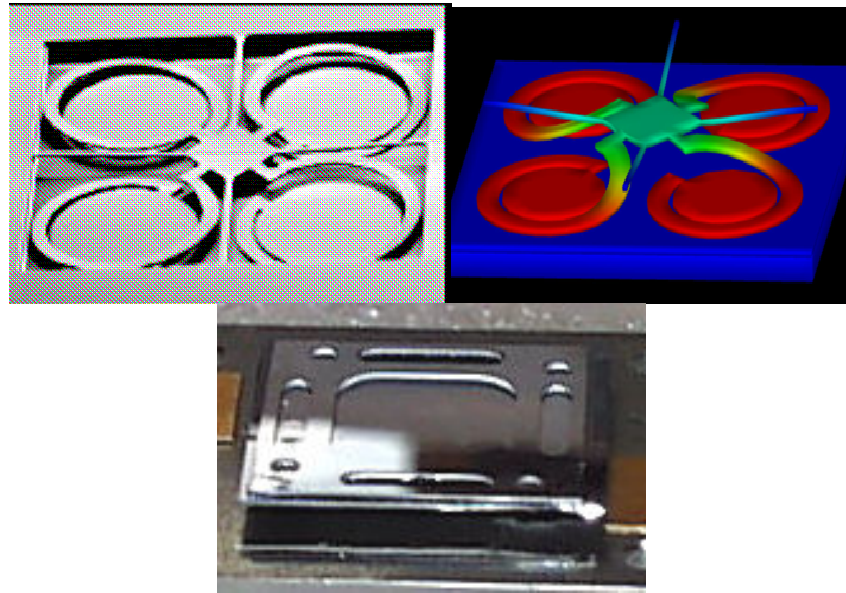


Figure 2-15 Miroir « zipping » du LAOG/LETI
Haut : Actionneur « zipping » Gauche : Photo MEB, Droite : Modélisation
Bas : Photo du miroir complet

Les micro-miroirs déformables s'affirment de plus en plus comme étant l'unique candidat sérieux pour l'optique adaptative du futur. La solution de la plaque continue sur un réseau d'actionneur semble être le meilleur compromis entre l'efficacité et la robustesse du composant. Ces projets progressent lentement mais reste la voie de l'avenir. Parmi ces miroirs, seul le miroir « Boston Micromachines » est disponible commercialement. Toutefois les projets de la NASA/JPL et du LAOG/LETI restent prometteurs.

2.3 Projet de micro-miroir déformable

2.3.1 Principe

2.3.1.1 Spécifications

Le cahier des charges, [73], définissant le miroir déformable pour l'optique adaptative de nouvelle génération est le suivant :

- Nombre d'actionneurs: $> 10\,000$
- Espace inter-actionneurs: $500\,\mu\text{m} - 1\text{mm}$
- Course des actionneurs: $5\text{-}10\,\mu\text{m}$
- Couplage inter-actionneurs: $20\text{-}30\,\%$
- Fréquence de coupure $> 1\,\text{kHz}$

2.3.1.2 Concept

Pour répondre à ces spécifications, nous proposons un concept de micro-miroir déformable, [74][75][76]. Notre projet est basé sur trois briques élémentaires, du haut vers le bas:

La surface miroir

Elle doit être continue et avoir la meilleure qualité optique possible dans le but de minimiser la lumière parasite et les effets de diffraction. Un matériau sans contrainte et une planarisation parfaite sont les buts principaux à atteindre.

Le mécanisme d'actionnement

Nous avons choisi un actionnement électrostatique et les deux paramètres-clés sont la course des actionneurs et la tension de commande. La course doit être la plus grande possible et la tension de commande la plus faible possible. Ces actionneurs doivent pouvoir se déformer suffisamment avec des tensions compatibles avec les circuits micro électroniques conventionnels – quelques dizaines de volts environ. Ces actionneurs sont liés un à un à la surface miroir.

Les électroniques de commande

Elles doivent être en dessous du miroir déformable et intégrées au substrat lorsque le nombre d'actionneurs devient trop grand. Le succès du Micro-Mirror Array développé par Texas Instruments montre que l'intégration d'une architecture optique et des électroniques de commande est l'approche intéressante. Les procédés utilisés pour fabriquer les électroniques et l'architecture optique doivent être compatibles. De plus, les tensions doivent être suffisamment faibles (quelques dizaines de volts) pour pouvoir intégrer l'électronique.

2.3.1.3 Choix de réalisation

Le concept de réalisation retenu est proche de celui choisi par Boston Micromachines Corporation. Il est basé sur le micro-usinage de surface avec deux couches structurales. On peut voir une coupe du composant dans la Figure 2-16. La première couche en jaune est la couche d'électrode fixe, la couche en vert est la couche actionneur. On peut voir un schéma représentant en perspective la couche actionneur dans la Figure 2-17.

2.3 Projet de micro-miroir déformable

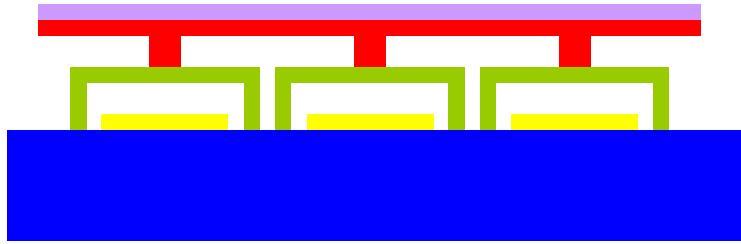


Figure 2-16 Vue en coupe du micro-miroir déformable

Au-dessus de cette couche d'actionneurs, la deuxième couche structurale représentée en rouge est la couche miroir, celle-ci est continue et est localement déformée par les actionneurs. Une couche réfléchissante représentée en violet est ensuite déposée.

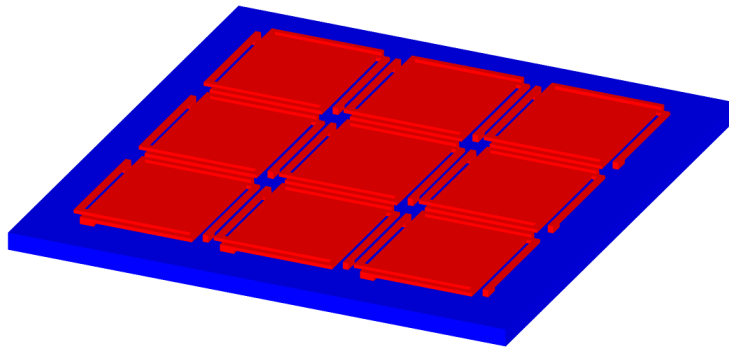


Figure 2-17 Schéma de principe de la couche actionneur

L'élaboration d'une telle structure comporte les étapes listées ci-dessous et illustrées par la Figure 2-18 :

- Première couche : elle est déposée sur tout le substrat en guise d'isolation électrique entre le substrat (semi-conducteur) et les électrodes (non visible sur le schéma).
- Deuxième couche (jaune) : liaisons électriques et électrodes fixes.
- Troisième couche (bleu clair) : Elle est composée de matériau sacrificiel. Des trous sont laissés pour les ancrages des actionneurs.
- Quatrième couche (vert) : couche des actionneurs. Le matériau comble les trous de la troisième couche. Les actionneurs et les ancrages des actionneurs sont réalisés en même temps.
- Cinquième couche (orange) : Comme la troisième couche, elle est composée d'un matériau sacrificiel. Des trous sont réalisés dans cette couche pour le dépôts des plots d'attache entre les actionneurs et de la couche du miroir.
- Sixième couche (rouge) : surface du miroir avec les plots d'attache.
- Septième couche (violet) : couche réfléchissante en surface du composant.

Les couches sacrificielles sont ensuite gravées et la structure est libérée.

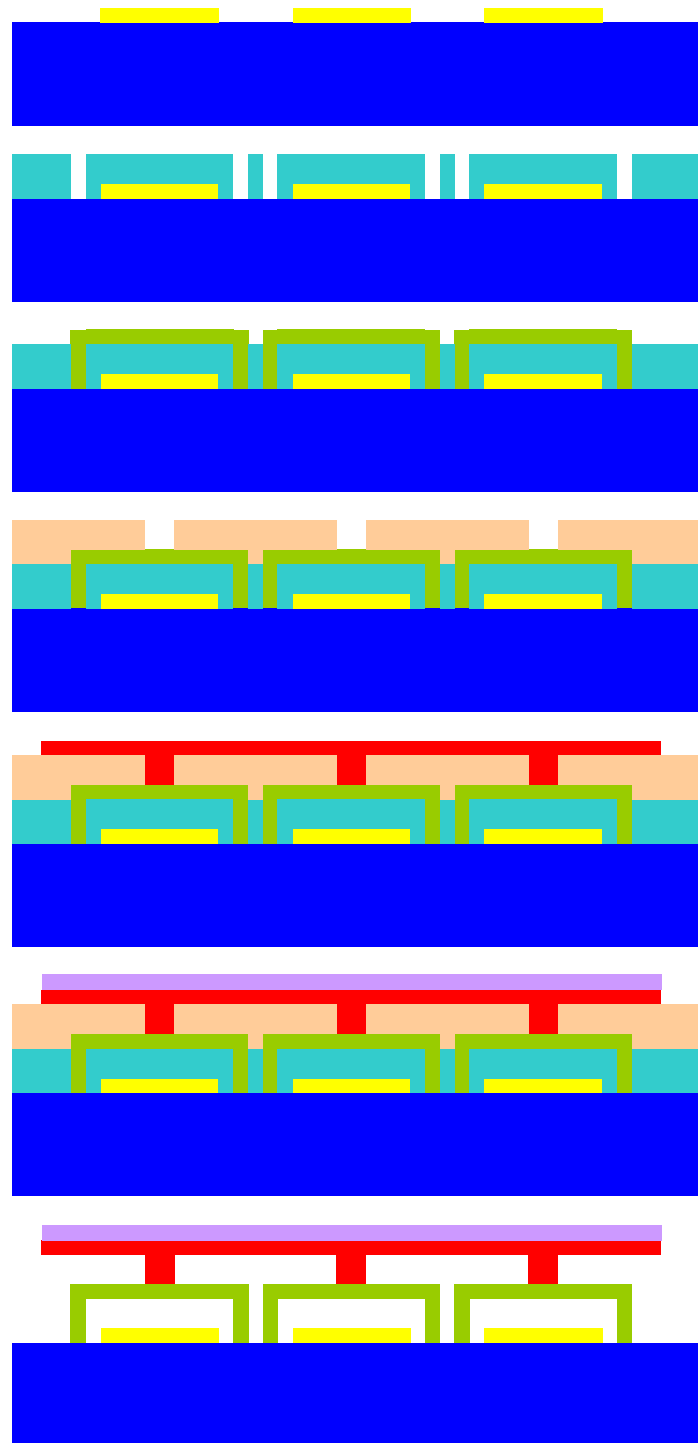


Figure 2-18 Schéma du procédé de fabrication d'un micro-miroir déformable

2.3.1.4 Actionnement

L'actionneur consiste en deux électrodes : la première collée sur le substrat et la seconde constituée par un plateau mobile.

2.3 Projet de micro-miroir déformable



Figure 2-19 Schéma type de la seconde électrode d'un actionneur

Une tension V appliquée entre les électrodes génère une force électrostatique. En négligeant les effets de bords et la courbure des électrodes, ce qui revient à faire l'hypothèse d'une bonne rigidité des électrodes, la force électrostatique est définie par l'équation (2.1).

$$F_{\text{électrostatique}} = \frac{\epsilon_0 S V^2}{2 (\text{gap} - w)^2} \quad (2.1)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, S la surface d'électrode en regard, V la tension appliquée, gap la distance initiale entre l'électrode fixe et le plateau mobile et w le déplacement hors du plan. Cette force est proportionnelle au carré de la tension appliquée, ce qui conduit à une force attractive quel que soit le signe de la tension appliquée.

L'actionnement de ces composants est obtenu par un équilibre entre la force de rappel et la force électrostatique. La force de rappel dépend de la géométrie du ressort et des caractéristiques mécaniques du matériau telles que le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν . Les bras de ressort peuvent être considérés comme étant de simples poutres encastrées-libres (cantilevers). Dans ce cas, la force de rappel est donnée dans l'équation (2.2), où l est la largeur, L la longueur et t l'épaisseur de la poutre.

$$F_{\text{rappel}} = \frac{E l t^3}{4 L^3} w \quad (2.2)$$

Le mouvement du plateau mobile est généralement limité à un tiers du gap (équation (2.3)). La démonstration est faite dans le paragraphe 3.1. Lorsque la tension de « pull-in », c'est-à-dire la tension d'écroulement, est atteinte, la force électrostatique est plus forte que la force de rappel exercée par les bras de ressort, il n'existe plus de position d'équilibre et l'électrode mobile s'écroule sur l'électrode fixe et se colle.

$$w_{\text{pull-in}} = \frac{\text{gap}}{3} \quad (2.3)$$

Toute cette théorie est développée plus en détail dans le chapitre 3.

Notre plan de développement, en collaboration avec le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS (L.A.A.S., Toulouse), couvre des investigations sur le procédé (technologie et matériaux) et sur l'architecture des différentes briques. Cette collaboration a commencé en 2000 et s'est d'abord concentrée sur la réalisation d'un miroir continu avec un procédé à basse température, c'est-à-dire basé sur des matériaux polymères.

Parallèlement, des actionneurs et un prototype de micro-miroir déformable ont été développés avec un procédé commercial (PolyMUMPS) basé sur le silicium poly-cristallin dans une fonderie externe pour ce dernier. Puis des actionneurs en matériau polymère ont été mis au point au LAAS avec succès. Des miroirs complets associant actionneurs et couche miroir polymère sont en cours de développement.

2.3.2 Procédé PolyMUMPS

La présentation du procédé Poly MUMPS (Multi-user MEMS Process) de la fonderie Cronos (Memscap) va être faite en s'appuyant sur le « Design rules manual », [81]. Il s'agit du premier procédé industrialisé. Le principe est de fournir au fondeur un jeu de masques décrivant les motifs de chaque couche et le fondeur produit alors une puce fabriquée à partir de ces masques en utilisant un procédé de fabrication qui lui est propre. Aucune modification ne peut être apportée au procédé technologique, ce qui fait que l'épaisseur des couches, les matériaux et les contraintes résiduelles dans les couches sont inhérents à la technique. La taille de la puce est fixée à 1cm*1cm.

2.3.2.1 Procédé

Niveaux

Le procédé Poly MUMPS est un procédé de micro-usinage de surface qui contient sept niveaux matériels répertoriés. Parmi ces niveaux, on trouve :

- Le substrat qui est considéré comme un support mécanique électroniquement isolé. Il est en silicium cristallin et une couche de nitrure de silicium est déposée pour l'isolation électrique.
- 3 niveaux (poly0, poly1, poly2) dits « structuraux » qui constitueront le dispositif proprement dit. Ils sont électriquement conducteurs. Le matériau utilisé est le silicium poly-cristallin.
- 2 niveaux (1^{er} oxyde et 2^{ème} oxyde) dits « sacrificiels » qui seront enlevés au terme du procédé par une attaque chimique permettant ainsi la libération des structures. Ils sont constitués d'oxyde de silicium.
- 1 niveau de métal (or) pouvant recouvrir la couche de poly2 afin de réduire sa résistivité (et donc faciliter les contacts électriques) et augmenter sa réflectivité.

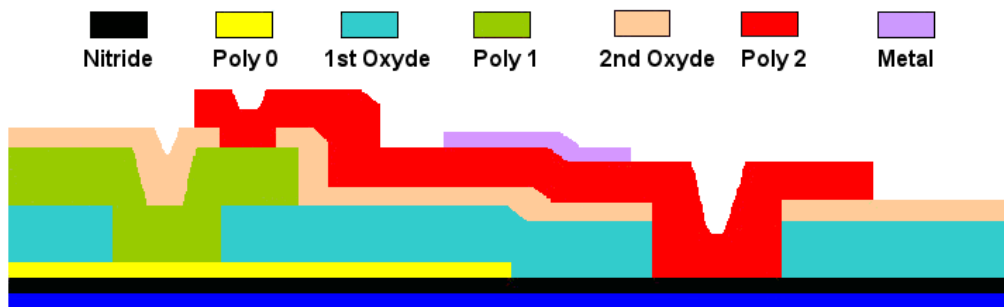


Figure 2-20 Procédé PolyMUMPS de Memscap

Les caractéristiques de ces différentes couches sont énumérées dans la Table 2-2. On y trouve des valeurs théoriques et des valeurs mesurées. Les valeurs mesurées sont légèrement différentes d'une série à l'autre, [78]. Les valeurs pour les séries qui nous intéressent (numéro 45 et 57) sont données. Les lettres C et T indiquent respectivement que les couches sont en compression ou en tension.

2.3 Projet de micro-miroir déformable

Table 2-2 Données du procédé PolyMUMPS

Niveau	Epaisseur théorique en nm	Epaisseur en nm série n°45	Contraintes en MPa série n°45	Epaisseur en nm série n°57	Contraintes en MPa série n°57
Nitruure	600	589±29	141 T	610±26	68 T
Poly0	500	490±3	37 C	503±8	38 C
1 ^{er} oxyde	2000	2053±68		1988±29	
Poly1	2000	1972±14	9 C	2009±33	11 C
2 ^{ème} oxyde	750	740±41		738±13	
Poly2	1500	1509±7	6 C	1504±25	10 C
Or	500	474	29 T	570	28 T

Effet d'empreinte

Dans ce procédé, les couches ne sont pas planarisantes, ce qui signifie que les reliefs des couches inférieures modifient le profil des couches supérieures. Un effet d'empreinte peut donc apparaître sur les couches supérieures et en particulier sur la couche miroir dégradant ainsi sa qualité optique. Le principe de l'effet d'empreinte est montré dans la Figure 2-21 sur l'exemple d'un miroir orientable avec la première couche structurale (en vert). Notre souhait est d'arriver au miroir tel qu'il est présenté dans le premier schéma. Mais comme la première couche sacrificielle (en bleu clair) a une épaisseur constante sur tout le composant (2µm dans le cas ce procédé), on ne peut réaliser que ce qui est présenté dans le deuxième schéma. Après l'étape de gravure de la couche sacrificielle, on obtient le miroir orientable représenté dans le dernier schéma. La trace du motif des électrodes fixes (en jaune) est nettement visible sur la couche structurale (en vert). Si une couche miroir est déposée au-dessus, le même phénomène va se répéter.

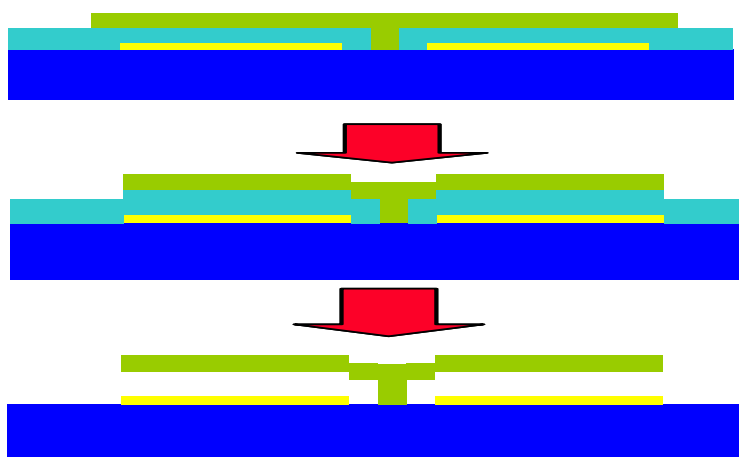


Figure 2-21 Effet d'empreinte dans les structure MOEMS

Contraintes dans les couches

Il apparaît dans la Table 2-2 que les couches sont contraintes lors du dépôt. Ces contraintes se libéreront au moment de la gravure des couches sacrificielles en provoquant des déformations du composant, [79]. On voit en particulier que la couche d'or qui est en tension est déposée sur la couche poly2 qui est en compression, ce qui entraîne une courbure en bol du composant. Ces effets seront expliqués en détail dans le chapitre 3.

Matériau

Les structures réalisées devant être actionnées, il est important de connaître leur comportement mécanique. Ce comportement dépend de l'épaisseur des couches, de la géométrie des masques et du matériau structural choisi, ici le silicium poly-cristallin. Le

silicium poly-cristallin utilisé durant le procédé PolyMUMPS a fait l'objet de contrôle, [80]. Les résultats sont regroupés dans la Table 2-3.

Table 2-3 Données matériau des couches structurales du procédé PolyMUMPS

Matériau	Module d'Young en GPa	Coefficient de Poisson	Masse volumique en kg/m ³	Coefficients de dilatation thermique en ppm/°K
Silicium	158±10	0,22±0,01	2.300	4,2
Or	78	0,33	19.300	14,2

Lors du dessin des composants, il faut donc prendre en compte les problèmes d'effet d'empreinte et de courbure due aux contraintes pour que la couche supérieure soit de la meilleure qualité possible.

2.3.2.2 Masques

La liste des masques à fournir au fondeur est la suivante :

- Poly0 : géométrie de la couche poly0 couche électrode
- Anchor1 : trous dans la première couche sacrificielle pour la connexion poly1-poly0/Nitruure
- Poly1 : géométrie de la couche poly1
- Poly1_poly2_via : crée des trous dans la seconde couche sacrificielle pour la connexion poly2-poly1
- Anchor2 : crée des trous dans la seconde couche sacrificielle pour la connexion poly2-poly0/nitruure
- Poly2 : géométrie de la couche poly2
- Métal : géométrie de la couche métal
- Hole0 : trous dans la couche poly0
- Hole1 : trous de libération dans la couche poly1
- Hole2 : trous de libération dans la couche poly2
- HoleM : trous de libération dans la couche métal

Les masques concernant les trous de libérations sont facultatifs si ceux-ci sont intégrés aux masques du même niveau. Ces masques concernent les niveaux énoncés dans la Table 2-4.

Table 2-4 Masques du procédé PolyMUMPS

Niveau	Masques
Poly0	Poly0, Hole0
1 ^{er} oxyde	Anchor1
Poly1	Poly1, Hole1
2 ^{ème} oxyde	Poly1_poly2_via, Anchor2
Poly2	Poly2, Hole2
Or	Métal, HoleM

Les règles de dessin proviennent des technologies utilisées dans le procédé ainsi que de l'alignement des masques et sont donc imposées, [81]. La résolution des masques de lithographie est de 0,25µm mais un certain nombre de cotes minimales sont à respecter. Ces règles de dessin peuvent être enfreintes mais cela se fait aux risques et périls de l'utilisateur. Elles s'expriment sous trois formes : la largeur minimale des géométries, l'espacement minimal entre deux géométries et le recouvrement/espacement des masques. La largeur minimale et l'espace minimal des géométries d'un masque sont de 2µm et le

2.3 Projet de micro-miroir déformable

recouvrement/espacement des masques est de $5\mu\text{m}$. Ces dimensions sont importantes car elles conditionnent la résolution du banc de caractérisation.

La Figure 2-22 montre la superposition des masques envoyés à la fonderie pour la première série. Le code de couleur utilisé est le suivant :

- Poly0 : beige
- Anchor1 : vert clair
- Poly1 : rouge
- Anchor2 : Vert foncé
- Poly2 : rose
- Or : bleu

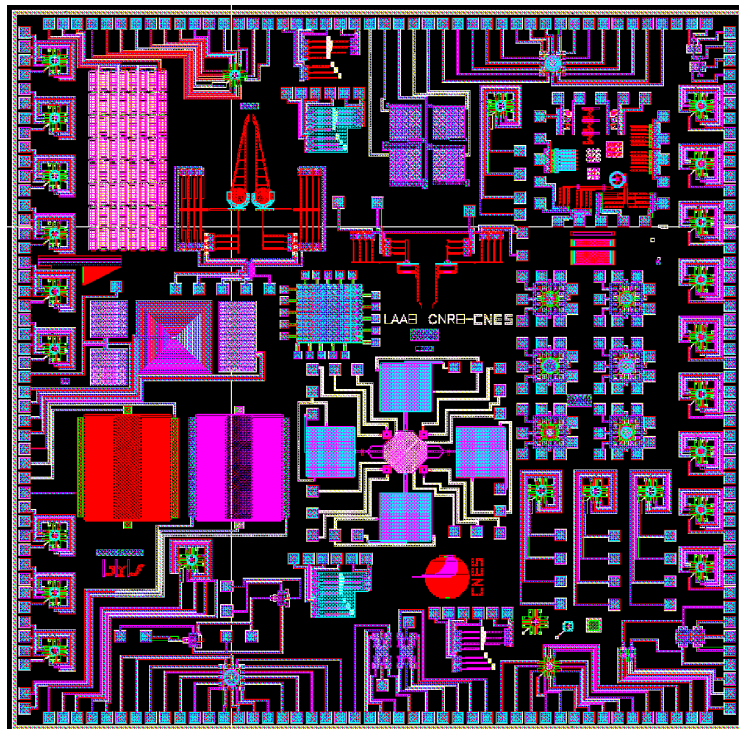


Figure 2-22 Schéma global de la puce PolyMUMPS

2.3.3 Procédé « L.A.A.S. »

A la différence du procédé PolyMUMPS, ce procédé est souple et optimisé pour nos applications. Les matériaux, les épaisseurs, les techniques de dépôt/gravure sont choisis pour être les plus adaptés à la réalisation de micro-miroirs déformables.

2.3.3.1 Cahier des charges

Les spécifications sur le composant entraînent la définition d'un cahier des charges pour le procédé de fabrication. Le but premier est d'obtenir des composants ayant une grande course pour une faible tension de commande.

- Grand gap : La nécessité d'une grande course implique un grand gap et donc l'utilisation de couches épaisses.
- Module d'Young faible : Afin d'avoir une tension de commande faible il faut diminuer la rigidité des composants. Les couches étant épaisses, il est donc nécessaire de choisir un matériau ayant un module d'Young faible.

- Planarisant : Pour avoir une couche miroir avec une bonne qualité optique, le procédé doit être planarisant
- Isolant : Le matériau doit être choisi isolant pour limiter les problèmes de casse (collage) des composants en cas d'écroulement des structures.
- Procédé basse température : Un procédé basse température permet une compatibilité avec une électronique type CMOS sur le même substrat.

2.3.3.2 Procédé

Il a été choisi de développer un procédé original basé entièrement sur les matériaux polymères. La résine photo-sensible SU-8 a déjà été utilisée dans des procédés de micro-moulage pour l'électrodéposition ou pour produire des matrices pour l'emboutissage à chaud. Les structures en polymère SU-8 sont alors mises en œuvre de manière passive, pour la réalisation de micro-canaux dans des applications en micro-fluidique par exemple. Des composants en SU-8, comportant des parties mobiles tels que des valves ou des engrenages, ont été réalisés in situ en utilisant une couche sacrificielle en Cuivre, [82]. La couche structurale en SU-8 polymérisé possède une épaisseur comprise entre 300 et 400µm, La couche sacrificielle en Cuivre est soit une fine couche (200nm) déposée par pulvérisation, soit une couche plus épaisse allant jusqu'à quelques microns déposés par oxydo-réduction.

Nous proposons d'utiliser le matériau SU-8 comme matériau pour la couche structurale d'actionneurs piston actifs basés sur la force électrostatique. Ce matériau est approprié pour la réalisation de la couche continue des micro-miroirs déformables, menant à un composant MOEMS complet réalisé en matériau SU-8.

Le procédé mis en œuvre au L.A.A.S. et entièrement basé sur les polymères comporte les étapes principales suivantes (Figure 2-23) :

- Dépôt d'une couche de nitrure de silicium de 100 nm d'épaisseur en tant que couche isolante. Le dépôt est réalisé par LPCVD (dépôt chimique en phase vapeur à basse pression).
- Dépôt des électrodes fixes en or par évaporation thermique par effet Joule. L'épaisseur de la couche d'or est de 300 nm. Cette couche est gravée par une solution à base d'iode.
- Dépôt sur tout le substrat de la couche sacrificielle de SU-8 non polymérisée d'une épaisseur de 10 µm équivalente au gap d'air sur le composant final.
- Dépôt de la couche de magnésium et lithographie pour la protection de la couche de SU-8 non polymérisée. Le dépôt est réalisé avec l'évaporation thermique par effet Joule et la gravure est effectuée avec une solution d'acide acétique. Cette couche de magnésium a un rôle d'écran vis-à-vis de l'insolation ultra-violette et permet une polymérisation locale de la première couche de SU-8.
- Dépôt de la couche structurale de SU-8 d'une épaisseur de 10 µm pour une planarisation optimale de la surface. Cette couche est commune au plateau et au bras de ressort. Après une étape de lithographie pour la localisation de la structure, cette couche est polymérisée.
- Dépôt et lithographie de la couche supérieure réfléchissante en chrome. Celle-ci d'une épaisseur de 100 nm va aussi constituer l'électrode supérieure de l'actionneur. Le dépôt de cette couche est réalisé par évaporation thermique par effet Joule, la gravure est effectuée avec une solution du commerce. Le chrome a été choisi afin de compenser le gradient de contrainte généré au cours du dépôt de la couche structurale.
- Gravure humide de la couche sacrificielle, pour libérer la couche structurale en une structure auto porteuse.
- Séchage au CO₂ supercritique

2.3 Projet de micro-miroir déformable

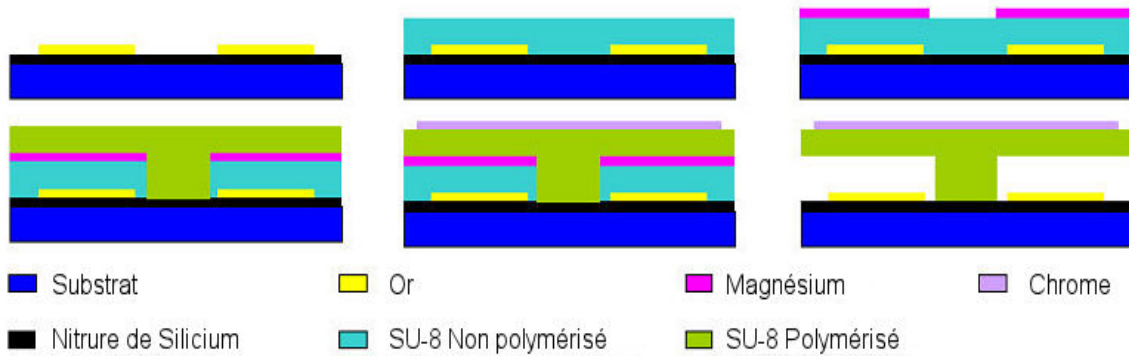


Figure 2-23 Procédé basé sur le matériau Su8

Il est important de noter que contrairement au procédé PolyMUMPS, ce procédé est quasi-planarisant dans son principe. En effet, on ne vient pas combler des trous dans la couche sacrificielle mais c'est la couche sacrificielle qui est localement transformée en couche structurale. Seules les couches de magnésium et d'or pourraient engendrer un effet d'empreinte. Toutefois, le polymère minimise fortement ce genre de problème car il est déposé en phase liquide. Il a été démontré qu'un trou de $9\mu\text{m}$ a ainsi été rebouché en ramenant l'effet d'empreinte à 500nm , [76]. Dans le cas de la couche d'or, elle ne mesure que 300 nm d'épaisseur, ce qui rend l'effet d'empreinte négligeable.

Ce procédé peut être étendu à deux couches structurales en SU-8 en déposant à nouveau des couches d'écran et deux couches de résines.

2.3.3.3 Les masques

Le dessin des géométries est basé sur quatre masques de lithographie. Ces masques servent à définir :

- Les électrodes fixes (Or)
- L'ouverture de la couche sacrificielle pour générer les points d'ancrage de la couche structurale (Magnésium)
- La géométrie de la couche structurale (SU-8)
- L'électrode supérieure (Chrome)

Cette liste de masque doit être étendue pour un passage à deux couches structurales. On doit rajouter :

- L'ouverture de la couche sacrificielle pour les attaches miroir-actionneur (Magnésium)
- La géométrie de la couche miroir (SU-8)
- La couche réfléchissante (Or)

On peut voir l'exemple du masque de la couche de chrome d'un actionneur piston dans la Figure 2-24. Des trous sont visibles sur le plateau pour permettre la gravure de la couche sacrificielle.

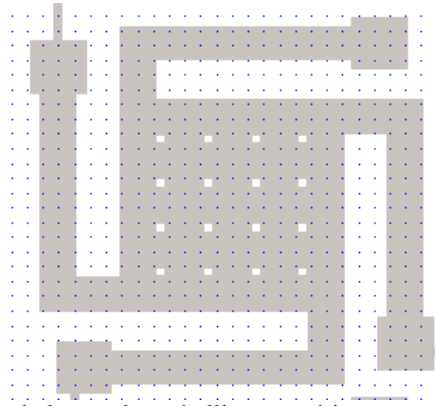


Figure 2-24 Masque de la couche métallique supérieure pour un actionneur

Une augmentation du nombre de trous de gravure est intéressante pour le procédé car elle autoriserait une plus grande vitesse de libération des structures, ce qui permettrait de moins dégrader la couche structurale. Mais d'un point de vue optique, on cherche plutôt à minimiser le nombre de trous car ceux-ci engendrent des phénomènes de diffraction très gênants.

La répartition spatiale des trous est d'ailleurs largement débattue par les opticiens. En effet, une répartition régulière concentre la lumière dans des pics de diffraction (effet réseau) qui peuvent être plus perturbateurs qu'une tache diffuse due à une répartition aléatoire. Mais d'autre part, ces pics sont clairement identifiés et peuvent être filtrés. Du point de vue technologique une répartition régulière évite le risque d'avoir des zones non libérées. Cette répartition sera sûrement dépendante de l'application du miroir déformable mais une répartition régulière semble pour le moment plus adéquate.

2.3.3.4 Mesures des paramètres du matériau SU8

Description de la SU-8

La SU-8 est une résine photosensible parente des résines époxy. D'un point de vue moléculaire, un atome d'oxygène sert de pont entre deux atomes, couramment de carbone, [83]. De tels matériaux sont capables de créer un réseau en trois dimensions en établissant des liaisons entre les molécules par polymérisation cationique comme on peut le voir dans la Figure 2-25. Cette réaction se déclenche par la création de l'acide de Lewis sous une illumination ultra-violette.

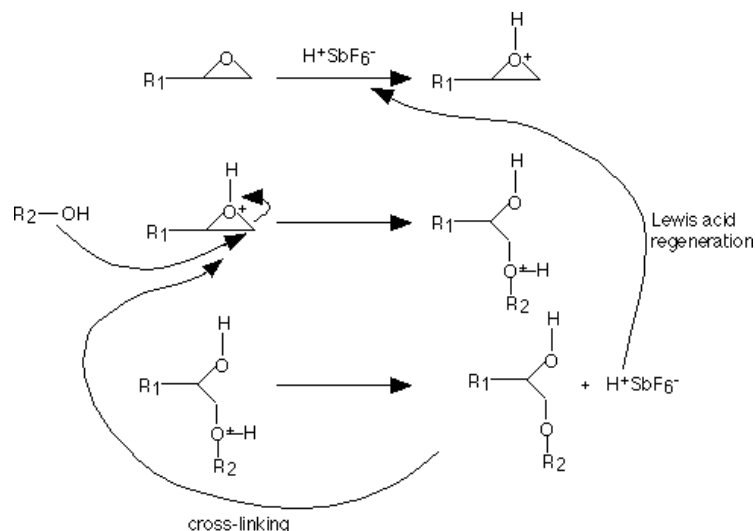


Figure 2-25 Réaction de polymérisation d'une résine époxy

2.3 Projet de micro-miroir déformable

La résine SU-8 possède une longueur d'onde de polymérisation de 365nm, c'est une résine époxy possédant 8 groupes époxy comme on peut le voir en rouge dans la formule montrée dans la Figure 2-26.

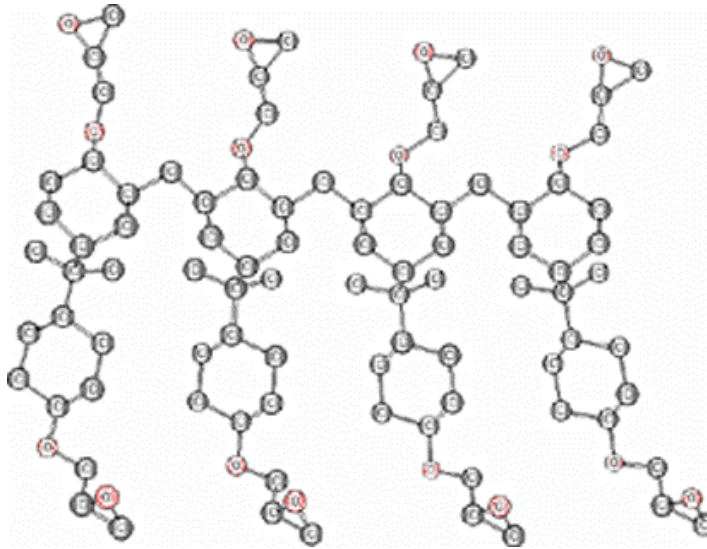


Figure 2-26 Molécule de SU-8

Deux paramètres-clés du polymère Su8 ont été mesurés : la constante diélectrique ϵ_r et le module d'Young E .

Constante diélectrique

Pour la mesure de ϵ_r , plusieurs condensateurs comportant une couche de SU-8 de 10 μm d'épaisseur encapsulée entre des électrodes en aluminium ont été dessinés et réalisés. En déterminant la capacitance de ces condensateurs et en utilisant la formule classique des condensateurs à faces planes parallèles, la valeur de ϵ_r est déduite. Dans la Figure 2-27 est donnée la constante diélectrique mesurée à différentes fréquences, sur sept condensateurs de surfaces différentes. Un écart type de 0,1 a été mesuré entre les composants. Dans la gamme opérationnelle, allant du régime statique à 100kHz, la valeur de $\epsilon_r = 4,6$ prise comme référence.

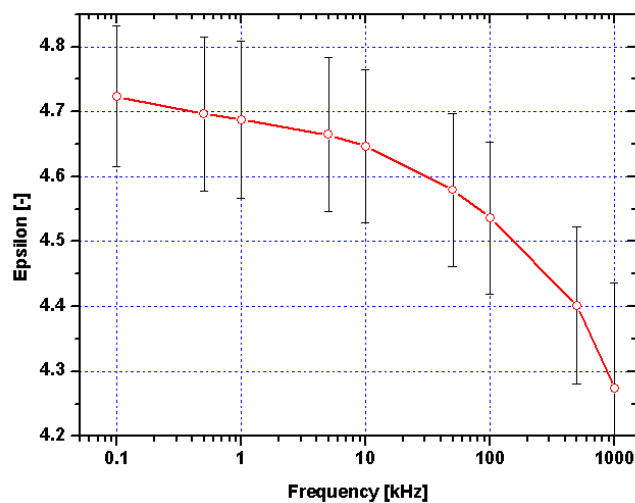


Figure 2-27 Mesure de la constante diélectrique du matériau Su8

Module d'Young

La méthode de la nano-indentation a été utilisée pour la mesure du module d'Young du SU-8. Cette méthode utilise la relation dérivée des analyses de Love et Sneddon concernant le contact de demi-espace élastique isotrope par des « indenteurs » rigides, [84] [84]. L'indentation est obtenue par l'application d'une faible charge avec un « indenteur » diamant de géométrie connue et la variation de déplacement est enregistrée comme une fonction de la charge durant la pression sur la surface du spécimen. Le gradient de la courbe non chargée peut être utilisé pour calculer la rigidité du contact et étant donné que la surface de contact est connue, le module d'Young du matériau peut être calculé. Cette méthode est décrite par Bamber, [86]. Cette mesure a été réalisée sur une couche épaisse de SU-8 déposée sur un substrat et le module d'Young obtenu est de $6,0 \pm 0,1 \text{ GPa}$. Pour mémoire celui du silicium poly-cristallin est de $158 \pm 10 \text{ GPa}$.

Thermique

La résine SU-8 a un comportement thermique proche des plastiques, à savoir un fort coefficient de dilatation thermique et une variation du module d'Young avec la température. Le coefficient de dilatation thermique de la SU8 vaut $50 \text{ ppm}/^\circ\text{K}$ et une augmentation du module d'Young doit aller de pair avec une diminution de la température.

Rugosité

La collaboration avec le L.A.A.S. s'est d'abord concentré sur la réalisation d'un miroir continu avec un procédé basé sur la résine SU-8 mais différent de celui présenté ici. Des miroirs avec des capacités de planarisation très efficaces et de rugosité réduite ($< 15 \text{ nm}$) ont été obtenus, [76].

Contrainte

La contrainte de la couche de $10 \mu\text{m}$ de SU-8 déposée sur un substrat silicium est calculée à partir du rayon de courbure mesuré, la valeur trouvée est de 10 MPa en tension.

Autres caractéristiques

D'autres caractéristiques mécaniques de ce matériau n'ont pas pu être étudiées mais méritent de l'être si ce matériau se révèle être le bon choix. Les limites de rupture et d'élasticité sont à mesurer ainsi que l'adhérence de ce matériau. Des phénomènes de fluage, de fatigue et un comportement visco-élastique sont à craindre.

2.3.3.5 Couche de Chrome

Le Chrome est choisi comme matériau pour la couche d'électrode supérieure car c'est un métal conducteur et réfléchissant qui possède de fortes contraintes en tension comme on peut le voir dans la Figure 2-28. Les composants seront ainsi forcement avec une courbure en bol et donc actionnables. Une courbure de signe opposé est à éviter car le gap étant très faible, les extrémités des composants seraient rapidement en contact avec le substrat et empêcheraient alors l'actionnement.

2.3 Projet de micro-miroir déformable

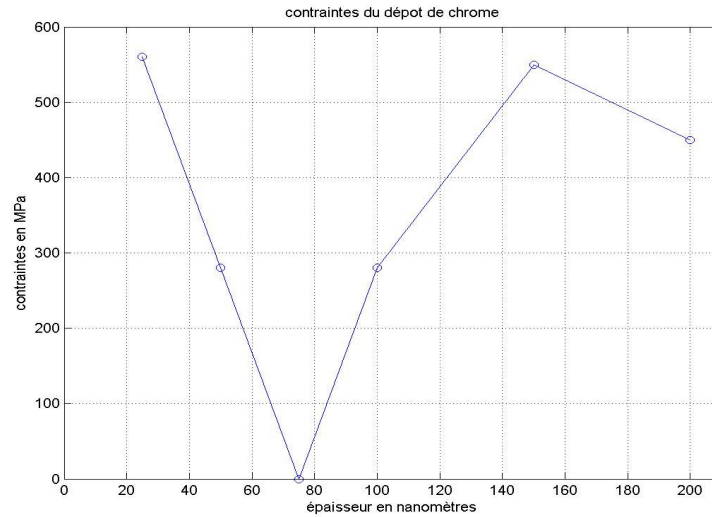


Figure 2-28 Mesure des contraintes dans la couche de Chrome

Les mesures des contraintes dans la couche de Chrome montrent une forte variation avec l'épaisseur déposée. Un point de rebroussement surprenant apparaît pour une épaisseur de 75nm. La couche doit être assez épaisse pour permettre un bon contact électrique et une réflectivité suffisante, on se place donc après le point de rebroussement. Une épaisseur de 100nm est choisie dans ce procédé de fabrication.

Rappelons que ce procédé est modifiable à souhait et le remplacement de cette couche par un autre matériau est envisageable si nécessaire.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, la technologie MOEMS a été décrite pour présenter les méthodes de réalisation des micro-miroirs déformables. Un état de l'art des micro-miroirs déformables a fait apparaître qu'aucun composant actuel ne permet de répondre au cahier des charges fixé par la nouvelle génération d'optique adaptative. La voie du réseau d'actionneur recouvert d'une plaque continue semble toutefois la plus convaincante. Notre projet est de réaliser un micro-miroir déformable basé sur ce concept. L'originalité de notre approche tient en l'élaboration de couches structurales et sacrificielles en polymère avec un procédé basse température. Le procédé de fabrication commercial PolyMUMPS est choisi pour la réalisation de prototypes additionnels d'actionneurs et de micro-miroirs déformables. Des moyens de modélisation et de caractérisation doivent donc être développés afin de comprendre et d'optimiser le comportement d'un tel miroir.

2.5 Références

- [55] « Beginner's guide » disponible sur www.memsnet.org
- [56] G. Vdovin « Micromachined adaptive mirrors » disponible sur <http://guernsey.et.tudelft.nl/tyson4/>
- [57] L.J. Hornbeck, « Digital Light Processing™: A New MEMS-Based Display Technology », Texas Instrument, disponible sur www.dlp.com
- [58] G. Vdovin et al., « Flexible mirror micromachined in silicon », *Applied Optics*, 34, p.2968, 1995
- [59] G. Vdovin, S. Middelhoek and P. M. Sarro, « Technology and applications of micromachined silicon adaptive mirrors », *Opt. Eng.*, **36** (5), 1382-1390, 1997
- [60] R. Gaughan, « Miniature deformable mirrors bring adaptive optics within reach », *Photonics spectra*, février 2005
- [61] S. Olivier, « MEMS Adaptive Optics Panel », San Diego, 2005
- [62] Plaquette commerciale de Imagine Optics
- [63] N. Clark, P. Furth, G. Whitfield, J Comtois, S. McKecknie, A. Michalick, « Silicon adaptive optics systems using micro-mirrors », dans *Adaptive Optical System Technologies*, SPIE 3353, Kona, 1998
- [64] M. C. Roggeman, V. M. Bright, B. M. Welsh, S. R. Hick, P. C. Roberts, W. D. Cowan and J. H. Comtois, « Use of micro-electro-mechanical deformable mirrors to control aberrations in optical systems: theoretical and experimental results », *Opt. Eng.*, **36** (5), p.1326-1338 (1997)
- [65] W. D. Cowan, M. K. Lee, B. M. Welsh, V. M. Bright and M. C. Roggeman, "Optical phase modulation using a refractive lenslet array and microelectromechanical deformable mirror", *Opt. Eng.* **37** (12), p.3237-3247 (1998)
- [66] M.A. Helmbrecht, U. Srinivasan, C. Rembe, R.T. Howe, R.S. Muller, « Micromirrors for adaptive Optics array », *Transducers 2001. 11th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*, Munich, Germany, 2001
- [67] T. G. Bifano, R. K. Mali, J. K. Dorton, J. Perreault, N. Vandelli, M. N. Horenstein and D. A. Castanon, « Continuous-membrane surface-micromachined silicon deformable mirror », *Opt. Eng.*, **36** (5), 1354-1360, 1997
- [68] J. A. Perreault, T. G. Bifano, B. M. Levine, M. Horenstein, « Adaptive optic correction using micromechanical deformable mirror », *Opt. Eng.*, **41** (3), 561-566, 2002
- [69] A. Liotard, « Deformable mirror characterization », Rapport de stage, 2002
- [70] <http://www.memsoptical.com/>
- [71] Y. Hishinuma, E-H. Yang, « Piezoelectric Unimorph MEMS Deformable Mirror for Ultra-Large Telescopes », dans *MOEMS-MEMS, Micro & Nanofabrication*, SPIE 5717, San Diego, 2005
- [72] W. Schwartz, « Micromiroirs déformables pour systèmes d'optique adaptative astronomiques », thèse de Doctorat de l'Institut national polytechnique de Grenoble, 2003
- [73] R. Gilmozzi, B. Delabre, P. Dierickx, N. Hubin, F. Koch, G. Monnet, M. Quattri, F. Rigaud, and R.N. Wilson, « The future of filled aperture telescopes: is a 100m feasible ? », dans *Advanced Technology Optical/IR Telescopes VI*, SPIE 3352, 778-791, Kona, Hawaii, 1998
- [74] F. Zamkotsian, D. Burgarella, K. Dohlen, V. Buat, M. Ferrari, « MOEMS, key optical components for the future instrumentation of VLT », in *Proceedings of ESO conference on Scientific drivers for ESO future VLT/VLTI instrumentation*, Munich, Germany (2001)

- [75] F. Zamkotsian, K. Dohlen, « Prospects for MOEMS-based adaptive optical systems on extremely large telescopes », dans *Beyond conventional Adaptive Optics*, Venise, Italie, 2001
- [76] F. Zamkotsian, H. Camon, N. Fabre, V. Conedera, G. Moreaux, « Micro-deformable mirror for next generation adaptive optical systems », dans *Astronomical Telescopes and Instrumentation 2002*, SPIE 4850, Hawaii, USA, 2002
- [77] S. Muratet, « Design et observation de structures à actionnement électrostatique ou en courant. Caractérisation et qualification de deux technologies MEMS silicium, poly ou mono cristallin », rapport de DEA « Conception des circuits microélectroniques et microsystèmes », Juin 2002
- [78] « MUMPS run data » disponible sur www.memscap.com
- [79] « PolyMUMPS FAQ » disponible sur www.memscap.com/memsrus/docs
- [80] Sharpe et al. , « Effect of specimen size on Young's modulus and fracture strength of polysilicon », *Journal of microelectromechanical systems*, 10(3), 2001
- [81] « PolyMUMPs Design Handbook » disponible sur www.memscap.com/memsrus/docs
- [82] V. Seidemann, J. Rabe, M. Feldmann, S. Büttgenbach, « SU8-micromechanical structures with in situ fabricated movable parts », *Microsystem Technologies*, 8, p.348, 2002
- [83] L. Guerin, « The SU8 homepage », www.geocities.com/guerinlj
- [84] A.E.H. Love, *Philos. Trans A* **228**, 377, 1929
- [85] I.N. Sneddon, *Int. J. Eng. Sci.* **3**, 47, 1965
- [86] M.J. Bamber, K.E. Cooke, A.B. Mann, B. Derby, « Accurate determination of Young's modulus and Poisson's ratio of thin films by a combination of acoustic microscopy and nanoindentation », *Thin Solid Films*, **398-399**, 299-305 (2001)

Chapitre 3 Simulations

Il existe deux approches pour analyser le comportement mécanique de ces composants :

- L'étude analytique qui implique l'écriture des équations de manière formelle. Celle-ci se limitera à la résolution de cas « simples ».
- La modélisation par éléments finis qui consiste à discrétiser la structure et à résoudre le problème mécanique précis.

3.1 Etude analytique

Les MOEMS créés par micro usinage de surface sont des structures tri-dimensionnelles réalisées en empilant des couches sacrificielles et structurales, dont les caractéristiques géométriques sont données par un jeu de masques pour le dépôt et la gravure des couches. Divers matériaux et architectures sont en cours de développement pour atteindre les objectifs nécessaires aux systèmes d'optique adaptative.

3.1.1 Les forces en actions

3.1.1.1 Equilibre des forces

Les systèmes mécaniques sont schématisés par le modèle présenté dans la Figure 3-1. Le poids des composants étant négligeable vis à vis des autres forces, la masse m n'intervient que dans les problèmes dynamiques. La force F est la force d'actionnement, dans notre cas la force électrostatique. La force de rappel de raideur k est due aux bras de rappel des actionneurs ainsi qu'à la plaque constituant la couche miroir.

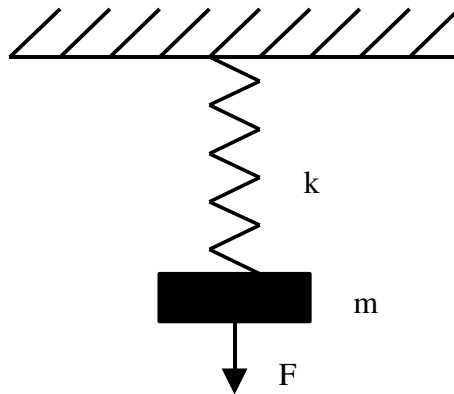


Figure 3-1 Equilibre des forces

3.1.1.2 La force électrostatique

Dans un circuit électrique, il est connu que l'énergie emmagasinée dans le condensateur $E_{condensateur}$ s'exprime en fonction de la tension V et de la capacité du condensateur C par la formule (3.1).

$$E_{condensateur} = \frac{1}{2} CV^2 \quad (3.1)$$

Dans le cas d'un condensateur plan, la capacité est définie par la formule (3.2) où ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r la constante diélectrique du matériau présent entre les électrodes, S la surface des électrodes et d la distance entre les électrodes. Dans la plupart des cas, les électrodes sont séparées par de l'air ($\epsilon_r=1$).

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{d} \quad (3.2)$$

3.1 Etude analytique

Actionnement vertical

En mécanique, la force s'exprime comme le gradient de l'énergie. Dans le cas de l'actionnement vertical d'une électrode d'un condensateur plan, la formule (3.3) est obtenue, [87][88]. Les caractères en gras illustrent des vecteurs.

$$\mathbf{F} = \text{grad } E \Rightarrow \mathbf{F}_z = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S V^2}{2d^2} \mathbf{e}_z \quad (3.3)$$

La distance entre les électrodes est variable. Dans le cas d'un actionneur, on la décompose sous la forme d'une distance initiale appelée « *gap* » et du déplacement selon z appelé w . La force électrostatique peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$F_{\text{électrostatique}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S V^2}{2(\text{gap} - w)^2} \quad (3.4)$$

Par la suite, nous utiliserons cette expression pour la force électrostatique. Cette formule peut se simplifier lorsque la distance initiale *gap* est très supérieure au déplacement w de l'électrode. Cela donne alors la formule (3.5).

$$F_{\text{électrostatique}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S V^2}{2\text{gap}^2} \quad \text{si } \text{gap} \gg w \quad (3.5)$$

Cas d'un actionneur en matériau isolant

Dans le cas des composants issus du procédé L.A.A.S. (voir paragraphe 2.3.3), la zone entre les électrodes n'est pas un milieu homogène, voir Figure 3-2. On doit donc définir un *gap* effectif qui se substituera au *gap* dans les équations.

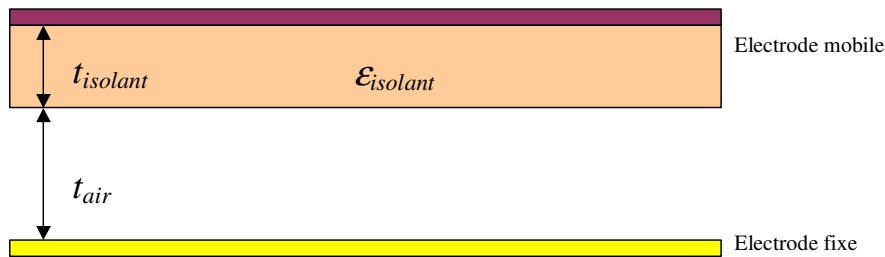


Figure 3-2 Cas d'un actionneur isolant

Le *gap* effectif de l'actionneur est déterminé par l'équation (3.6).

$$\text{gap} = t_{\text{air}} + \frac{t_{\text{isolant}}}{\epsilon_{\text{isolant}}} \quad (3.6)$$

Ce *gap* effectif est une combinaison de l'épaisseur du film d'air et d'un *gap* additionnel associé à la nature du plateau. Si la plaque est conductrice ($\epsilon_r = \infty$), le *gap* effectif est réduit au *gap* d'air. Mais si la plaque est constituée d'un matériau isolant ($1 \leq \epsilon_r < \infty$), le *gap* effectif est augmenté.

Actionnement horizontal

On a décrit ici le cas d'un actionnement vertical mais il peut aussi y avoir un actionnement latéral tel que celui utilisé dans les actionneurs en peigne dit « comb-drive ». Les électrodes sont alors rectangulaires de surface $S=(a-|x|)b$.

$$\mathbf{F} = \text{grad } E \Rightarrow \mathbf{F}_x = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 b V^2}{2d} \mathbf{e}_x \quad (3.7)$$

Pour un doigt du peigne, cette force est multipliée par deux et en généralisant à un peigne à N dents on a :

$$F_{\text{électrostatique}} = \frac{N \epsilon_r \epsilon_0 b V^2}{d} \quad (3.8)$$

3.1.1.3 La force de rappel

La force de rappel dépend de la géométrie du ressort et des caractéristiques mécaniques du matériau telles que le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν .

Poutre encastrée-libre

Pour une simple poutre encastrée-libre (cantilever), la force de rappel est donnée par l'équation (3.9), où l est la largeur, L la longueur et t l'épaisseur de la poutre, [89].

$$F_{\text{rappel}} = \frac{E l t^3}{4 L^3} w \quad (3.9)$$

De même, on peut exprimer le couple de rappel. Celui-ci dépend des même paramètres que la force de rappel comme le montre la formule (3.10).

$$C_{\text{rappel}} = \frac{E I_p}{2 L (1 + \nu)} \text{ avec } I_p = \frac{l t^3 + l^3 t}{12} \quad (3.10)$$

Plaque constituant la couche miroir

Dans le concept de micro-miroir déformable proposé au paragraphe 2.3, la couche miroir est une plaque libre soutenue seulement par un réseau d'actionneurs. Il semble difficile d'obtenir la déformée de manière théorique pour un tel cas. On considère alors un cas simplifié pour obtenir un ordre de grandeur de la force de rappel que peut exercer la plaque sur les actionneurs. Le cas considéré est une plaque circulaire chargée en son centre et simplement supportée sur les bords.

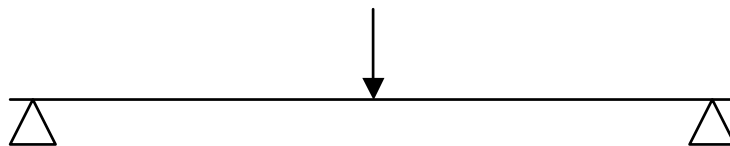


Figure 3-3 Plaque avec support simple sur les extrémités, chargée en son centre

3.1 Etude analytique

La rigidité D d'une plaque est calculée par la formule (3.11), [90]:

$$D = \frac{E t^3}{12 (1 - \nu^2)} \quad (3.11)$$

Le déplacement hors du plan d'une plaque circulaire de rayon a supportée simplement sur son bord et subissant une force ponctuelle F en son centre ($r=0$) peut s'exprimer par l'équation (3.12).

$$w(r) = \frac{1}{16 \pi D} \left[\frac{3+\nu}{1+\nu} (a^2 - r^2) + 2 r^2 \log\left(\frac{r}{a}\right) \right] F \quad (3.12)$$

Dans notre approximation, la distance a qui correspond au rayon associé à la condition de « support simple » est choisie comme valant une fois et demi l'espace inter-actionneurs. Il est alors aisé de connaître le déplacement maximal de cette plaque et il est possible d'extraire la force de rappel exercée par cette plaque sur l'actionneur.

$$w_{max} = \frac{(3+\nu) a^2}{16 \pi (1+\nu) D} F \quad (3.13)$$

3.1.1.4 Effets des contraintes dans les couches

A l'équilibre, les plaques vérifient le système d'équations (3.14), [91] :

$$\begin{cases} (1) : \int \sigma(z) dz = 0 \\ (2) : \int z \sigma(z) dz = 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

Les déformations $\varepsilon(z)$ peuvent se décomposer en trois sortes :

- $\varepsilon^m(z)$ la déformation introduite par les contraintes $\sigma(z)$,
- $\varepsilon^c(z)$ la déformation introduite par la courbure K ,
- ε^r une constante représentant la déformation au bas de la plaque.

Ces déformations sont liées par l'équation (3.15).

$$\varepsilon(z) = \varepsilon^m(z) + \varepsilon^c(z) + \varepsilon^r \text{ avec } \varepsilon^c(z) = -K z \quad (3.15)$$

Dans le cas d'une plaque de matériau possédant un gradient de contrainte vertical, la résolution du système (3.14) de deux équations où K et ε^r sont inconnues conduit à la formule (3.16).

$$K = \frac{1}{R} = \frac{(1-\nu)}{E} \frac{d\sigma}{dz} \quad (3.16)$$

Une plaque de coefficient de dilatation thermique α subissant un gradient de température vertical fléchit avec une courbure K donnée par la formule (3.17).

$$K = \alpha \frac{dT}{dz} \quad (3.17)$$

L'étude d'une plaque composée de deux matériaux 1 et 2, de module d'Young E_1 et E_2 , de coefficient de Poisson ν_1 et ν_2 et d'épaisseur t_1 et t_2 avec des contraintes σ_1 et σ_2 constitue un cas particulièrement intéressant. En effet, on a vu au paragraphe 2.3.2 que certaines structures comportent des bi-couches dont une couche est en tension, l'autre en compression. Il est alors intéressant de prévoir la courbure du composant en présence de telles contraintes. On résout le système (3.14), ce qui permet d'extraire la constante ε^r et la courbure K .

$$K = \frac{6 P_1 P_2 (t_1 + t_2) t_1 t_2 \Delta\varepsilon}{P_1^2 t_1^4 + 4 P_1 P_2 t_1^3 t_2 + 6 P_1 P_2 t_1^2 t_2^2 + 4 P_1 P_2 t_1 t_2^3 + P_2^2 t_2^4} \quad (3.18)$$

$$\text{avec } \Delta\varepsilon = \frac{\sigma_1}{P_1} - \frac{\sigma_2}{P_2} \text{ et } P_i = \frac{E_i}{1-\nu_i} \text{ pour } i = 1, 2.$$

Cette équation correspond à la formule trouvée dans la littérature, [92]. Dans le cas particulier où $\sigma_1=0$ et $t_1 \gg t_2$, c'est à dire le cas d'un dépôt d'une couche mince pleine plaque sur un substrat, cette formule se simplifie et on obtient la formule de Stoney, [93] :

$$K = \frac{6 \sigma_2 (1-\nu_1) t_2}{E_1 t_1^2} \quad (3.19)$$

Il apparaît que dans le cas où la couche 1 n'aurait pas une contrainte complètement nulle mais un gradient de contrainte, la courbure K est la somme des deux effets (contraintes dans la couche 2 plus gradient de contraintes dans la couche 1) :

$$K = \frac{(1-\nu_1)}{E_1} \frac{d\sigma_1}{dz} + \frac{6 \sigma_2 (1-\nu_1) t_2}{E_1 t_1^2} \quad (3.20)$$

3.1.2 Etudes de cas

Deux cas d'actionneurs sont étudiés : l'actionneur piston et l'actionneur de type miroir orientable qui sera appelé par la suite actionneur orientable. Le cas des miroirs à membranes est aussi traité.

3.1.2.1 Actionneur piston

L'actionneur piston est modélisé par une plaque carrée rigide de surface S sur laquelle s'applique le champ électrostatique et par N_{bras} bras de ressort de largeur l_{bras} et de longueur L_{bras} . La plaque miroir est éventuellement attachée sur la plaque rigide de l'actionneur. Un

3.1 Etude analytique

schéma explicatif est montré dans la Figure 3-4, l'échelle verticale est amplifiée afin de voir la flexion des bras de ressort.

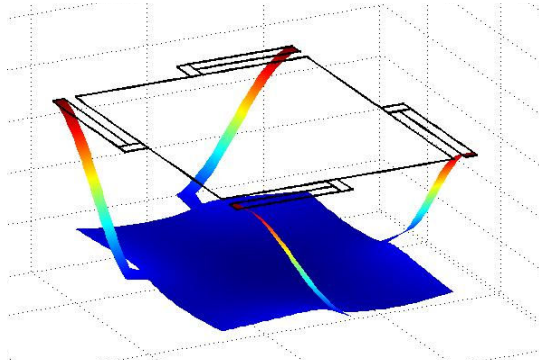


Figure 3-4 Schéma explicatif de l'actionneur piston

Egalité des forces et pull-in

La force de rappel exercée sur le plateau d'un actionneur de type piston est simplement la multiplication des forces de rappels des bras de ressort par N_{bras} le nombre de ces bras, généralement deux ou quatre. Dans le cas où cet actionneur est attaché à la plaque supérieure, la force de rappel est la somme de la force de rappel due aux bras et de celle due à la plaque miroir. Afin de ne pas surcharger les équations, on se ramène au cas d'un ressort unique de rigidité k .

$$Frappel = Félectrostatique \Rightarrow kw = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S V^2}{2 (gap-w)^2} \quad (3.21)$$

Il existe une compétition entre cette force électrostatique et la force de rappel. Sur la Figure 3-5, ces deux forces sont tracées en fonction du déplacement vertical w normalisé par le gap . On voit que pour des tensions faibles, deux positions d'équilibre coexistent. Une étude énergétique nous montrerait qu'une seule est stable. Lorsque l'on augmente la tension, la courbe de la force électrostatique se déplace vers le haut jusqu'à avoir une seule solution. Au-delà de cette position, il n'existe plus d'intersection entre les deux courbes et donc plus de position où les forces sont égales. Il se produit alors un déséquilibre et l'actionneur s'écroule sur l'électrode opposée. C'est le phénomène de « pull-in »

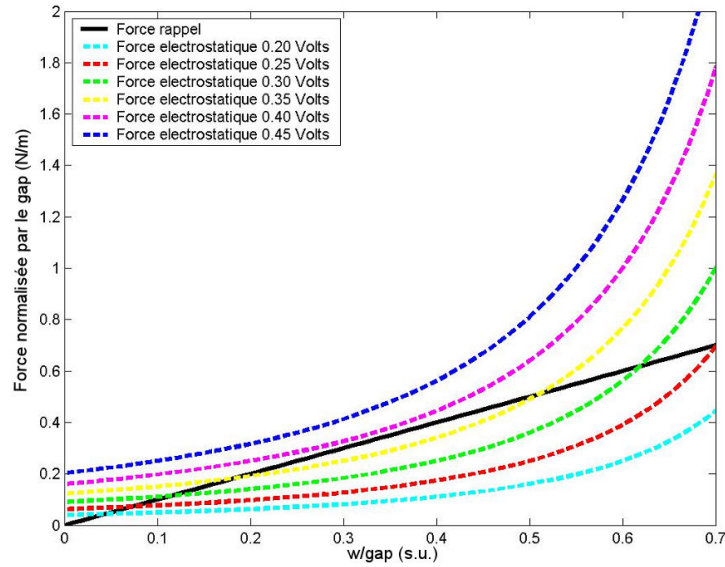


Figure 3-5 Equilibre des forces

Cet équilibre peut être représenté autrement. En modifiant l'équation précédente on obtient une nouvelle équation où les termes dépendant de w sont regroupés à gauche. Le terme de droite n'est donc plus qu'une constante dont la valeur dépend de la tension appliquée. Dans la Figure 3-6, sont représentées des courbes représentant le terme de gauche et le terme de droite pour différentes tensions en fonction du déplacement normalisé par le gap. On retrouve pour faibles tensions deux positions d'équilibre.

$$w (gap - w)^2 = \frac{\epsilon_r \epsilon_o S}{2 k} V^2 \quad (3.22)$$

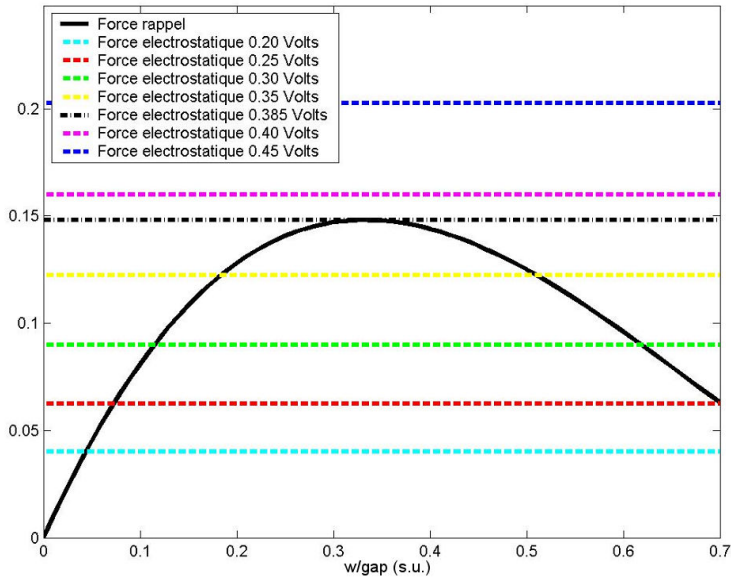


Figure 3-6 Equilibre des forces

Au-delà d'une certaine tension, il n'existe plus de position d'équilibre, c'est le phénomène de « pull-in ». On peut calculer la valeur de tension de pull-in en résolvant l'équation du deuxième ordre obtenue en dérivant l'équation (3.22). On trouve que la valeur de w de pull-in est fixe et vaut le tiers du gap quelle que soit la rigidité de l'actionneur piston ou la force

3.1 Etude analytique

appliquée. En remplaçant cette valeur dans l'équation exprimant l'égalité des forces, on obtient alors la tension $V_{pull-in}$ de pull-in :

$$w_{pull-in} = \frac{gap}{3} \quad \text{et} \quad V_{pull-in} = \sqrt{\frac{8 k gap^3}{27 \epsilon_r \epsilon_0 S}} \quad (3.23)$$

Une fois le pull-in atteint, différents scénarii existent :

- Soit l'électrode supérieure du composant est conductrice, on a alors contact et il peut se produire une destruction du composant
- Soit l'électrode supérieure du composant est isolante et il se produit un décollement du composant (phénomène de « pull-out ») lorsque l'on atteint la tension $V_{pull-out}$. Cette tension $V_{pull-out}$ peut être calculée par la formule (3.24).
- Soit l'électrode supérieure du composant est isolante ou une couche d'isolant existe entre les électrodes, mais des charges s'accumulent et le composant ne peut plus se décoller de l'électrode inférieure.

$$V_{pull-out} = \sqrt{\frac{2 k t_{air} t_{isolant}^2}{\epsilon_0 \epsilon_{isolant} S}} \quad (3.24)$$

Dans le cas d'un actionneur en matériau isolant, le mouvement du plateau pour le trajet retour n'est donc pas identique à celui-ci du trajet aller. Ce cycle d'hystérésis appelé cycle d'actionnement est décrit dans la Figure 3-7. Un exemple est présenté pour lequel le gap vaut $600nm$, la tension de « pull-in » $V_{pull-in}$ vaut $14V$ et la tension de « pull-out » $V_{pull-out}$ vaut $8V$. Lorsque l'on augmente la tension, le plateau se déplace de manière stable puis s'écroule, c'est le phénomène de pull-in. Si l'on continue d'augmenter cette tension, le composant ne bouge plus. Si on diminue la tension, le composant ne bouge pas jusqu'à ce qu'on atteigne la tension $V_{pull-out}$. Une fois le plateau décollé, le comportement redevient tout à fait stable. Nous avons décrit le cycle d'actionnement (voir Figure 3-7).

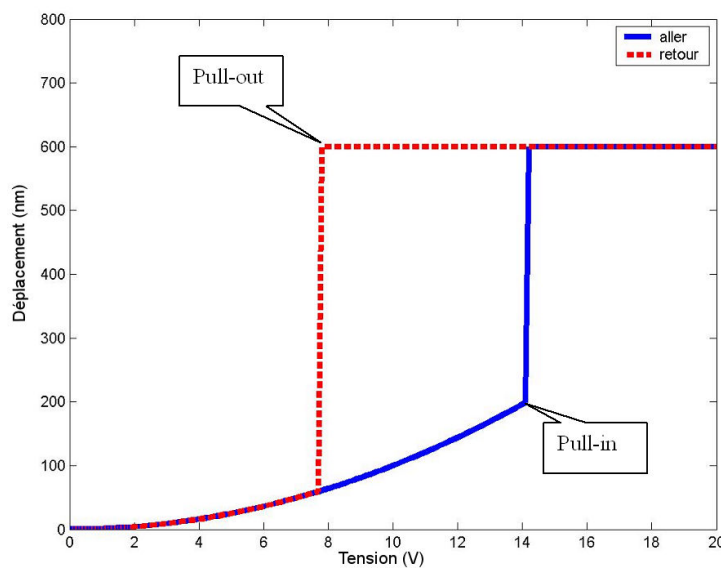


Figure 3-7 Cycle d'actionnement

Il est important de noter que l'actionnement ne décrit un cycle d'hystérésis que si et seulement si la tension de pull-in est atteinte.

Etude statique

Comme nous l'avons vu, il n'est pas toujours possible d'obtenir un décollement du plateau. L'utilisation des composants sera donc limitée à la zone de comportement stable. Il faut établir la relation liant le déplacement à la tension. L'égalité (3.21) se ramène à une équation du troisième degré que la formule de Cardan ne nous a pas permis de résoudre.

Comme on peut le constater, cette relation déplacement-tension n'est pas linéaire. Tant que le déplacement w est négligeable face au gap , le déplacement est d'abord linéaire avec le carré de tension. Au-delà, des ordres élevés apparaissent comme cela sera montré dans le chapitre 5. Pour l'optique adaptative, une relation linéaire est indispensable, le miroir déformable devant se décrire en terme matriciel. L'actionnement doit donc être linéarisé, voir paragraphe 5.3.3.3. Dans le cas des petits déplacements et en l'absence de couche miroir supérieure, l'équation (3.25) est obtenue.

$$w = \frac{2 \epsilon_r \epsilon_0 S L_{bras}^3 V^2}{N_{bras} E l_{bras} t^3 gap^2} \quad (3.25)$$

Toutes les lois utilisant la force électrostatique ne sont vraies que dans le cas d'un plateau plat. Mais comme on l'a expliqué, des gradients de contraintes dans les couches peuvent entraîner une courbure du plateau, le gap devenant alors différent pour chaque point du plateau. En postulant que le plateau est de forme paraboloidale, on peut voir l'effet de courbure sur l'actionnement.

$$dC = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{gap(x,y)} dx dy \Rightarrow C = \int_x \int_y \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{gap(x,y)} dx dy \quad (3.26)$$

Ce calcul ne conduit à aucune solution analytique simple mais se résout aisément numériquement.

Etude dynamique

L'optique adaptative impliquant des conditions d'utilisation dynamique, il est intéressant d'étudier le comportement dynamique d'un tel composant et en particulier de connaître sa fréquence de résonance. Celle-ci peut être évaluée par la formule (3.27). Comme celle-ci est au premier ordre indépendante de l'effet électrostatique, cela permet de découpler les effets de k et du gap .

$$f_{piston} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_{bras} E l_{bras} t^2}{4 \rho L_{plaque} l_{plaque} L_{bras}^3}} \quad (3.27)$$

Il ne sera pas donné ici d'équations analytiques permettant de calculer la valeur du facteur d'amortissement Q . La viscosité de l'air ou la compressibilité du film d'air emprisonné sont cependant identifiées comme étant les principales causes d'amortissement.

3.1.2.2 Actionneur orientable

L'actionneur orientable (voir Figure 3-8) se compose d'une plaque rigide de longueur L_{plaque} et de largeur l_{plaque} . La rotation de la plaque est provoquée par l'action de la force électrostatique sur une moitié de la plaque et les bras de largeur l_{bras} assurent le moment de rappel. Un moment de rappel supplémentaire du à la plaque miroir peut être présent mais n'est pas intégré dans les formules suivantes. Si on veut en tenir compte, il suffit de l'ajouter au moment de rappel créé par les bras.

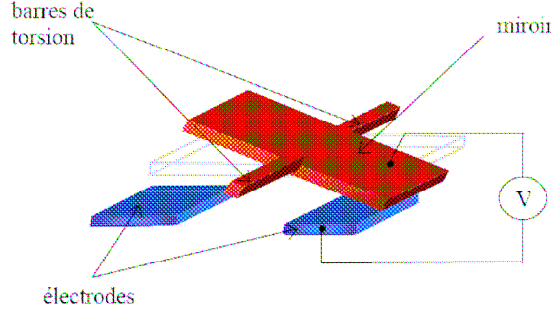


Figure 3-8 Schéma explicatif de l'actionneur orientable

Statique

Le principe fondamental de la dynamique s'applique aussi dans le cas d'un miroir orientable.

$$M_{\text{électrostatique}} = M_{\text{rappel}} \quad (3.28)$$

Le moment de la force électrostatique est calculé en faisant l'approximation que le déplacement w reste petit devant le gap . La démonstration faite au paragraphe 1.1.1.2 restant vrai lors du passage à un condensateur élémentaire de surface $dx.dy$, il suffit alors d'intégrer le couple élémentaire $dM_{\text{électrostatique}}$ créé par une force élémentaire dF appliquée à la distance x de l'axe de rotation pour connaître le moment $M_{\text{électrostatique}}$.

$$M_{\text{électrostatique}} = \int \int x.dF = \int \int \frac{\epsilon_r \epsilon_o V^2}{gap^2} x dx dy = \frac{\epsilon_r \epsilon_o l_{plaque} V^2}{gap^2} \frac{L_{plaque}^2}{8} \quad (3.29)$$

On connaît, par l'intermédiaire de l'équation (3.10), le moment de rappel exercé par les barres de torsion. On peut donc en déduire l'angle en fonction de la tension en se basant sur le fait que le déplacement w reste petit devant le gap .

$$\varphi = \frac{3 L_{bras} (1 + \nu) \epsilon_o \epsilon_r l_{plaque} L_{plaque}^2 V^2}{E (l_{bras}^3 + l_{bras}^3 t) gap^2} \quad (3.30)$$

Fréquence de résonance

Pour un miroir orientable, la fréquence de résonance est reliée au couple de rappel C du bras de torsion et au moment d'inertie du plateau J . Dans le cas d'un plateau en rotation autour d'un bras de torsion, cela conduit à l'équation (3.31).

$$f_{rotation} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C}{J}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_{bras} E (l_{bras} t^2 + l_{bras}^3)}{2 L_{bras} (1 + \nu) \rho l_{plaque} L_{plaque}^3}} \quad (3.31)$$

3.1.2.3 Miroir à membrane

Les équations qui suivent permettent d'étudier le comportement de miroirs tels que ceux décrits dans le paragraphe 2.2.1, [94]. Dans la Figure 3-9 est montré le schéma en coupe d'un miroir à membrane à actionnement électrostatique (miroir OKO). Le miroir est une membrane tendue à bord fixe placée au-dessus d'un réseau d'électrodes.

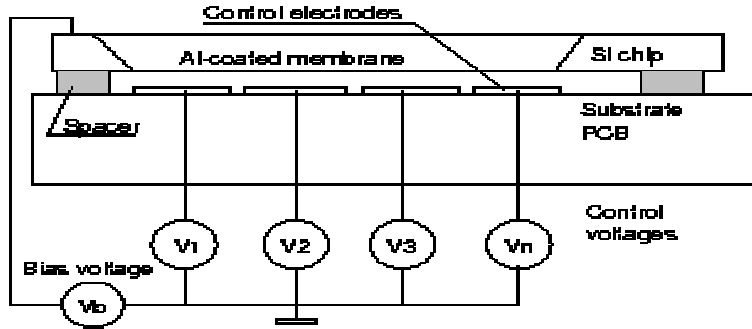


Figure 3-9 Schéma explicatif d'un miroir à membrane

Statique

Le champ des déplacement $w(x,y)$ d'une membrane tendue sous une charge extérieure est donné par l'équation (3.32).

$$w(x,y) = -P(x,y)/T \quad (3.32)$$

Dans le cas d'un actionnement électrostatique, l'équation (3.33) définit la pression $P(x,y)$.

$$P(x,y) = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 V^2}{(gap - w(x,y,P))^2} \quad (3.33)$$

La tension de la membrane T est donnée par la formule (3.34) où δ est l'allongement dans le plan de la membrane.

$$T = \frac{E t \delta^2}{2 (1 - \nu)} \quad (3.34)$$

3.1 Etude analytique

Dynamique

Dans le cas d'une membrane circulaire, la fréquence de résonance est donnée par la formule (3.35) où A est l'aire de la membrane et ρ sa masse volumique.

$$fr = 2,404 \sqrt{\frac{\pi T}{\rho t A}} \quad (3.35)$$

3.1.2.4 Micro-miroir déformable

Le modèle présenté dans la Figure 3-1 n'est plus valable. L'effet des actionneurs voisins doit désormais être pris en compte. Aucune étude analytique du comportement mécanique ou électromécanique global ne sera donc faite, le problème se révélant être trop complexe.

Cette étude analytique nous a permis de considérer les différentes forces mises en jeu lors du fonctionnement d'un micro-miroir déformable et de comprendre le comportement électromécanique d'un actionneur électrostatique. Mais il apparaît que seuls des cas simples d'actionneurs ou de miroir à membrane peuvent être étudiés de cette façon. De plus, parce qu'elles ne prennent pas en compte la flexibilité du plateau, elles ne donneront qu'un résultat approché.

3.2 Modèles par éléments finis

3.2.1 Méthode des éléments finis

La résolution exacte (analytique) d'un problème de déformation élastique de structure est rarement possible. Les équations de la mécanique des milieux continus n'ont plus de solution analytique dès que la structure étudiée s'éloigne des formes simples et académiques. Le développement des ordinateurs et l'évolution des logiciels ne permet pas encore de résoudre ce type de problème, tel quel. Il faut transformer le problème continu en un problème approché pour lui donner une forme facile à manipuler numériquement. On remplace donc le problème continu sur le domaine entier par un problème approché résolu sur une discrétisation (maillage) du domaine, [95].

Sur chaque partie (élément) du domaine, on se fixe la forme du champ de déplacement en fonction du déplacement des points caractéristiques (nœuds). Dans le cas d'une structure 3D où le maillage introduit n nœuds, le nombre d'inconnues est $3n$. Ce nombre correspond aux trois déplacements u , v , w de chacun des nœuds. Ces inconnues sont rangées dans une colonne qui est le vecteur des déplacements nodaux.

$$[U] = \begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \\ \dots \\ u_n \\ v_n \\ w_n \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

En utilisant des fonctions de base, on connaît les déplacements, les déformations et les contraintes en tout point du domaine. A partir de ces données et du Principe des puissances virtuelles, on arrive à une écriture matricielle (équation (3.37)) du problème en définissant les matrices de masse M et la matrice de raideur K et un vecteur charge $[F]$.

$$M [\ddot{U}] + K [U] = [F] \quad (3.37)$$

En pratique, on ne traitera que les deux cas particuliers suivants :

$$\begin{array}{ll} \text{Statique} & \Rightarrow K [U] = [F] \\ \text{Vibrations libres} & \Rightarrow M [\ddot{U}] + K [U] = 0 \end{array} \quad (3.38)$$

La résolution numérique de ce problème matriciel se fait soit par inversion de matrices, soit par décomposition en valeurs singulières.

3.2.2 Principe d'utilisation

Pour utiliser un logiciel de calcul en éléments finis, il faut bien souvent suivre une procédure type :

3.2 Modèles par éléments finis

- Choix d'une théorie de calcul, c'est-à-dire des équations à résoudre
- Géométrie
- Définition du système mécanique (matériau, charges, conditions aux limites)
- Maillage
- Choix du solveur
- Résolution matricielle des calculs sur les points du maillage
- Post-traitement

Cette procédure est suivie soit à l'aide de l'interface homme-machine du logiciel soit sous forme d'un programme informatique. Cette dernière possibilité a motivé le choix du logiciel FemLab qui est totalement compatible avec Matlab, ce dernier étant utilisé pour la caractérisation des composants. L'utilisation de ce duo Matlab-FemLab permet de comparer directement les résultats de modélisation avec ceux issu du banc de caractérisation présenté dans le prochain chapitre.

3.2.3 Problème de maillage

Les rapports de formes très élevés des structures étudiées posent problème au niveau du maillage. Prenons l'exemple d'un micro-miroir déformable classique comportant une plaque miroir de $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ pour une épaisseur de quelques microns, des actionneurs avec des bras très fins de quelques dizaines de microns et des plots d'attaches du même ordre de grandeur. Avec notre logiciel de simulation (FEMLAB), le maillage est habituellement assez régulier. En conséquence, certaines zones sont sous-maillées tandis que d'autres sont maillées à l'excès. Afin d'éviter les zones sous-maillées, il faudrait mailler plus finement mais les calculs ne sont alors plus faisables avec un ordinateur actuel. La définition du maillage est donc une étape cruciale pour laquelle il faut trouver un compromis. De plus, ces grands rapports de formes empêchent toutes simulations tri-dimensionnelle avec FEMLAB sur un PC de bureau.

3.2.4 Simulation de plaques minces

Le mode de simulation du logiciel FEMLAB, basé sur les équations des plaques de Mindlin, s'est révélé être particulièrement adapté pour la simulation par éléments finis du comportement des actionneurs, [96]. Les paramètres d'entrée sont la géométrie en deux dimensions, l'épaisseur et les propriétés du matériau. Les données de sorties sont les déplacements hors du plan et les rotations autour des axes xx' et yy' pour une force donnée. Les conditions aux limites à fixer sont les déplacements hors du plan et les rotations considérés nuls à l'extrémité des bras de ressort. Un solveur linéaire est utilisé itérativement pour permettre la convergence des résultats malgré l'aspect non-linéaire de la force électrostatique, voir l'équation (3.4). Toutes les données matériau et paramètres dans le plan sont fixées, seuls l'épaisseur de la couche structurale et le *gap* sont variables. Une hypothèse mono-matériau est faite en se basant sur le fait que la rigidité de la couche réfléchissante est négligeable par rapport à celle de la couche structurale. Dans le cas du procédé PolyMUMPS, le rapport des rigidités entre la couche d'or est de Poly2 est de 54. Dans le cas du procédé L.A.A.S., le rapport des rigidités de la couche de SU-8 et de chrome est de 42000. Cette hypothèse est donc justifiée pour les deux procédés de fabrication utilisés. Ce modèle de simulation a aussi été utilisé pour simuler le comportement des micro-miroirs déformables, les actionneurs étant simulés par des ressorts ponctuels.

3.2.5 Simulation de micro-miroirs déformables

On peut simuler des structures ne se résumant pas à une structure bi-dimensionnelle avec ce que FEMLAB appelle les « shells » qui se traduisent par le terme de coque, [96]. Toutefois, ce modèle de simulations n'est utilisé que pour simuler un composant constitué d'un ensemble de plaques.

3.3 Conclusion

L'étude analytique permet de comprendre ce qui se passe physiquement lors de l'actionnement d'un micro-miroir déformable mais son application à des cas concrets reste limitée à l'étude de composants élémentaires. La facilité d'utilisation et la qualité des résultats font que les simulations en éléments finis sont l'outil idéal pour étudier le comportement électro-mécanique de ce type de composant. La plupart des résultats de simulation seront donc des résultats de calculs par éléments finis.

3.4 Références

- [87] T. Bifano, « Introduction to electrostatic actuation for optical MEMS », disponible sur <http://mle2.bu.edu/mn500/pdf/class12.pdf>
- [88] B. Legrand, D. Collard, « Electrostatic actuation, Electromechanical resonators », disponible sur <http://www.isen.fr/recherche/microsystem/telechargements.htm>
- [89] S. Timoshenko, « Résistance des matériaux » Dunod Paris 1968
- [90] S. Timoshenko, S. Woinowsky-Krieger « Theory of plates and shells », McGraw-Hill book company, Second edition 1959
- [91] T. Bifano, H Johnson, P Bierden, R Mali, « Elimination of stress-induced curvature in thin film structures », *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol 11, n°5, octobre 2002
- [92] T.W.Clyne « Residual stresses in thick and thin coatings » dans *Encyclopaedia of materials : science and technology*, PJ Withers , Elsevier 2001
- [93] G.G. Stoney « The tension of metallic films deposited by electrolysis » Proc. Royal Soc. London, vol. A82, p. 172, 1909
- [94] G. Vdovin, « Micromachined adaptive mirrors », disponible sur <http://guernsey.et.tudelft.nl/tyson4>
- [95] L. Chevalier, « Mécanique des systèmes et des milieux déformables », Ellipses 2004
- [96] « Structural mechanics documentation » du logiciel FEMLAB

Chapitre 4 Banc de caractérisation

Dans ce chapitre est présenté le développement des moyens de caractérisation des micro-miroirs déformables. Le système optique du banc de caractérisation est décrit dans un premier temps. Les méthodes de mesures qui ont été mises en œuvre pour la mesure de forme et de déformation telles que l'interférométrie à décalage de phase, l'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde et l'interférométrie en lumière blanche sont ensuite présentées. La mesure du comportement dynamique est réalisée par l'interférométrie moyennée dans le temps et est traitée dans la dernière partie de ce chapitre.

4.1 Dispositif optique

Le but de ce banc est non seulement d'offrir un moyen de caractérisation des comportements statiques et dynamiques des composants présentés dans le deuxième chapitre mais aussi d'établir des comparaisons entre des résultats expérimentaux et des résultats de simulations. Les paramètres à mesurer sont :

- La forme au repos
- Les déformées
- La bande passante et les modes propres

Cela conduit aux spécifications suivantes pour le banc.

4.1.1 Spécifications

Pour étudier ces composants, il est nécessaire d'avoir un banc de caractérisation disponible à temps plein ayant les spécifications suivantes :

- Mesure non-destructive
- Observation de détails avec une résolution de l'ordre du micron
- Observation de composants complets (diamètre de l'ordre de la dizaine de millimètres)
- Mesure de champ (imagerie + mesure)
- Mesure de forme (champ de positions) avec une précision de $\lambda/100$
- Mesure de déformées (champ de déplacement) avec une précision de $\lambda/100$
- Mesure dynamique : fréquences de coupure et modes propres de vibration (champ d'amplitude de mouvement de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres)
 - Possibilité de placer des pointes pour des tests sur plaques donc grande frontale
 - Modularité : les différentes parties doivent être indépendantes pour effectuer les différents types de mesures et pour faciliter les possibles améliorations du banc

4.1.2 Concepts

4.1.2.1 Profilométrie et interférométrie

Comparaison des autres systèmes

Il existe différents systèmes de profilométrie, [97]. Les plus courants sont :

- L'utilisation d'un stylet, soit « stylus instrument » en anglais, qui vient en contact avec la surface
 - La microscopie à balayage de sonde, soit « Scanning Probe Microscope » (SPM) en anglais telle que la microscopie à effet tunnel et la microscopie à force atomique qui viennent mesurer la force créée par la proximité de la surface
 - La profilométrie confocale, soit « confocal microscope » en anglais, avec ou sans utilisation des effets de chromatismes
 - La microscopie électronique à balayage (MEB), soit « Scanning Electron Microscope » (SEM) en anglais
 - La mesure de la lumière diffusée, soit « light scattering » en anglais, qui donnent accès à une mesure globale des hautes fréquences spatiales du composant
 - La microscopie interférentielle, soit « interference microscope » en anglais

4.1 Dispositif optique

Les gammes et les résolutions de ces différentes techniques de profilométrie sont résumées dans la Figure 4-1.

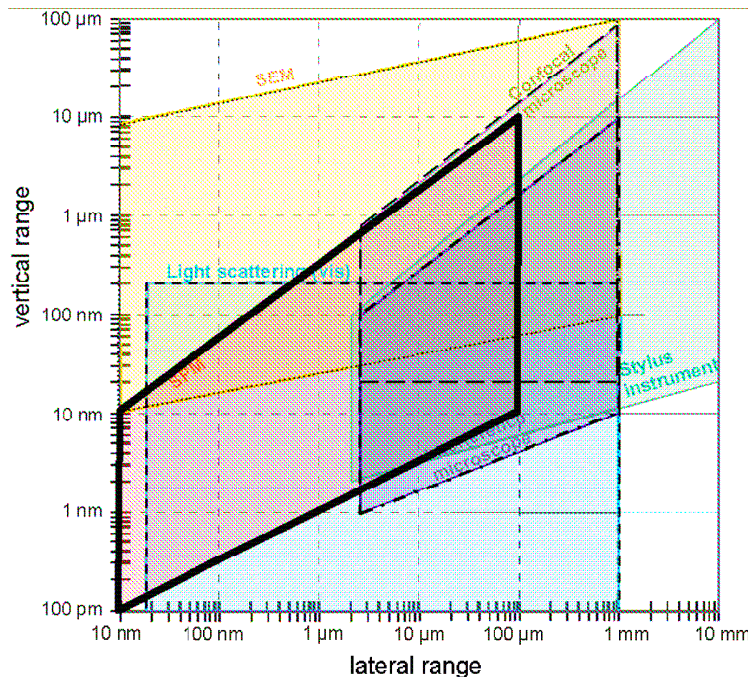


Figure 4-1 Gamme et résolution de différents systèmes de profilométrie

L'analyse des spécifications nous oriente vers une technique possédant une résolution dans-le-plan de quelques microns pour une résolution hors-du-plan de l'ordre du nanomètre. De plus, cette technique doit permettre une mesure de champ ce qui exclue les méthodes de mesure ponctuelle telles que l'utilisation de stylet, la microscopie à balayage de sonde ou la microscopie confocale. Enfin, l'application de mesures dynamiques semble délicate avec ces méthodes.

La technique qui semble donc le mieux correspondre à nos besoins est la microscopie interférentielle.

Microscopie interférentielle

Il existe plusieurs montages permettant de combiner fort grandissement dans le plan et interférométrie. Pour avoir de forts grandissements, il faut que l'objectif soit très ouvert et donc une frontale faible. Les montages classiques peuvent devenir inutilisables pour de fort grandissement. Les principaux montages sont listés ci-dessous et montrés dans la Figure 4-2 :

- Michelson et Fizeau : ce sont les montages les plus connus. Ils nécessitent une grande frontale, la lame séparatrice ou la surface de référence étant placée entre l'objectif et l'échantillon. Il est donc difficile d'atteindre des résolutions plus grandes que $2\mu\text{m}$. Ils ont généralement des grandissements plus faibles que 5X.
- Mirau : Deux lames de verre sont placées entre l'objectif et le composant. La première est la lame séparatrice et la seconde est transparente exceptée une petite zone réfléchissante qui est la surface de référence. Le Mirau est utilisé en milieu de la gamme : pour les grands grandissements, la distance frontale est trop grande ; pour les faibles grandissements, la tache réfléchissante devient trop grande.
- Linnik : C'est le système qui permet le plus grand grandissement, aucun élément n'étant placé entre le composant et l'objectif. Des objectifs à immersion avec des grandissements 100X peuvent être utilisés et permettent d'atteindre des résolutions inférieures au micron dans le plan.

Toutefois, parce que la cavité interférométrique les deux objectifs, il faut que ceux-ci soient exactement identiques, parfaitement alignés et possèdent de faibles aberrations.

- Nomarski : Ce type de microscope basé sur les interférences en lumière polarisée est utilisé surtout de manière qualitative et ne correspond pas à nos besoins.

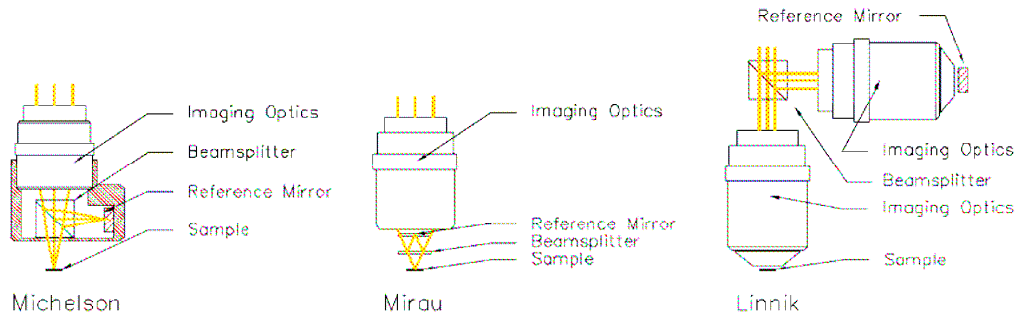


Figure 4-2 Objectifs de microscope interférométrique

Une grande frontale est indispensable puisque des pointes seront placées sur l'échantillon afin d'alimenter le composant. De plus, les spécifications en terme de résolution dans le plan ne sont pas critiques (quelques microns semblent suffisants). Mais ce n'est pas le cas des spécifications en terme de champ. En effet, un champ de 50mm est impossible à atteindre directement pour les configurations Mirau ou Linnik et nécessite le raccordement d'un grand nombre de champs élémentaires.

De plus, l'analyse de phase obtenue avec des faisceaux convergents (cas des configurations Mirau et Linnik) est plus délicate que dans le cas de faisceaux collimaté où le vecteur k est uniforme. Le choix va donc devoir se faire entre le montage Fizeau et le montage Michelson.

Fizeau ou Michelson

La configuration Michelson a été sélectionnée face à la configuration Fizeau pour différentes raisons :

- La première raison est la présence d'ondes multiples. Il est quasiment impossible d'obtenir des interférences à deux ondes en prenant un miroir comme échantillon. Le système d'extraction de la phase est alors plus complexe et plus dépendant de la réflectivité locale de l'échantillon avec le montage Fizeau.
- La deuxième raison est le contraste des franges. Pour avoir un contraste maximum, il est nécessaire que les flux des deux faisceaux interférents soient identiques, voir paragraphe 4.2.3. Cette égalité est quasi impossible à obtenir dans le cas de la configuration Fizeau. En effet, les composants à caractériser sont des micro-miroirs qui possèdent une réflectivité de 100% or la lame de référence étant utilisée en transmission, elle possède une réflectivité forcément inférieure à 100%. Le contraste des franges est donc a priori faible. Une solution consiste à diminuer le flux réfléchi en mettant un élément diffractant dans la cavité optique mais on perd alors du flux qui peut être précieux. Une autre solution est d'augmenter la réflectivité de la lame de référence et donc diminuer le flux transmis au miroir, renforçant encore le nombre d'ondes qui interfèrent.
- La troisième raison est qu'une grande longueur de cohérence (donc laser) est forcément requise, les différences de chemin optique entre les deux faisceaux étant typiquement de l'ordre de la dizaine de centimètres.

4.1 Dispositif optique

- La quatrième raison est l'introduction de franges parasites avec un haut contraste. Du fait que l'on passe au travers de la lame étalon, les premières franges à apparaître sont les franges dues à ses deux faces. En augmentant la réflectivité de la surface choisie à une valeur de 30% environ et en mettant un traitement anti-réfléchissant sur la deuxième face, ce problème peut être résolu.

Le Michelson permet d'éviter les problèmes énumérés ci-dessus mais il est plus contraignant sur la qualité des optiques car la lame séparatrice doit être de qualité identique à la qualité du miroir de référence.

Le système choisi sera donc un interféromètre de Michelson. Vu la gamme de grandissement voulu, il va être nécessaire d'avoir un banc permettant un changement d'optique aisé. Pour les mesures des formes et des déplacements hors du plan, la technique de balayage de phase semble la mieux adaptée comme on le verra dans les parties suivantes. Les mesures dynamiques seront faites à l'aide de l'interférométrie à brouillage de franges. Aucun appareil scientifique commercial ne permet une étude aussi globale, il faut donc développer notre propre montage.

4.1.2.2 Laser ou filtres interférentiels

Du fait que l'on soit dans une configuration Michelson autour de la frange blanche, le choix de la source est plus libre que dans le cas de la configuration Fizeau.

Le grand avantage du Laser est sa grande puissance. Quelle que soit la réflectivité du composant et le champ utilisé, un flux suffisant est toujours obtenu en retour. Par contre, il comporte quelques inconvénients :

- Sa grande cohérence entraîne l'apparition de nombreuses franges parasites.
- Il n'est pas possible de changer aisément la longueur d'onde à moins d'utiliser un laser accordable.
- La longueur d'onde manque de stabilité. Les sauts de mode sont courant sur les lasers et il est nécessaire d'attendre quelques heures que le laser soit stabilisé.

Le choix va donc se porter sur une source blanche (à incandescence) associée à des filtres interférentiels, ce qui permettra de changer facilement la longueur d'onde et la longueur de cohérence.

4.1.2.3 Eclairage Kohler

Ce type d'éclairage est utilisé dans les microscopes, il permet une décorrélation entre l'éclairement de l'échantillon et la taille du champ illuminé. Pour cela, il faut avoir une conjugaison entre un diaphragme et le composant et que le trou source soit au foyer. De plus il permet de jouer facilement sur la cohérence spatiale de l'éclairage.

4.1.2.4 Lame séparatrice avec ou sans polariseur

Il est possible d'utiliser un cube séparateur polarisé, c'est-à-dire avec un cube transmettant totalement une polarisation et réfléchissant complètement l'autre. Le montage le plus standard est montré dans la Figure 4-3. La lumière est polarisée rectilignement à 45° des axes du polariseur et elle est séparée à 50% dans chacun des bras. Elle est ensuite polarisée circulairement avec les lames quart d'onde respectivement en circulaire gauche et droite. La réflexion sur le miroir inverse le signe de la rotation la lumière. La lumière est donc soit 100% transmise, soit 100% réfléchi. Les deux faisceaux interfèrent ensuite avec l'analyseur à 45°.

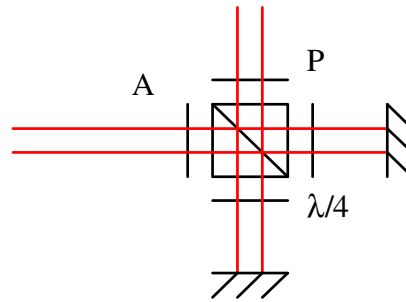


Figure 4-3 Principe du Michelson à cube séparateur polarisé

Ce montage est intéressant puisqu'il permet d'ajuster facilement les flux interférant en tournant le polariseur et donc le contraste des franges (cf. paragraphe 4.2.3). En revanche, il ne permet pas d'avoir un flux plus important car il y a au minimum 50% de pertes sur l'analyseur, comme sur une lame séparatrice normale. Une autre moitié du flux peut aussi être perdue sur le polariseur si la source n'est pas polarisée rectilignement. D'autre part, ce montage impose deux lames quart d'onde dans la cavité, ce que l'on veut éviter.

Dans notre cas les composants auront toujours un traitement réfléchissant, un cube séparateur non polarisé est donc choisi.

4.1.2.5 Choix des optiques

Il faut une frontale supérieure à 100mm pour pouvoir utiliser les pointes de contact. Les objectifs de microscope ayant des frontales et des champs trop faibles ont donc été écartés. La taille maximale des plaquettes de silicium à observer étant de deux pouces, toutes les optiques sont choisies avec un diamètre de deux pouces. La focale « classique » est 150mm, ce qui fait un nombre d'ouverture de 3. Des objectifs de Clairaut (doublets collés aplanétiques) sont choisis car ils sont corrigés de l'aberration sphérique, du chromatisme primaire (bien que chaque prise de vue soit mono longueur d'onde, on peut quand même avoir à changer de longueur d'onde) et de la coma pour la conjugaison infini-foyer. Toutes les optiques possèdent des traitements anti-réfléchissants pour éviter la perte de lumière, les franges parasites, les réflexions multiples et les sur-intensités parasites dans le champ. Toutes les optiques seront utilisées dans la configuration infini-foyer qui a l'avantage de découpler les réglages de l'illumination des réglages de l'imagerie. En effet si l'un est convergent, l'autre est collimaté donc insensible à la défocalisation et inversement.

D'autre part, un simple changement d'objectif doit suffire pour passer d'une configuration de grandissement optique à l'autre. En effet, on désire :

- Soit une résolution élevée dans le plan avec un petit champ,
- Soit un grand champ mais avec une résolution moindre.

4.1.3 Montage final

4.1.3.1 Schéma de principe

L'application des différents concepts listés précédemment conduit au schéma de principe présenté dans la Figure 4-4. En rouge est montré le faisceau d'illumination et en vert les conjugaisons de l'imagerie. On retrouve l'éclairage Kohler, la configuration Michelson et les combinaisons infini-foyer-foyer-infini des bras d'illumination et d'imagerie.

4.1 Dispositif optique

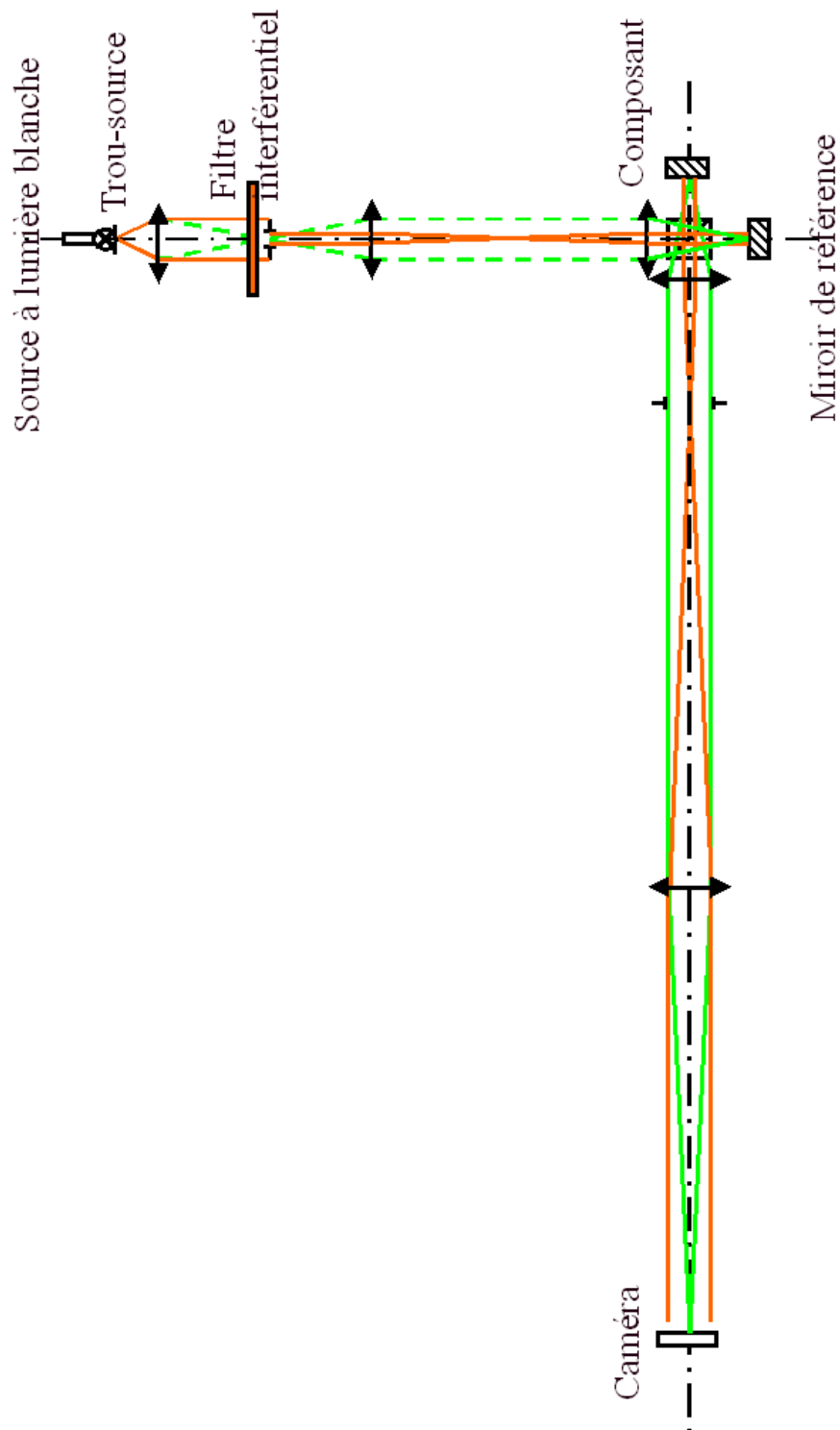


Figure 4-4 Schéma de principe du banc de caractérisation interférométrique

4.1.3.2 Faisceau d'illumination

Le faisceau d'illumination va se baser dépendre du choix des optiques fait précédemment et de l'éclairage Kohler.

La source lumineuse est une lampe à incandescence externe dont la lumière est transportée via un faisceau de fibres d'un diamètre de 4mm. Un trou source est réalisé en plaçant un iris à

l'extrémité de la fibre, le diamètre de cet iris varie entre 0,5 et 4mm. Ce trou source est placé au foyer de la lentille de collimation. Cette lentille est ouverte à $F/2$, sa focale est de 50mm. Un filtre interférentiel est placé dans le faisceau collimaté afin de sélectionner la longueur d'onde voulue et la largeur spectrale de l'éclairage. La Table 4-1 montre les différents filtres disponibles. Le diamètre du faisceau est ensuite contrôlé par un diaphragme dont le diamètre varie entre 1 et 50mm. Le diamètre de ce faisceau constitue le champ éclairé et on le limite généralement au champ imagé pour éviter les problèmes de lumière parasite et de diffraction. Le faisceau passe alors par un système afocal qui permet la conjugaison composant-diaphragme. Une densité neutre est placée au foyer de cet afocal.

Table 4-1 Filtres interférentiels disponibles

Numéro du filtre	Longueur d'onde en nm	Largeur spectrale en nm	Longueur de cohérence en μm
1	450	10	20
2	500	10	25
3	546,1	10	30
4	600	10	36
5	632,8	10	40
6	650	03	140
7	650	10	42
8	650	25	17
9	650	40	10
10	650	70	6
11	700	10	49

4.1.3.3 La cavité interférométrique

Le faisceau incident est ensuite divisé en deux faisceaux secondaires par le cube, une voie étant la voie de référence, l'autre la voie composant. La recombinaison de ces deux faisceaux donne lieu à un phénomène d'interférence. La cavité interférométrique est composée d'un cube séparateur, d'un miroir de référence et du composant à étudier.

Réaliser une lame séparatrice d'excellente qualité est particulièrement difficile et onéreux. En effet, une lame compensatrice est obligatoire pour égaliser les chemins optiques entre les deux bras mais la qualité requise sur ces deux lames est équivalente à celle des miroirs de référence. Ces deux lames doivent être de parfaites jumelles. Le traitement des faces est important : exceptée la face de séparation traitée semi-réfléchissante, toutes les autres faces doivent être traitées anti-réfléchissantes. De plus, ces lames étant placées à 45° du faisceau, elles ne doivent pas être circulaires mais elliptiques, avec un petit diamètre de 50mm et un grand diamètre de 71mm.

Dans notre système optique, le système du cube séparateur est retenu. Ce système permet d'éviter le fastidieux réglage de la compensatrice mais la face de séparation est placée dans le cube d'indice 1,5 ; les contraintes sur le polissage de cette face en sont alors augmentées d'autant. Un cube séparateur joue le rôle de la séparatrice et de la compensatrice. Ce cube de 50mm d'arête est fabriqué avec la meilleure qualité disponible de série. La qualité optique ($\lambda/10$) reste toutefois inférieure à nos besoins pour les mesures grand champ, voir paragraphe 4.3.6.1.

Le miroir de référence a un diamètre de 50mm et une qualité de $\lambda/20$ pic à vallée sur un diamètre de 40mm. Dans le cas des mesures à petit champ, la qualité optique des miroirs de

4.1 Dispositif optique

référence et du cube devient très bonne (meilleure que $\lambda/50$). Une platine piézo-électrique est placée sous le miroir de référence afin d'extraire la phase des interférogrammes comme cela est expliqué dans le paragraphe 0. Cette platine a une course de $15\mu\text{m}$ et une précision sub-nanométrique.

4.1.3.4 Imagerie

Le faisceau traverse ensuite un autre système afocal avant d'être collimaté et d'éclairer la caméra. Conçu comme un banc modulaire, un simple changement d'objectif offre deux configurations de grandissement optique : soit une résolution élevée dans le plan, soit un grand champ, autorisant respectivement une analyse très fine (autour de $4\mu\text{m}$) de la structure de micro-miroir à l'intérieur d'un petit champ (en général 1mm), ou l'étude d'un composant plus complet (jusqu'à 40mm).

La conjugaison optique est foyer-infini-foyer. La focale de la première lentille est de 150mm . La configuration grand grandissement est obtenue avec la lentille de 750mm tandis que le grand champ est obtenu avec la lentille de 50mm . La pupille d'imagerie est située au foyer commun des deux lentilles, le système est dit « télécentrique ».

La caméra numérique (PixeLink A-741) est une caméra CMOS standard de 1024 par 1280 pixels qui permet d'enregistrer les données venant d'un grand champ. Les pixels sont des carrés de $6,7\mu\text{m}$ de côté et la dynamique est de 8 bits. Théoriquement, il est possible de passer en mode 10 bits mais ce format est peu pratique pour la récupération des images et il n'est pas certain que les deux derniers bits soient résolus. Cela conduit alors à des pixels objets de $6,7 * 150 / 750 = 1,34\mu\text{m}$ et donc un champ de $1,3\text{mm}$ pour la configuration grand grandissement et $20,1\mu\text{m}$ pour la configuration grand champ (20mm).

Une analyse fine de la qualité d'imagerie est effectuée seulement dans le cas de la configuration grand grandissement car la configuration grand champ n'est pas critique en terme d'imagerie.

Analyse Zemax

Une évaluation de la qualité d'imagerie pour la configuration $150/750$ a été menée à l'aide du logiciel Zemax. L'aberration sphérique qui pourrait être introduite par la traversée du cube en faisceau convergent compense en fait le résidu introduit par les doublets. La Figure 4-5 montre les fonctions d'étalement du point obtenues avec Zemax dans la configuration grand grandissement ($150/750$) en présence du cube séparateur pour trois longueurs d'onde (546 , 650 et 700nm) pour un point sur l'axe et pour un point situé dans le champ à $0,5\text{mm}$ du centre. On peut constater un résidu d'aberration sphérique. Le rayon RMS est $23\mu\text{m}$ ce qui fait une tache de $46\mu\text{m}$ de diamètre.

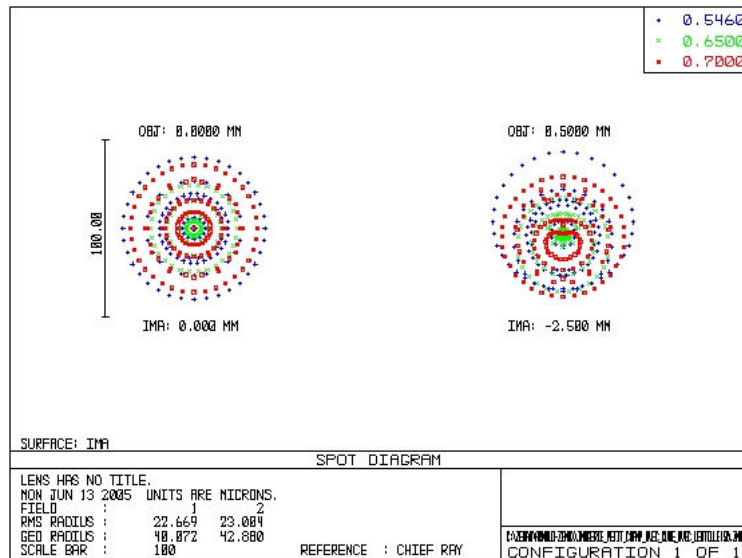


Figure 4-5 Fonction d'étalement du point obtenue avec Zemax

Mais cette analyse suppose un éclairage incohérent et une pupille d'imagerie éclairée uniformément, ce qui n'est pas le cas dans le montage présenté dans la Figure 4-4. La pupille d'imagerie est conjuguée avec le trou-source, elle correspond aussi au plan de Fourier, c'est-à-dire que la figure obtenue est la transformée de Fourier de l'objet. Dans la Figure 4-6 est représentée la fonction d'étalement du point que l'on obtient avec une pupille de 8mm de diamètre, ce qui équivaut une ouverture de l'iris de 2mm. Il apparaît que le diamètre RMS de la fonction d'étalement du point est beaucoup moins important, ce qui est logique, l'aberration sphérique variant avec le cube du diamètre pupillaire. Le diamètre est alors de $7\mu\text{m}$, c'est-à-dire la taille d'un pixel., Seul un résidu d'aberration chromatique subsiste. En effet, on s'aperçoit que la fonction d'étalement du point pour la longueur d'onde centrale ($\lambda=650\text{nm}$) est quasi ponctuelle (rayon de $0,5\mu\text{m}$). L'éclairage étant mono-longueur d'onde, le seul facteur limitant sera la diffraction.

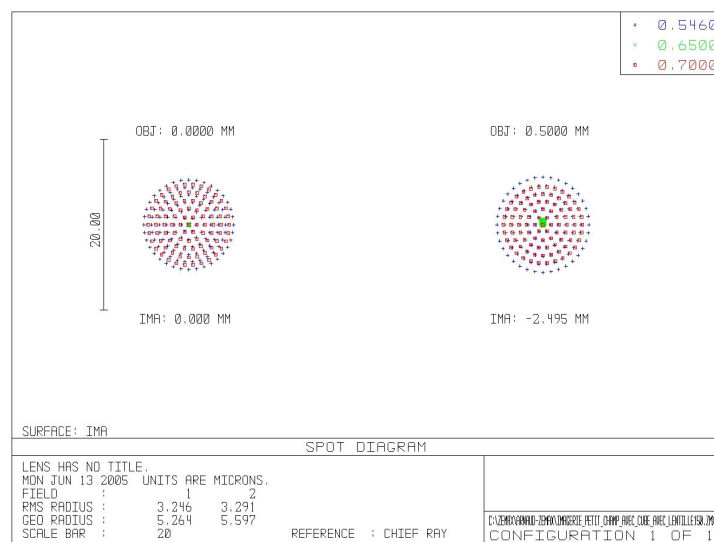


Figure 4-6 Fonction d'étalement du point obtenue avec Zemax

En cas de changement de filtre interférentiel, une légère refocalisation permet d'accéder à nouveau à la limite de diffraction. Il faut donc connaître le diamètre de la tache de diffraction en fonction de la cohérence de l'éclairage utilisé.

4.1 Dispositif optique

Effet de la cohérence de l'éclairage

On définit le degré de cohérence mutuelle, [99], de la scène éclairée par :

$$\sigma_{coh} = \frac{O.N_{Illumination}}{O.N_{Imagerie}} \quad (4.1)$$

Dans la configuration grand grandissement, l'ouverture numérique d'imagerie vaut $O.N_{Imagerie} = \sin(25/150) = 0,17$ alors que l'ouverture numérique d'illumination vaut $O.N_{Illumination} = \sin(2/200) = 0,02$; l'éclairage est donc cohérent ($\sigma_{coh} \ll 1$). Cela influe sur l'imagerie car la fonction de transfert que l'on doit prendre n'est plus la fonction de transfert incohérente mais la fonction de transfert cohérente. La limite ultime de la diffraction vaut $\lambda/O.N = 0,5\mu m/0,166 = 3\mu m$ au lieu de $\lambda/2O.N = 1,5\mu m$ dans le cas incohérent.

Caractérisation du banc

Dans la Figure 4-7 sont représentés les résultats obtenus avec ce système d'imagerie. Dans la Figure 4-7 a), il s'agit de l'interférogramme obtenu sur la puce fabriquée avec le procédé PolyMUMPS. La puce fait 10mm*10mm, on peut voir les franges d'astigmatisme du substrat. Dans la Figure 4-7 b), est montré un interférogramme ($\lambda_0 = 546$ nm) sur le miroir orientable situé sur cette puce. Cet interférogramme est obtenu en changeant la lentille et en refocalisant la caméra. La caméra comportant plus d'un million de pixel, un zoom numérique est ensuite effectué. Les franges sont clairement visibles sur le miroir et sur les barres de torsion. La largeur de ces barres est de 10 μm et la couche réfléchissante sur ces barres n'est large que de 4 μm .

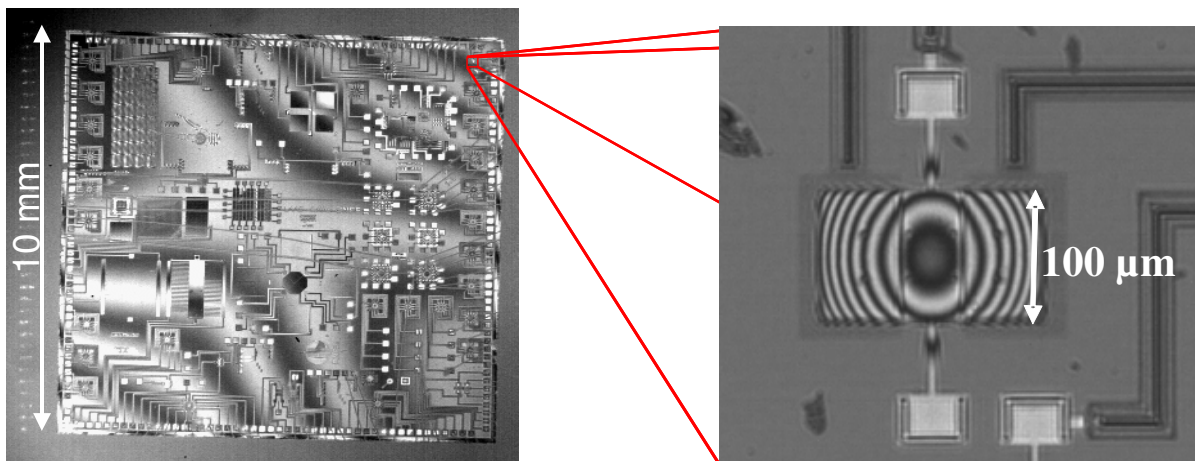


Figure 4-7 Interférogrammes de l'actionneur orientable

On peut aussi noter que les franges d'interférences n'existent que sur le composant, aucune frange parasite ne vient polluer l'interférogramme.

4.1.3.5 Le test des composants

Un système de pointe a été installé pour tester les composants directement au niveau des plaquettes de silicium sans avoir besoin de réaliser les interfaces électroniques pour accéder au plot de contact du composant. On peut voir sur la Figure 4-8 le dispositif en action sur le banc. La plaquette avec les composants est maintenue sur le banc à l'aide de ruban adhésif, un arceau avec les platines de micro-déplacement est placé autour et en arrière des composants.

Cet arceau est monté sur rail et peut se reculer en cas de non-utilisation. Des pointes placées au bout des bras des platines permettent le contact avec les plots d'alimentation des composants, voire une prise de contact sur des parties du composant lui-même. On peut appliquer une tension ou plus exactement un potentiel sur le composant à l'aide de ces pointes.

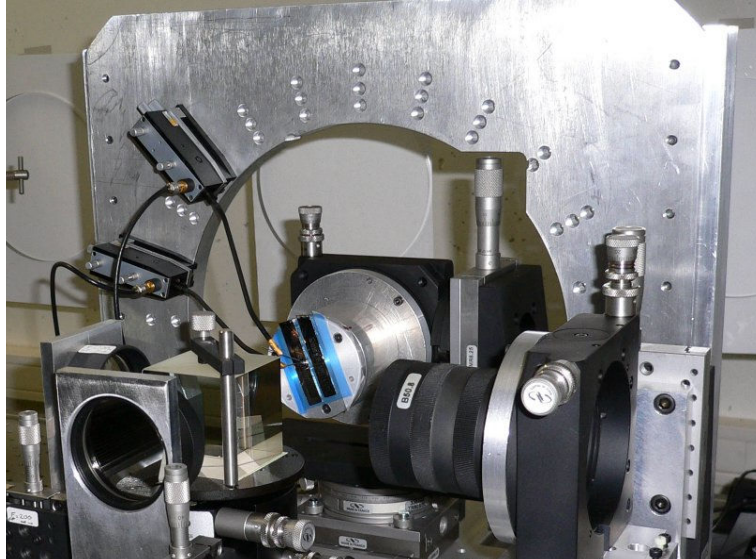


Figure 4-8 Photo du dispositif de test sous pointe

Ces pointes peuvent être aussi utilisées afin de mesurer le potentiel sur un plot. Le montage conventionnel consiste à appliquer une tension avec deux pointes et mesurer avec deux autres la différence de potentiel réellement appliquée. Les capacités en fréquence de ce dispositif rendent également possibles les mesures en régime dynamique.

4.1.3.6 Environnement

Les sources d'erreurs des mesures interférométriques telles que l'erreur sur le pas de phase, la turbulence de l'air, les vibrations ou les dérives thermiques sont identifiées et minimisées, voir paragraphe 4.3.6. L'environnement est optimisé pour augmenter la stabilité. L'acquisition doit être suffisamment rapide pour que les franges soient considérées comme immobiles. L'interféromètre est placé sur une table amortie afin d'éliminer les vibrations et recouvert d'une boîte en plexiglas afin de limiter les turbulences de l'air. On veille bien sûr à ne mettre aucune source de chaleur dans cette cloche.

La caméra, la platine de déplacement et les électroniques du miroir déformable sont connectées par réseau informatique pour améliorer la procédure d'acquisition. Les électroniques de commande sont composées de convertisseurs numériques analogiques et d'étages d'amplification. Les gammes, résolutions et fréquences de coupure sont choisies afin d'être dans les spécifications de l'optique adaptative. Tous les programmes d'acquisition, de pré-traitement, de traitement et de post-traitement sont réalisés en Matlab. Certaines routines telles que celle utilisée pour la platine piézo-électrique sont en langage C. Tous les logiciels ont été développés spécialement pour ce banc.

Au final, le banc de caractérisation interférométrique comportant tous les éléments que l'on vient de présenter est montré dans la Figure 4-9.

4.1 Dispositif optique



Figure 4-9 Photo générale du banc de caractérisation interférométrique

Au premier plan se trouvent le bras d'illumination avec le faisceau de fibres, le diaphragme de champ, la roue à filtre et la densité neutre. A gauche, on distingue la cavité interférométrique avec le cube séparateur et le dispositif de test sous pointe. Et au deuxième plan se trouvent le bras d'imagerie avec le diaphragme d'imagerie et la caméra.

Chapitre 4 Banc de caractérisation

Les caractéristiques générales du banc en terme de résolution et de champ sont résumées dans la Table 4-2.

Table 4-2 Résumé des caractéristiques d'imagerie de banc

	Petit champ	Grand champ
Grandissement	5X	0.33X
Résolution dans le plan	3 μm	100 μm (centre) 250 μm (bord)
Champ	1,3 mm	25 mm

4.2 Mesures hors du plan

4.2.1 Signal interférométrique

Dans le cas d'un interféromètre à deux ondes, le signal $I(x,y)$ détecté sur la caméra est donné par la formule (4.2) où I_0 est l'illumination incidente; $\varphi(x, y)$ est le déphasage entre les deux ondes interférant et M_0 est la visibilité (contraste) des franges.

$$I(x,y) = I_0(x,y) [1 + M_0 \cos \varphi(x,y)] \quad (4.2)$$

4.2.2 Phase

Le déphasage $\varphi(x, y)$ est directement relié à la forme du composant $h(x,y)$ par l'équation (4.3) où λ_0 est la longueur d'onde centrale.

$$\varphi(x,y) = \frac{4 \pi h(x,y)}{\lambda_0} \quad (4.3)$$

Cette relation n'est vraie que si les angles sont petits. En présence d'angles importants, c'est-à-dire lorsque les surfaces sont très courbées, un terme de correction qui dépend du cosinus de cet angle doit être pris en compte.

Il existe aussi une incertitude liée à la longueur d'onde. Celle-ci est définie au 1/10 de nanomètre près mais dans le cas d'une largeur spectrale de 10nm, il semble difficile de tenir cette tolérance. Une erreur de quelques nanomètres semble être plus réaliste, une erreur de 1nm conduit à une erreur sur la phase de 0,2%.

4.2.3 Visibilité

La visibilité dépend de différents facteurs tels que la réflectivité, la cohérence spatiale et la cohérence temporelle. Le mouvement du composant peut également diminuer la visibilité.

4.2.3.1 Réflectivité

Les réflectivités $R_1(x,y)$ du miroir de référence et $R_2(x,y)$ des composants affectent la visibilité que l'on peut obtenir selon la loi (4.4).

$$M(x,y) = \frac{2 \sqrt{R_1(x,y) R_2(x,y)}}{R_1(x,y) + R_2(x,y)} \quad (4.4)$$

Lorsque le composant possède des angles trop importants, le flux provenant de ces zones est bloqué au niveau de la pupille d'imagerie et ne parvient pas jusqu'au détecteur. En conséquence la visibilité $R_2(x,y)$ chute à zéro pour ces zones.

4.2.3.2 Cohérence

Cohérence temporelle

La cohérence temporelle de la source joue aussi sur le contraste des franges. Plus le spectre est étroit, plus la longueur de cohérence est grande,[98] [99]. De manière générale, le théorème de Wiener–Khintchine (équation (4.5)) énonce que la visibilité des franges et le spectre de source sont liés par une transformée de Fourier.

$$M(L/c) = \int TF(I_{V,C}(v')) \text{ où } I_{V,C}(v') \text{ est l'intensité spectrale normalisée centrée} \quad (4.5)$$

Dans la pratique, la longueur de cohérence L_c peut être évaluée par la formule (4.6).

$$L_c = \frac{\lambda_o^2}{\Delta\lambda} \text{ avec } \Delta\lambda \text{ la largeur de la raie} \quad (4.6)$$

Ce qui conduit à une longueur de cohérence de $L_c=40\mu m$ environ dans le cas des largeurs spectrales de $\Delta\lambda=10nm$, de $L_c=140\mu m$ pour le filtre avec $\Delta\lambda=3nm$ et enfin de $L_c=6\mu m$ pour le filtre avec une largeur spectrale de $\Delta\lambda=70nm$. Les longueurs de cohérence obtenues avec les différents filtres interférentiels sont recensées dans la Table 4-1.

Cohérence spatiale

La cohérence spatiale peut être calculée à partir du théorème de van Cittert – Zernike (équation (4.7))qui nous donne la cohérence de deux points dans le plan objet en fonction de la taille de la source, [98] [23]. Dans le cas du Michelson, la relation entre la cohérence spatiale et la visibilité des franges est une question complexe.

$$M = \int TF(I_{S,C}(x'_S)) \text{ où } I_{S,C}(x'_S) \text{ est l'intensité spatiale normalisée centrée} \quad (4.7)$$

Approche globale

Les résultats de ces théorèmes peuvent être retrouvés en définissant p suivant la formule (4.8) et en intégrant le signal interférométrique I de l'équation (4.2) entre $p_0-\Delta p$ et $p_0+\Delta p$.

$$p = \sigma 2 h \cos\theta = \sigma 2 h \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \quad (4.8)$$

Pour la cohérence temporelle, Δp vaut $\Delta p=\Delta\sigma 2h$, mais l'intensité I_0 peut aussi varier avec p . Dans le cas de la cohérence spatiale, Δp vaut $\Delta p=\sigma h \theta_{max}^2$. Dans les cas d'un profil de distribution spectrale rectangulaire et d'un trou source circulaire, l'intégration conduit à la formule (4.9). Il est donc intéressant de se situer autour du contact optique afin d'avoir la meilleure cohérence spatiale et temporelle et donc la meilleure visibilité.

$$I = \int_{p_o - \Delta p}^{p_o + \Delta p} I_0 [1 + M_0 \cos(2\pi p)] dp = I_0 [1 + M_0 \text{sinc}(\pi \Delta p) \cos(2\pi p_o)] \quad (4.9)$$

4.2.3.3 Mouvement du composant

Un mouvement rapide et cyclique du composant ou du miroir de référence entraîne une diminution de la visibilité. Ce phénomène est décrit en détails dans le paragraphe 4.7.

Tout a été optimisé de façon à obtenir le signal interférométrique le plus propre possible, c'est-à-dire une visibilité M_0 proche de 1 et une phase $\varphi(x,y)$ décrite par l'équation (4.3). Tous phénomènes de franges parasites et d'interférence multiple ont été écartés. Il reste donc à extraire la phase du signal interférométrique afin de mesurer la forme des composants par l'interférométrie à décalage de phase ; ou la visibilité afin d'extraire la forme par interférométrie en lumière blanche ou l'amplitude du mouvement par interférométrie moyennée dans le temps.

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

Extraire la phase de manière quantitative à partir d'interférogrammes est un problème qui a été révolutionné par l'arrivée des ordinateurs et des détecteurs matriciels (type CCD). En effet un interférogramme seul ne renseigne pas sur la concavité de la surface à mesurer. Pour connaître la concavité et la phase de manière plus générale, deux solutions s'offrent à l'opérateur, soit il presse sur l'étalon et regarde le sens de mouvement des franges ce qui est à la base de l'interférométrie à décalage de phase, soit il ouvre les franges en introduisant un angle dans une direction connue.

Une méthode couramment utilisée est la détection automatique des franges et l'interpolation. Cette méthode se décline en un nombre important de variantes suivant la méthode de détection des franges. Les franges doivent être ouvertes mais un compromis portant sur le nombre de franges doit être trouvé suivant que l'on désire une grande résolution sur la phase (peu de franges) ou une grande résolution dans le plan (beaucoup de franges).

Une solution efficace pour mesurer la phase est la méthode énoncée par Takeda, puis par Roddier, [101] [102]. Cette méthode consiste à introduire des franges très serrées sur le composant en mettant un angle (tilt) entre le composant et la référence, puis à faire la transformée de Fourier de l'interférogramme, d'éliminer la fréquence porteuse en recentrant le pic et enfin de faire la transformée de Fourier inverse pour avoir accès à la phase. Cette méthode est très intéressante car elle ne nécessite pas de matériel particulier, un seul interférogramme suffit, et donne des résultats très performants sur la phase ($\lambda/50$). Toutefois, la transformée de Fourier du composant étant suivie d'un filtrage dans l'espace des fréquences, la résolution dans le plan reste limitée et les composants ne doivent pas avoir des formes avec détails trop fins, ce qui est le cas des composants présentés au chapitre 2. D'autre part, il est nécessaire d'introduire un grand angle pour créer des franges quasi-rectilignes. Cela n'est pas possible sur des composants pouvant être très courbés, ce qui est aussi le cas, voir les résultats des mesures dans le chapitre 5. Cette méthode ne peut donc pas s'appliquer à nos composants, mais reste une solution intéressante dans le cas de miroirs de géométrie simple.

4.3.1 Principe

L'interférométrie à décalage de phase consiste à déplacer les franges d'une valeur connue et d'enregistrer les interférogrammes correspondants, [103]. L'équation (4.10) définit le signal interférométrique I_i pour le pas i , avec δ_i le décalage de phase.

$$I_i(x,y) = I_0(x,y) [1 + M_0 \cos(\varphi(x,y) + \delta_i)] \quad (4.10)$$

Dans le cas où le miroir de référence est décalé de $\pi/2$ à quatre reprises $\left(\delta_i = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}\right)$, les interférogrammes suivants (voir Figure 4-10) sont obtenus et correspondent aux signaux interférométriques présentés dans l'équation (4.11).

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

$$\begin{aligned}
 I_1(x,y) &= I_0(x,y) [1 + M_0 \cos(\varphi(x,y))] \\
 I_2(x,y) &= I_0(x,y) [1 - M_0 \sin(\varphi(x,y))] \\
 I_3(x,y) &= I_0(x,y) [1 - M_0 \cos(\varphi(x,y))] \\
 I_4(x,y) &= I_0(x,y) [1 + M_0 \sin(\varphi(x,y))]
 \end{aligned}
 \tag{4.11}$$

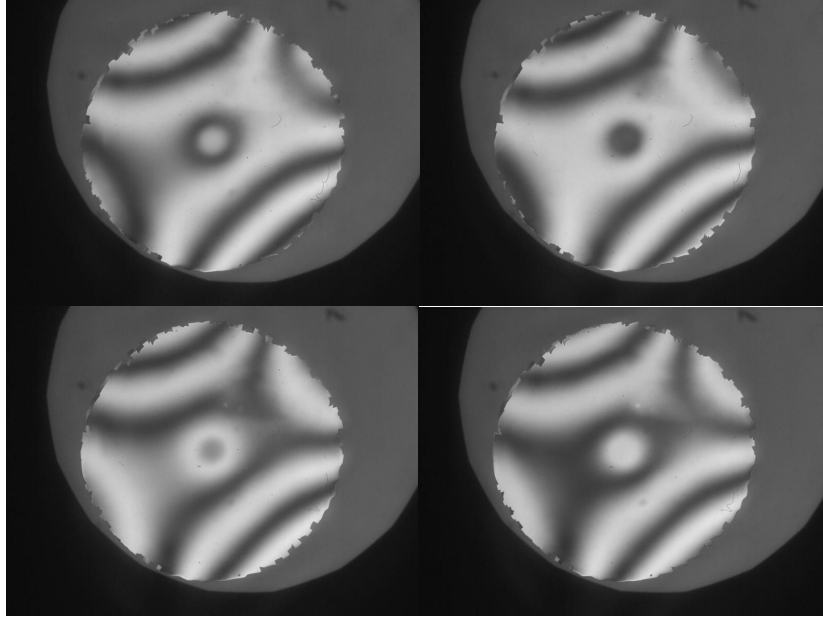


Figure 4-10 Principe de l'interférométrie à décalage de phase

De ces quatre interférogrammes sont extraits le sinus et le cosinus de la phase en soustrayant les images par paires.

$$\begin{aligned}
 I_4(x,y) - I_2(x,y) &= I_0(x,y) M_0 \sin(\varphi(x,y)) \\
 I_1(x,y) - I_3(x,y) &= I_0(x,y) M_0 \cos(\varphi(x,y))
 \end{aligned}
 \tag{4.12}$$

La phase est alors calculée par la formule (4.13) en utilisant la fonction arc tangente.

$$\varphi(x,y) = \tan^{-1} \left[\frac{I_4(x,y) - I_2(x,y)}{I_1(x,y) - I_3(x,y)} \right]
 \tag{4.13}$$

A partir de ces quatre images, il est aussi possible de calculer la visibilité des franges avec la formule (4.14).

$$M(x,y) = \frac{2 \sqrt{(I_4 - I_2)^2 + (I_1 - I_3)^2}}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}
 \tag{4.14}$$

4.3.2 Quel type de décalage de phase ?

Il faut maintenant introduire un décalage de phase pour réaliser la mesure, celui-ci doit être très précis et très reproductible. Différentes techniques ont été mises en oeuvre jusqu'à présent.

4.3.2.1 Décalage de phase spatial

Cette méthode assez proche de la méthode avec la transformée de Fourier consiste à faire du décalage de phase dans le plan. Cela s'appelle l'interférométrie à décalage de phase avec porteuse spatiale. Elle est mise en oeuvre, par exemple, dans les logiciels Intellwave et Frangyne, [104] [105]. Des franges très serrées sont placées sur le composant (par exemple 1 frange est étalée sur 4 pixels ce qui correspond à un déphasage de $\pi/2$ entre les pixels). En sous échantillonnant cet interférogramme (à 1 pixel sur 4 par exemple), des images secondaires de franges de Moiré avec différents décalages sont créées et les algorithmes de décalage de phase peuvent être utilisés. Le principal avantage de cette méthode est d'extraire la phase à partir d'un seul interférogramme, ce qui permet des mesures en présence de vibrations, de turbulence ou même de mouvement du composant, la limite temporelle étant le temps de pose de la caméra. Mais cette technique étant basée sur le Moiré, la résolution spatiale est limitée à celle d'une frange (ici 4 pixels) et, autre inconvénient, il est nécessaire d'introduire un grand angle pour créer des franges quasi-rectilignes et cela n'est pas réalisable sur des composants courbés.

4.3.2.2 Décalage de phase temporel

Deux méthodes existent pour réaliser le décalage de phase temporel : la méthode pas à pas et le balayage de phase. Dans le cas de la méthode pas à pas, un pas δ_t est introduit et un interférogramme est acquis de manière séquentielle. La méthode du balayage de phase consiste à introduire un décalage de phase linéaire (balayage de phase) avec le temps $\delta(t) = \text{constante} * t$ et à enregistrer le signal à intervalles temporels réguliers, [103]. Dans ces deux cas, le décalage de phase est introduit par une platine piézo-électrique mais il existe d'autres façons de procéder.

L'introduction d'un décalage de la fréquence optique dans l'un des bras, par un module acousto-optique la plupart du temps, génère un balayage de phase temporellement linéaire. Cette technique est efficace mais est lourde à mettre en oeuvre au niveau de l'introduction du décalage et de la détection qui doit être synchrone.

Une autre solution consiste à introduire une lame de verre à face parallèle dans l'un des bras, de façon à ce qu'un basculement de la lame introduise un déphasage. Cette méthode peut paraître intéressante mais nécessite un grand espace entre le miroir de référence et le cube, ce dont nous ne disposons pas. De plus, l'introduction d'une lame de verre dans l'un des bras d'un Michelson peut poser des difficultés en termes de cohérence. En effet, le maximum de cohérence temporelle est obtenu pour un déphasage nul alors que le maximum de cohérence spatiale correspond à l'image géométrique du miroir.

L'utilisation de la polarisation de la lumière permet d'introduire un déphasage variable entre les deux voies. Mais le fait de travailler avec de la lumière polarisée complique le banc et fait perdre du flux.

La technique consistant à faire varier la longueur d'onde de la source est de plus en plus répandue car les diodes laser rendent sa mise en oeuvre aisée. Mais comme il a déjà été expliqué, les lasers doivent être évités au maximum.

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

Au final, la solution de la platine de déplacement piézo-électrique semble être la plus efficace. Le déplacement désiré se fait le long de l'axe optique et l'éventuelle présence d'un déplacement latéral n'est pas un problème car on bouge un miroir plan. Cependant, l'introduction d'un tilt doit être évitée car cela modifierait le décalage de phase effectif. Cette contrainte est extrêmement forte car nous voulons un déplacement inférieur à 10nm pour un miroir qui fait 50mm de diamètre ce qui correspond à une tolérance sur le basculement qui vaut $0,2\mu\text{rad}$ lors d'un déplacement de 2π soit 500nm. D'autre part, la résolution sur le déplacement en z doit être nanométrique. Dans ce but, une platine piézo-électrique (Polytec-PI P-752.1CD) en boucle fermée avec un capteur capacitif (Fogale Nanotech) a été choisie. Cette platine a une course de $15\mu\text{m}$ et sa position est connue avec une précision sub-nanométrique.

4.3.3 Avantages et inconvénients

L'interférométrie à décalage de phase temporel présente un grand nombre d'avantage vis-à-vis des autres méthodes de mesure de la phase :

- La phase est calculée pour chaque pixel de manière indépendante. Cette manière de mesurer la phase est donc indépendante de la forme et du nombre de franges présentes sur le composant et n'affecte pas la résolution optique dans le plan.
- Il n'est pas nécessaire que les franges soient ouvertes par l'introduction d'un angle de basculement additionnel, ce qui est pratique dans le cas de composants très courbés.
- Il n'est pas nécessaire d'introduire un a-priori sur la convexité de la surface.
- Cette mesure consistant à faire bouger les franges désirées de manière contrôlée, elle est peu sensible à des figures de franges parasites fixes tant que leur contraste reste faible.
- Du fait des algorithmes utilisés, les interférogrammes sont normalisés par soustraction d'images (élimination des offsets) et division d'images (élimination du facteur de gain). L'utilisation de multiples images entraîne une minimisation des bruits statistiques. Cette normalisation intrinsèque et la minimisation des bruits ont pour conséquence une grande résolution et précision de la mesure. Une résolution de $\lambda/1000$ est classique pour l'interférométrie à décalage de phase.

Cependant, la mesure de la phase se fait dans le temps. Elle est donc très sensible aux vibrations et aux turbulences ainsi qu'aux différentes variations de la source qui peuvent se produire au cours du temps. De plus, on introduit un nouveau composant dans cette mesure qui est la platine piézo-électrique et la précision du déphasage introduit doit être nanométrique et prise en compte.

4.3.4 Algorithmes

Extraire la phase du signal interférométrique par interférométrie à décalage de phase implique l'utilisation d'un algorithme. Cet algorithme va jouer sur le nombre d'interférogrammes acquis et sur le décalage de phase entre chaque interférogramme dans le but de minimiser l'effet des perturbations du signal sur la mesure de la phase.

4.3.4.1 Construction des algorithmes

Perturbations du signal interférométrique

L'interféromètre de Michelson étant un interféromètre à deux ondes, le signal est très proche d'une sinusoïde. Toutefois des non-linéarités du détecteur et des réflexions multiples

peuvent introduire une deuxième harmonique dans le signal perturbant la mesure de la phase. Les conséquences de ce deuxième ordre doivent donc être minimisées par l'algorithme, [106].

D'autre part, si la platine piézo-électrique a été mal calibrée, le déphasage est différent de sa valeur nominale $\delta_i = i\delta$. Sachant que le déphasage est introduit par une platine piézo-électrique en boucle fermée avec un capteur capacitif, ce déphasage se simplifie en l'expression (4.15). L'algorithme doit donc être auto-calibrant pour extraire la phase en dépit de cette erreur de calibration linéaire.

$$\delta_i = i\delta(1 + \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 + i^2\varepsilon_3 + \dots) \sim i\delta(1 + \varepsilon) \quad (4.15)$$

De plus, l'intensité moyenne peut légèrement varier au cours de la mesure. Elle peut être décrite par la fonction polynomiale (4.16) mais en pratique, on la considérera comme constante.

$$I_o(\varphi) = I_o(1 + \varepsilon_1\varphi + \varepsilon_2\varphi^2 + \dots) \quad (4.16)$$

Il peut aussi y avoir des erreurs imputables aux vibrations, mais aucune méthode systématique n'existe pour construire un algorithme les éliminant. Leurs effets peuvent tout de même être réduits en post-traitement.

Diagramme caractéristique

Durant les dernières années, un grand nombre d'algorithmes ont été développés et le choix de l'algorithme le plus en adéquation avec notre application n'est pas aisé. La première étape consiste à choisir le pas δ . La règle veut que l'on choisisse $\delta = 2\pi/N$ avec $N=j+2$, j étant l'ordre le plus grand des harmoniques que l'on souhaite éliminer. Dans notre cas, le second ordre doit être éliminé donc $j=2$ et $\delta = \pi/2$.

On trace alors un diagramme caractéristique des algorithmes, comportant un cercle divisé en N secteurs selon les coordonnées polaires. L'ordre $k=1$ se référant au signal, le but est d'éliminer tous les ordres sauf l'ordre $k=1$. On veut donc éliminer l'ordre $k=0$ (intensité moyenne), l'ordre $k=2$ ainsi que l'ordre $k=-1$, que l'on marque par des points sur le diagramme. Cet algorithme est valable si la platine est calibrée parfaitement et si l'intensité ne fluctue pas, dans les autres cas l'élimination de ces effets ne sera pas optimale.

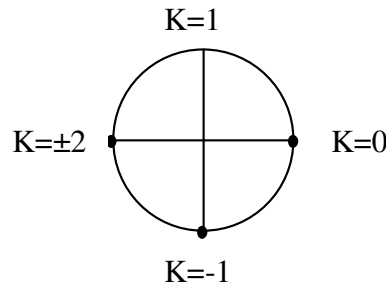


Figure 4-11 Diagramme caractéristique

Si la platine piézo-électrique ne peut être parfaitement calibrée (ce qui est notre cas), le diagramme doit être modifié selon la méthode suivante. On va doubler le poids des harmoniques affectées par cette erreur en les marquant par un cercle sur le diagramme caractéristique. Concernant l'ordre $k=0$, il n'est pas affecté par cette erreur ; ce n'est donc pas nécessaire de le modifier. L'effet sur le second ordre est faible et il n'est pas indispensable de

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

le modifier. La modification à apporter à l'algorithme pour éliminer ces effets revient donc à doubler le poids de l'ordre $k=-1$. En cas d'erreur de calibration plus sévère, ce poids peut être triplé, quadruplé, etc.

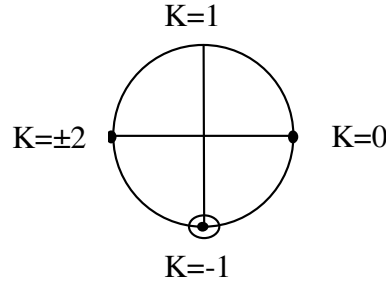


Figure 4-12 Doublement du poids sur l'ordre $k=-1$

Afin d'éliminer l'effet d'une fluctuation de l'intensité moyenne, on pourrait par exemple doubler/tripler le poids de l'ordre $k=0$.

Polynôme caractéristique

Il faut maintenant extraire l'algorithme correspondant à ce diagramme. Ce diagramme est un cercle complexe de rayon unité et les points indiquent la position des racines du polynôme caractéristique $P(x)$. Le polynôme est alors développé et le coefficient de chaque ordre est séparé en une partie réelle a_i et une partie imaginaire b_i . Ces coefficients définissent l'algorithme reliant la phase φ aux interférogrammes acquis I_i par l'équation (4.17).

$$P(x) = \sum_{i=0}^{M-1} (a_i + i b_i) x^i \quad \text{et} \quad \varphi(x,y) = \tan^{-1} \left[\frac{\sum_{i=0}^{M-1} b_i I_{i+1}}{\sum_{i=0}^{M-1} a_i I_{i+1}} \right] \quad (4.17)$$

4.3.4.2 Algorithme de Hariharan

Dans notre cas, un point simple est présent pour les racines $x=1$ et $x=-1$. Le poids de la racine $x=-i$ est doublée, c'est donc une racine double du polynôme. Cela conduit au polynôme $P(x)$ de l'équation (4.18).

$$P(x) = (x-1)(x+i)^2(x+1) = 1 - 2ix - 2x^2 + 2ix^3 + x^4 \quad (4.18)$$

En utilisant la formule (4.17), la phase obtenue est égale à la phase décrite par l'équation (4.20). Nous avons donc retrouvé l'algorithme de Hariharan, [103]. L'algorithme développé par Hariharan est mis en application et sera utilisé pour toute la suite de la thèse. Le miroir de référence est déplacé dans cinq positions δ_i , définies dans l'équation (4.19).

$$\delta_i = -\pi, \frac{-\pi}{2}, 0, \frac{\pi}{2}, \pi \quad (4.19)$$

La phase $\varphi(x,y)$ et le contraste $M(x,y)$ sont alors calculées avec l'équation (4.20).

$$\varphi(x,y) = \tan^{-1} \left(\frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1} \right) \text{ et } M(x,y) = \frac{3 \sqrt{4(I_4 - I_2)^2 + (I_1 + I_5 - 2I_3)^2}}{2(I_1 + I_2 + 2I_3 + I_4 + I_5)} \quad (4.20)$$

Si une erreur est introduite dans le décalage de phase δ_i , le pas vaut alors $\delta = \pi/2 + \varepsilon$ et la phase devient égale à $\varphi'(x,y) = \varphi(x,y) + \Delta\varphi(x,y)$. En faisant l'hypothèse d'un ε petit, la phase φ' est donnée par l'équation (4.21).

$$\tan \varphi'(x,y) = \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right] \tan \varphi(x,y) \quad (4.21)$$

L'erreur de mesure sur la phase $\Delta\varphi(x,y)$ se réduit donc à l'équation (4.22).

$$\Delta\varphi(x,y) = \varphi'(x,y) - \varphi(x,y) = \frac{\varepsilon^2}{4} \sin 2\varphi(x,y) \quad (4.22)$$

Cette erreur dépend de la phase, la carte des erreurs $\Delta\varphi(x,y)$ sera donc une figure de franges avec une fréquence double par rapport à la figure initiale. Une erreur de 2° sur le décalage de phase (88° à la place de 90°) entraîne une erreur sur la phase de $0,02^\circ$ environ.

4.3.4.3 Autres algorithmes

D'autres algorithmes peuvent être développés avec la même philosophie, [103][106].

- L'atout de l'algorithme à trois pas est d'être très simple mais il est malheureusement très sensible aux erreurs introduites par la platine piézo-électrique car une erreur de 2° entraîne une erreur sur la phase de 1° .
- Un des algorithmes les plus connus (un des plus anciens et des plus efficaces) est l'algorithme de Carré. C'est un algorithme à quatre pas qui permet de mesurer précisément le décalage de phase introduit et permet donc de travailler même si on a qu'une idée approximative du décalage. Toutefois cet algorithme est assez compliqué pour des performances limitées.
- Le cas des algorithmes à N -pas (« N -bucket » en anglais) consiste à annuler tous les points du diagramme excepté $k=1$ sans faire aucun doublon. En conséquence, on corrige la forme de la frange jusqu'à l'harmonique $j=N-2$ mais il n'y a aucune auto-calibration. L'algorithme de Carré rentre dans cette catégorie. Ces algorithmes sont aussi appelés algorithme à transformée de Fourier discrète du fait de la forme de l'équation (4.23) donnant la phase après résolution du polynôme caractéristique.

$$\phi(x,y) = \tan^{-1} \left[\frac{\sum_{i=0}^{M-1} \sin\left(\frac{2i\pi}{N}\right) I_{i+1}}{\sum_{i=0}^{M-1} \cos\left(\frac{2i\pi}{N}\right) I_{i+1}} \right] \quad (4.23)$$

- Les algorithmes à $(N+1)$ -pas sont une amélioration des algorithmes à N -pas. Ils consistent à doubler le poids de l'ordre $k=-1$ comme dans le cas de l'algorithme de Hariharan.
- Enfin, une dernière sorte d'algorithmes appelée algorithmes à transformée de Fourier discrète fenêtrée consiste à doubler le poids de tous les points.

4.3.5 Erreurs sur la mesure de la phase

Comme on l'a décrit dans le principe de construction des algorithmes, un certain nombre de bruits peuvent affecter la mesure de la phase, [103].

4.3.5.1 Sur le décalage de phase

Le paragraphe concernant la construction des algorithmes a montré que l'effet d'une erreur de calibration peut être compensé par l'algorithme. Toutefois, afin de minimiser ces erreurs, il est important de se placer le mieux possible à la valeur de décalage de phase voulu de $\pi/2$. Pour cela, il existe à partir de l'algorithme de Hariharan la formule (4.24) donnant le déphasage effectivement introduit.

$$\cos \delta = \frac{1}{2} \left[\frac{I_5 - I_1}{I_4 - I_2} \right] \quad (4.24)$$

Il est à noter que cette formule ne donne des résultats valables que pour les pixels où $I_4 - I_2 \neq 0$.

4.3.5.2 Dues à la non-linéarité du détecteur et aux réflexions multiples

Comme on l'a vu dans le paragraphe sur la construction des algorithmes, les non-linéarités du détecteur ou l'existence de réflexions multiples affectent la forme du signal interférométrique en introduisant des harmoniques supplémentaires. Le pas de $\pi/2$ minimise ces erreurs en annulant la deuxième harmonique. Il faut toutefois faire attention à ne pas atteindre la saturation pour les franges blanches. Ces erreurs corrigées sont donc négligeables vis-à-vis des autres sources d'erreur.

4.3.5.3 Sur la stabilité de la source

La stabilité de la source est importante tant en terme de longueur d'onde qu'en terme de flux.

La stabilité requise pour la longueur d'onde dépend de la différence de chemin ΔL entre les deux bras de l'interféromètre. Si l'on souhaite une stabilité de la phase η exprimée en lambda, on peut alors calculer la stabilité en fréquence $\Delta \nu$ de la source par la formule :

$$\Delta \nu = \frac{c \eta}{\Delta L} \quad (4.25)$$

En configuration Michelson, la différence de chemin ΔL est proche de 0, la contrainte sur la stabilité de la source est alors assez faible.

Comme on l'a vu précédemment, on peut optimiser l'algorithme pour mieux prendre en compte des variations lentes du flux. Si ces variations sont complètement aléatoires, cela entraîne une erreur sur la mesure de phase. Dans le cas des algorithmes à N-pas, l'équation suivante permet de calculer la propagation de cette perturbation sur la mesure de la phase. Cette équation doit conduire à un résultat approché dans le cas de l'algorithme de Hariharan. N est le nombre de pas de l'algorithme et S le rapport signal sur bruit du système de détection, lequel doit être comparé au bruit de quantification.

$$\sigma_\phi = \frac{1}{\sqrt{N} S} \quad (4.26)$$

4.3.5.4 Dues au détecteur

Le détecteur est une caméra Pixelink codée sur 8 bits. Cette caméra possède un bruit de lecture qui est représenté sur la Figure 4-13, la mesure a été effectuée avec un temps de pose quasi nul dans le noir. La valeur de ce bruit est de $10,8 \pm 1,2$ niveaux. Cette figure est assez reproductible et sera donc enlevée lors d'une soustraction d'images pixel à pixel.

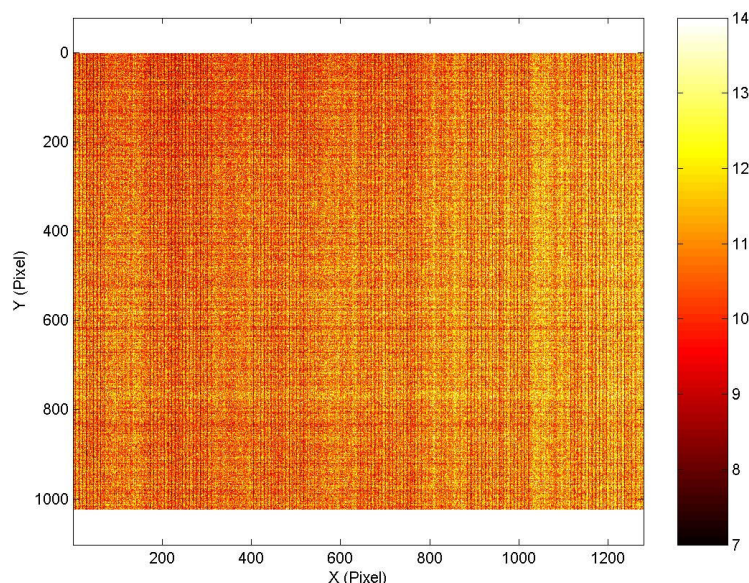


Figure 4-13 Bruit de lecture de la camera

D'autre part, même sans signal, un certain niveau de fond est présent du fait de la température ambiante qui entraîne la création d'électrons dans l'électronique de la caméra. Ce niveau augmente à peu près linéairement avec le temps de pose. Sur la Figure 4-14, il apparaît que ce niveau de fond peut prendre des valeurs assez importantes : 40 niveaux pour 100ms de

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

pose. On aura donc intérêt à rester dans des temps de pose raisonnables si l'on veut garder de la dynamique pour le signal. Ce niveau de fond variant d'un pixel à l'autre, il faut donc l'éliminer par la soustraction de deux images. De plus, ce niveau de fond entraîne un bruit de fond aléatoire qu'il faut réduire en prenant des temps de pose assez faible.

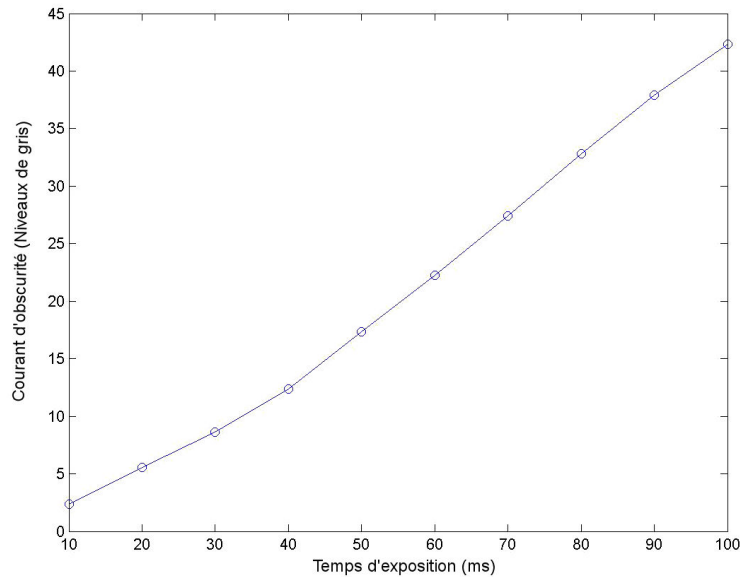


Figure 4-14 Evolution du niveau de fond de la caméra

L'éventuelle différence de gain d'un pixel à l'autre est corrigée en réalisant une division de deux images.

L'intensité du signal interférométrique étant un signal analogique et la caméra nous donnant un signal numérisé, il se produit forcément une perte d'information due à la quantification. L'influence de l'erreur de quantification de l'intensité sur la mesure de la phase se traduit par l'équation (4.27) où Q est le nombre de niveaux de gris de la caméra, N le nombre de pas de l'algorithme utilisé.

$$\sigma_{\phi} = \frac{2}{\sqrt{3N Q}} \quad (4.27)$$

Dans notre cas, nous utilisons l'algorithme de Hariharan donc $N=5$ pour et notre caméra est à 8 bits soit $Q=256$, ce qui conduit à une erreur de 2‰ soit 0,5nm.

4.3.5.5 Due aux vibrations

Les vibrations constitueront l'élément délicat des mesures interférométriques. Un faible niveau de vibrations suffit à complètement brouiller les franges et à empêcher la mesure. Pour éviter cela, l'interféromètre est placé sur une table amortie qui diminue fortement ce niveau de vibration. De plus, l'interféromètre est placé au sous-sol directement en contact avec le sol naturel, il n'y a pas de machineries type ascenseur à proximité. Les systèmes de maintien mécanique sont choisis volontairement lourds et larges en minimisant au maximum les porte-à-faux. Si un faible niveau de vibration reste présent, il se manifeste comme une erreur sur le pas, entraînant une figure d'erreur sous la forme d'une figure de frange avec une fréquence double. Si les vibrations sont plus rapides que le temps de pose, il y aura un effet de moyenne par le détecteur. Certaines vibrations se produisant plutôt à basse fréquence, l'acquisition doit être la plus rapide possible pour en minimiser l'effet. Si on quantifie l'effet de ces vibrations

sur le signal interférométrique par l'écart type des fluctuations d'intensité σ_I , son effet sur la mesure de la phase dépend de l'algorithme utilisé via le nombre de pas N , de la visibilité des franges M ainsi que de l'intensité incidente I_0 .

$$\sigma_\varphi = \frac{\sqrt{\frac{2}{N}} \sigma_I}{M I_0} \quad (4.28)$$

Il faut prêter attention à ce que ces fluctuations d'intensité prennent en compte non seulement les vibrations mais aussi les fluctuations dues aux fluctuations du flux de la source.

4.3.5.6 Dues à la turbulence de l'air

Les courants d'air et la turbulence de l'air sont une cause très importante d'erreur. Il faut tout d'abord isoler la cavité interférométrique des courants d'air en le plaçant dans une structure en plexiglas par exemple. C'est ce que nous avons fait sur le banc en mettant une boîte en plexiglas qui couvre tout le banc. A l'intérieur de la cavité, il ne faut pas qu'il y ait de source de chaleur qui pourrait entraîner des turbulences et/ou un gradient d'indice de l'air. Nous sommes dans ce cas puisque la source est déportée. Seule la caméra peut produire des perturbations mais celle-ci est loin de la cavité interférométrique. La solution optimale consisterait à introduire un léger flux laminaire d'air propre pour éviter ces possibles stagnations. Mais en l'absence d'air comprimé filtré à proximité du banc, cela nous semble suffisant en l'état.

4.3.5.7 Due aux franges parasites et autres effets dus à la cohérence

Notre source étant de cohérence contrôlée, nous n'avons pas de frange parasite ni d'effet du à la cohérence dans le champ. Nous ne devons donc pas avoir d'erreur sur la mesure de la phase due à ces phénomènes.

4.3.5.8 Dues à la qualité optique de l'interféromètre

L'interférogramme enregistré par la caméra est généré par les interférences se produisant entre les deux fronts d'onde au niveau de la caméra. Il est usuellement considéré que le chemin optique des deux fronts d'onde étant commun après la séparatrice, il n'est pas nécessaire de les prendre en compte. Ce raisonnement n'est que partiellement vrai. Car si l'on considère le cas d'un grand angle entre les miroirs couplé à un système d'imagerie très aberrant, on s'aperçoit que les deux fronts d'ondes possèdent des trajets différents puisqu'ils se focalisent en deux points séparés au niveau du plan de Fourier. En se recombinant sur la caméra, les fronts d'onde vont subir des aberrations différentes et une erreur sera introduite sur la mesure de la phase. Pour éviter cela, il faut donc se placer autour de la teinte plate et avoir un système optique de bonne qualité.

Dans notre cas, nous nous plaçons toujours autour de la teinte plate mais le système optique est optimisé pour être limité par la diffraction pour l'imagerie, ce qui fait que les clairs sont dans le mauvais sens pour les fronts d'onde (le faisceau d'illumination). Il est à noter que ces effets jouent sur la précision de la mesure mais ne jouent pas sur la résolution. De plus les objets mesurés sont soit larges et plans, et dans ce cas là l'erreur sur la phase doit être inférieure à $\lambda/100$, soit courbés et petits et les erreurs sur la précision sont alors négligeables.

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

La présence de distorsion dans le système d'imagerie peut entraîner des perturbations sur la précision de la mesure de grands objets courbés. La mesure des pentes au niveau des bords peut être grandement affectée par des effets de diffraction de Fresnel, il faudra donc mieux éliminer ces points.

4.3.6 Caractérisation de banc

4.3.6.1 Précision

L'exactitude, limitée par la qualité optique du miroir de référence et du cube séparateur, dépend du champ observé. Afin d'évaluer cette précision, la forme d'un miroir de référence est mesurée. Ce miroir est de qualité équivalente à celui pris comme miroir de référence. Il possède une planéité meilleure que $\lambda/20$ pic-à-vallée pour un diamètre de 40mm.

Petit champ de vue

Sur un champ de vue de 1,5 millimètres de diamètre, il apparaît sur la Figure 4-15 que la rugosité des miroirs de référence et de la lame séparatrice viennent dégrader la qualité de la mesure. L'erreur Pic à Vallée mesurée est de 7nm et la valeur RMS de 1,01nm.

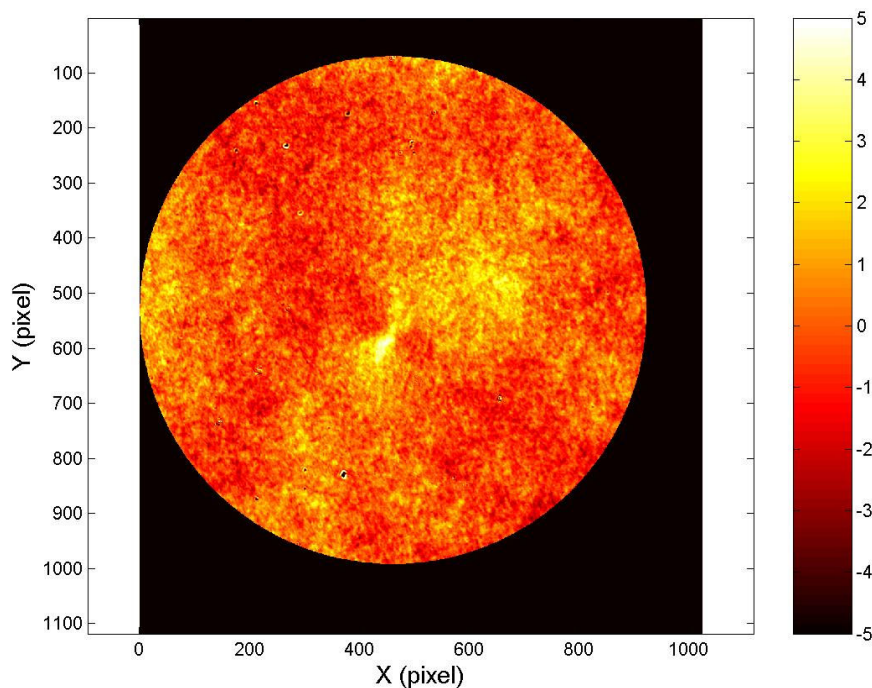


Figure 4-15 Carte de phase obtenue en mesurant de deux plans étalons

Grand champ

La forme mesurée sur le banc dans la configuration grand champ (20mm de diamètre) est montrée dans la Figure 4-16. La barre de couleur est exprimée en nanomètres avec $\lambda=650nm$.

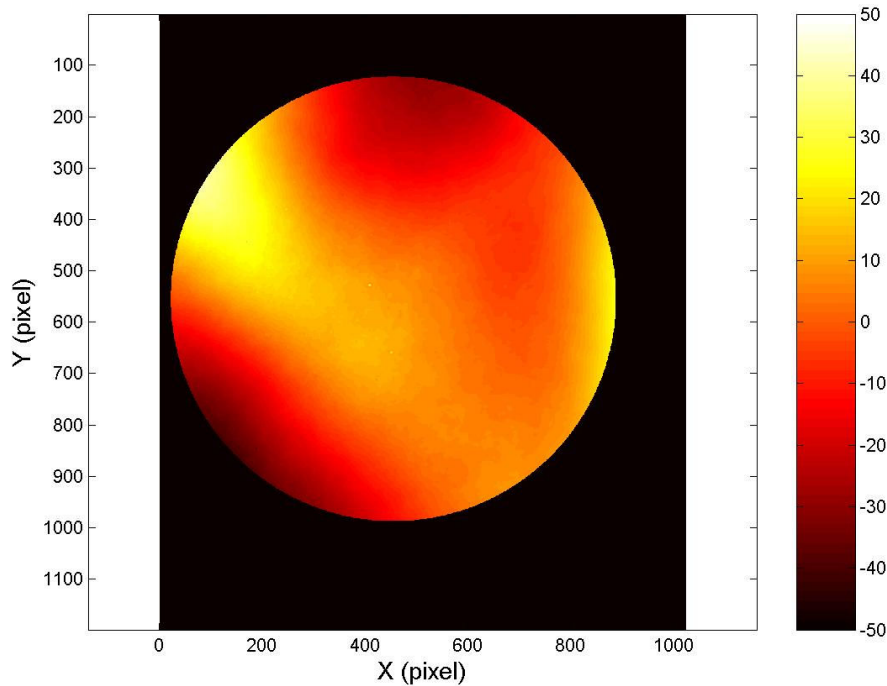


Figure 4-16 Qualité optique obtenue lors de la mesure de deux plans étalon

Cette carte nous montre que la précision de $\lambda/20$ n'est pas atteinte. Une précision de 100 nanomètres Pic à Vallée (16 nanomètres RMS) est obtenue dans ce champ de vue pour la mesure du miroir. La lame séparatrice est identifiée comme étant l'élément limitant.

En effectuant une mesure de calibration préliminaire du deuxième miroir de référence, il est possible de se débarrasser de cette forme en la soustrayant à la mesure du composant. C'est ce qui sera fait lorsqu'une mesure nécessitant une précision comprise entre $\lambda/5$ et $\lambda/20$ devra être effectuée. Il est aussi important de rappeler que l'on parle ici de précision absolue d'une forme. Dans le cas de la mesure d'une déformation c'est la résolution qui est importante.

4.3.6.2 Résolution

Les sources d'erreur nuisant à la qualité des mesures interférométriques telles que l'erreur sur le décalage de phase, la turbulence de l'air, les vibrations ou les dérives thermiques sont identifiées et réduites au minimum. Les erreurs aléatoires (vibrations, turbulences, bruit de caméra) et les erreurs systématiques (décalage de phase) peuvent être diminuées respectivement en prenant un grand nombre de mesures et en améliorant les réglages. Une résolution verticale de l'ordre du nanomètre ainsi qu'une figure ayant les mêmes motifs que la figure de franges initiale avec une fréquence double sont attendues.

Configuration petit champ

La résolution finale est grandement dépendante des fluctuations d'intensité sur la caméra. Dans la Figure 4-17, est représentée la carte que l'on obtient en soustrayant deux mesures de la forme du miroir de référence, voir Figure 4-15. Ces mesures sont effectuées en suivant la procédure décrite au paragraphe précédent. Il apparaît clairement un bruit de pixel à pixel qui doit provenir de la caméra.

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

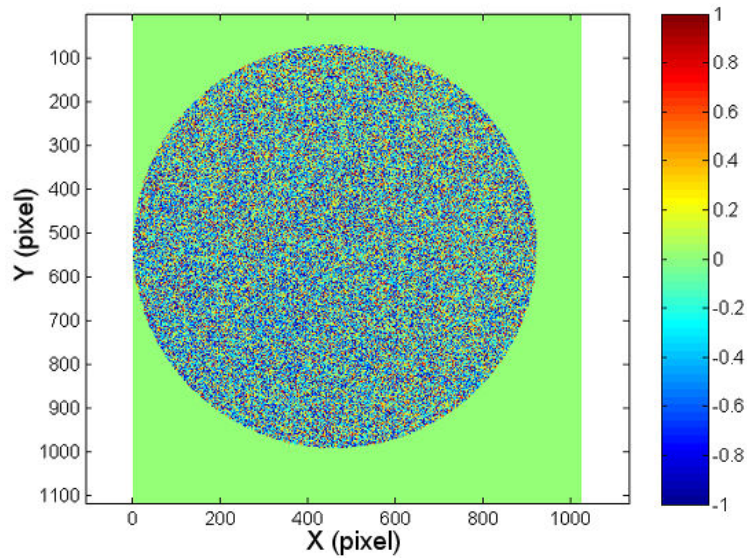


Figure 4-17 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes

Comme on peut le voir sur la coupe de la Figure 4-18, ce bruit est caractérisé par un écart-type de $\sigma=0,54nm$. Cette méthode de mesure est appelée « mode simple ».

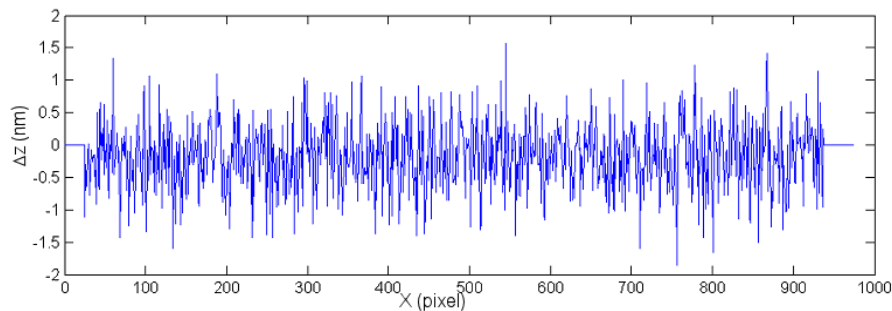


Figure 4-18 Coupe horizontale

Pour réduire ce bruit, il est choisi moyenner plusieurs cartes d'intensité pour les cinq pas de l'algorithme. Dans la Figure 4-19 est donnée une figure identique à celle montrée précédemment ; dans ce cas il faut moyenner 100 images pour obtenir les cinq cartes d'intensité I_1 à I_5 . Le bruit de pixel à pixel a quasiment disparu et le bruit restant se manifeste maintenant par un léger basculement. Ce basculement a une amplitude de 1nm environ et est provoqué par une légère dérive du banc. L'écart-type trouvé pour cette mesure est $\sigma=0,30nm$. Deux solutions apparaissent alors pour augmenter encore la résolution. La première est d'éliminer l'angle de basculement en le considérant comme une erreur expérimentale. La seconde consiste à refaire une moyenne mais cette fois-ci sur la phase. Cela revient à considérer que le basculement observé est aléatoire, et son effet va donc être atténué par moyenne.

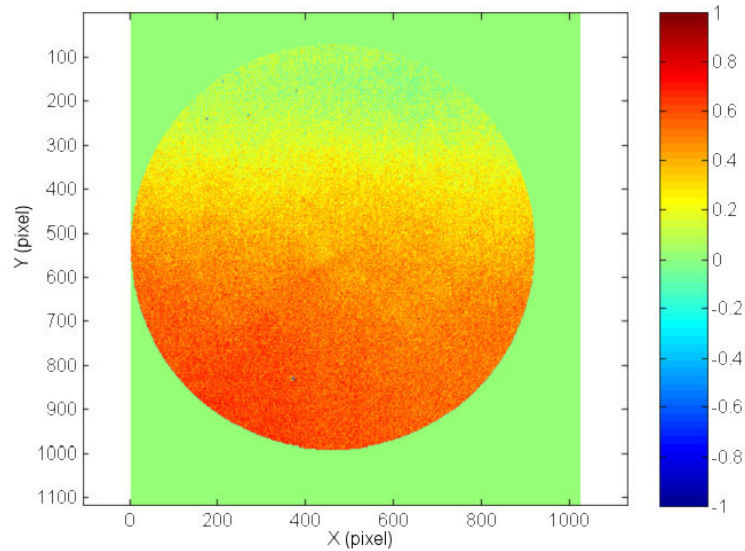


Figure 4-19 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes

Une coupe horizontale (Figure 4-20) permet d'évaluer le bruit résiduel. Si l'on s'affranchit de la pente due au basculement, il apparaît que l'écart-type du bruit est de $\sigma=0,07nm$. Le système de moyenne des images est extrêmement efficace. Cela s'explique par le fait que les erreurs de la mesure de phase sont principalement aléatoires. En effet, en faisant 100 mesures, l'écart type doit diminuer d'un facteur $\sqrt{100}$, ce qui est effectivement observé.

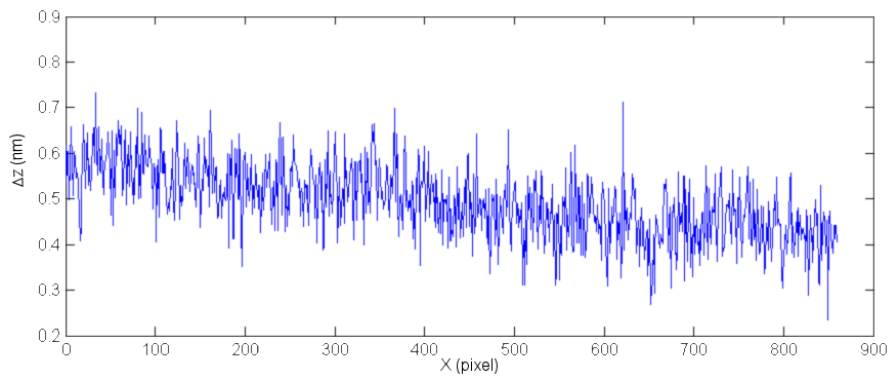


Figure 4-20 Coupe horizontale

Une moyenne sur la phase a aussi été effectuée. Tout d'abord, on moyenne 50 images pour obtenir les interférogrammes I_1 à I_5 afin d'obtenir la phase. Cette mesure de phase est effectuée 3 fois puis on moyenne les 3 phases. La moyenne se fait après déroulement de la phase car la moyenne des cartes de phase enroulée est difficile à calculer au niveau des sauts de phase.

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

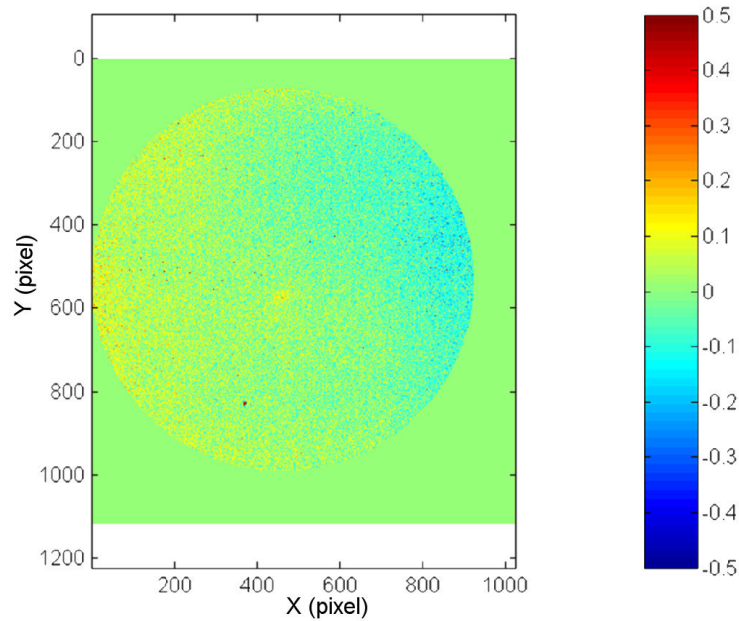


Figure 4-21 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes

L'écart-type obtenu après ces moyennes est de $\sigma=0,12nm$. Cette méthode de mesure est appelée « mode moyenné ».

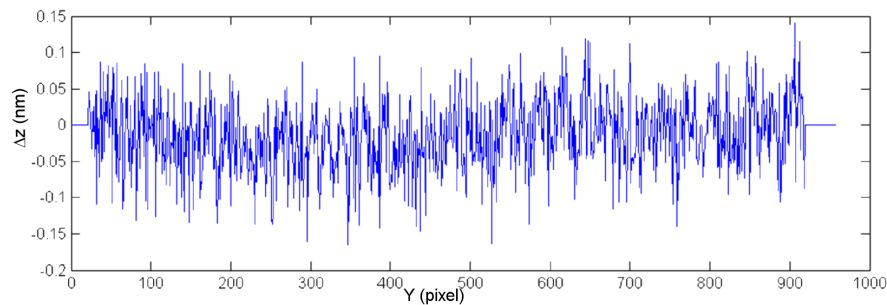


Figure 4-22 Coupe verticale

En combinant les deux méthodes, c'est-à-dire en moyennant les cartes de phases obtenues avec $5*100$ images pour lesquelles le basculement a été retiré, la résolution ultime du banc expérimental est atteinte avec $\sigma=0,049nm$.

Un composant réel (micro-miroir déformable réalisé avec le procédé PolyMUMPS) est analysé avec le « mode moyenné ». Il apparaît, comme on pouvait le prévoir, des résidus de franges. Ces franges ont une amplitude de $0,3nm$ dégradant ainsi légèrement la résolution de la mesure, voir Figure 4-23. En « mode simple », une amplitude de $2nm$ avait été mesurée.

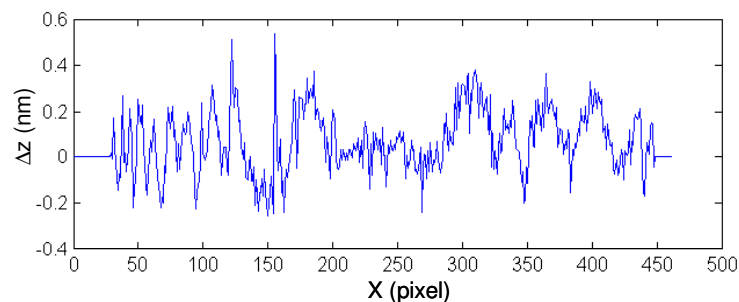


Figure 4-23 Coupe obtenue lors de la mesure de la résolution sur un composant réel

Classiquement, on se contente de la résolution de 5 nm atteinte avec le « mode simple » pour la plupart des applications. Toutefois, si le besoin existe, une résolution de 0,5 nm peut être atteinte avec le « mode moyenné ».

Configuration grand champ

Ces calibrations sont faites dans la configuration grand champ. La zone observée étant plus grande, on s'attend à ce que la résolution soit légèrement inférieure. Les mesures sont obtenues en effectuant deux fois la mesure conduisant à la carte présentée dans la Figure 4-16 et en soustrayant les cartes obtenues.

La mesure en « mode simple » lorsque aucune frange n'est présente est montrée dans la Figure 4-24 à gauche. La figure obtenue ainsi que la valeur $\sigma=0,5nm$ de l'écart-type est assez proche de celle obtenue en petit champ. Lorsque des franges sont présentes sur le composant, des franges résiduelles apparaissent. Dans la Figure 4-24 à droite sont montrées les franges résiduelles obtenues après basculement du miroir de référence, l'amplitude crête à crête de ces franges est typiquement de 2nm.

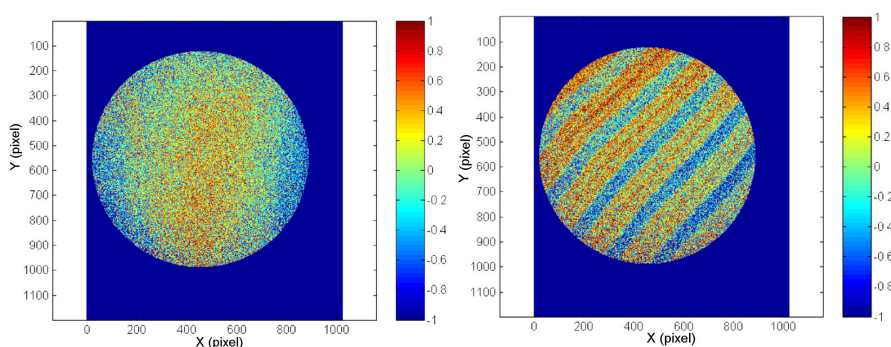


Figure 4-24 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes

Afin de réduire le bruit de pixel à pixel et l'amplitude des franges parasites, une mesure en « mode moyenné » est effectuée. Elle montre comme dans le cas de la configuration petit champ une amplitude crête à crête typique de 0,6nm. Les résolutions atteintes en configuration grand champ sont donc très proches de celles obtenues en configuration petit champ.

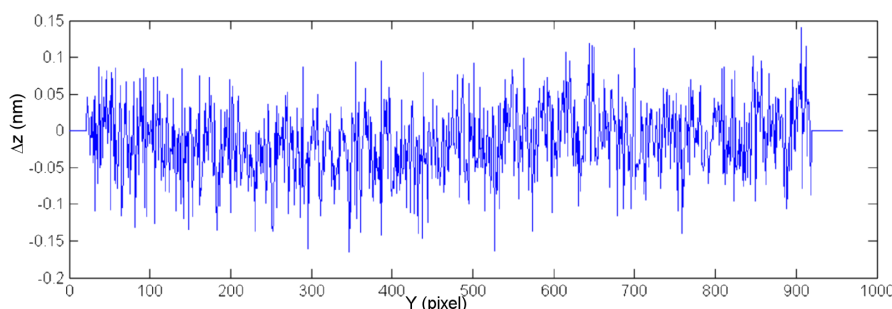


Figure 4-25 Profil obtenu dans la configuration grand champ en « mode moyenné »

4.3 L'interférométrie à décalage de phase

Les caractéristiques générales du banc en terme de résolution et de gamme dans le plan et hors du plan sont résumées dans la Table 4-3. Deux modes de fonctionnement sont définis : le mode simple et le mode moyenné. Le mode simple est basé sur l'acquisition des 5 images et de l'extraction directe de la phase alors que le mode moyenné est basé sur 5x100 images et trois cartes de phases.

Table 4-3 Résumé des caractéristiques de mesures hors-du-plan du banc

	Petit champ	Grand champ
Grandissement	5X	0.33X
Résolution dans le plan	3 μm	100 μm (centre) 250 μm (bord)
Champ	1,4 mm	25 mm
Précision verticale	10 nm de pic à vallée	100 nm de pic à vallée
Résolution verticale	<3 nm avec mode simple <0,3 nm avec mode moyenné	<3 nm avec mode simple <0,6 nm avec mode moyenné

4.4 Déroulement de la phase

4.4.1 Extension de la phase

La fonction arc tangente (voir équation (4.17)) nous donne une valeur de la phase comprise entre $-\pi/2$ et $\pi/2$. En connaissant le signe du sinus et du cosinus, nous avons accès au domaine $[0, 2\pi]$ comme on peut voir dans la Table 4-4.

Table 4-4 Ajustement de la phase

Sinus	Cosinus	Phase corrigée	Gamme de la phase
0	+	0	0
+	+	$\varphi(x,y)$	De 0 à $\pi/2$
+	0	$\pi/2$	$\pi/2$
+	-	$\varphi(x,y) + \pi$	De $\pi/2$ à π
0	-	π	π
-	-	$\varphi(x,y) + \pi$	De π à $3\pi/2$
-	0	$3\pi/2$	$3\pi/2$
-	+	$\varphi(x,y) + 2\pi$	De $3\pi/2$ à 2π

4.4.2 Principe

4.4.2.1 A une dimension

La phase a été étendue au domaine $[0, 2\pi]$ mais la phase réelle prend des valeurs dans tout \mathbb{R} . Il faut donc dérouler cette phase, c'est à dire éliminer les sauts de 2π [107][108].

La Figure 4-26 illustre un exemple de déroulement de la phase. L'interférométrie nous donne, en rouge, une phase enroulée présentant des sauts de phase. Cette phase est alors déroulée pour donner la courbe bleue.

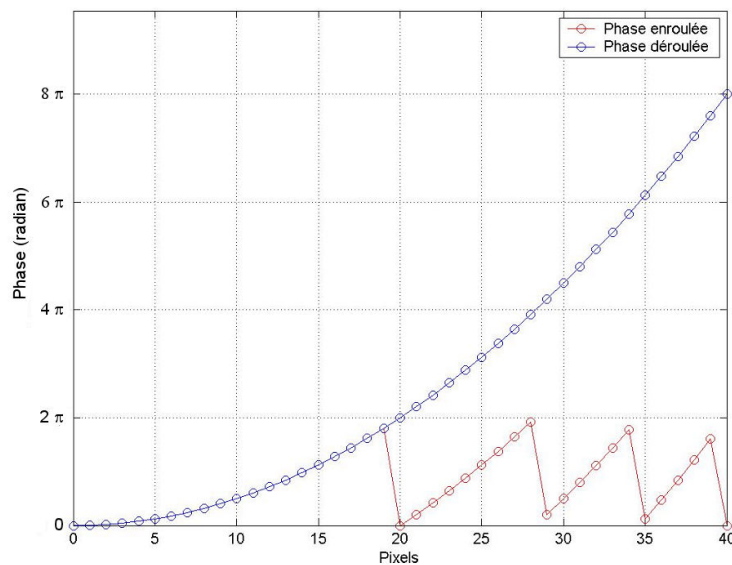


Figure 4-26 Exemple de déroulement de phase mono-dimensionnel

4.4 Déroulement de la phase

Le déroulement de phase consiste à ajouter ou supprimer une constante 2π chaque fois qu'un saut est rencontré. Ce déroulement est se fait facilement :

- Si le signal est non-bruité
- Si la condition de Nyquist n'est pas violée, c'est à dire que la différence de phase entre deux pixels est comprise entre $-\pi$ et π

Ce déroulement doit se faire de manière rigoureuse car une erreur locale de déroulement a des conséquences sur toute la suite, se manifestant par une erreur de $\pm 2\pi$ à partir du point erroné. En pratique une opération de déroulement se fait selon la méthode suivante, [107].

Tout d'abord, un point source x_0 est choisi.

$$\varphi(x_0) = \varphi_0(x_0) \quad (4.29)$$

Ensuite par la formule (4.30), on déroule un par un les pixels x_i en utilisant la valeur de la phase déroulée du voisin $\varphi(x_{i-1})$ et la valeur de la phase enroulée du pixel $\varphi_0(x_i)$. La fonction atan2 est la fonction arctangente étendue à l'aide de la Table 4-4.

$$\varphi(x_i) = \varphi(x_{i-1}) + \text{atan2} \left(\frac{\sin(\varphi_0(x_i) - \varphi_0(x_{i-1}))}{\cos(\varphi_0(x_i) - \varphi_0(x_{i-1}))} \right) \quad (4.30)$$

Pour se placer dans des conditions de déroulement idéales, il est souhaitable de faire un filtrage passe-bas adapté qui élimine les bruits haute-fréquence mais laisse les sauts de 2π . Ce filtrage diminuant la résolution spatiale, il est choisi de ne pas y avoir recours. Si la condition de Nyquist est violée, des connaissances a priori sur la phase ou d'autres mesures sont nécessaires afin de lever les ambiguïtés

4.4.2.2 A deux dimensions

Le déroulement d'une carte de phase bi-dimensionnelle revient à se ramener à un problème mono-dimensionnel. Un chemin est donc suivi sur la carte pour faire le déroulement. Le choix de ce chemin conduit à de multiples possibilités, et il faut rappeler qu'une erreur locale sur le déroulement a des conséquences sur la carte entière. Le chemin choisi peut être très simple (ligne par ligne par exemple) ou plus élaboré (en suivant un critère comme la visibilité par exemple). Un exemple de déroulement est montré dans la Figure 4-27, on peut voir à gauche la phase enroulée issue des interférogrammes montrés dans la Figure 4-10, et à droite la carte de phase déroulée. Les points bleu-foncé représentent les limites du domaine de déroulement. Les phases sont exprimées en radians.

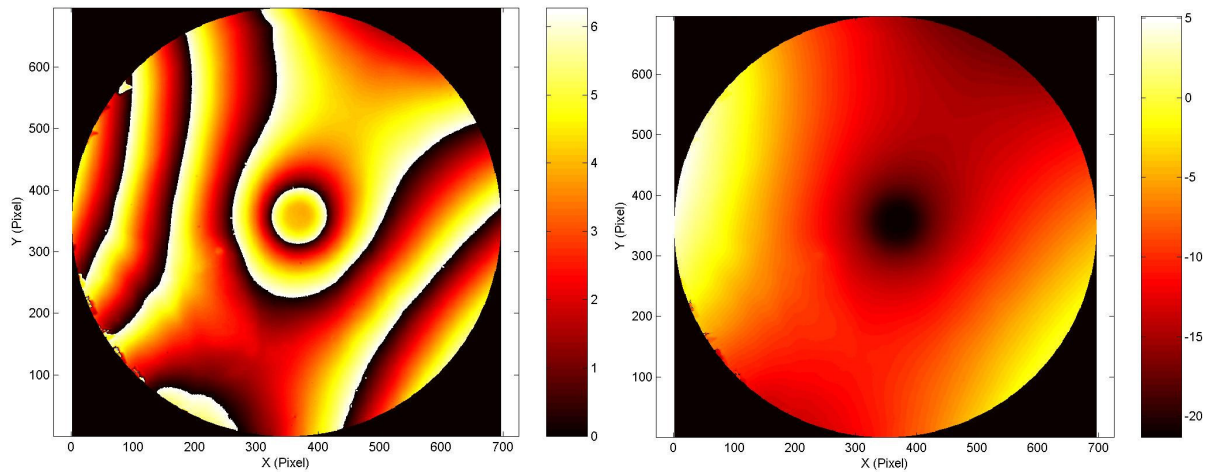


Figure 4-27 Exemple de déroulement de phase bi-dimensionnel
Gauche : Phase enroulée, Droite : Phase obtenue après déroulement bi-dimensionnel

Le choix du chemin suivi dépend de la forme du domaine de déroulement et des connaissances que l'on peut avoir sur la phase telle que sa forme approximative (existence de sauts par exemple) et l'éventuelle présence de zones bruitées.

4.4.3 Algorithmes

L'interférométrie à décalage de phase, entraînant un faible niveau de bruit de la phase, se prête bien au déroulement de phase bi-dimensionnel. Toutefois, le critère de Nyquist doit être satisfait. Si ce n'est pas le cas, l'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde est alors utilisée, comme cela sera montré dans la partie 4.5.

Les algorithmes peuvent se ranger en deux grandes classes : les algorithmes à suivi de chemin et la méthode globale. Les algorithmes déroulant les cartes de phase de manière globale par minimisation de critère ne sont pas utilisés dans le cadre de cette thèse et ne seront donc pas détaillés.

L'algorithme utilisé est un déroulement linéaire amélioré, il peut être résumé par le schéma bloc montré dans la Figure 4-28. L'étape préliminaire au déroulement est la définition d'un domaine de déroulement. Ce domaine doit être choisi avec soin pour ne pas contenir les zones où l'on sait que la phase va être bruitée. La sélection se fait en se basant sur la carte de contraste et sur ce qu'on connaît a priori du composant comme l'existence de sauts ou de pentes trop importantes. On choisit ensuite une graine dans le domaine et le premier pixel à dérouler. Le pixel est déroulé à condition qu'il soit dans le domaine et qu'il n'ait pas été déroulé auparavant, qu'un de ces voisins ait déjà été déroulé et que le saut de phase entre le pixel considéré et son voisin soit inférieur à un certain seuil. Ce seuil est choisi volontairement bas de manière à choisir le chemin qui ne présente pas de trop grande pente, et d'éviter les points les plus bruités ou les points s'approchant de la condition de Nyquist. Le point est ensuite déroulé en se basant sur la valeur du pixel voisin selon l'équation (4.30). Cette boucle se répète jusqu'à ce que tous les points du domaine soient déroulés.

4.4 Déroulement de la phase

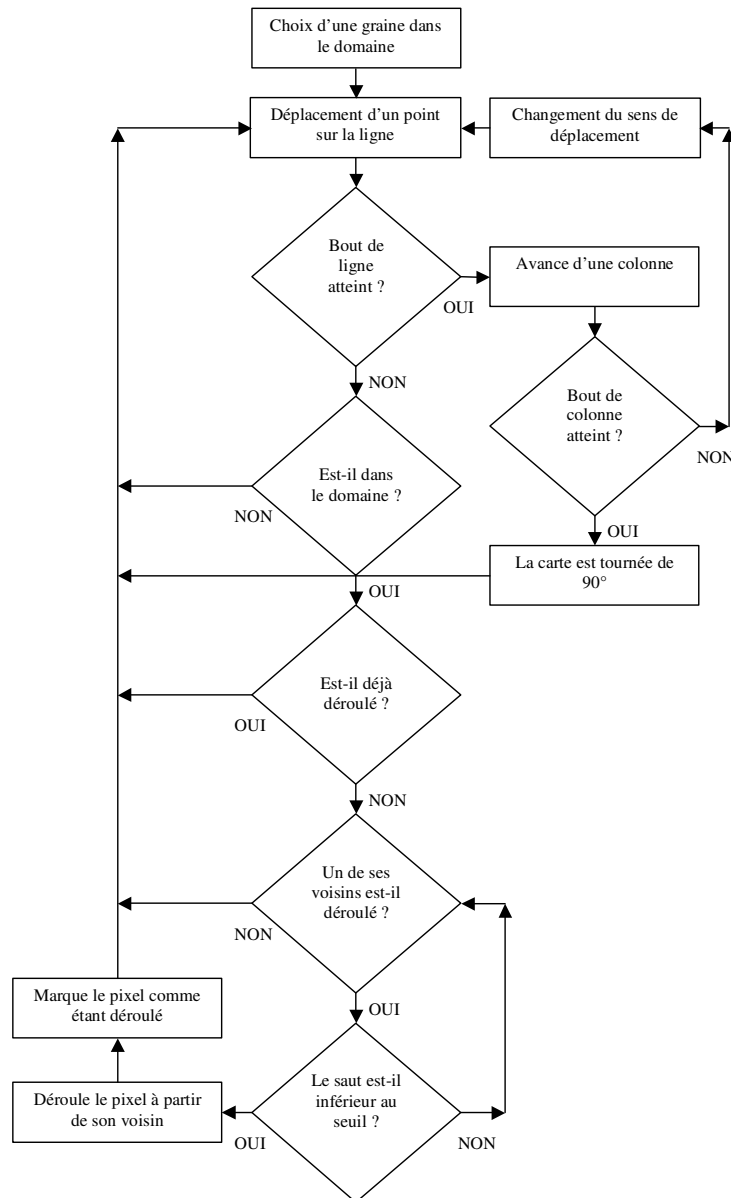


Figure 4-28 Schéma-bloc de l'algorithme de déroulement de phase linéaire amélioré

Des algorithmes issus de l'interférométrie radar ont été aussi testés : l'algorithme développé par Goldstein et l'algorithme guidé par la qualité (ici le contraste), [108]. L'algorithme de Goldstein consiste à trouver les franges qui ont des coupures et interdire au chemin de passer par ces zones-là. L'algorithme guidé par la qualité utilise comme une information a priori la qualité de la phase pour chaque pixel et déroule les pixels sur lesquels on a la plus grande confiance (les pixels où le contraste est le plus élevé). Ces algorithmes n'ayant pas montré de qualité de déroulement supérieure à celle obtenue avec l'algorithme de déroulement linéaire amélioré, ils ne seront pas utilisés par la suite.

4.5 L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde

4.5.1 Principe

L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde est une optimisation de l'interférométrie à décalage de phase classique car elle augmente sa gamme de mesure sans dégrader sa précision, [109][110][111][112] [113]. En soustrayant les deux phases mesurées indépendamment à deux longueurs d'onde différentes, une nouvelle phase est obtenue qui équivaut à une mesure à une plus grande longueur d'onde. Ainsi, la hauteur limite des sauts fixée par la condition de Nyquist lors du déroulement passe de $\lambda_a/4$ à $\lambda_{eq}/4$.

Tout d'abord, la phase est mesurée avec l'interférométrie à décalage de phase à chaque longueur d'onde.

$$\varphi_a(x,y) = \frac{4 \pi h(x,y)}{\lambda_a} \quad \text{et} \quad \varphi_b(x,y) = \frac{4 \pi h(x,y)}{\lambda_b} \quad (4.31)$$

En soustrayant ces deux phases, comme décrit dans l'équation (4.32), il apparaît une nouvelle phase qui représente le front d'onde obtenu avec une mesure à une longueur d'onde équivalente λ_{eq} plus longue que les deux longueurs d'ondes initiales.

$$\varphi_{eq}(x,y) = \varphi_a(x,y) - \varphi_b(x,y) = 4 \pi h(x,y) \left[\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b} \right] = \frac{4 \pi h(x,y)}{\lambda_{eq}} \quad (4.32)$$

On peut donc définir la longueur d'onde équivalente par :

$$\lambda_{eq} = \frac{\lambda_a \lambda_b}{\lambda_a - \lambda_b} \quad (4.33)$$

La Table 4-5 récapitule les longueurs d'onde équivalentes qui peuvent être obtenues par une combinaison de différentes longueurs d'onde disponibles sur le banc de caractérisation.

Table 4-5 Longueur d'onde équivalente en nanomètres pour les différentes longueurs d'onde de mesure

	650	633	600	546.1	500
450	1462	1558	1800	2557	4500
500	2167	2382	3000	5922	
546.1	3412	3986	6079		
600	7800	11375			
633	23914				

La phase équivalente est alors déroulée et la carte des altitudes est obtenue sans ambiguïté. Cependant le résultat donné par la phase équivalente est moins précis qu'un résultat mono longueur d'onde.

4.5 L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde

En effet, si le front d'onde est connu à $\lambda_a/20$, l'erreur sur la mesure de la hauteur du miroir est autour de 14nm pour la mesure à λ_a mais cette valeur devient 85nm pour la hauteur calculée avec la phase équivalente. Cette carte des altitudes n'est donc pas la carte finale mais est employée seulement pour extraire l'ordre d'interférence de la phase enroulée. Puis la phase enroulée pour λ_a ou λ_b est ajustée avec l'ordre d'interférence. En conclusion, l'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde fournit des résultats aussi précis que l'interférométrie à balayage de phase à une longueur d'onde.

Cette amplification du bruit est le principal inconvénient de l'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde et la longueur d'onde équivalente ne doit pas être choisie trop grande. Un compromis doit être trouvé entre l'amplification du bruit et la hauteur de marche à mesurer. Néanmoins, du fait des aberrations chromatiques résiduelles, deux longueurs d'onde proches (et donc une longueur d'onde plus longue) peuvent donner de meilleurs résultats que des longueurs d'onde distantes.

4.5.2 Interférométrie à balayage de phase à multiples longueurs d'onde

L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde augmente de manière significative la gamme de mesure de l'interférométrie à décalage de phase. Mais en raison de l'amplification du bruit, la longueur d'onde équivalente doit rester dans une gamme raisonnable. L'interférométrie à balayage de phase à multiples longueurs d'onde devrait permettre de minimiser les conséquences de cette amplification du bruit en utilisant une longueur équivalente importante pour lever les ambiguïtés de phase existantes dans une carte de phase intermédiaire issue d'une longueur d'onde équivalente plus courte, [114] [115]. Finalement, en utilisant cette carte de phase à la longueur d'onde équivalente courte les ambiguïtés de la carte initiale sont enlevées.

4.6 Interférométrie en lumière blanche

4.6.1 Techniques

Pour éliminer ces ambiguïtés de 2π introduites par l'interférométrie, l'interférométrie en lumière blanche a été mise en œuvre. Comme montré dans l'équation (4.34) et la Figure 4-29, la position du composant peut être connue sans ambiguïté en balayant le long l'axe des z et en trouvant le maximum de cohérence c'est à dire la frange blanche, [116].

$$I(x,y,z) = I_o \left[I + M(z - h(x,y)) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_o}(z - h(x,y))\right) \right] \quad (4.34)$$

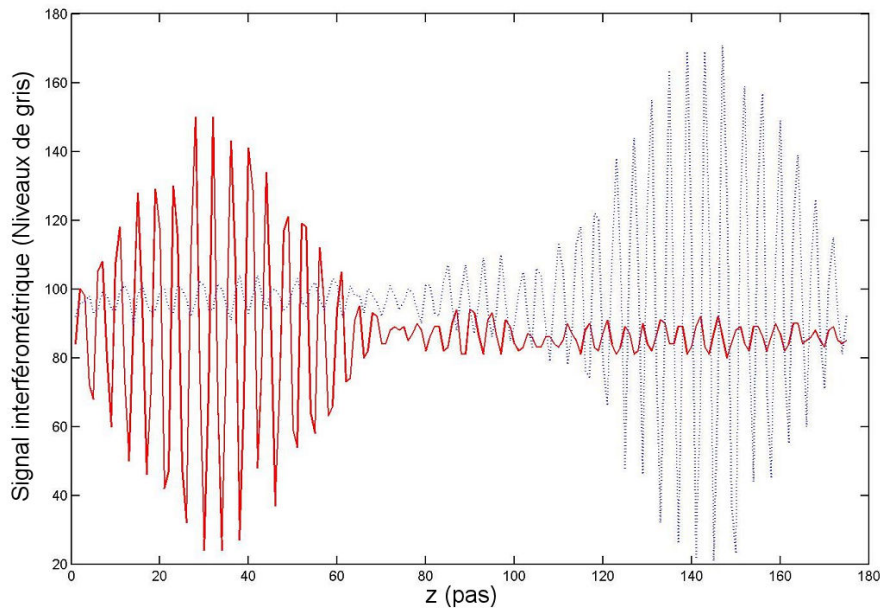


Figure 4-29 Signal interférométrique en fonction de l'abscisse z
Un pas de la platine correspond à un décalage de $\pi/2$ soit 81,25nm. La courbe rouge (trait plein) et la courbe bleue (pointillé) correspondent aux signaux interférométriques obtenus pour deux pixels séparés.

4.6.1.2 Maximum de cohérence

La façon la plus facile de trouver la surface consiste simplement à détecter le maximum de contraste durant le balayage en z , [116]. Toutefois, la Figure 4-30 montre que cette courbe ne présente pas un profil gaussien très propre. Le signal étant bruité, le maximum est difficile à extraire avec une bonne précision. En conséquence le maximum de cohérence n'est pas un critère satisfaisant.

4.6 Interférométrie en lumière blanche

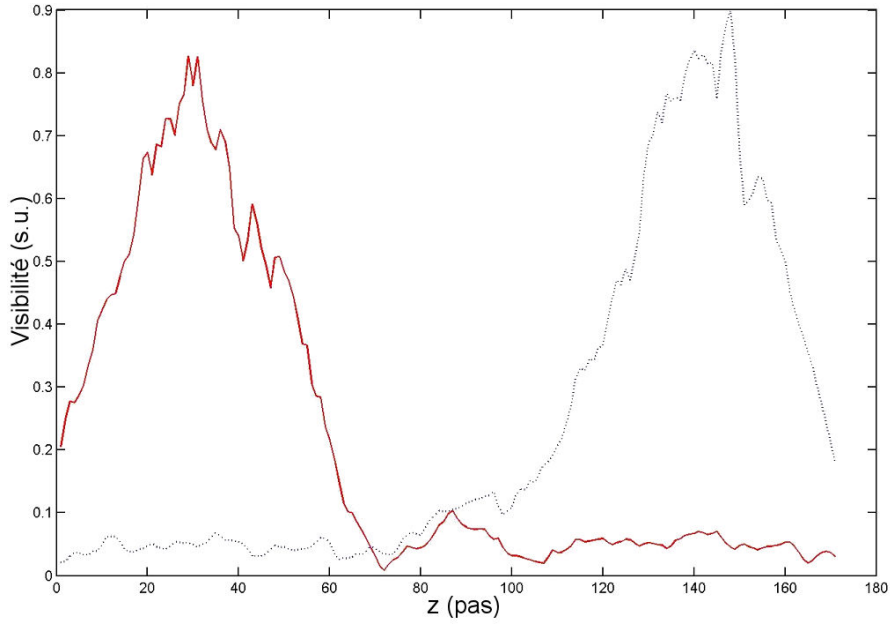


Figure 4-30 Contraste en fonction de z .

Un pas de la platine correspond à un décalage de $\pi/2$ soit 81,25nm. La courbe rouge (trait plein) et la courbe bleue (pointillé) correspondent à la visibilité calculée par l'algorithme de décalage de phase.

4.6.1.3 Barycentre de cohérence

Pour augmenter la précision de la mesure du pic de cohérence, on calcule le barycentre de la courbe de contraste, [117][118]. Ce calcul permet d'atteindre une précision en dessous du pas de balayage en z .

4.6.1.4 Transformée de Fourier

En analysant la transformée de Fourier de l'équation (4.34), on peut extraire la mesure absolue, [119]. Il faut d'abord écrire le signal sous une forme adaptée pour la transformée de Fourier. En introduisant le produit de convolution sous la forme du symbole \otimes , l'équation (4.35) est alors obtenue.

$$\begin{aligned}
 I(x,y,z) &= I_0 + I_0 \left[M(z) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} z\right) \right] \otimes \delta(z - h(x,y)) \\
 &= I_0 + \frac{I_0}{2} \left\{ M(z) * \left[\exp\left(\frac{i4\pi}{\lambda_0} z\right) + \exp\left(-\frac{i4\pi}{\lambda_0} z\right) \right] \right\} \otimes \delta(z - h(x,y))
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

La transformée de Fourier conduit alors à l'équation (4.36). L'analyse de cette fonction fait apparaître un pic de Dirac central et deux lobes qui sont d'autant plus large que le spectre de la source est large, cf. le théorème de Wiener–Khinchine dans le paragraphe 4.2.3.2.

$$\begin{aligned}
 \hat{I}(x,y,\omega) &= |\hat{I}(x,y,\omega)| e^{i \arg(\hat{I}(x,y,\omega))} \\
 &= I_0 \delta(\omega) + \frac{I_0}{2} \left\{ \hat{M}(\omega) \otimes \left[\delta\left(\omega + \frac{2}{\lambda_0}\right) + \delta\left(\omega - \frac{2}{\lambda_0}\right) \right] \right\} * \exp(i2\pi h(x,y)\omega)
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

Une fois le pic de Dirac central éliminé, il vient que la phase est linéaire avec la fréquence ω avec une pente proportionnelle à l'altitude locale $h(x,y)$. A partir de la dérivée de la phase déroulée, la hauteur absolue du pixel est calculée. La dérivée de la phase n'est considérée comme significative que lorsque le module vaut 50% de sa valeur pic, c'est-à-dire au niveau des deux lobes.

4.6.2 Interférométrie en lumière blanche à balayage de phase

Combiner l'interférométrie en lumière blanche et l'interférométrie à balayage de phase apparaît être la meilleure voie pour avoir à la fois une grande résolution et une grande plage de mesure en z , [120]. C'est ce que nous proposons de faire en choisissant un pas égal à $\pi/2$. Le contraste et la phase sont calculés en utilisant l'équation (4.20).

A cause de l'incertitude sur le pic de cohérence, des erreurs de 2π peuvent être introduites, voir la courbe en rose sur la Figure 4-31. En utilisant le fait que la surface doit être continue tant que l'intensité I_0 est grande, ces sauts de 2π sont corrigés par un déroulement local. En effet, une faible intensité I_0 signifie que la pente est trop grande et la phase n'est alors plus un paramètre de référence, [6].

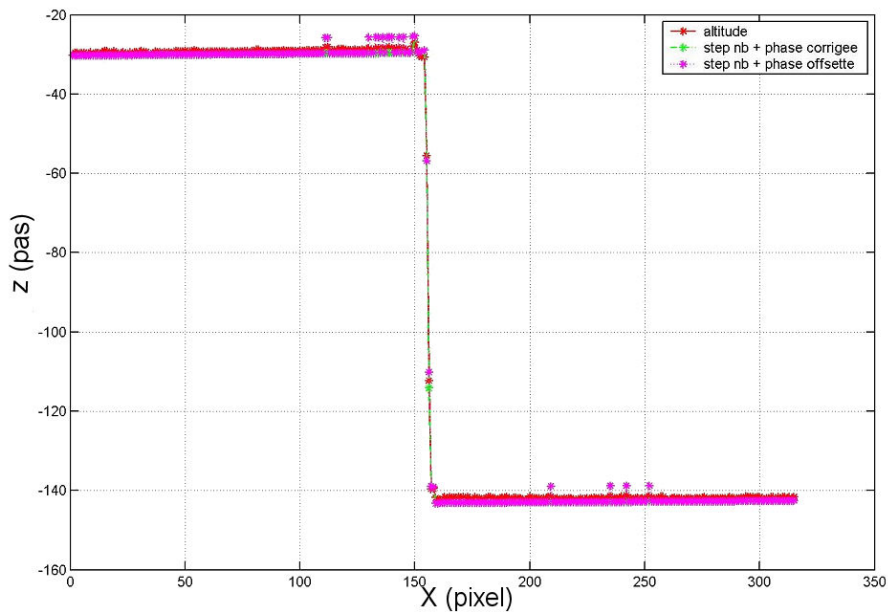


Figure 4-31 Déroulement de phase pour corriger les erreurs de 2π
Le pas en z vaut $\pi/2$ soit 81,25nm. Le profil est représenté pour la ligne 80.

4.7 Interférométrie moyennée dans le temps

4.7.1 Quel système pour les mesures dynamiques ?

Comme cela a été défini dans la liste des spécifications présentée dans le paragraphe 4.1.1, notre outil de mesure doit permettre d'analyser le comportement dynamique des composants. La variété des composants reste aussi étendue que précédemment et le but est d'accéder pour chacun aux fréquences et aux modes propres, c'est-à-dire au champ de l'amplitude de vibration. Nous allons détailler trois approches différentes : le vibromètre laser, l'interférométrie à décalage de phase avec éclairage stroboscopique et l'interférométrie moyennée dans le temps. Ces trois techniques ont été utilisées avec succès pour la caractérisation de MEMS.

4.7.1.1 Vibromètre laser

Le vibromètre laser est un outil commercial conçu pour mesurer de façon absolue l'amplitude de vibration. Le modèle MSV-400 de Polytec permet l'analyse des vibrations hors-plan de toute microstructure, [121]. Sa bande passante est de 20MHz et le diamètre du spot laser est inférieur à 1 μ m. Mais pour l'acquisition d'une carte du mouvement, il faut procéder à un balayage de la surface. Même si la vitesse de ce balayage est optimisée (Mode « fast-scan ») pour enregistrer les données à un rythme de 100 points/seconde, l'acquisition reste longue. De plus, il faut utiliser des objectifs de microscope pour atteindre une résolution de un micron, ce qui ne permet ni un grand champ, ni une grande frontale. La vibrométrie laser ne correspond donc pas à nos attentes.

4.7.1.2 Interférométrie à décalage de phase stroboscopique

Plusieurs équipes travaillant sur la caractérisation interférométrique des MEMS ont développé des outils se basant sur la stroboscopie pour l'analyse du comportement dynamique. Un éclairage stroboscopique est réalisé avec une ou plusieurs diodes super luminescentes dont les flashes sont synchronisés avec le mouvement du composant. La figure de franges est alors immobilisée et l'on peut réaliser une mesure de la forme à cet instant avec l'interférométrie à décalage de phase, [122] [123]. Les résultats obtenus avec cette technique ont une précision et des limites (problème du déroulement) comparables à celle de l'interférométrie à balayage de phase. La limite fréquentielle est liée à la diode super luminescente utilisée, mais avec les diodes actuelles des fréquences de l'ordre du mégahertz sont accessibles. Toutefois, la mise en oeuvre n'est pas aisée car il faut utiliser un générateur d'impulsion pour déclencher l'éclairage de la diode et pour synchroniser le générateur de basses fréquences qui génère le mouvement sinusoïdal du composant. Cette technique n'a pas été mise en application sur le banc car l'interférométrie moyennée dans le temps, plus simple à mettre en application, donne des résultats très satisfaisants. L'interférométrie à décalage de phase stroboscopique reste très intéressante et représente la prochaine option à ajouter au banc.

4.7.1.3 Interférométrie moyennée dans le temps

Le comportement dynamique, tel que les modes de vibration ou la fréquence de coupure du dispositif, peut être analysé par l'évolution du contraste des franges en fonction de la

fréquence de fonctionnement. Le mouvement du composant diminue le contraste par un effet de brouillage dû au relativement long temps d'intégration de la caméra comme on peut le voir dans la Figure 4-32, [124][125]. Le contraste des franges peut facilement être relié à l'amplitude de mouvement pour chacun des pixels. Cette technique est connue depuis les années 1970 pour son application dans l'industrie à la mesure d'objets rugueux sous le nom de « Dynamic Electronic Speckle-Pattern Interferometry » (Dynamic-ESPI), [126].

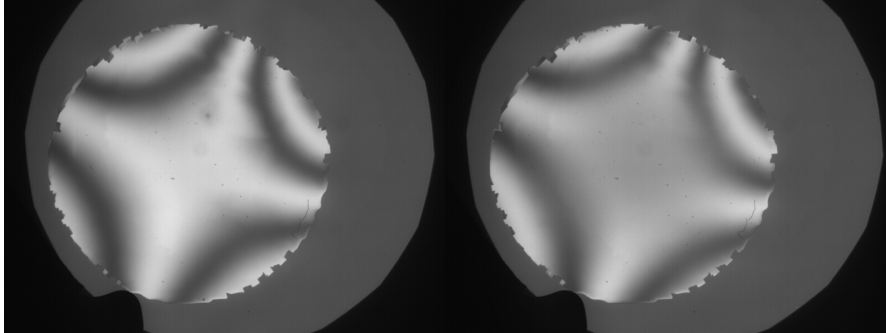


Figure 4-32 Principe de l'interférométrie moyennée dans le temps
Gauche : Le miroir OKO est au repos, l'interférogramme présente un contraste maximal,

Droite : Le miroir subit une excitation sinusoïdale, on peut noter une diminution du contraste au centre, cette diminution du contraste des franges est lié directement à l'amplitude du mouvement du miroir

4.7.2 Avantages et inconvénients

Avantages

Les avantages de cette technique sont :

- La facilité de mise en œuvre, aucune modification du banc n'est requise
- L'accès à une carte bi-dimensionnelle de l'amplitude du mouvement permettant la visualisation des modes propres
- Des pixels complètement indépendants, aucun problème de déroulement de phase n'est à prévoir si et seulement si le contraste est mesuré par une méthode indépendante d'un pixel à l'autre. On se place dans ce cas, le contraste étant mesuré à l'aide de l'interférométrie à décalage de phase temporelle et de l'équation (4.20)
- Le signal étant issu d'une moyenne temporelle, cette technique ne possède donc pas de limite haute de fréquence d'excitation
- Le suivi de l'amplitude du mouvement durant l'acquisition car la mesure est aussi qualitative.

Inconvénients

Cette technique possède toutefois des inconvénients :

- La gamme de mesure est très limitée. En pratique, on ne mesure des amplitudes de mouvement qu'entre 20 et 120 nanomètres. Au-delà de cette valeur, le brouillage est très important et la fonction de brouillage possède des rebonds. Il n'y a plus bijectivité entre le brouillage et l'amplitude du mouvement.
- Cette méthode ne nous permet pas d'accéder à la phase ϕ_ω du mouvement, ce qui est pénalisant pour l'analyse modale.

4.7.3 Théorie

L'excitation du composant est produite en appliquant entre les électrodes une tension sinusoïdale V_a à la fréquence f_0 plus une polarisation V_0 .

$$V(t) = V_0 + V_a \cos(2\pi f_0 t) \quad (4.37)$$

Comme on l'a vu dans le chapitre 3, le déplacement du composant est linéaire avec $V(t)^2$ pour les petites amplitudes. L'équation (4.38) définit le mouvement $h(t)$ qui peut être décomposé en deux harmoniques. h_0 est la position moyenne. a_ω et φ_ω sont l'amplitude et le retard mécanique de l'oscillation fondamentale. $a_{2\omega}$ et $\varphi_{2\omega}$ sont l'amplitude et le retard mécanique de la deuxième harmonique. H est la réponse fréquentielle du composant.

$$h(t) = h_0 + a_\omega \cos(2\pi f_0 t + \varphi_\omega) + a_{2\omega} \cos(2\pi 2f_0 t + \varphi_{2\omega}) \quad (4.38)$$

$$\text{où } h_0 = H(0) \left(V_0^2 + \frac{V_a^2}{2} \right), \quad a_\omega = H(\omega) (2 V_0 V_a) \quad \text{et} \quad a_{2\omega} = H(2\omega) \frac{V_a^2}{2}$$

Le temps d'intégration de la caméra est plus grand que la période du mouvement, ce signal est moyenné donc dans le temps. L'équation (4.2) définissant le signal interférométrique devient alors l'équation (4.39), où M_0 est la visibilité sans excitation et J_0 est la fonction de Bessel de premier ordre.

$$I_i = I_0 \left[1 + M_0 J_0 \left(\frac{4\pi a_\omega}{\lambda_0} \right) J_0 \left(\frac{4\pi a_{2\omega}}{\lambda_0} \right) \cos \left(\frac{4\pi h_0}{\lambda_0} + \delta_i \right) \right] \quad (4.39)$$

V_0 et V_a sont choisies de manière à ce que $a_\omega \gg a_{2\omega}$. Le mouvement peut alors être considéré comme sinusoïdal à la fréquence f_0 et l'équation (4.39) devient l'équation (4.40).

$$I_i = I_0 \left[1 + M_0 J_0 \left(\frac{4\pi a_\omega}{\lambda_0} \right) \cos \left(\frac{4\pi h_0}{\lambda_0} + \delta_i \right) \right] \quad (4.40)$$

Après calcul par l'équation (4.20) du contraste pour une fréquence donnée, et du contraste des franges en position moyenne, le rapport de ces deux cartes de contraste conduit au terme de Bessel. En utilisant la partie bijective de la fonction de Bessel, c'est-à-dire a_ω inférieur à $2.404 * \lambda_0 / 4\pi$, l'amplitude du mouvement a_ω est calculée, voir Figure 4-33.

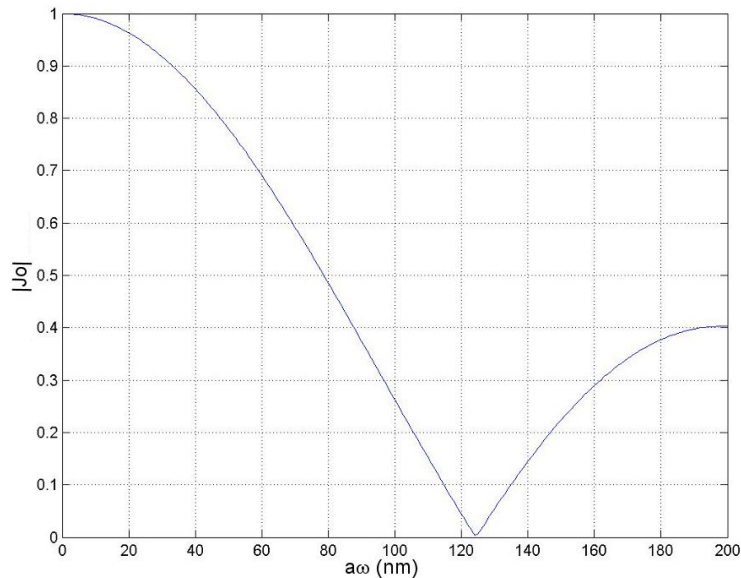


Figure 4-33 Fonction de Bessel pour l'amplitude de la vibration pour $\lambda=650\text{nm}$

La fonction de Bessel présentée dans la Figure 4-33 montre une dérivée nulle pour une amplitude a_ω égale à zéro. Cela signifie que la fonction inverse présente une dérivée infinie pour un rapport de contraste nul, une incertitude importante sera à considérer pour les petites amplitudes ($<20\text{nm}$).

4.7.4 Caractérisation du banc

La précision du banc n'a pas pu être quantifiée faute de référence de mouvement.

La résolution a été évaluée dans la configuration grand champ (configuration la plus sévère, voir paragraphe 4.3.6). Deux mesures indépendantes du comportement dynamique du miroir « OKO » ont été réalisées pour la fréquence 1150Hz. Les deux cartes d'amplitude de mouvement ont été soustraites. Un écart-type de 4,3nm est trouvé sur l'ensemble de la carte. Comme il a été précisé, cette résolution dépend de l'amplitude du mouvement. Dans la Figure 4-34, est tracé l'écart-type mesuré en fonction de l'amplitude. Pour cela, l'écart-type a été calculé pour les points compris dans une gamme de $\pm 5\text{nm}$ autour d'un seuil. Il apparaît très clairement que les points qui ont une amplitude de mouvement inférieure à 20nm possèdent un écart-type trois à quatre fois plus grand que les points situés au-delà de cette valeur. L'écart-type de cette mesure peut donc être réduit à 2nm en considérant seulement ces points. La pente de la fonction de Bessel devenant constante après 60nm, cet écart-type doit lui aussi être constant au-delà de cette valeur.

4.7 Interférométrie moyennée dans le temps

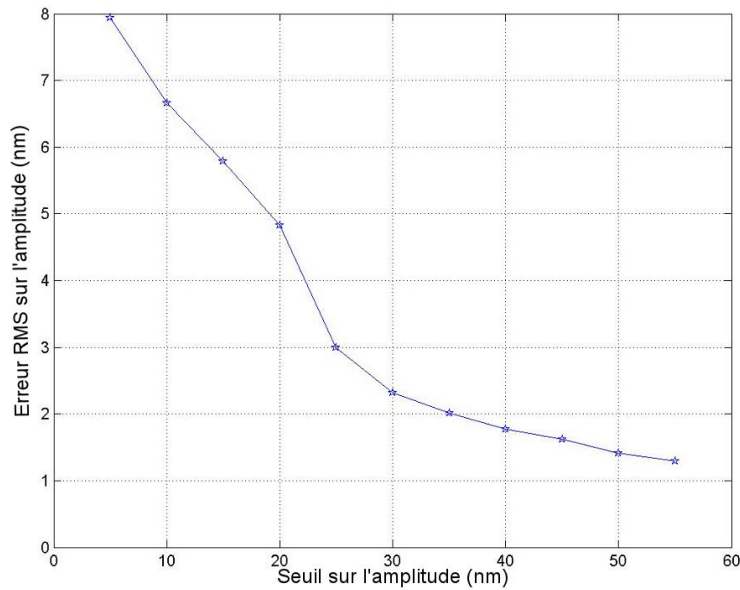


Figure 4-34 Résolution dynamique en fonction de l'amplitude du mouvement

Il est important de noter qu'il n'a pas été fait de moyenne pour mesurer les cartes de contraste. En se basant sur les résultats obtenus avec la phase au paragraphe 4.3.6, une diminution d'un facteur 10 de ces écarts-type est envisageable.

Les caractéristiques générales du banc en terme de gamme et de précision dynamique sont résumées dans la Table 4-6. L'interférométrie moyennée dans le temps nous permet donc d'accéder à l'amplitude du mouvement du composant sans notion de fréquence. La seule condition existante sur la fréquence est qu'il faut être dans une configuration de moyenne temporelle, la fréquence du mouvement doit donc être très supérieure à la fréquence d'acquisition (inverse du temps de pose).

Table 4-6 Résumé des caractéristiques de mesures dynamiques du banc

	Haute résolution	Faible résolution
Grandissement	5X	0.33X
Résolution dans le plan	3 μm	100 μm (centre) 250 μm (bord)
Champ	1,5 mm	20 mm
Gamme de fréquences mesurables	[10* fréquence d'acquisition, ∞ [
Amplitude dynamique	<120nm	
Résolution dynamique	<5 nm rms	

4.8 Autres moyens de caractérisation

4.8.1 Profilomètre STIL

Le profilomètre STIL est basé sur la microscopie confocale avec un codage chromatique, [127]. L'altitude locale du composant est calculée à partir de la longueur d'onde passant à travers un trou de filtrage. Comme dans le cas de la microscopie confocale, la mesure étant ponctuelle, un balayage en x et y est nécessaire afin de reconstruire la cartographie tri-dimensionnelle. Toutefois, cette mesure n'est pas basée sur l'interférométrie et n'est donc pas confrontée au problème de l'ambiguïté de la phase.

4.8.2 Microscope électronique à balayage

Au L.A.A.S., un microscope électronique à balayage a été utilisé pour caractériser nos structures. Il permet d'atteindre des résolutions très élevées sur des petits champs et a été particulièrement précieux pour les développements technologiques.

4.8.3 Microscope optique

L'équipe a fait récemment l'acquisition d'un microscope optique couplé à une caméra couleur. Ce microscope est surtout utilisé dans la présélection des composants et pour un rapide dimensionnement. En réglant l'ouverture numérique de l'objectif, il est possible d'atteindre le même champ et la même ouverture que le banc interférométrique en configuration grande résolution. Il est alors possible d'évaluer la taille du domaine sur lequel le composant présentera un signal interférométrique. Cela revient à sélectionner les composants présentant les surfaces les moins courbées possible, pour les tester ensuite sur le banc.

4.8.4 Rugosimètre

Un rugosimètre permet de mesurer l'état de surface de manière locale et donc d'extraire la valeur de la rugosité des couches. Cela se fait en balayant la surface du composant avec un spot de deux microns de diamètre ; cette taille fixant la résolution dans le plan. La résolution hors du plan a été estimée à un nanomètre en mesurant un étalon super-poli.

4.9 Conclusion

Un banc de caractérisation interférométrique a été développé pour étudier le comportement opto-mécanique des micro-miroirs déformables. Les caractéristiques générales de ce banc sont résumées dans la Table 4-7.

Table 4-7 Résumé des caractéristiques du banc

	Petit champ	Grand champ
Grandissement	5X	0.33X
Résolution dans le plan	3 μm	100 μm (centre) 250 μm (bord)
Champ	1,4 mm	25 mm
Précision verticale	<7 nm PtV, <1 nm rms	<100 nm PtV, <10nm rms
Résolution verticale	<3 nm rms mode simple <0,3 nm rms mode moyenné	<3 nm rms mode simple <0,6 nm rms mode moyenné
Gamme de fréquences mesurables	[10* fréquence d'acquisition, ∞ [
Amplitude dynamique	<120nm	
Résolution dynamique	< 5 nm rms	

Des améliorations sont prévues dans un avenir proche. Les plus importantes sont la mise en application de la stroboscopie pour les mesures dynamiques, ce qui permettrait d'accéder au retard de phase mécanique du mouvement et le développement de moyens de test thermique basés sur l'utilisation d'un élément Peltier au contact du composant. Des instruments de mesures complémentaires tels que des microscopes électroniques à balayage et optiques ont été mis en œuvre afin de compléter les mesures sur les composants.

Dans les chapitres suivants, les résultats de caractérisation seront comparés lorsque cela est possible aux résultats fournis par les simulations.

4.10 Références

- [97] K. Creath and A. Morales, chapitre 17 « Contact and noncontact profilers » dans D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Second Edition, John Wiley & Sons, 1992
- [98] J. Perez, « Optique Fondements et Applications », cinquième édition, Masson, 1996
- [99] J. Taboury, Cours « Optique Physique » de l'Ecole supérieure d'Optique, 2001
- [100] M. Born et E. Wolf, Chapitre 10 « Interference and diffraction with partially coherent light » dans *Principle of Optics*, Seventh Edition, Cambridge University Press, 1999
- [101] M. Takeda, I. Ideki et S. Kobayashi, « Fourier transform method of fringe pattern analysis for computer based topography and interferometry », *J.Opt.Soc.Am.A*, 72, p.156, 1982
- [102] C. Roddier et F. Roddier, « Interferogram analysis using Fourier transform techniques », *Applied Optics*, 26, p.1669, 1987
- [103] J. Greivenkamp and J. Bruning, chapitre 14, « Phase Shifting Interferometry », dans D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Second Edition, John Wiley & Sons, 1992
- [104] « IntellwaveTM Comprehensive software for interferogram analysis » disponible sur <http://www.engsynthesis.com/pdfs/IntelliWaveCatalog4MedRes.pdf>
- [105] J. Surrel, Y. Surrel, « La technique de projection de franges pour la saisie des formes d'objets biologiques vivants », *Journal of Optics*, 29, p.6, 1998
- [106] Y. Surrel, chapitre 5 « Customized phase shift algorithms », dans P. Rastogi, "Trends in Optical nondestructive testing and inspection", Elsevier Science, 2000
- [107] D. Malacara, M. Servin, Z. Malacara, « Interferogram analysis for optical testing », Marcel Dekker, Inc, 1998
- [108] D. Ghiglia, M. Pritt, « Two-dimensionnal Phase Unwrapping: Theory, Algorithms, and Software », John Wiley & Sons, 1998
- [109] Y-Y. Cheng et J.C. Wyant, « Two-Wavelength Phase Shifting Interferometry », *Applied Optics*, 23, p.4539, 1984
- [110] J.C. Wyant, K. Creath, « Two-wavelength phase-shifting interferometer and method », US Patent n°4,832,489
- [111] K. Creath, Y-Y. Cheng, J. Wyant, « Contouring aspheric surfaces using two-wavelength phase-shifting interferometry », *Optica Acta*, 32, p.1455, 1985
- [112] K. Creath, « Step height measurement using two-wavelength phase-shifting interferometry », *Applied Optics*, 26, p.2810, 1987
- [113] H. van Brug, R; Klaver, « On the effective wavelength in the two-wavelength interferometry », *Pure applied Optics*, 7, p.1465, 1998
- [114] A. Pförtner, J. Schwider, « Red-Blue-Green interferometer for the metrology of discontinuous structures », *Applied Optics*, 42, p.667, 2003
- [115] Y-Y. Cheng et J.C. Wyant, « Multiple-Wavelength Phase Shifting Interferometry », *Applied Optics*, 24, p.804, 1985
- [116] G. Kino, S. Chim, « Mirau correlation microscope », *Applied Optics*, 29, p.3775, 1990
- [117] C. Ai, E. Novak, « Centroid approach for estimating modulation peak in broadband interferometry », US Patent n°5,633,715
- [118] P. Caber, « Interferometric profiler for rough surface », *Applied Optics*, 32, p.3438, 1993
- [119] K. Larkin, « Efficient nonlinear algorithm for envelope detection in white light interferometry », *J. Opt. Soc. Am. A.*, 13, p.832, 1996
- [120] A. Harasaki, J. Schmidt, J.C Wyant, « Improved vertical-scanning interferometry », *Applied Optics*, 39, p.2107, 2000

4.10 Références

- [121] « Notice du Polytec MSV-400 » disponible sur www.polytec.com/int/_print/158_448.asp
- [122] M. Hart et al., « Stroboscopic interferometer system for dynamic MEMS characterization », *Journal of microelectromechanical systems*, 9(4), p.409, 2000
- [123] C. Rembe, M. Helmbrecht, U. Srinivasan, R. Muller, K. Lau et R. Howe, « Stroboscopic interferometer with variable magnification to measure dynamics in an Adaptive Optics Micromirror », dans *IEEE/LEOS Optical MEMS 2000*, p.73, 2000
- [124] S. Petitgrand et al., « Quantitative time-averaged microscopic interferometry for micromechanical device vibration mode characterization », *Pro. Microsystem Engineering: Metrology and Inspection II*, 2001
- [125] R. Yahiaoui, S. Petitgrand, A. Bosseboeuf, K. Danaie, « Vibrométrie interférométrique continue et stroboscopique: Application à la caractérisation de modes de vibrations », *Nano et Microtechnologies*, 2001
- [126] K. Creath and J. Wyant, chapitre 15, « Holographic and Speckle Tests », dans D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Second Edition, John Wiley & Sons, 1992
- [127] « Profilomètre à cadage chromatique » disponible sur www.stilsa.com

Chapitre 5 Résultats sur les actionneurs

Les actionneurs qui sont analysés dans ce chapitre sont de deux types : actionneurs orientables et actionneurs pistons. Ils ont été réalisés soit avec le procédé commercial PolyMUMPS, soit avec le procédé L.A.A.S. Dans le cas du procédé L.A.A.S., une analyse du procédé est présentée en vue de son optimisation. Sur ces composants sont analysés la forme au repos, la déformée et la courbe d'actionnement à l'aide de l'interférométrie à une ou deux longueurs d'onde. Le comportement dynamique est lui caractérisé avec l'interférométrie moyennée dans le temps. Ces mesures expérimentales sont comparées à des simulations mécaniques (analytiques ou éléments finis) ce qui permet une extrapolation vers de nouvelles géométries d'actionneurs.

5.1 Résultats sur un actionneur orientable

5.1.1 Principe

L'actionneur orientable (voir Figure 5-1) permet d'augmenter la course par un effet levier. La rotation du composant est provoquée par l'application d'une tension entre une électrode latérale fixe et le miroir. Suivant la souplesse du bras de torsion, un déplacement du miroir en piston est aussi prévisible. Si une tension est appliquée sur les deux électrodes fixes, les mouvements de rotation se compensent et le mouvement doit être un piston pur. A ce moment-là, l'effet levier n'est alors plus possible et il risque de se produire un basculement du composant.

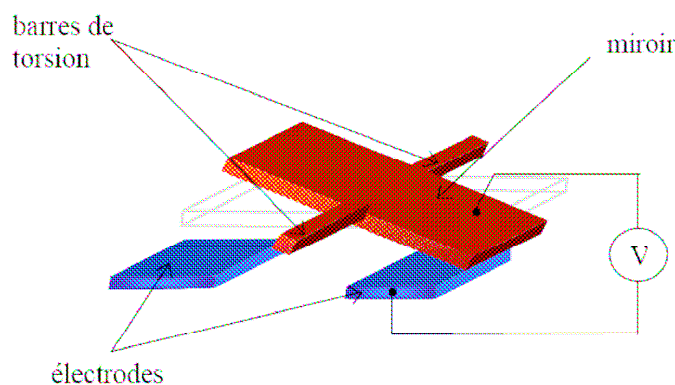


Figure 5-1 Schéma explicatif de l'actionneur orientable

Il a été réalisé un composant-type lors de la première série lancée avec le procédé PolyMUMPS, voir Figure 5-2. Les dimensions du plateau sont $170 \times 100 \mu\text{m}^2$, la barre de torsion est large de $10 \mu\text{m}$ pour $50 \mu\text{m}$ de long, [128]. La couche d'or déposée ayant des dimensions légèrement réduites, la couche réfléchissante sur le bras de torsion ne fait que $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

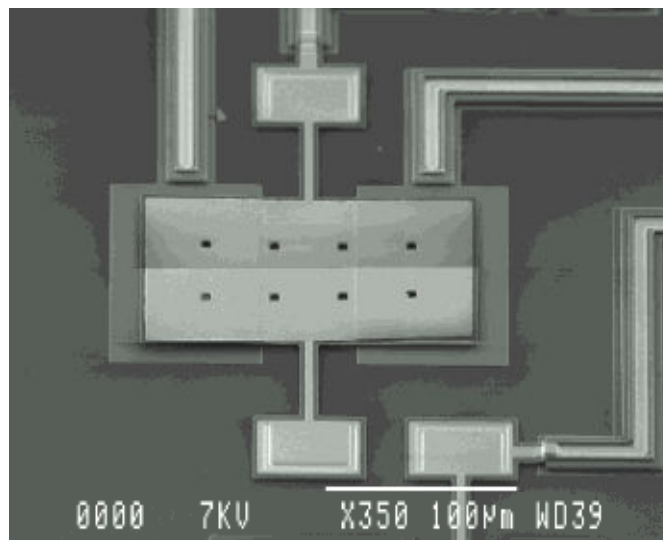


Figure 5-2 Photo MEB de l'actionneur orientable

5.1.2 Forme statique

La forme statique de ce composant est analysée avec l'interférométrie à décalage de phase en mode simple. En raison du nécessaire déroulement de la phase, les résultats sont limités à la mesure des marches plus petites que $\lambda/4$, cf. le paragraphe 4.4. Cette limitation doit être prise en compte lorsque des marches franches sont présentes sur le composant, ce qui est le cas ici. Par conséquent, des « zones continues » sont choisies sur le composant et la phase est déroulée à l'intérieur de ces zones. Puis les différentes « zones » sont réunies. Les marches franches présentes sur le composant étant causées par l'effet d'empreinte de l'électrode fixe de 500 nm d'épaisseur. La hauteur de la marche est donc approximativement de 500 nm sur les couches supérieures.

Courbure

Dans la Figure 5-3 est montrée la forme du miroir au repos. Les échelles horizontales sont en pixels (1 pixel=2 μ m) et l'échelle verticale est en nanomètres. Une valeur de pic à vallée de 2,2 μ m (marches incluses), une flexion des bras de 700 nm, ainsi qu'une courbure du miroir $K=0,333\pm0,030\text{ mm}^{-1}$ due aux contraintes induites par la fabrication, sont mesurées. Ces résultats montrent que même pour un procédé dit optimisé, des valeurs élevées de courbure sont encore présentes. En se basant sur les valeurs de contraintes existant dans les couches, la courbure calculée (voir paragraphe 3.1.1.4) est de $K=0,220\text{ mm}^{-1}$, valeur plus faible que celle mesurée. Il est connu que le silicium poly-cristallin possède un gradient de contrainte causé par un dopage dissymétrique de la couche par du phosphore. D'après la littérature, il peut donner une courbure $K=0,015\text{ mm}^{-1}$, [130]. Mais la somme de la courbure expérimentale et de celle due au gradient de contrainte conduit à une courbure totale $K=0,235\text{ mm}^{-1}$. Cette valeur reste encore éloignée de la valeur observée. Cela peut s'expliquer par à un gradient de contrainte dans la couche d'or ou alors par le fait que le gradient de contrainte à l'intérieur de la couche de silicium est plus important que celui annoncé.

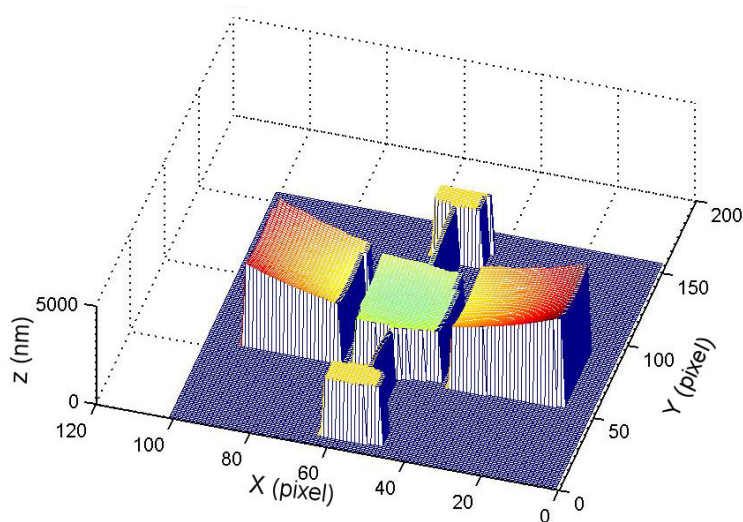


Figure 5-3 Forme du composant au repos mesurée par interférométrie à balayage de phase
Le déroulement est fait sur trois zones distinctes afin d'éviter la marche du à l'effet d'empreinte et les résultats sont assemblés a posteriori.

L'usinage à l'aide d'un bombardement ionique pourrait être utilisé pour diminuer ces courbures, [130][131]. Mais ces séries en silicium poly-cristallin n'étant utilisées dans notre projet que pour la validation de choix architecturaux, il ne semble pas intéressant de développer de telles technologies.

Effets d'empreinte

Les sauts causés par l'effet d'empreinte sur le composant ont été mesurés avec trois méthodes différentes : un profilomètre optique commercial de marque STIL, l'interférométrie en lumière blanche et l'interférométrie à balayage de phase à deux longueurs d'onde. Dans le cas du profilomètre optique, le profil obtenu est montré dans la Figure 5-4, et une valeur de $600\pm 30\text{nm}$ a été trouvée pour le saut.

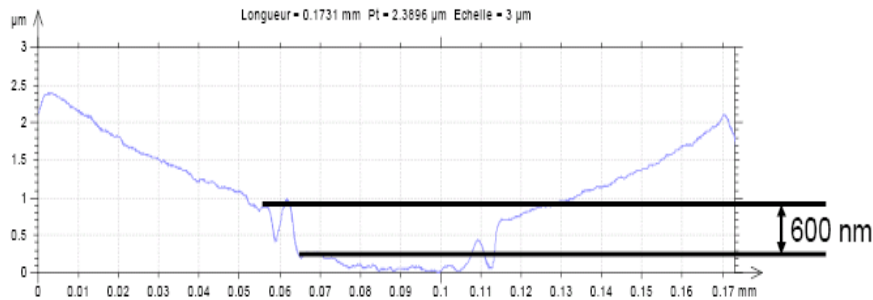


Figure 5-4 Profil du composant au repos
Profil mesuré à l'aide du profilomètre confocal à codage chromatique de la société STIL

Cet actionneur est aussi analysé avec l'interférométrie en lumière blanche (méthode du barycentre de la visibilité). Le résultat de cette mesure est présenté dans la Figure 5-5. Les résultats ne sont pas très satisfaisants car les électrodes ne sont pas détectées. La forme du miroir est extrapolée, elle est plus grande et plus large qu'en réalité. Cela peut être dû à un effet de diffraction combiné à une différence de réflectivité entre le miroir et l'électrode sous jacente, [129]. A cause de la cohérence spatiale et temporelle, la lumière diffractée par le bord du miroir interfère avec la lumière réfléchiée par l'électrode.

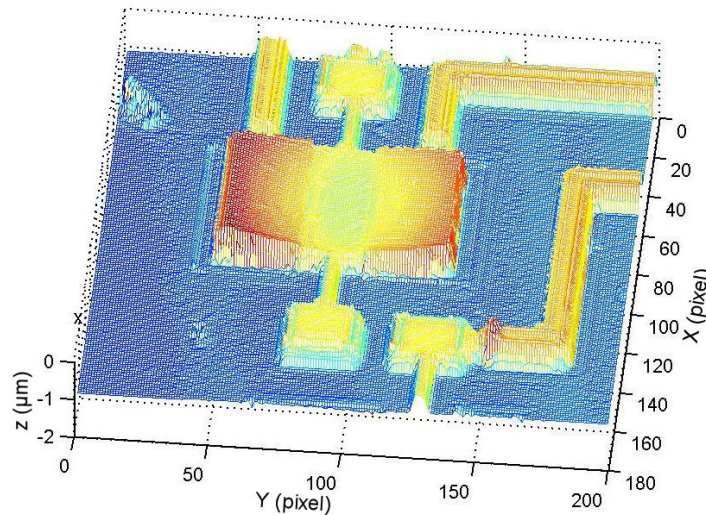


Figure 5-5 Vue 3D du miroir orientable obtenue à l'aide de l'interférométrie en lumière blanche

Dans la Figure 5-6 est montré le profil obtenu avec la phase à $\lambda_a = 546\text{nm}$ ($\lambda_b = 600\text{nm}$) ajusté par interférométrie à balayage de phase à deux longueurs d'onde. Cette technique nous permet d'obtenir le profil complet en une seule mesure avec une qualité bien supérieure à la fois à celle du profilomètre commercial et à celle obtenue avec l'interférométrie en lumière blanche. L'échelle horizontale est en pixels (1 pixel = $2\mu\text{m}$); l'échelle verticale en nanomètres. Une marche de $590\pm 20\text{nm}$ est mesurée, en bon accord avec les résultats obtenus avec le profilomètre.

5.1 Résultats sur un actionneur orientable

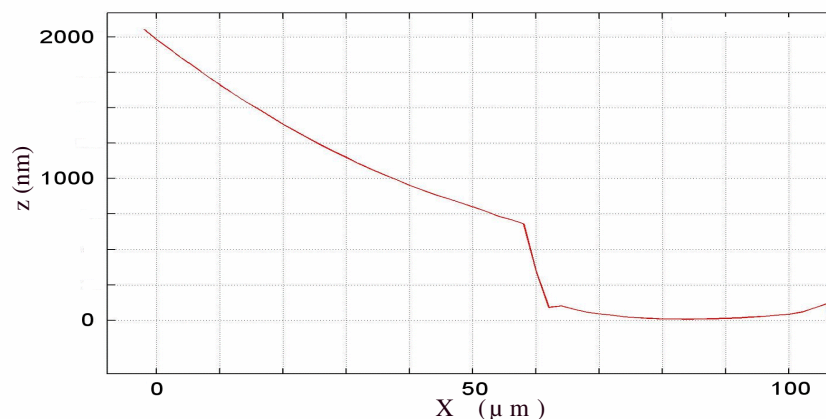


Figure 5-6 Profil mesuré par interférométrie à balayage de phase à deux longueurs d'onde
La courbure provoquée par le gradient de contraintes résiduelles et la marche due à l'effet d'empreinte de la couche de Poly0 sont clairement visibles.

Le procédé doit être amélioré afin de réduire au minimum ces défauts (effet d'empreinte et courbure du plateau). L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde apparaît comme étant la mesure la plus efficace des effets d'empreinte.

5.1.3 Actionnement

5.1.3.1 Rotation

Le mouvement de cet actionneur a également été caractérisé. La différence entre la forme du miroir avec 19,0 volts appliqués sur l'électrode gauche et la forme au repos est montrée dans la Figure 5-7. L'échelle verticale est en nanomètres et l'échelle horizontale est en pixels (1 pixel=2μm). Les mouvements observés sont une rotation (15 ± 1 minutes d'arc) et un léger effet de piston (100 ± 10 nm) dû à la flexibilité de la barre de torsion. Le « pull-in » est observé pour $V_{pull-in} = 21,2 \pm 0,1$ V et le « pull-out » pour $V_{pull-out} = 17,4 \pm 0,1$ V. Aucune déformation de la surface mobile de plateau pendant le mouvement n'est visible.

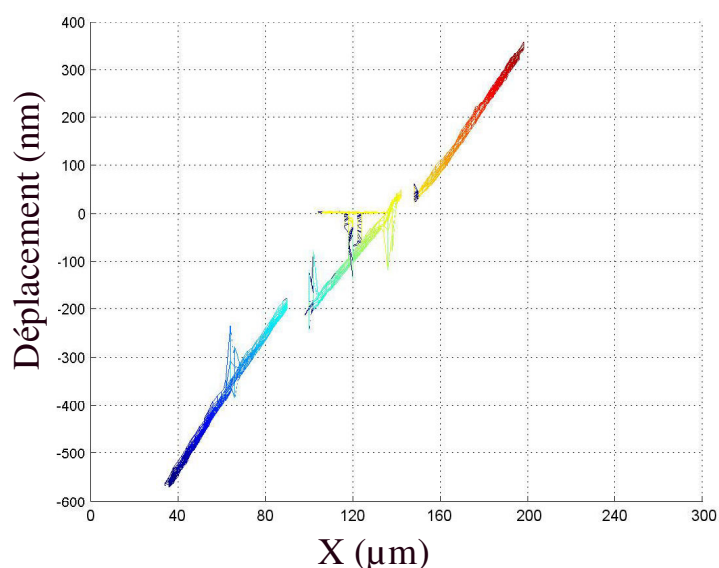


Figure 5-7 Déplacement observé lors de l'application de 19 Volts sur l'électrode gauche

5.1.3.2 Translation

Afin de mesurer le mouvement pur de piston du plateau mobile, 24,5 volts sont appliqués simultanément sur les deux électrodes. La déformation provoquée est présentée dans la Figure 5-8. L'échelle verticale est graduée en nanomètres et les échelles horizontales sont en pixels (1pixel=2 μ m). Le mouvement est principalement un mouvement de piston dû à la flexion de bras (243 ± 3 nm).

Une faible déformation dans la direction gauche-droite (99 ± 3 nm coté droit et 23 ± 3 nm coté gauche) et dans la direction des bras (29 ± 3 nm entre le centre et l'attache du bras au plateau) apparaît. Le « pull-in » est observé à $V_{pull-in}=25,2\pm 0,2$ V et se traduit par un mouvement de basculement dans la direction droite, sûrement causé par de faibles asymétries de la structure ou d'actionnement. Ces asymétries de structure sont dues uniquement à la réalisation, les masques étant complètement symétriques. Il peut aussi se produire des asymétries d'actionnement dues à l'établissement du champ électrique associé à une conductivité du silicium poly-cristallin.

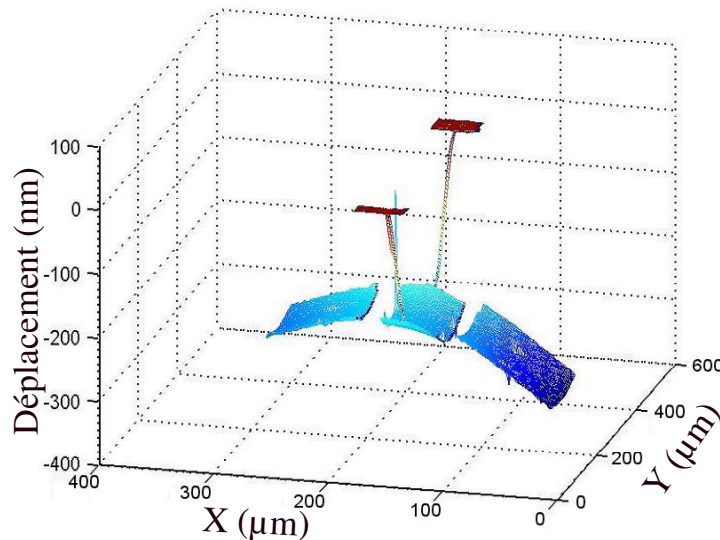


Figure 5-8 Déformation observée lors de l'application de 24,5 volts sur les deux électrodes

La courbe d'actionnement, c'est-à-dire le déplacement en nanomètres en fonction du carré de la tension appliquée, est montrée dans la Figure 5-9. Les résultats expérimentaux sont présentés avec une barre d'erreur de 3 nm estimée en répétant dix fois la mesure à 20,0V. Du fait de l'actionnement électrostatique, une réponse du deuxième ordre est attendue mais ne correspond pas à la courbe expérimentale. En effet, à cause de la diminution du gap, une réponse de quatrième ordre donne de bien meilleurs résultats ($w= 2209-0.3126 V^2 -1.533 V^4$). La valeur de 2209 nanomètres pour la tension nulle provient de la hauteur du pilier d'attache du bras de torsion par rapport au substrat et de la forme statique du composant. Cette non-linéarité de l'actionnement causée par l'effet électrostatique et amplifiée par la diminution du gap reste un problème majeur à régler pour pouvoir utiliser les futurs micro-miroirs déformables. Une solution basée sur l'électronique de commande est proposée dans le paragraphe 5.3.3.3.

5.1 Résultats sur un actionneur orientable

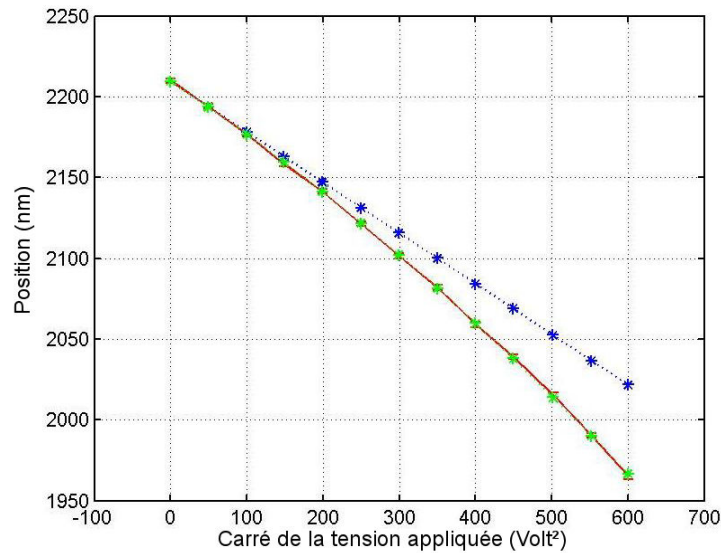


Figure 5-9 Courbe d'actionnement et linéarité

5.1.4 Résultats dynamiques

Le comportement dynamique est évalué par interférométrie moyennée dans le temps.

5.1.4.1 Montage électrique

Un signal sinusoïdal généré à différentes fréquences pour $V_0 = 14V$ et $V_a = 3V$ est appliqué sur l'électrode droite. V_0 et V_a sont optimisées pour avoir une déformation sinusoïdale. Le schéma électrique utilisé pour ajouter la tension sinusoïdale $V_a \cos(\omega t)$ à la tension continue V_0 est montré dans la Figure 5-10. La tension continue est fournie par une alimentation basse tension et la tension sinusoïdale par un générateur basse fréquence.

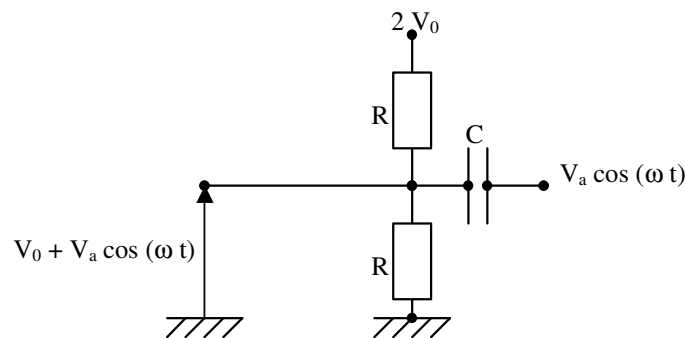


Figure 5-10 Montage électrique pour addition d'une tension sinusoïdale à une tension continue

5.1.4.2 Rotation

La réponse en fréquence (Figure 5-11) de ce composant est proche d'un système du second degré. Cette réponse en fréquence est exprimée en dB . Les points expérimentaux sont montrés avec des barres d'erreur évaluées en répétant cinq fois la mesure, et une courbe théorique d'un système de second ordre avec $f_r = 31kHz$ et $Q = 0,94$ est ajustée. Le mode de vibration de ce dispositif est une somme de rotation et de mouvement piston. Une erreur de $\Delta f_r = 3kHz$ est estimée en ajustant les paramètres de l'interpolation.

5.1.4.3 Piston

Afin d'obtenir un mouvement de piston pur, une tension identique ($V_0 = 16,22V$ et $V_a = 5,77V$) est appliquée sur les deux électrodes. Les points expérimentaux sont affichés avec des barres d'erreurs sur la Figure 5-11 et une courbe théorique du second ordre avec $f_r = 63kHz$ et $Q = 0,8$ est ajustée. L'erreur estimée sur la fréquence de résonance est de $\Delta f_r = 5kHz$. La fréquence de coupure du mode piston est plus grande que celle du mode de rotation. Ce résultat était prévisible du fait de la persistance d'un effet de piston même après la coupure du mouvement de rotation. En considérant que la courbe du mode piston est plate jusqu'à $f = 60kHz$, la courbe rotation ne représente pratiquement que la réponse en fréquence du mode rotation pur.

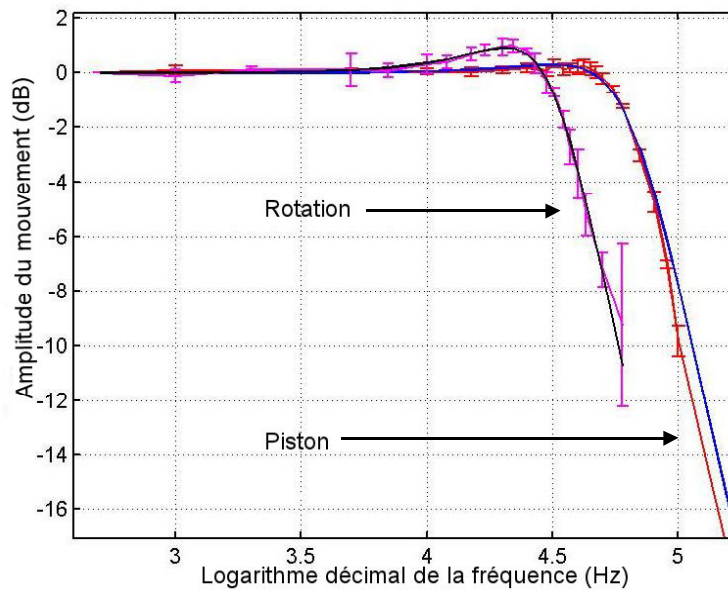


Figure 5-11 Fonction de réponse en fréquence de l'actionneur orientable

Dans la Figure 5-13 est montrée la carte de déplacement pour une excitation du mode piston à $45kHz$. Les échelles horizontales sont en pixels (1pixel=2 μm) et l'échelle de couleur est en nanomètres. L'amplitude est plus grande de 25nm approximativement aux extrémités qu'au centre.

5.1.5 Simulations

Les simulations par éléments finis basés sur la théorie des plaques nous permettent de prévoir la déformation du composant se déforme sous charge et ses fréquences et modes de résonance. Le comportement de ce miroir est donc simulé en utilisant les données géométriques des masques et du procédé de fabrication ainsi que les caractéristiques mécaniques du matériau, voir 2.3.2.

Déformations

Dans la Figure 5-12, est représentée la déformation du miroir créée par l'application d'une tension de $19,0 V$ sur l'électrode gauche. Ces résultats sont à comparer avec ceux présentés dans la Figure 5-7. Les résultats de la simulation sont en adéquation avec les résultats expérimentaux. On observe en effet un comportement similaire : une rotation du plateau plus un mouvement de piston. Les valeurs trouvées sont en parfait accord : 100nm de piston et une rotation de 500 nm. Les valeurs expérimentales semblent néanmoins montrer une rotation plus

5.1 Résultats sur un actionneur orientable

faible mais cela est dû au masque de déroulement empêchant d'avoir accès aux valeurs sur les bords extrêmes de la plaque.

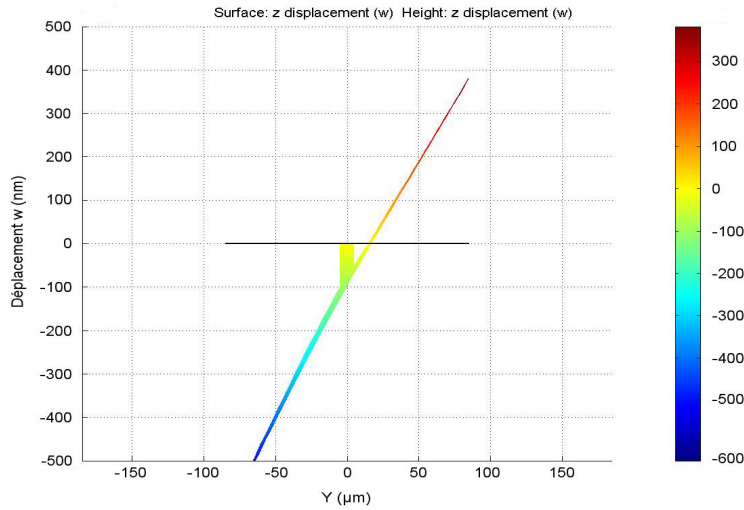


Figure 5-12 Rotation pour 19 volts simulée

Comportement dynamique

Le comportement dynamique de ce miroir est simulé par éléments finis. La masse volumique du matériau $\rho_{matériau}$ est modifiée pour prendre en compte l'effet de la couche d'or.

$$\rho_{matériau} = \frac{t_{Si} \rho_{Si} + t_{Au} \rho_{Au}}{t_{matériau}} = 8800 \text{ kg/m}^3 \quad (5.1)$$

Les fréquences de résonance trouvées sont $f_r=34,7\text{kHz}$ pour le premier mode et $f_r=63,1\text{kHz}$ pour le second mode. La forme du miroir est présentée dans la Figure 5-13 b). Ces résultats sont en très bon accord avec les mesures. Il doit être noté que ces études dynamiques étant indépendantes du *gap*, cela permet de bien séparer les effets de la rigidité et du *gap* dans les analyses statiques.

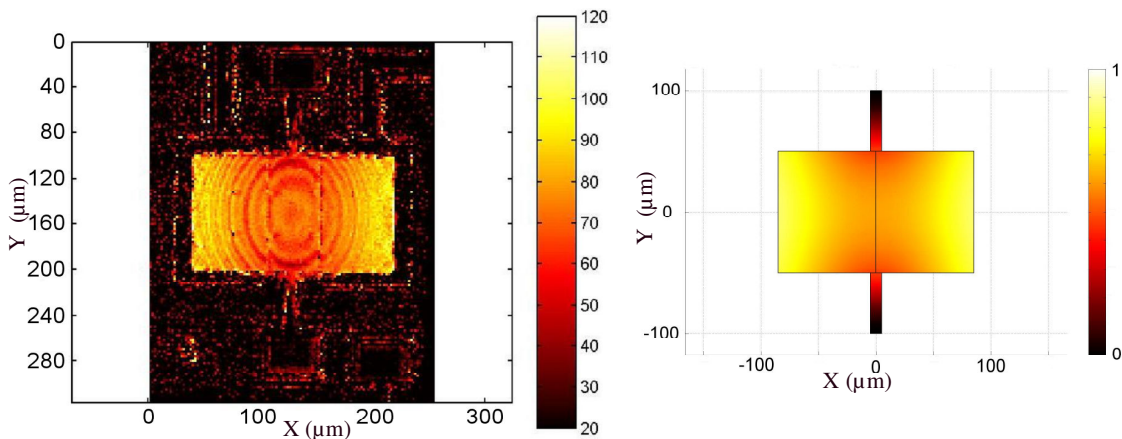


Figure 5-13 a) Mode piston à 45 kHz mesuré en nanomètres b) Mode piston simulé

L'étude dynamique de ce miroir montre des fréquences de coupure très élevées. Par conséquent, la réponse temporelle de micro-miroirs déformables basés sur cette technologie devrait être bien au-delà des fréquences requises pour l'optique adaptative qui sont de l'ordre du kilohertz.

En conclusion, des effets d’empreinte et la courbure du miroir ont été mis en évidence avec cet actionneur et sont très pénalisants. Leur apparition est principalement causée par le procédé de fabrication PolyMUMPS, il sera donc impossible d’améliorer ces points-là. L’actionnement montre qu’en plus de la rotation escomptée, un léger effet piston apparaît ce qui diminue d’autant la course atteignable. Il n’est donc pas souhaitable d’utiliser cet actionneur dans un micro-miroir déformable. En effet, même en l’absence de couche miroir, il se produit déjà un fléchissement de la structure. Par contre, nous avons montré comme points positifs que les modélisations sont en accord avec l’expérience à la fois pour les déformations et pour le comportement dynamique. Il est donc possible d’extrapoler le comportement d’un miroir orientable de géométrie optimisée.

5.2 Résultats avec un actionneur piston

5.2.1 Principe

L'actionneur piston est considéré comme l'actionneur standard. C'est l'actionneur qui semble optimal pour introduire un déplacement vertical de la plaque miroir. Il peut être relié à cette plaque miroir par un ou plusieurs plots d'attache.

Un actionneur individuel avec un plateau de $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ et quatre bras de ressort de $200\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ a été réalisé durant une seconde série avec le procédé PolyMUMPS, [128]. L'actionneur est fabriqué avec la couche de poly2 dans le but d'avoir le plus grand *gap* disponible ; le *gap* étant donné par la somme des épaisseurs des deux couches sacrificielles. Une image obtenue avec un microscope électronique à balayage de ce composant est montrée dans la Figure 5-14.

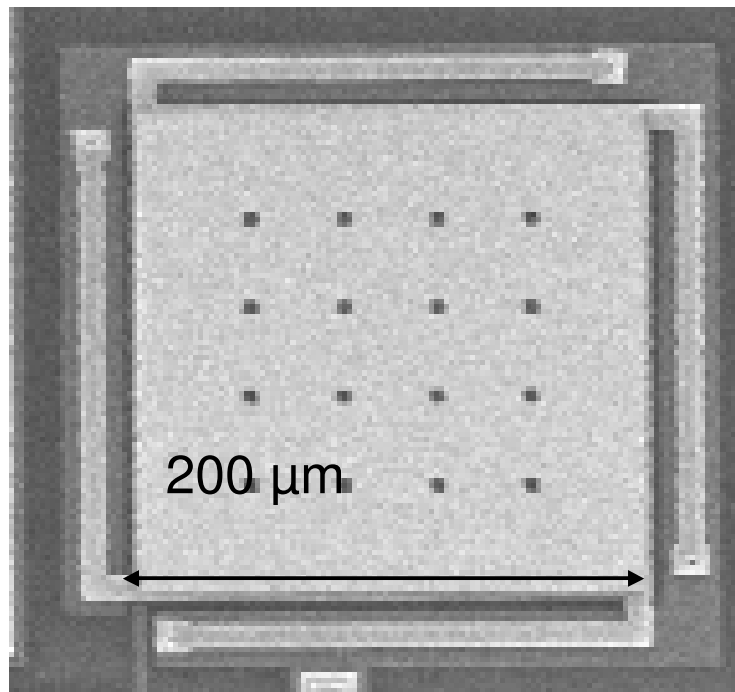


Figure 5-14 Photo MEB de l'actionneur piston

5.2.2 Forme au repos

La forme au repos, mesurée avec l'interférométrie à balayage de phase en mode simple est visible sur la Figure 5-15. Les échelles horizontales sont en pixels (1 pixel = $1,34\mu\text{m}$), l'échelle verticale est graduée en nanomètres. Le composant présente une courbure générale $K = 0,270 \pm 0,030 \text{ mm}^{-1}$. Cette courbure est légèrement plus faible que celle observée dans la première série, ce qui prouve que le procédé n'est pas totalement reproductible. La courbure calculée à partir des contraintes dans les couches est de $K = 0,226$. Si la courbure causée par le gradient de contrainte est ajoutée, les résultats expérimentaux semblent cohérents. Les futurs concepts d'actionneur pourront être simulés afin de minimiser ces effets.

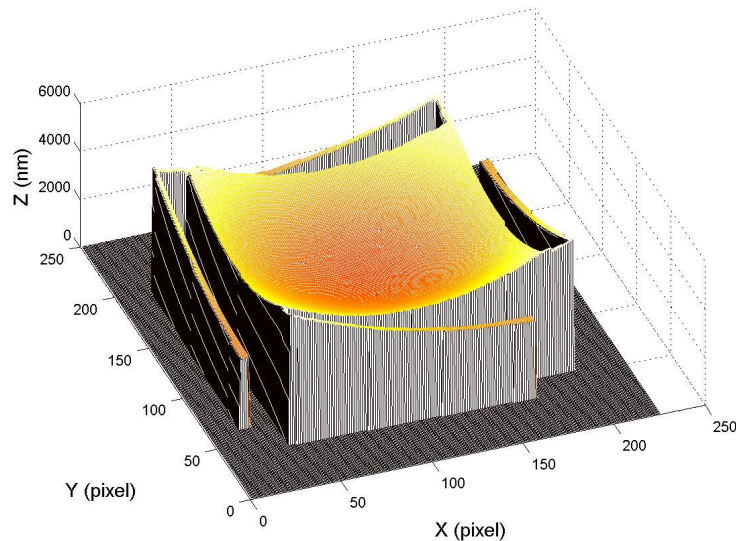


Figure 5-15 Forme au repos d'un actionneur piston individuel
La courbure provoquée par le gradient de contraintes résiduelles apparaît clairement

Une simulation de la forme au repos est réalisée, par analogie, en introduisant un gradient de température dans l'épaisseur du composant. Le coefficient de dilatation thermique du silicium valant $\alpha = 4,2 \cdot 10^{-6} / ^\circ K$, la valeur de ΔT qui coïncide avec la courbure observée est $\Delta T = -97^\circ K$, ce qui donne une courbure $K = 0,270 mm^{-1}$. Dans la Figure 5-16 sont présentés les profils du composant selon la direction xx' et yy' . Le bon accord des profils mesurés (en rouge) et simulés (en bleu) apparaît clairement. Ce type de simulations basée sur une analogie thermique pourra donc être employé par la suite. Il est important de noter que dans ce composant, les contraintes sont totalement relaxées mais cette valeur de $\Delta T = -97^\circ K$ est valable pour tous les composants de cette puce.

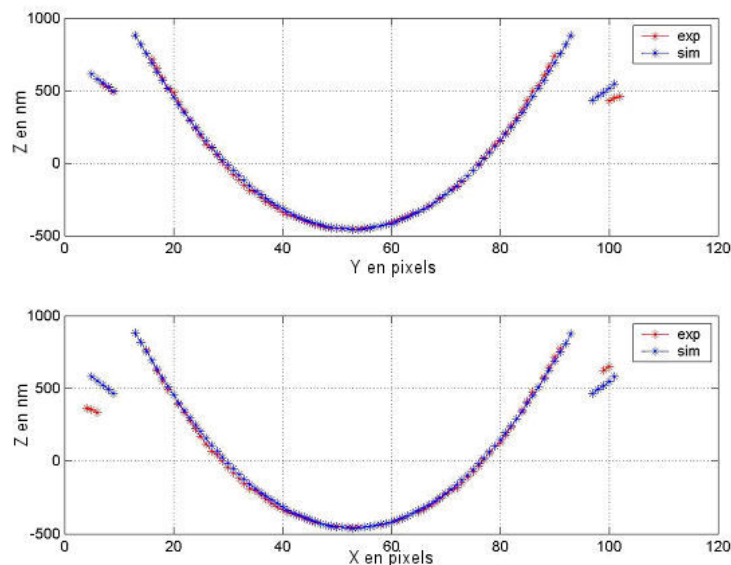


Figure 5-16 Coupes des formes statiques mesurée et simulée de l'actionneur piston

5.2.3 Actionnement

La mesure par interférométrie à décalage de phase en mode simple permet de mesurer la déformation du composant avec une résolution de quelques nanomètres. La déformée obtenue pour une tension de 3,0 volts appliquée entre les électrodes est montrée dans la Figure 5-17.

5.2 Résultats avec un actionneur piston

Comme dans le cas du miroir orientable, le masque de déroulement de la phase a une géométrie légèrement plus petite que dans la réalité pour éviter toutes les zones qui pourraient entraîner des problèmes de déroulement aux extrémités. Les dimensions dans le plan sont en pixels, un pixel correspondant à $3\mu\text{m}$. Un mouvement de piston pur du plateau est observé, seuls les bras de ressort se déformant, ce qui justifie les hypothèses faites dans le paragraphe 3.1. Un déplacement du plateau de 300 nm est mesuré pour 3,5 volts. Cet actionneur est donc nettement moins rigide que l'actionneur orientable où une tension d'une vingtaine de volts était nécessaire pour créer le même déplacement.

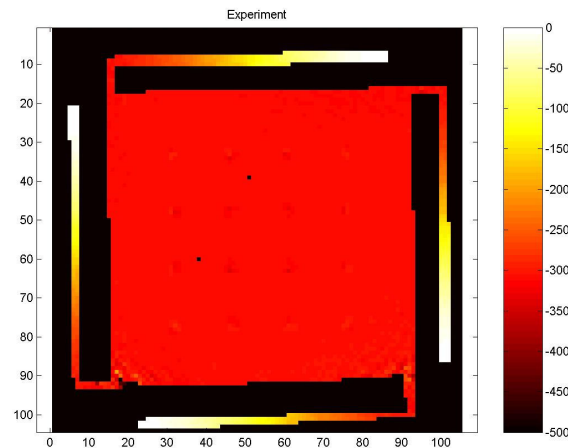


Figure 5-17 Déplacement mesuré en nanomètres

Dans la Figure 5-18 est montré le déplacement de l'extrémité d'un bras en fonction de la tension. Une déformation maximale de $w_{max}=400\text{nm}$ est obtenue pour 3,8 volts. Cette courbe d'actionnement peut être interpolée par une réponse du deuxième ordre en fonction de la tension pour les faibles tensions. Pour de plus grandes tensions, le déplacement n'est plus négligeable face au gap et cette approximation n'est plus valide, de plus hauts ordres devant être considérés. Le « Pull-in » se produit lorsque le déplacement est égal au tiers du gap, ce qui fait que le déplacement théorique maximum est de $w_{max}=2750\text{nm}/3=916\text{nm}$. Mais au-delà de 400nm , la pente de la courbe devient trop raide, l'actionneur devient instable et le « pull-in » est observé pour $V_{pull-in}=4,0\text{V}$. Le gap est estimé autour de $gap=1,9\mu\text{m}$. L'écart-type de la mesure est voisin de 5nm.

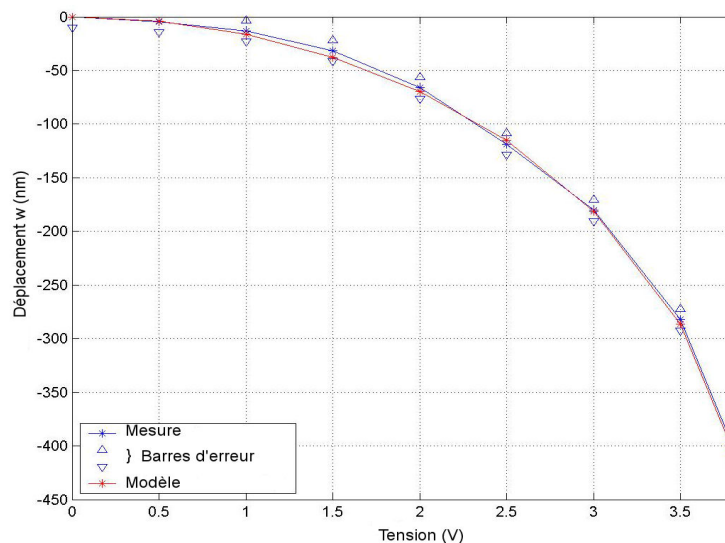


Figure 5-18 Courbe d'actionnement

Cet actionneur est simulé en utilisant les éléments finis. Le gap est ajusté pour coller au mieux aux mesures. La carte des déplacements obtenue pour 3,5 volts est montrée dans la Figure 5-19 a). Dans la Figure 5-19 b) est montrée la différence entre la carte de déplacement mesurée pour 3,5 volts et celle simulée pour la même tension. La moyenne de cette différence est de 2nm et l'écart type est de 10nm.

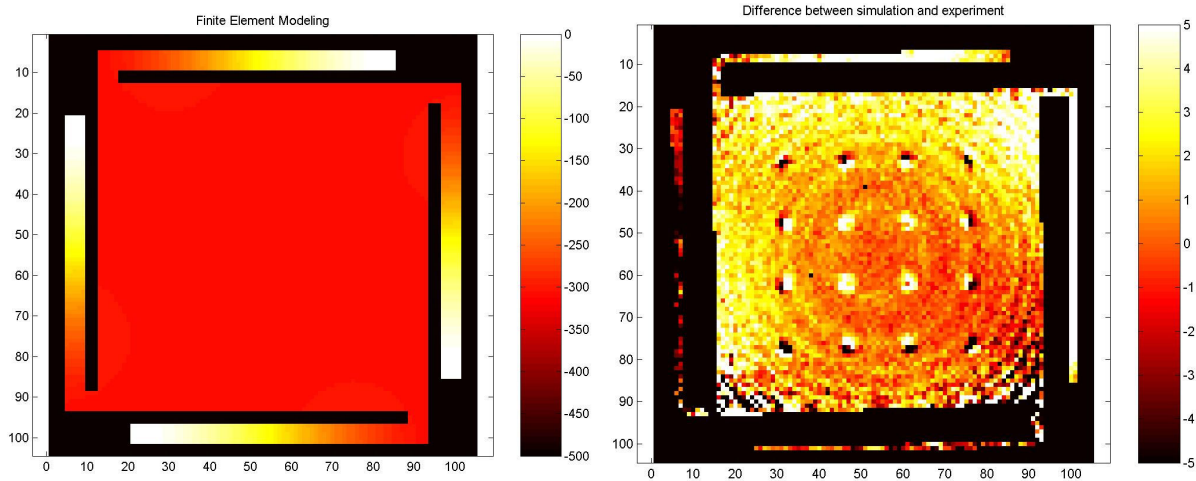


Figure 5-19 Déplacement simulé et Différence entre mesure et simulation

Le gap trouvé vaut $gap=1,78\mu m$ (auquel il faut rajouter les 400nm dus à la courbure) au lieu de $gap=2,75\mu m$. Le fait de trouver un gap inférieur à la valeur nominale est en bon accord avec la valeur de « pull-in » mesurée. La forme statique non-plane montre la difficulté à prédire le gap réel. En effet, pour un actionneur de forme parabolique, la force électrostatique ne peut pas être exprimée avec les mêmes équations que celles utilisées dans le cas d'un actionneur plat. En particulier, la règle du tiers du gap n'est plus valable. On remplace alors ces équations par le modèle du gap effectif d'un actionneur parabolique qui permet d'obtenir les mêmes valeurs de force électrostatique qu'avec un actionneur plat.

5.2.4 Dynamique

Aucune mesure expérimentale n'a été faite pour cet actionneur. L'étude dynamique menée sur l'actionneur orientable dans le paragraphe 5.1.5 nous a confirmé la fiabilité des simulations en éléments finis. Nous allons donc mettre en œuvre ces simulations dans le cadre de l'étude dynamique de l'actionneur piston. La simulation du comportement dynamique de ce miroir présente un premier mode propre qui est le mode piston avec une fréquence de résonance égale à $f_{piston}=10kHz$. Les modes suivants sont les modes de basculement à $f_{tip-tilt}=16,7kHz$. A titre de comparaison, l'étude analytique donne une fréquence de résonance pour le mode piston de $f_{piston}=11kHz$.

5.3 Actionneurs en Polymère

En suivant la même architecture que celle décrite au chapitre 2, des actionneurs en polymère ont été réalisés au L.A.A.S. avec des épaisseurs et des matériaux sélectionnés pour répondre au mieux aux spécifications de l'optique adaptative de nouvelle génération (10 μ m d'épaisseur pour la couche structurale et 10 μ m de gap).

5.3.1 Analyse du procédé de fabrication LAAS

5.3.1.1 Epaisseur de la couche de SU-8

Afin de mesurer l'épaisseur d'une couche de matériau SU-8, une marche est déposée sur un substrat de silicium. Une fine couche d'or uniforme recouvre le tout pour la réflectivité. L'épaisseur de la couche est supposée valoir autour de 10 μ m. En combinant la technique de l'interférométrie en lumière blanche à l'interférométrie à décalage de phase en mode simple, une hauteur de 8525 \pm 10 nm est mesurée. Le profil obtenu est présenté dans la Figure 5-20.

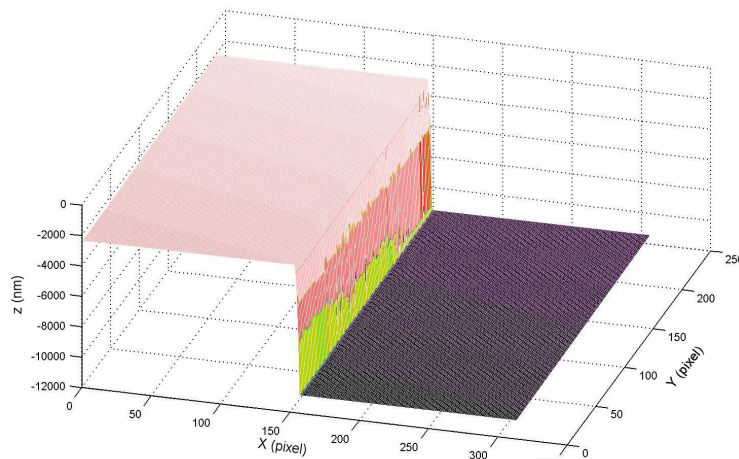


Figure 5-20 Profil d'une couche de SU8

Cette différence entre la hauteur prévue et la hauteur mesurée peut avoir deux origines. Elle peut provenir soit des incertitudes sur la hauteur du film déposé par centrifugation, soit du phénomène de diminution de volume de l'ordre de 5% lors de la polymérisation de la couche. Une épaisseur de couche structurale plus faible que prévue entraîne une diminution non pénalisante de la rigidité de la structure. Par contre, si l'épaisseur de la couche sacrificielle est diminuée, le gap et en conséquence la course maximale sont affectés.

5.3.1.2 Résolution du procédé

Le procédé de fabrication montre sur la Figure 5-22 une bonne résolution spatiale au niveau de la taille des trous. Ceux-ci sont clairement traversant et laissent apparaître l'électrode d'or située en dessous sous forme de points blancs.

On peut voir dans la Figure 5-22 que les piliers présentent une embase beaucoup plus importante que prévue. En effet, cette embase ronde, en contact avec le plateau de l'actionneur, empêche son déplacement. Ce problème a été identifié comme provenant de la sous-gravure de la couche de magnésium qui sert d'écran entre la couche de résine sacrificielle et la couche de résine structurale. Cette couche est très fine et lors de sa gravure, l'agent chimique arrive à passer sous le masque et grave la couche en faisant des motifs plus

larges que prévu. Même en employant une solution très peu active et en travaillant à basse température pour ralentir la réaction chimique, le problème persiste. La solution a donc consisté à réaliser un jeu de masque avec des ouvertures plus faibles tenant compte de l'ampleur de cet effet de sous-gravure. Le résultat est concluant et est présenté dans la Figure 5-23.

5.3.1.3 Effet des gradients de contrainte

Une photo prise au microscope électronique à balayage après gravure de la couche sacrificielle est montrée dans la Figure 5-21 a) sans couche d'électrode supérieure. Une courbure générale est observée, celle-ci est causée par un gradient de contrainte dans la couche de polymère conduisant à une déformation convexe des structures presque auto-porteuses. Etant donné que tous les plateaux touchent le substrat par leur côté, l'actionnement est rendu impossible. Pour avoir un actionneur actif, nous avons besoin d'une surface plane ou au moins concave. C'est pourquoi il est décidé de déposer une couche métallique en tension sur la couche structurale afin de compenser ce gradient. Le matériau choisi est le Chrome et son épaisseur est fixée à 100nm pour une déformation concave comme on peut le voir dans la Figure 5-21 b).

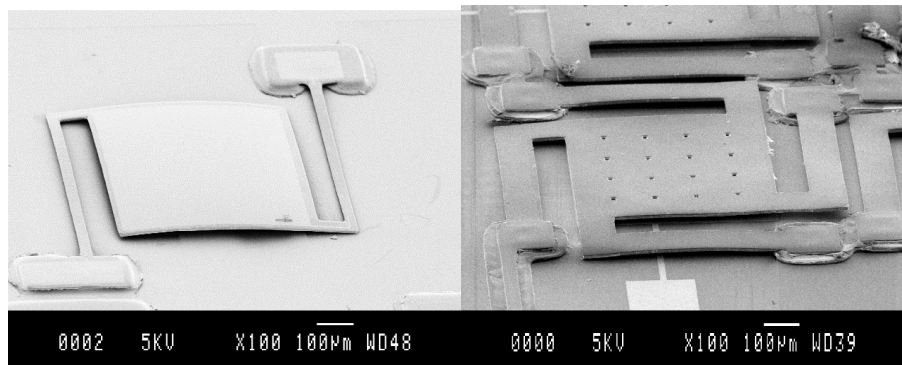


Figure 5-21 Photo MEB d'un actionneur en polymère sans (gauche) et avec (droite) la couche de chrome

Des actionneurs piston avec l'électrode supérieure en chrome ont été réalisés. Le plateau fait 580µm de côté et il possède quatre bras de ressort de 580µm de long et de 100µm de large. Une photo au microscope optique de ce composant est montrée dans la Figure 5-22 a) après gravure de la couche sacrificielle. Les parties sombres révèlent la grande courbure de la surface introduite par la couche de chrome. Pour les structures plus petites (Figure 5-22 b)), la courbure est identique mais les pentes locales restent acceptables pour notre système d'imagerie.

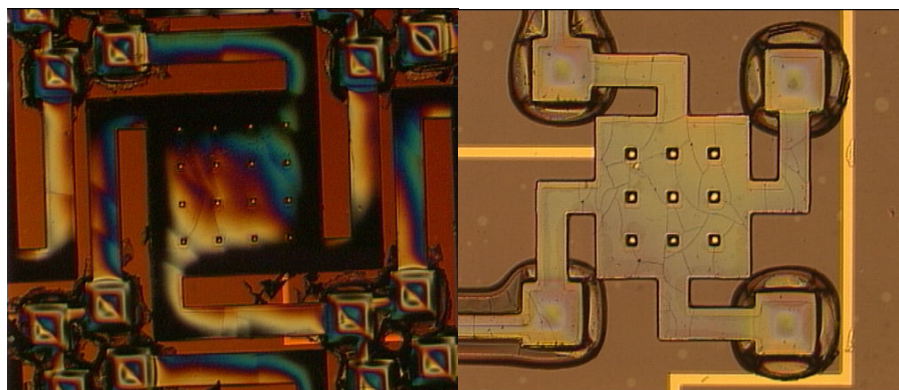


Figure 5-22 Actionneurs avec un plateau de 580µm (gauche) de 300µm (droite)

A l'avenir, ce gradient de contrainte dans la couche structurale de SU-8 doit être réduit ou compensé. Cette même courbure est visible sur nos prototypes réalisés avec le procédé PolyMUMPS. Pour le silicium poly-cristallin, une technique très efficace est l'implantation d'ions, [130][131]. En changeant la concentration en dopants au niveau de la surface de la couche, des surfaces courbes deviennent quasi-plates. Une autre possibilité consiste à réaliser des « sandwiches » chrome-SU-8-chrome ou SU-8-chrome-SU-8 pour avoir un gradient nul et donc pas de courbure. Toutefois toutes ces techniques de réduction des contraintes sont très sensibles au procédé de fabrication, un déséquilibre des contraintes dans le « sandwich » entraînant immédiatement une courbure. Ces effets étant du second ordre, ils seront tout de même bien plus faibles que les courbures observées. Il faut alors veiller en parallèle à diminuer les contraintes résiduelles et à optimiser le dessin des masques.

5.3.1.4 Effets des contraintes

Dans la Figure 5-22 et dans la Figure 5-23 à gauche, il apparaît que les piliers des actionneurs ne présentent pas le plateau attendu. Ces déformations sont causées par les contraintes dans les couches de SU-8 et de Chrome. Ces contraintes sont essentiellement générées par la diminution de la température après polymérisation et non pas par la diminution de volume lors de la polymérisation, celle-ci se produisant lorsque la couche est encore liquide. Ces déformations avec la courbure du plateau pourraient être décrites comme les conséquences du choix d'une faible rigidité pour la réalisation des composants. Il est en effet important que cette rigidité soit faible afin de faciliter l'actionnement, mais la structure est alors très sensible à toutes les contraintes résiduelles. Un compromis technologique est peut être à trouver.

5.3.1.5 Fissures dans la couche de chrome

Des craquelures sont visibles sur le plateau de l'actionneur montré dans la Figure 5-22. Ces craquelures correspondent à des fissures de la couche de Chrome suite à un problème lors du dépôt de la couche. Sur une structure possédant un Chrome de meilleure qualité, des contraintes importantes entraînent des courbures élevées après libération des structures (voir Figure 5-23 à gauche). Ces craquelures entraînant une relaxation de contraintes dans la couche de Chrome, la courbure est d'autant plus grande que le nombre de fissures est faible.

5.3.1.6 Problème de libération et effets d'empreinte

Des problèmes de libération des structures sont survenus lors de la réalisation de la dernière série. Il est supposé que le problème est causé par une gravure inopportune du magnésium. Sur la Figure 5-23 à gauche, est montré un réseau d'actionneur piston à moitié libéré.

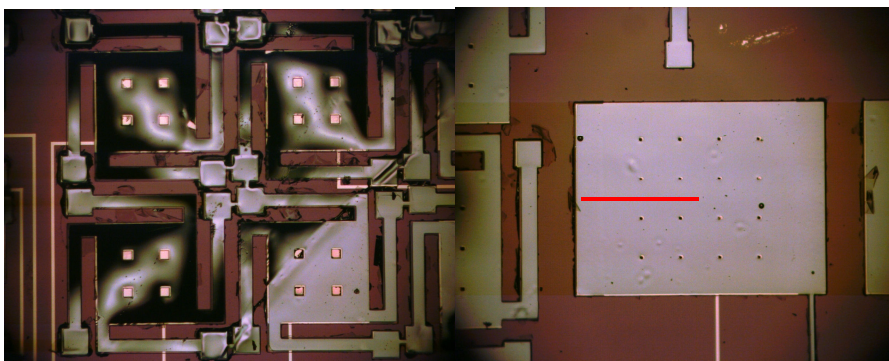


Figure 5-23 Zones partiellement libérée (gauche) et totalement non-libérée (droite)

Il est acquis que la courbure des composants est provoquée par le gradient de contrainte du bi-couche SU-8+Chrome. Mais si ce problème est résolu, la planéité est-elle suffisante pour des applications optiques ? Dans la Figure 5-23 à droite, est montrée une photo prise au microscope optique d'un actionneur pont de 1000 μ m de large avant libération. La planéité des surfaces avant libération, l'effet d'empreinte causé par les piliers et les électrodes peuvent alors être caractérisés.

Suivant les composants, la planéité des surfaces avant libération varie de 100 à 300 nanomètres de pic à vallée. Sur la Figure 5-23 à droite, un trait vertical matérialise le saut causé par l'effet d'empreinte du pilier. Le profil suivant la ligne rouge, obtenu avec l'interférométrie à décalage de phase, est présenté dans la Figure 5-24. Une marche de 100nm est mesurée, l'erreur est estimée à 20nm selon les composants analysés.

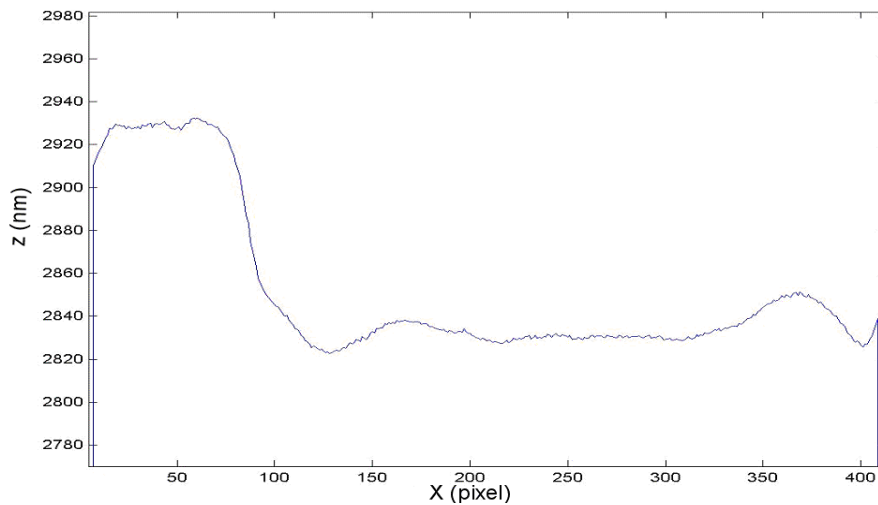


Figure 5-24 Profil de l'effet d'empreinte causé par les piliers

Ces effets sont très faibles comparés à ceux obtenus avec le procédé PolyMUMPS et les planéités avant libération sont très encourageantes.

5.3.1.7 Deux couches structurales

Des essais pour réaliser des structures à deux couches structurales sont en cours. Des résultats préliminaires font apparaître des difficultés au moment de la gravure des couches sacrificielles, dû à un manque de trous de libération sur la couche miroir. Mais les résultats semblent prometteurs. Le deuxième étage est déposé au-dessus de la première couche structurale gravée et les marches de 10 μ m sont comblées.

Même si cette analyse du procédé montre encore des imperfections, il est important de rappeler que ce procédé n'est pas un procédé mature comme le procédé PolyMUMPS. Ce procédé fait encore l'objet de recherches technologiques. Des avancées importantes ont été faites puisque des structures actives (actionneurs) ont été réalisées avec la technologie SU-8 et les effets d'empreintes obtenus sont très faibles.

5.3.2 Déformation de l'actionneur et « pull-out »

Du fait de la courbure de ces composants, la position du plateau au-dessus du substrat montre des gaps variables de composant à composant. Dans la Figure 5-25 est montré un actionneur piston avec deux bras de ressort quasiment posés sur le substrat. En conséquence,

5.3 Actionneurs en Polymère

aucun mouvement de piston n'est visible lorsqu'on applique une tension, mais en augmentant la tension de commande, une déformation du plateau apparaît : la courbure régulière située au centre (haute densité de frange) à 0 volt devient une surface plus plate pour 200V. Pour des tensions plus grandes, le plat migre du centre vers les bords de la plaque conduisant à une surface complètement collée sur l'électrode fixe pour 300V. En remettant la tension à zéro, le plateau est relâché et retrouve sa forme initiale. De petites modifications dans la configuration des fissures sont cependant observées. Cette expérience a été renouvelée plusieurs fois sur le même actionneur sans changement notable sur la forme de la surface. La couche structurale étant isolante, un gap physique reste toujours en place entre les électrodes, même lors du collage, facilitant la libération du plateau, ceci est clairement un avantage de notre structure.

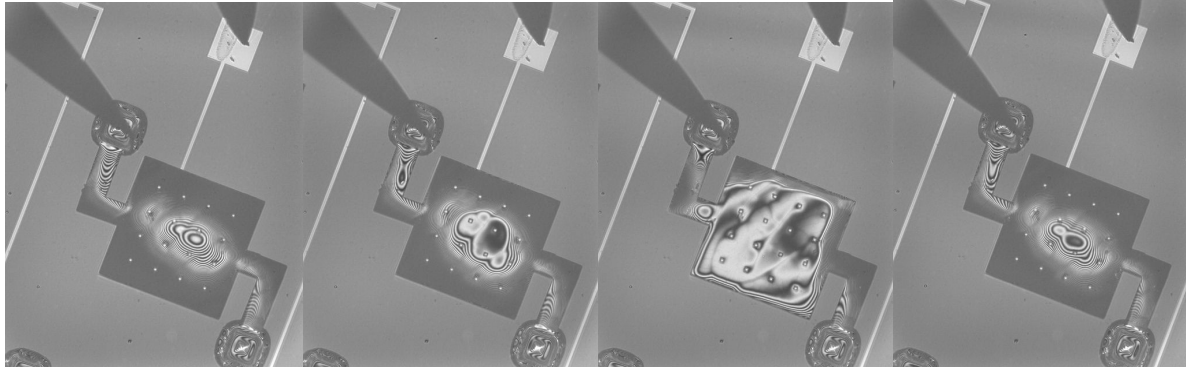


Figure 5-25 Déformation de l'actionneur pour des tensions de 0V, 200V, 300V et 0V

5.3.3 Actionneur piston

5.3.3.1 Statique

La Figure 5-26 montre l'interférogramme obtenue avec un actionneur piston ayant un plateau de 580µm de côté et des bras de 100µm de large. Le centre du plateau montre des discontinuités dues à des fissures de la couche de Chrome, et la pente sur les bords est trop grande pour notre système d'imagerie. Toutefois les franges sont clairement visibles sur les bras. Ces franges sont utilisées pour la mesure de la déformation de l'actionneur, le domaine de déroulement se limitant à ces bras. Par comptage des franges, des courbures du plateau comprises entre $K=0,270mm^{-1}$ et $K=1mm^{-1}$ sont calculées. Les bras présentent eux-aussi une structure plus complexe qu'une simple courbure globale ayant plusieurs microns d'amplitude de pic à vallée.

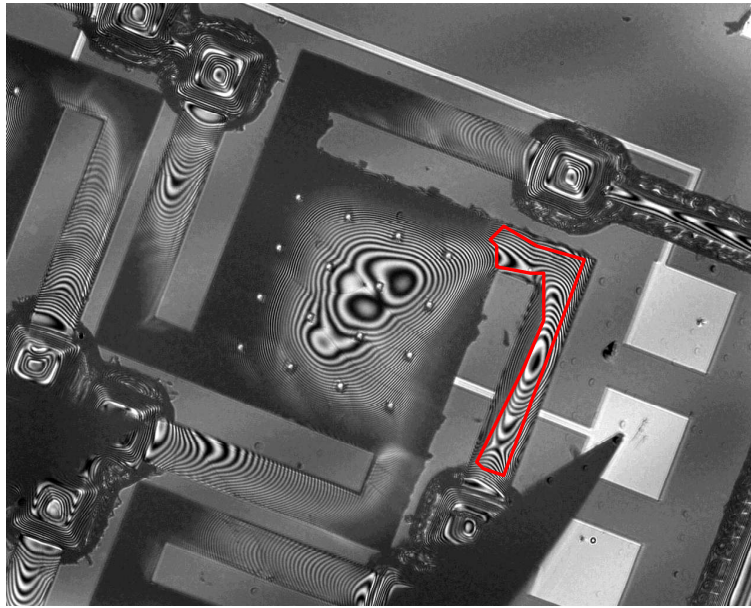


Figure 5-26 Interférogramme de l'actionneur en polymère et zone de déroulement des franges

5.3.3.2 Déformation

Lorsqu'une tension est appliquée entre les électrodes, un mouvement de pur piston est observé, révélé par un changement de couleur des franges mais sans changement de forme de l'interférogramme montré dans la Figure 5-26. La référence de hauteur est prise au niveau de l'attache du bras sur le pilier d'attache au substrat. Du fait de la forme complexe du plot d'attache, celui-ci ne peut pas être pris comme point de référence comme dans le cas des composants PolyMUMPS. Mais son mouvement est suffisamment faible pour ne pas fausser les mesures. Ce déplacement sera par ailleurs évalué et corrigé lors de la comparaison avec la simulation. De plus, sur ce composant les franges étant par endroit très serrées, il n'est pas possible à cause des problèmes de déroulement d'obtenir la carte de déplacement pour tout l'actionneur. En conséquence le domaine de déroulement est représenté par la ligne rouge sur la Figure 5-26.

Dans la Figure 5-27 la courbe de déplacement est représentée pour un point placé à l'extrémité d'un bras de ressort. Une barre d'erreur de 10nm est ajoutée sur les points expérimentaux du fait de l'utilisation de l'interférométrie à décalage de phase en mode simple. Le déplacement maximal observé est légèrement supérieur à 2µm pour 30 volts. Le « pull-in » est atteint pour 31 volts.

5.3 Actionneurs en Polymère

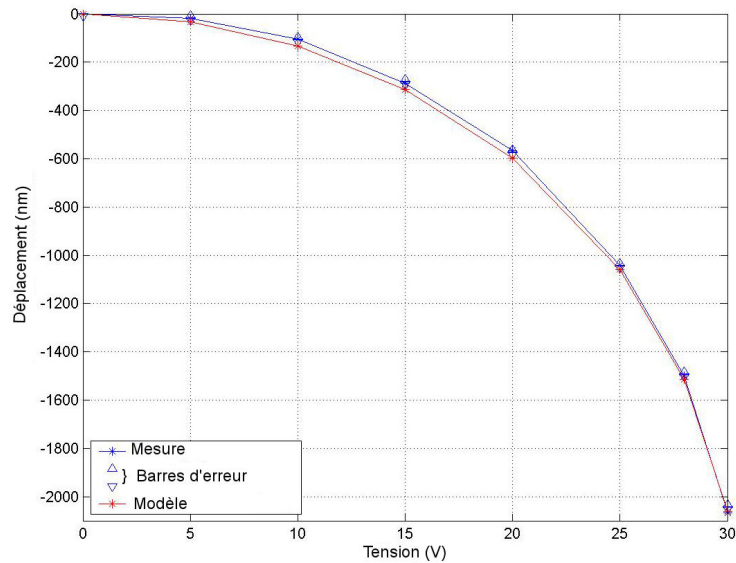


Figure 5-27 Courbe d'actionnement

Les résultats issus de la modélisation par éléments finis sont présentés dans la Figure 5-28. Les simulations sont ajustées aux résultats expérimentaux. Le gap ajusté est $gap=8,8\mu m$, inférieur au gap effectif réel. L'altitude du plateau a certainement été modifiée du fait de la forte courbure de la surface. Ces valeurs semblent être en bon accord avec le « pull-in » mesuré, plus faible que la valeur théorique ($3,3\mu m$). La carte de déplacement obtenue pour 28,0V est montrée dans la Figure 5-28, le plateau a bougé de $2\mu m$ à partir de la position initiale, ce qui coïncide avec les mesures réalisées.

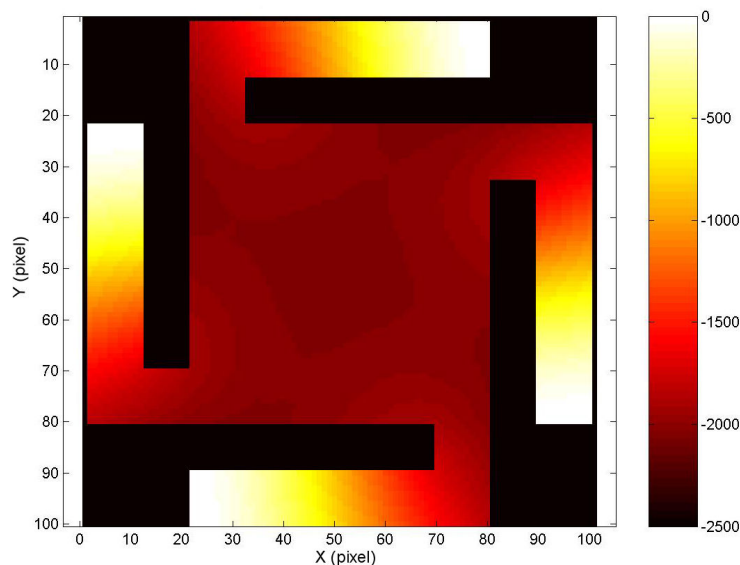


Figure 5-28 Déplacement simulé pour 28 volts

La Figure 5-29 montre les profils de déformation le long du bras de ressort pour différentes tensions. Les profils expérimentaux sont en traits pleins, les simulations en pointillés. Ces profils montrent un très bon accord entre l'expérience et la simulation. Dans ce modèle préliminaire, ni les contraintes dans la couche de SU-8, ni la couche de chrome ne sont prises en compte.

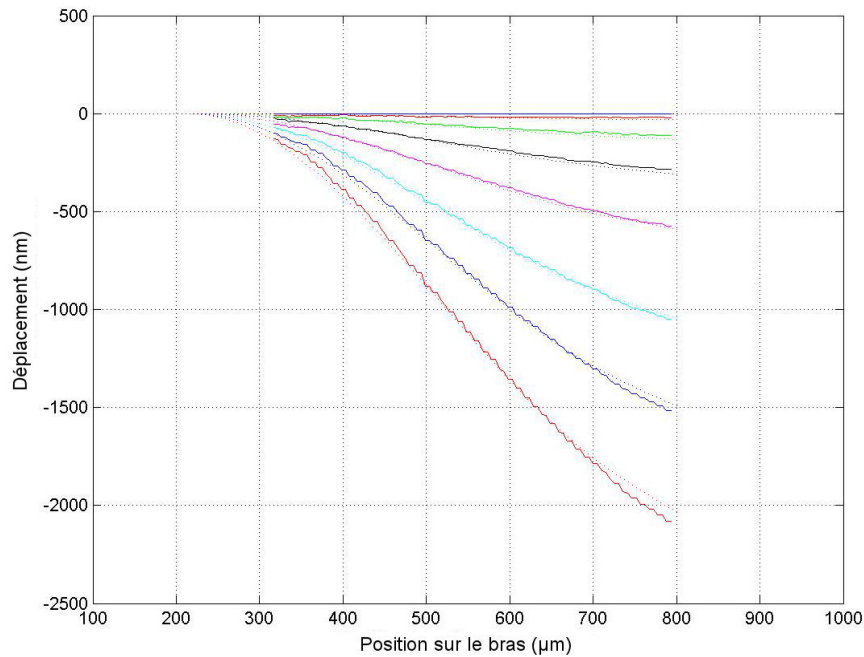


Figure 5-29 Profil le long d'un bras pour différentes tensions

5.3.3.3 Linéarisation de l'actionnement

Définition de l'électronique

Une électronique a été définie et réalisée en collaboration avec la société Shaktiware afin de corriger la non-linéarité de l'actionnement, [132][133]. Cette électronique comporte un étage de conversion numérique-analogique 120 voies, la tension est définie sur la gamme 0-17,5 V avec 14 bits effectifs. Le 14^{ème} bit est nécessaire pour atteindre une résolution de 1,2 nanomètres avec une course de $w_{max}=10\mu m$ pour $V_{max}=17,5 V$ selon l'équation (5.2). Ce convertisseur numérique-analogique est le meilleur du marché actuel.

$$w = a V^2 \Rightarrow \Delta w = 2aV\Delta V \quad (5.2)$$

Cette électronique comporte un PC embarqué avec lequel il est possible de dialoguer via le port Ethernet. Un FPGA assure la liaison entre le PC embarqué et les convertisseurs numérique-analogique. Cette électronique est développée avec deux options : une option « électronique de laboratoire » et une option « électronique d'optique adaptative ». Pour répondre à ces options, deux modes sont disponibles : un mode interne et un mode externe.

- Le mode interne correspond à l'option « électronique de laboratoire », on peut en effet appliquer en continu des valeurs préprogrammées dans un tableau. Ces valeurs sont directement gérées par le FPGA, ce qui permet d'avoir un générateur basse fréquence très souple jusqu'à une fréquence de 1 MHz.
- Dans le mode externe, les valeurs des différentes voies sont écrites en « temps réel » par le PC. La correction des non-linéarités est implémentée dans ce mode qui correspond à l'option « électronique d'optique adaptative ». Les coefficients du polynôme décrivant la courbe d'actionnement (déplacement en fonction de la tension) sont calculés lors d'une phase de calibration puis sont rentrés dans l'ordinateur. Pour un déplacement demandé, la valeur de la tension obtenue par dichotomie est appliquée sur le composant. Les tensions de commande des composants dépassent souvent la valeur limite de $V_{max}=17,5V$. La loi de déplacement, proche de

5.3 Actionneurs en Polymère

la parabole implique un très faible déplacement pour les tensions les plus basses ; la précision de l'électronique étant requise plutôt pour les tensions élevées. Dans ce but il est ajouté au signal une tension d'« offset ». Cette tension est délivrée par une alimentation continue dont la stabilité a été mesurée comme étant meilleure que le millivolt. Une courbe de calibration est tracée entre 0 volt et la tension maximale, cette courbe est alors interpolée par une fonction $y=ax^4+bx^2$ comme on l'a calculée dans le cas de l'actionneur orientable (paragraphe 5.1.3.2) mais l'électronique permet d'aller jusqu'au degré 10. Toutefois, les coefficients devant être rentrés pour l'électronique ne prennent pas en compte l'offset. Un changement de variable est alors effectué pour obtenir la fonction $Y=f(X)$ avec $X=x-x_0$ et $Y=y-y_0$.

Résultat sur l'actionneur

L'actionneur utilisé pour cette mesure est un actionneur différent de celui utilisé plus haut mais d'une géométrie et d'un comportement assez similaire. La courbe de calibration est effectuée pour des tensions comprises entre 0 et 29 volts ce qui correspond à un déplacement compris entre 0 et 1300 nanomètres.

Dans le cas présent, $x_0=12V$, $y_0=152nm$ et $a=0,0004$ et $b=0,9998$, ce qui donne comme fonction $Y=f(X)= 26,7366X + 1,3424X^2 + 0,019X^3 + 0,004X^4$.

Ces paramètres rentrés, la courbe « Déplacement obtenu en fonction du déplacement demandé » est tracée dans la Figure 5-30. Le coefficient de corrélation étant supérieur à 0,99, ce résultat est globalement satisfaisant ; il est démontré que cette électronique peut corriger les non-linéarités de l'actionnement.

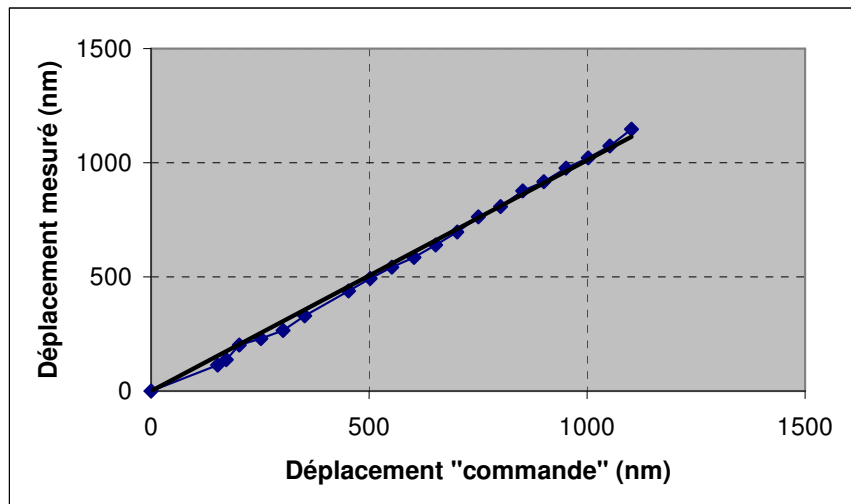


Figure 5-30 Linéarisation de l'actionnement

Il persiste toutefois quelques erreurs. Celles-ci peuvent être dues soit à un degré d'interpolation trop faible, ce qui semble être le cas ici ; soit à l'actionneur lui-même surtout lorsque l'on augmente trop la course. Les erreurs viennent alors de la progression des fissures dans la couche de chrome ou de la plasticité du polymère. Cette électronique remplit donc complètement son contrat, il faut quand même retenir que la courbe de calibration doit être interpolée à un degré supérieur à l'ordre 4 et que la courbe d'actionnement du composant doit être reproductible.

5.3.3.4 Aspect dynamique

Une étude dynamique a été faite sur l'actionneur du paragraphe 5.3.3.1. Dans la Figure 5-31, est donnée la fonction de réponse en fréquence d'une zone placée au centre de l'actionneur. Cette courbe représente la moyenne de 10×10 pixels pour six séries de mesures. Une courbe du second degré a été ajustée pour coller au mieux à la courbe expérimentale. Une valeur de $f_{r1}=6500\text{Hz}$ est trouvée pour la fréquence de résonance avec un coefficient d'amortissement $Q_1=0,7$. Pour la fréquence de résonance, la barre d'erreur est de $\Delta f_{r1}=300\text{Hz}$.

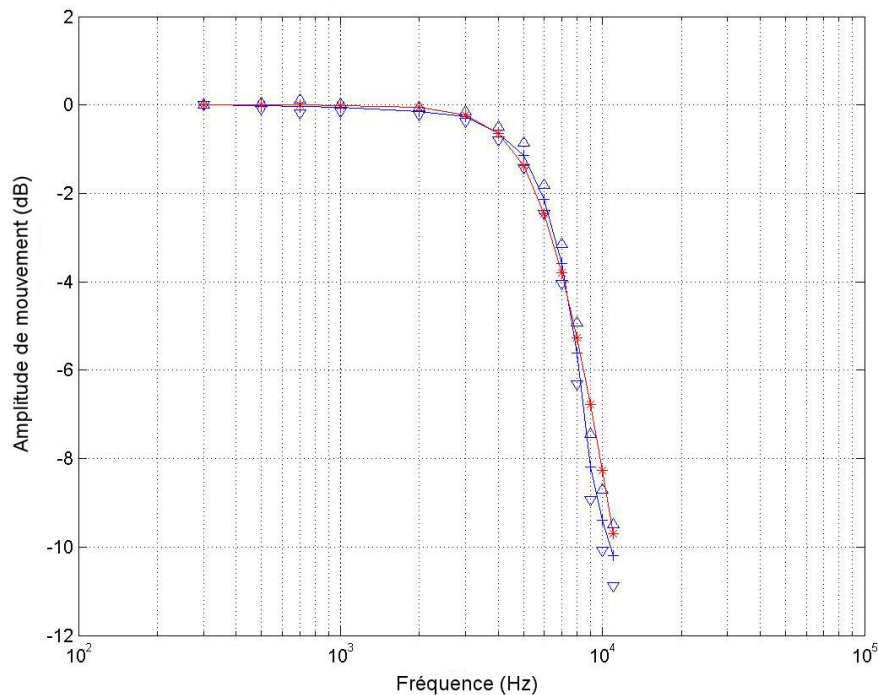


Figure 5-31 Fonction de réponse en fréquence pour le point central

L'analyse dynamique d'un point situé à l'extrémité fait apparaître un déplacement de la fréquence de coupure à 9kHz ainsi qu'un mode d'ordre plus élevé à 25kHz.

Le fait que nous n'ayons pas de mesures sur les quatre bras et que nous n'ayons pas accès à la phase ne nous permet pas de faire une analyse modale au sens strict du terme mais permet de retrouver les modes propres de manière qualitative. La simulation par éléments finis pour ce composant fait apparaître un premier mode propre à $f_{r1}=6947\text{Hz}$ qui est le mode piston puis deux modes de basculement à $f_{r2}=f_{r3}=10645\text{Hz}$ et enfin un mode astigmatisme à $f_{r4}=22575\text{Hz}$. Le point central étant un point nodal pour les modes basculement et astigmatisme, il est normal que ceux-ci n'apparaissent pas sur la Figure 5-31. D'autre part les modes basculement étant exactement symétriques, ceux-ci ne peuvent pas être découplés par l'analyse modale mais expliquent le décalage que l'on observe pour la fréquence de coupure à l'extrémité du bras.

Une analyse quantitative peut être faite pour le mode fondamental. En effet, on avait mesuré une fréquence de résonance pour ce mode de $f_{r1}=6500 \pm 300\text{Hz}$ et la valeur donnée par la simulation est $f_{r1}=6947\text{Hz}$. Ce décalage pourrait s'expliquer par le fait que la condition d'encastrement au bout des bras de ressort n'est pas aussi parfaite que dans la simulation. Pour information, le calcul analytique conduit à une fréquence $f_{r1}=8800\text{Hz}$ pour le mode piston, ce qui est assez loin de la mesure. Ce décalage est expliqué par le fait que le calcul analytique ne prend pas compte la déformation du plateau. Il est donc évident que la simulation par éléments finis doit être préférée au modèle analytique.

5.3 Actionneurs en Polymère

Il a été démontré qu'une structure en SU-8 avec une couche sacrificielle en SU-8 peut être réalisée et actionnée. Un actionneur piston avec un plateau de $580\mu\text{m}$ de côté est étudié et présente un déplacement de $w=2\mu\text{m}$ pour 30 volts. Ces résultats sont clairement plus intéressants pour l'optique adaptative que les $w_{\text{max}}=400\text{ nm}$ observés avec le procédé PolyMUMPS. La voie de l'actionneur polymère est donc intéressante et doit être poursuivie. Une électronique a permis de rendre linéaire la réponse de l'actionneur avec un coefficient de corrélation de $R^2=0,996$. L'étude dynamique montre que malgré la faible rigidité de ces actionneurs, les fréquences de coupure restent compatibles avec les spécifications de l'optique adaptative.

5.4 Extrapolation vers différents actionneurs

5.4.1 De l'actionneur au miroir déformable

Quel que soit le type d'actionneur, le but est de transmettre au mieux une force à la couche miroir. En ce qui concerne la liaison des actionneurs à ces couches miroir, deux pistes sont à l'étude :

- Soit de nombreux plots d'attaches
- Soit un plot d'attache central et tête pivotante

Avec les équations du paragraphe 3.1.1.3 sur la théorie des plaques, la force de rappel exercée par la plaque miroir sur l'actionneur peut être évaluée. Pour les trois cas suivants, les données sont résumées dans la Table 5-1.

- Couche miroir de PolyMUMPS
- Couche miroir telle qu'elle est prévue dans le procédé de fabrication L.A.A.S. actuel
- Evolution de cette couche en réduisant de l'épaisseur de SU-8 à trois microns

Table 5-1 Rigidité et force de rappel des plaques miroir

Plaque	Rigidité D en Nm	Facteur k en Nm^{-1} tel que $F=-kw$
PolyMUMPS	47.10^{-9}	10
L.A.A.S.	539.10^{-9}	21
L.A.A.S. évolué	14.10^{-9}	0,56

5.4.2 Actionneur à tête pivotante

Le but de cette géométrie est de maintenir le plateau parallèle au substrat lorsque la plaque introduit un moment de torsion et donc de diminuer la dépendance de la forme de la plaque vis-à-vis de l'actionnement. Le plot d'attache est donc placé sur une tête pouvant pivoter dans deux directions. On peut voir un exemple de cette géométrie dans la Figure 5-32. Cette structure a été élaborée mais n'a pas pu être testée (problème de sous-gravure du magnésium), le comportement de cet actionneur va donc seulement être simulé.

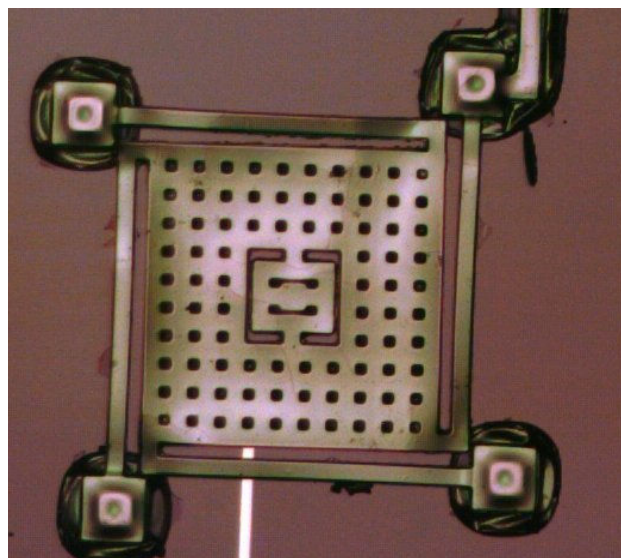


Figure 5-32 Actionneur avec plot d'attache sur pivot

5.4 Extrapolation vers différents actionneurs

Les résultats sont similaires à ceux obtenus dans le cas de l'actionneur piston Polymère. Un déplacement de $w=900nm$ est obtenu pour $25,0V$, le mode fondamental est le mode piston avec une fréquence de $f_{piston}=3,7kHz$. Mais cette géométrie a été pensée pour avoir un plot d'attache de la plaque pivotant. Il faut donc simuler l'effet de la plaque. On introduit donc la force de rappel d'une plaque L.A.A.S. standard dans la simulation précédente. La déformée obtenue est proche de celle obtenue précédemment. Deux phénomènes importants sont remarquables sur la Figure 5-33.

Tout d'abord, on obtient une courbure convexe de l'actionneur. Cette courbure sera d'autant plus grande que la plaque sera rigide. La flèche est ici de $w_{flèche}=60nm$. Cette courbure sera beaucoup plus faible dans la configuration comportant plusieurs plots d'attaches.

Le deuxième point est la diminution du déplacement obtenu pour la même tension, la course du plot d'attache est désormais de $w=260nm$.

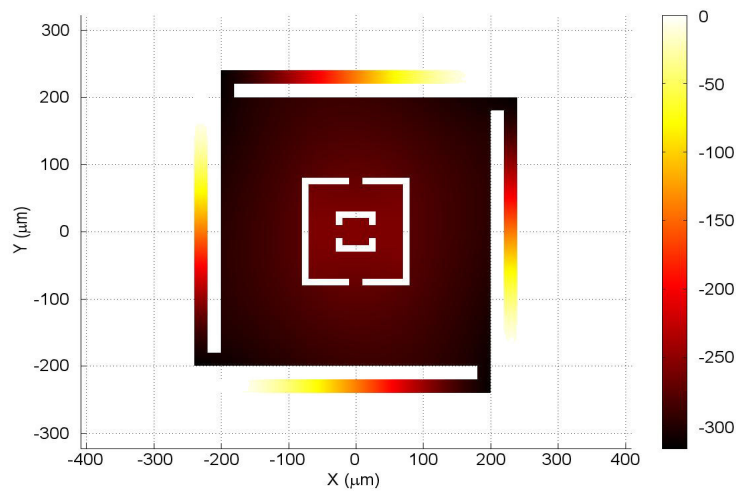


Figure 5-33 Déplacement hors du plan en nanomètres simulé pour 25 volts avec force de rappel

Il se produit aussi un impact sur la dynamique. En effet, la structure est rigidifiée par l'introduction de cette force de rappel. Le plus grand impact se fait sur le mode piston qui passe de $f_{piston}=3,7kHz$ à $f_{piston}=6kHz$, le mode propre présentant une courbure similaire à la déformée présentée dans la Figure 5-33. Les modes fondamentaux sont maintenant le tip et le tilt qui restent inchangés à $f_{tip-tilt}=5,6kHz$. Si de multiples plots d'attache sont répartis sur la surface de l'actionneur, une augmentation de la fréquence de ces modes sera très probablement observée.

Le but de cet actionneur est d'avoir un plateau qui reste parallèle lorsque la surface miroir présente un angle. Cela est simulé en introduisant un moment de torsion sur le plot d'attache. Ce couple a une valeur arbitraire qui permet d'introduire un basculement. Il apparaît que contrairement à nos attentes, il se produit une rotation du plateau. Cela provient du fait que les bras de torsion de la tête pivotante sont trop rigides. Il faut donc diminuer cette rigidité de rotation sans introduire de flexion de ces bras. Au vu des équations basées sur le modèle des poutres, il apparaît que la meilleure solution est de diminuer la largeur de ces bras. En appliquant le même couple de torsion sur le plot d'attache, la tête pivote comme prévu mais une rotation du plateau apparaît aussi, avec un angle identique quelle que soit la largeur des bras. Avec le même couple sur le plot d'attache, il apparaît clairement que la tête pivote mais le plateau pivote aussi d'un angle identique que précédemment. Cet actionneur n'a donc pas l'effet escompté. Il faut que les bras de torsion soient plus souples que les bras de ressort de l'actionneur piston.

Cet actionneur est donc optimisé de façon à augmenter la force de ces bras de ressort. Pour cela, on divise la longueur des bras par deux, ce qui entraîne une augmentation de la rigidité d'un facteur huit. La carte de déplacement obtenue avec les mêmes paramètres est montrée dans la Figure 5-34. L'effet principal est une diminution de la course du plot d'attache à $w=120nm$ mais l'amplitude du basculement du plateau n'est plus que de 30 nanomètres au lieu de 130nm obtenus précédemment avec le même couple. La tête pivotante conserve une amplitude de 40 nanomètres.

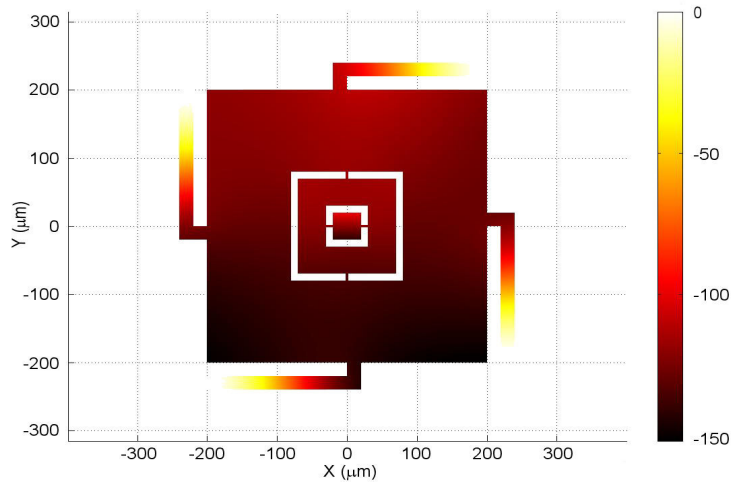


Figure 5-34 Déplacement simulé avec bras de ressort raccourcis

Cette géométrie d'actionneur remplit donc bien sa fonction mais cela se fait au prix d'une augmentation de la rigidité de l'actionneur. L'analyse des modes propres montre que le mode fondamental est le mode piston avec une fréquence de résonance de $f_{piston}=10kHz$. Cet actionneur peut donc tout à fait être utilisé.

5.4.3 Actionneur orientable

Dans ce paragraphe, l'actionneur orientable décrit dans le paragraphe 5.1 est utilisé pour déformer une plaque. Un plot d'attache est placé à l'extrémité du plateau pour analyser la modification de son comportement par une plaque. L'effet de la plaque est simulé par un ressort de raideur $k=20Nm^{-1}$ attaché au plot d'attache. La déformée obtenue est montrée dans la Figure 5-35, il apparaît que pour 19 volts appliqués sur l'électrode de gauche, un déplacement de plot d'attache de seulement $w_{attache}=50nm$ est observé alors que la partie gauche atteint un déplacement de $w=400nm$. Cet actionneur n'est donc pas conçu pour tirer une plaque. Les bras de torsion sont trop longs et un mouvement de piston trop important est observé.

5.4 Extrapolation vers différents actionneurs

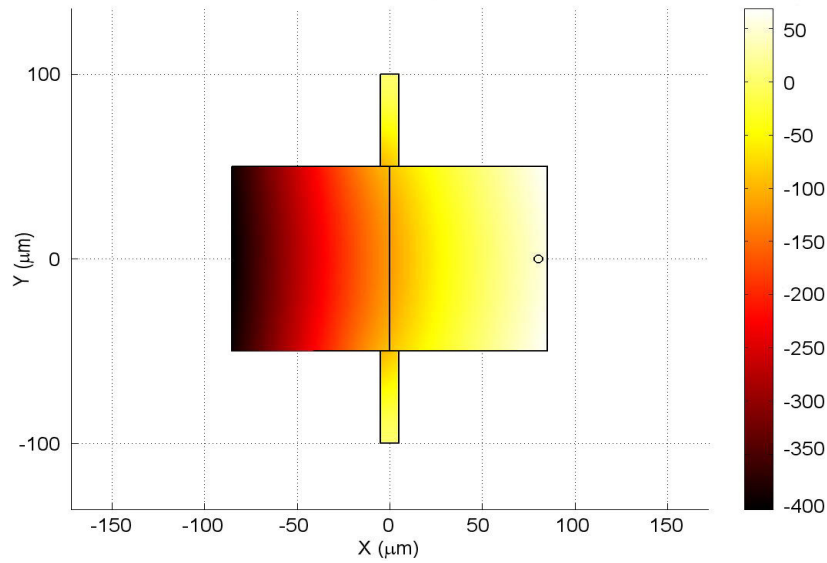


Figure 5-35 Déplacement simulé pour le miroir orientable avec une plaque

Comme dans le cas du miroir piston à tête pivotante, il faut donc diminuer la longueur et la largeur des bras afin de diminuer la force de rappel tout en conservant un couple de rappel faible. D'autre part, il est clair que ce type d'actionneur ne peut fonctionner qu'avec une plaque très peu rigide. On prendra dans le cas idéal la valeur de $k=0,5Nm^{-1}$ trouvée précédemment. Il est alors simulé le comportement d'un actionneur orientable optimisé afin d'évaluer si l'effet levier permet d'augmenter la course. La géométrie obtenue est montrée dans la Figure 5-36. Les bras de torsion sont réduits à $4*2$ microns, la partie gauche du plateau ($100*83\mu m$) est inchangée et le plot d'attache est placé à 200 microns de l'axe de torsion. La déformée obtenue lorsque l'on applique 19V sur l'électrode de gauche est montrée dans la Figure 5-36. Un déplacement de $w_{attache}=480nm$ est obtenu pour le plot d'attache alors que la partie gauche ne se déplace que de $w=350nm$.

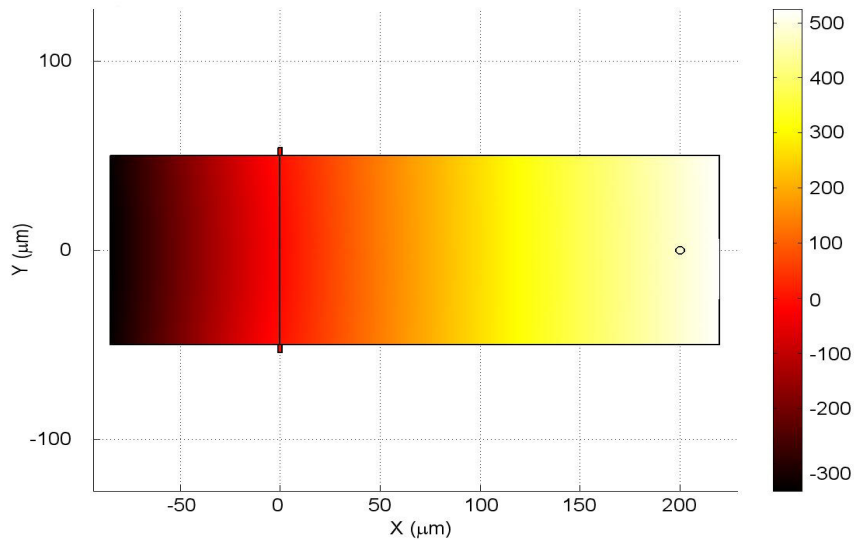


Figure 5-36 Déplacement simulé pour le miroir orientable optimisé

Si une plaque plus rigide ($k=20Nm^{-1}$) est considérée, le plateau se tord complètement et le déplacement du plot d'attache n'est plus que de $w_{attache}=70nm$, reflétant ainsi la sensibilité de cet actionneur à la raideur de la plaque.

Cette forte sensibilité à la rigidité de la plaque fait que l'actionneur orientable n'est pas l'actionneur à choisir.

5.4.4 Actionneur piston à multiples points d'attache

5.4.4.1 Actionneur Piston PolyMUMPS

De même que pour l'actionneur orientable, l'effet d'une plaque continue sur l'actionneur piston PolyMUMPS a été simulé par un ressort de raideur $k=20 \text{ Nm}^{-1}$. Dans un premier temps, un seul plot d'attache est placé au centre de l'actionneur. Les effets sont identiques à ceux obtenus dans le cas de l'actionneur piston à tête pivotante. Une diminution de la course apparaît, puisqu'il faut maintenant appliquer 10 volts pour générer un déplacement de $w=320\text{nm}$ (Figure 5-37 a)) alors que dans le paragraphe 5.2.3, ce même déplacement était obtenu pour 3 volts. Il se produit aussi une courbure du plateau avec une flèche de $w_{\text{flèche}}=70\text{nm}$.

Autre configuration : au lieu d'avoir un seul plot d'attache central, on place désormais cinq plots d'attache. Il est décidé que la raideur du ressort serait alors de $k=20/5=4 \text{ N/m}$. La simulation (Figure 5-37 b)) montre alors que la course n'est pas affectée mais la flèche diminue jusqu'à une valeur de $w_{\text{flèche}}=20\text{nm}$.

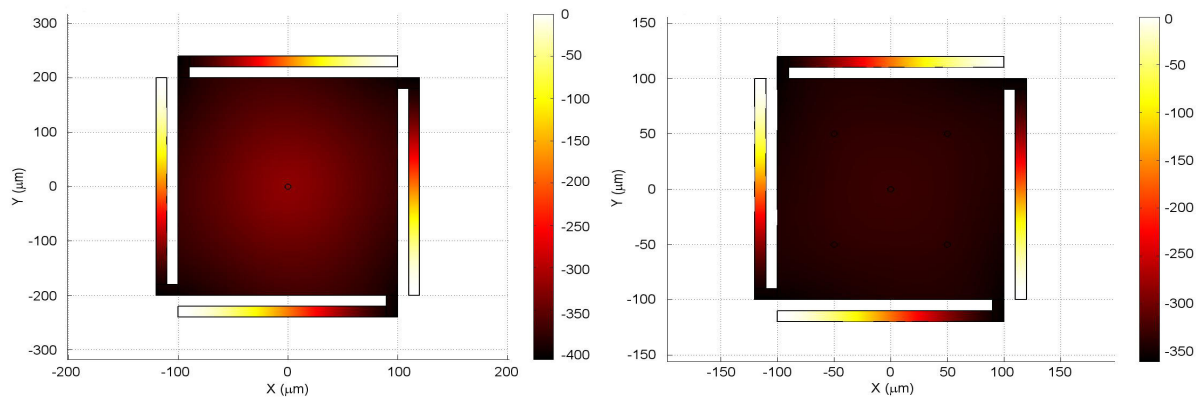


Figure 5-37 Actionneur piston avec a) 1 et b) 5 plots d'attache

Le fait que le plateau ne se déforme pas durant l'actionnement est intéressant du point de vue de la reproductibilité. Cela diminue en effet la dépendance de l'actionnement vis-à-vis de la forme de la plaque.

5.4.4.2 Actionneur Piston Polymère

L'effet d'une plaque miroir sur l'actionneur piston réalisé avec le procédé L.A.A.S. (paragraphe 5.3.3.2) est simulé de manière identique. L'actionneur étant plus rigide, l'effet de la plaque est moins sensible. On observe bien une diminution de la course (Figure 5-38 a)) pour une tension identique, $w=440\text{nm}$ à la place de $w=1000\text{nm}$ pour 25 volts, mais la flèche est moins importante ($w_{\text{flèche}}=40\text{nm}$). Dans le cas de cinq plots d'attache, une déformation concave de l'actionneur est observée avec une flèche de $w_{\text{flèche}}=25\text{nm}$ (voir Figure 5-38 a)).

5.4 Extrapolation vers différents actionneurs

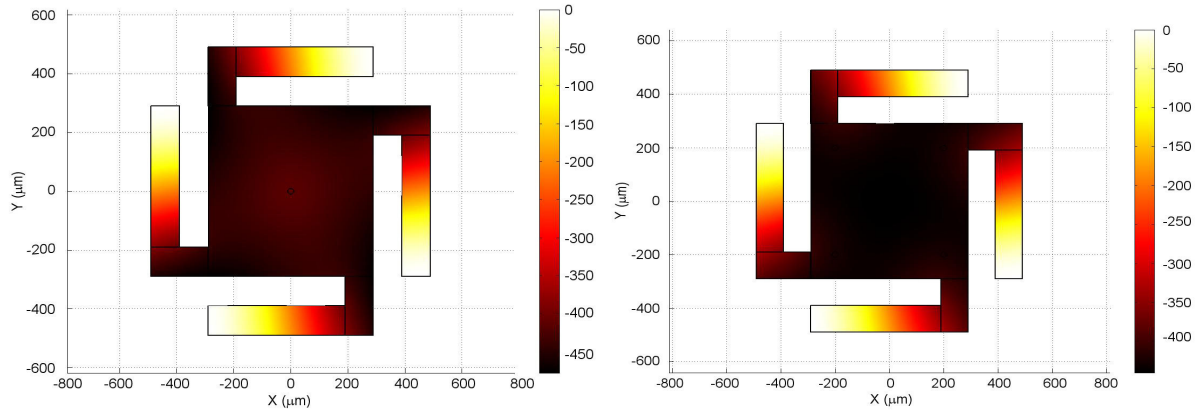


Figure 5-38 Actionneur piston polymère avec a) 1 et b) 5 plots d'attache

Cette courbure concave amène à penser qu'il existe sûrement une répartition des plots d'attaches qui ferait que le plateau de l'actionneur reste complètement plat même si une plaque miroir est posée au-dessus. Cela conduit à une deuxième question qui est : est-ce que le plat est réellement ce que l'on désire ? Cela impliquerait alors une fonction d'influence avec un plateau au fond, une légère courbure concave ne serait-elle pas plus adaptée ? En considérant comme paramètres le nombre et la disposition des plots d'attache, étudier l'impact des actionneurs sur la fonction d'influence du miroir déformable constitue un sujet intéressant qui mérite d'être approfondi.

5.4.5 Actionneur Pont

Une structure « pont », basée sur le procédé PolyMUMPS est simulée. Le plateau fait 200 microns de côté et les conditions aux limites sont que le mouvement en z , la rotation en x et en y des bords verticaux sont interdits. Le gap est de $gap=2\mu m$, l'épaisseur de la couche actionneur de $t=1,5\mu m$. Sans force de rappel de la plaque, le déplacement maximal est de $w_{max}=218nm$ pour une tension de 50V. Une force de rappel ($k=20Nm^{-1}$) est ensuite placée sur le plot d'attache central. La déformation obtenue est montrée dans la Figure 5-39, aucune modification de la forme n'est notée, le déplacement maximal est maintenant de $w_{max}=212nm$.

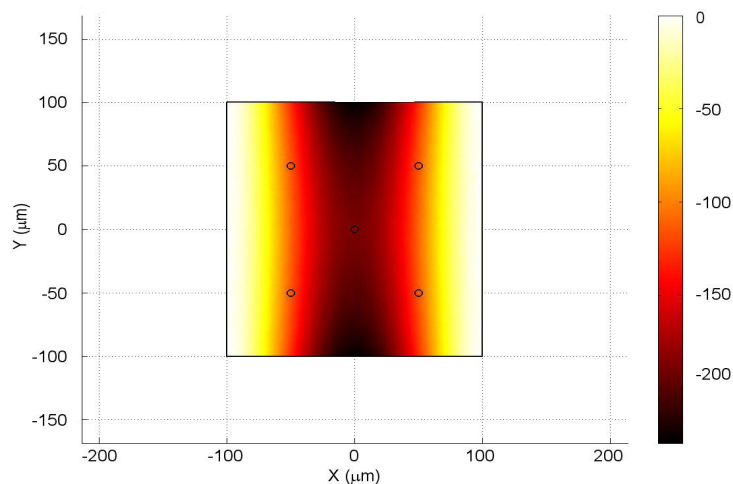


Figure 5-39 Déplacement simulé pour une structure pont

L'effet de la plaque est donc négligeable sur un tel actionneur et il n'est pas nécessaire de multiplier les plots d'attache. Toutefois, cet actionneur étant très rigide il faudra appliquer une forte tension pour un faible déplacement.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, différents types d'actionneurs ont été présentés. Ces différences portent sur leur géométrie (orientable, piston, pont) et sur le procédé de fabrication utilisé (PolyMUMPS ou L.A.A.S.). Il est important de faire une synthèse de ces différences afin d'en tirer leurs potentiels respectifs.

Comparons tout d'abord, les procédés de fabrication : le premier, le procédé PolyMUMPS est un procédé commercial basé sur le matériau silicium, le deuxième est un procédé polymère développé au L.A.A.S. spécifiquement pour notre application. La Table 5-2 permet de comparer ces deux procédés.

Table 5-2 Comparaison procédés PolyMUMPS et L.A.A.S.

	PolyMUMPS	L.A.A.S.
Matériau de base	Silicium	Polymère
Spécificité	Procédé commercial	Dédié à cette application
Contraintes	Importantes	Importantes
Effets d'empreinte	Importants	Faibles
Course	400nm	2 μ m
Problèmes en suspens		Fissures dans la couche de chrome
Nombre couches structurales	3	2
Optimisation possible	Non	Oui

Le procédé PolyMUMPS est intéressant pour le prototypage mais il n'est pas compatible pour la réalisation d'actionneurs utilisable en optique adaptative, la course obtenue étant trop faible. Le procédé polymère présente des résultats préliminaires intéressants telle qu'une course de 2 μ m. Ces deux procédés présentent de fortes contraintes causant une forte courbure de la surface, interdisant leur implantation dans un système d'optique adaptative. Seul le procédé L.A.A.S. par sa capacité d'optimisation peut permettre d'avoir une forme plane au repos. Dans le procédé L.A.A.S., le dépôt de la couche de Chrome est identifié comme étant le premier point à améliorer. Ce procédé mérite très certainement d'être développé mais il faudra y adjoindre une étude plus poussée des caractéristiques du matériau polymère.

Dans la Table 5-3 sont recensés tous les avantages et les défauts des géométries présentées au cours de ce chapitre.

Au vu de l'analyse que l'on a pu faire sur les différentes géométries d'actionneurs, on peut conclure qu'il n'existe pas d'actionneur parfait. Il existe tout de même une loi générale qui se dégage : plus la plaque-miroir est rigide, plus l'actionneur doit être rigide. L'actionneur le plus rigide est la structure pont, le plus souple est l'actionneur orientable pouvant posséder un bras de levier important.

Ces différents types d'actionneurs possèdent tous des qualités et des défauts, en conséquence le choix se fera en fonction de l'application visée.

5.5 Conclusion

Table 5-3 Qualités des différentes géométries d'actionneur

Géométrie	Course	Tension	Effet de la rigidité de la plaque-miroir	Effet d'un moment de torsion
Pont	$>gap/3$	Elevée	Faible	Faible
Orientable	$Gap/3 * \text{effet levier}$	Sensible au bras de levier	Très grand	Très fort, l'actionneur introduit lui-même un couple
Piston	$Gap/3$	Dépend de la rigidité des bras de ressort	Dépend de la rigidité des bras et du nombre de points d'attache	Dépend de la rigidité des bras
Tête pivotante	$Gap/3$	Dépend de la rigidité des bras de ressort	Dépend de la rigidité des bras et du nombre de points d'attache	Peut être rendu insensible

5.6 Références

- [128] S. Muratet, « Design et observation de structures à actionnement électrostatique ou en courant. Caractérisation et qualification de deux technologies MEMS silicium, poly ou mono cristallin », rapport de DEA, 2002
- [129] A. Harasaki, J. Schmidt, J.C. Wyant, « Offset of coherent envelope position due to phase change on reflection », *Applied Optics*, 40, p.2102, 2001
- [130] T. Bifano, H. Johnson, P. Bierden, R. K. Mali, « Elimination of stress-induced curvature in thin film structures », *Journal of microelectromechanical systems*, 11, p.592-597, 2002
- [131] S. Jin, H. Mavoori, J. Kim et V.A. Aksyuk, « Control of micromechanical systems membrane curvature by silicon ion implantation », *Applied Physics Letters*, 83, p.2321, 2003
- [132] D. Rabaud, F. Chazallet, N. Sacco, F. Zamkotsian, A. Liotard, « Carte DAC, Document de conception finale », Avril 2004
- [133] D. Rabaud, F. Chazallet, N. Sacco, « Carte DAC, Document de caractérisation finale », Novembre 2004
- [134] F. Zamkotsian, H. Camon, N. Fabre, V. Conedera, G. Moreaux, « Micro-deformable mirror for next generation adaptive optical systems », dans *Astronomical Telescopes and Instrumentation 2002*, SPIE 4850, Hawaii, USA, 2002

Chapitre 6 Résultats sur les miroirs déformables

Dans ce chapitre, la caractérisation d'un prototype de micro-miroir déformable réalisé avec le procédé PolyMUMPS est présentée. Des simulations sont ajustées aux résultats expérimentaux permettant d'évaluer les performances des miroirs déformables à venir. Il est ensuite présenté une caractérisation « système » d'un miroir déformable du commerce, le miroir « OKO », en vue d'une démonstration du concept Falcon.

6.1 Prototype de micro-miroir déformable PolyMUMPS

6.1.1 Principe

Sur la même puce que les actionneurs piston, un prototype de micro-miroir déformable avec une plaque continue et neuf actionneurs a été réalisé. L'architecture est basée sur un réseau d'actionneurs piston attaché à une plaque continue par l'intermédiaire de plots selon le concept présenté dans le chapitre 2.

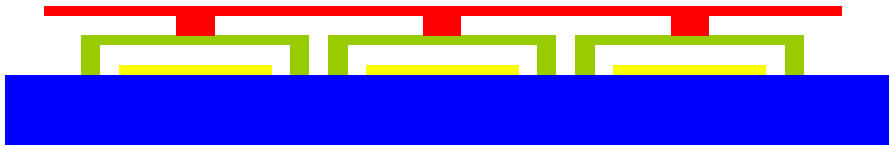


Figure 6-1 Architecture du micro-miroir déformable

6.1.2 Masques

Les règles de dessin du procédé PolyMUMPS sont poussées à leurs limites, [135]. Dans la Figure 6-2, est montré le masque de la couche de Poly0 (électrodes). Ces électrodes sont constitués de carrés $200 \times 200 \mu\text{m}^2$, les parties les entourant sont cependant mise au même niveau dans le respect des règles de dessin, pour éviter les effets d'empreinte qui seraient ensuite transmis au miroir. L'espace entre les zones de poly0 est de $2 \mu\text{m}$.

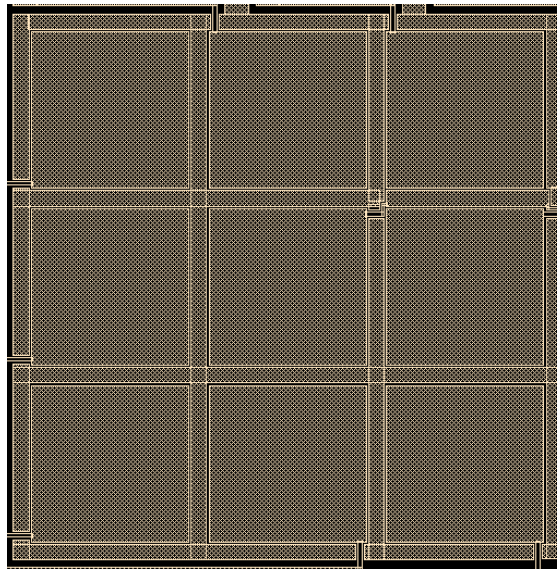


Figure 6-2 Masque de la couche Poly0 (électrodes)

Les espaces entre les électrodes sont comblés afin de minimiser l'effet d'empreinte

Les actionneurs piston sont des carrés de $200 \mu\text{m}$ de côté avec quatre bras de $100 \mu\text{m}$ de long pour $10 \mu\text{m}$ de large. Le masque de la couche de poly1 est montré dans la Figure 6-3. Le design a été également optimisé pour minimiser l'effet d'empreinte. Les bras de ressort sont entrelacés et des plates-formes additionnelles sont placées pour remplir les espaces vides (voir Figure 6-3). Toutefois, les espaces ($5 \mu\text{m}$) entre les structures sont légèrement plus grands que dans le cas de la couche de poly0. En conséquence, c'est principalement cette couche qui entraînera les effets d'empreinte résiduels sur la couche miroir.

6.1 Prototypé de micro-miroir déformable PolyMUMPS

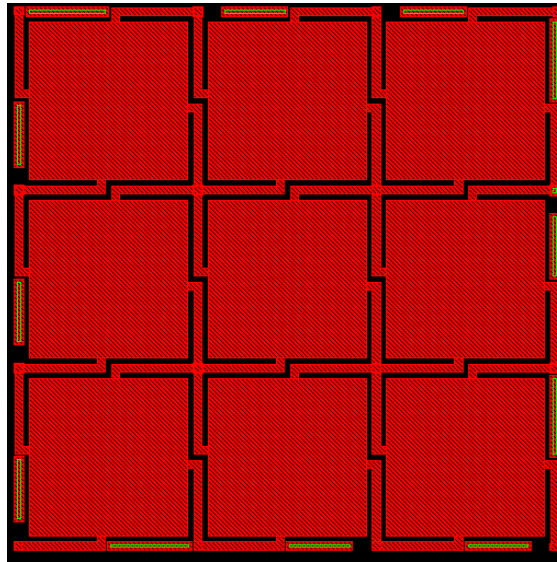


Figure 6-3 Masque de la couche Poly1 (actionneurs)
Les bras sont entrelacés et les espaces libres sont comblés afin de minimiser l'effet d'empreinte

Comme il a été précisé dans le chapitre précédent, il est intéressant d'avoir plusieurs plots d'attaches entre un actionneur et la couche miroir afin de diminuer le fléchissement de l'actionneur. D'autre part, si une structure possède un fort gradient de contraintes et donc une forte courbure de la couche supérieure, il est possible de la rigidifier en la liant fortement à la couche inférieure par l'intermédiaire de multiples plots d'attache. Dans le cas de ce prototype, le masque de la couche Poly2 est présenté dans la Figure 6-4. La plaque continue a une surface de $688 \times 688 \mu\text{m}^2$. Sur celle-ci est ensuite déposée une couche d'or de $684 \times 684 \mu\text{m}^2$. Le détail du masque de cette couche surmontant un actionneur est montré dans la figure de droite. Les carrés bleus représentent les plots d'attache, ils sont au nombre de 10 par actionneur. Il apparaît les trous de libération sous la forme de carrés fuschia. Ces trous permettent la gravure des couches sacrificielles d'oxyde de silicium en fin de procédé.

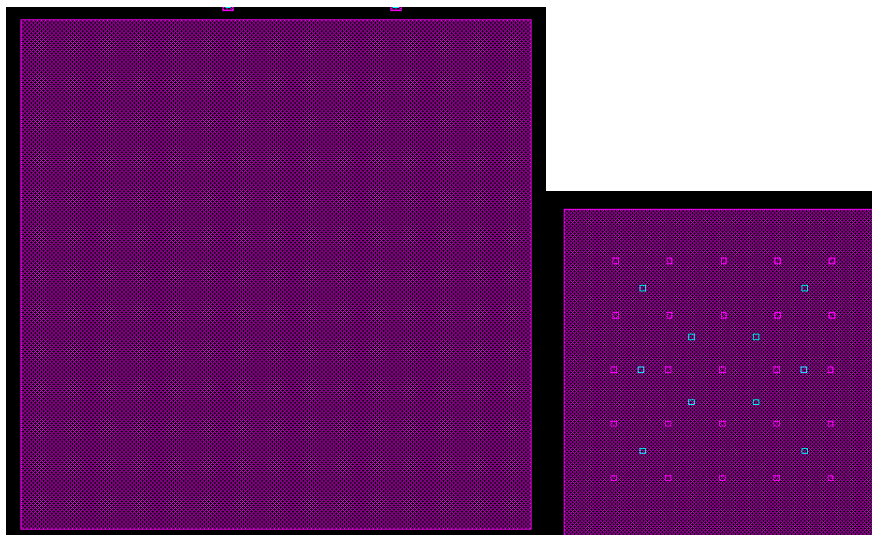


Figure 6-4 Masque de la couche poly2 et Ox2
Gauche : Vue d'ensemble;
Droite : Gros plan sur les plots d'attaches la zone zoomée fait environ $200 \times 200 \mu\text{m}$ soit un actionneur

Le dessin de ce masque a donc été optimisé afin de limiter les effets d'empreinte et la courbure qui existaient avec les actionneurs individuels.

6.1.3 Mesures expérimentales

6.1.3.1 Forme statique

La Figure 6-5 montre le miroir réalisé et libéré tel que l'on peut le voir à gauche avec un microscope optique et à droite un microscope électronique à balayage. Les trous de gravure sont clairement apparents ainsi que l'effet d'empreinte dû à la couche de poly1. Les pentes au niveau de ces effets d'empreintes sont telles que l'on perd complètement le signal optique. Elles apparaissent alors sous la forme de traits noirs. Le miroir déformable est entouré d'une ceinture de plots de contact liés à chaque actionneur permettant de les piloter individuellement.

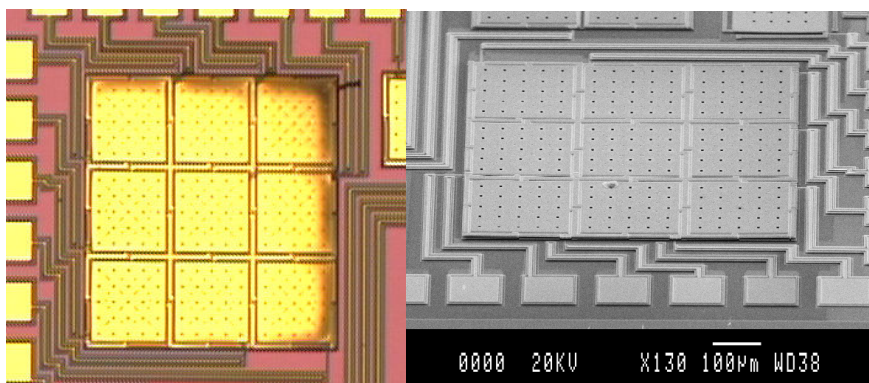


Figure 6-5 Photo optique et MEB du miroir

La Figure 6-6 représente l'interférogramme du miroir au repos. La continuité des franges confirme bien la continuité de la plaque malgré l'aspect segmenté que peut présenter la photographie avec le microscope optique. Cet interférogramme fait apparaître qu'un des actionneurs (ligne centrale à droite) est hors service et collé sur le substrat. Il apparaît que cet actionneur ne s'est pas écroulé verticalement, il semblerait plutôt qu'il ait « basculé ».

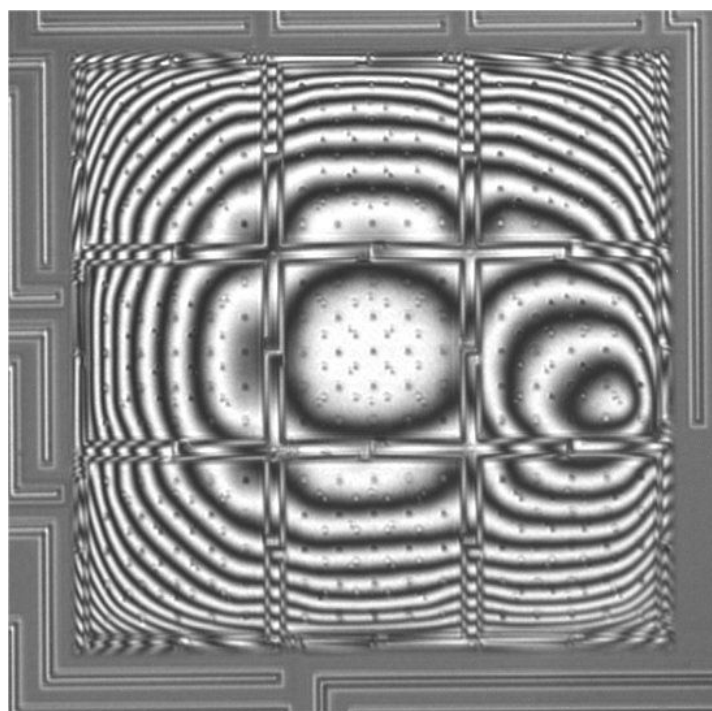


Figure 6-6 Interférogramme du micro-miroir déformable

6.1 Prototypé de micro-miroir déformable PolyMUMPS

Dans la Figure 6-7, la forme du miroir au repos révèle une courbure globale. L'interférométrie à balayage de phase à deux longueurs d'onde est utilisée pour les mesures afin de s'affranchir des problèmes de déroulement provoqués par les marches dues aux effets d'empreinte. Ces mesures confirment que la plaque est continue, une flèche de $w_{flèche}=3\mu m$ est mesurée conduisant à une courbure valant $K=0,038\pm0,002mm^{-1}$, plus faible que dans le cas des actionneurs. Cela peut être expliqué par le fait qu'il y a un lien fort entre les couches de Poly1 et de Poly2, chaque actionneur étant lié par dix plots d'attache à la plaque. L'augmentation de la rigidité par la couche de poly1 est très efficace mais cette courbure reste trop élevée pour une utilisation normale en optique adaptative. Cependant, si compenser cette courbure en déformant le miroir relève de l'impossible, on peut toujours, comme dans le cas du miroir « OKO », se placer autour d'une courbure moyenne. Il est important de rappeler que ce composant est un « prototype » et n'a pas pour but d'être intégré dans un système d'optique adaptative.

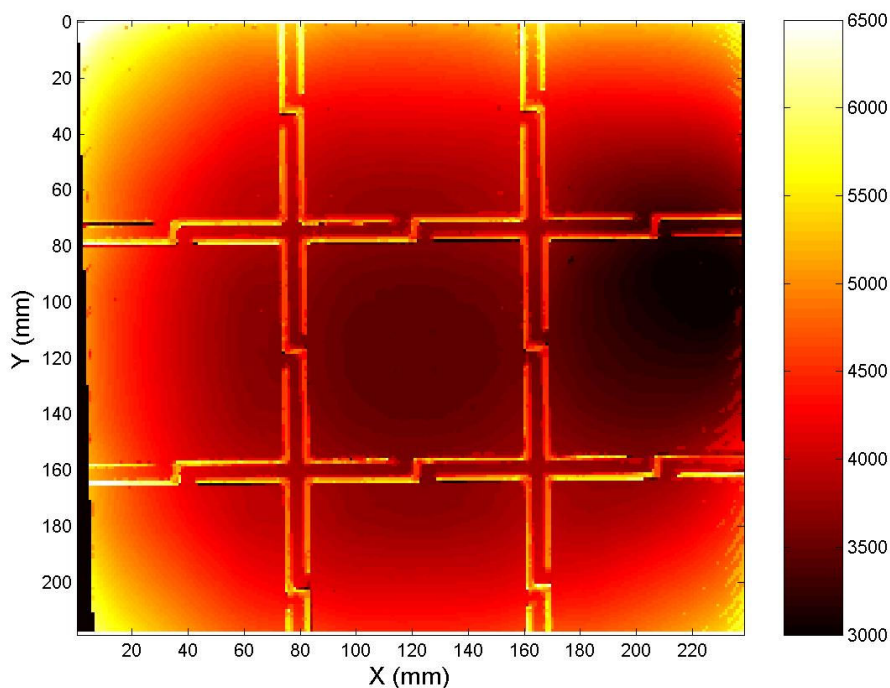


Figure 6-7 Forme au repos du micro-miroir déformable
L'échelle de couleur est en nanomètres, on reconnaît l'actionneur écroulé au milieu de la colonne de droite.

La Figure 6-7 montre bien que des valeurs aberrantes sont trouvées pour les zones où la pente est trop élevée. Mais l'entre-laçage des bras et la mise au même niveau de la couche électrode a permis la mesure de la surface avec un seul domaine de déroulement bien qu'elle présente des zones non-mesurables. L'effet d'empreinte est visible en détail (Figure 6-8) avec le microscope électronique à balayage au niveau de l'accroche des bras de ressort avec le plateau de l'actionneur. Son amplitude est typiquement de $2\mu m$ pour une largeur de $5\mu m$.

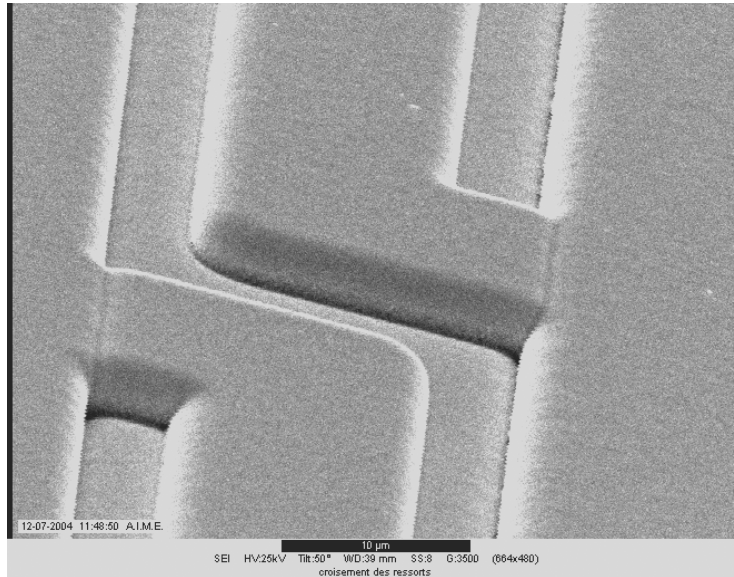


Figure 6-8 Photo MEB de l'effet d'empreinte
La zone imagée est la surface du miroir, l'effet d'empreinte dû aux bras de ressort (couche poly1) est clairement visible

6.1.3.2 Actionnement

Les cartes de déplacement obtenues lorsque l'on applique 25 volts successivement sur les différents actionneurs sont montrées dans la Figure 6-9. La zone où l'actionneur est écroulé est prise comme référence de déplacement nul. En l'absence de point de référence sur le composant, il reste possible de suivre le mouvement en plaçant le point de référence sur un composant voisin.

Trois classes d'actionneurs peuvent être identifiées: les actionneurs d'angle, les actionneurs latéraux et l'actionneur central. Les actionneurs angulaires présentent la plus grande déformation pour cette tension à cause des deux cotés libres. Les actionneurs latéraux présentent une déformation légèrement inférieure et l'actionneur central est notablement plus rigide. L'actionneur d'angle qui est le plus près du point d'altitude minimal (point de contact entre le substrat et l'actionneur collé) présente la déformation maximale en raison de son plus faible gap. Toutefois le plus intéressant est l'actionneur central. Cette dernière classe devient en effet dominante dans le cas d'un miroir avec un grand nombre d'actionneurs.

6.1 Prototypé de micro-miroir déformable PolyMUMPS

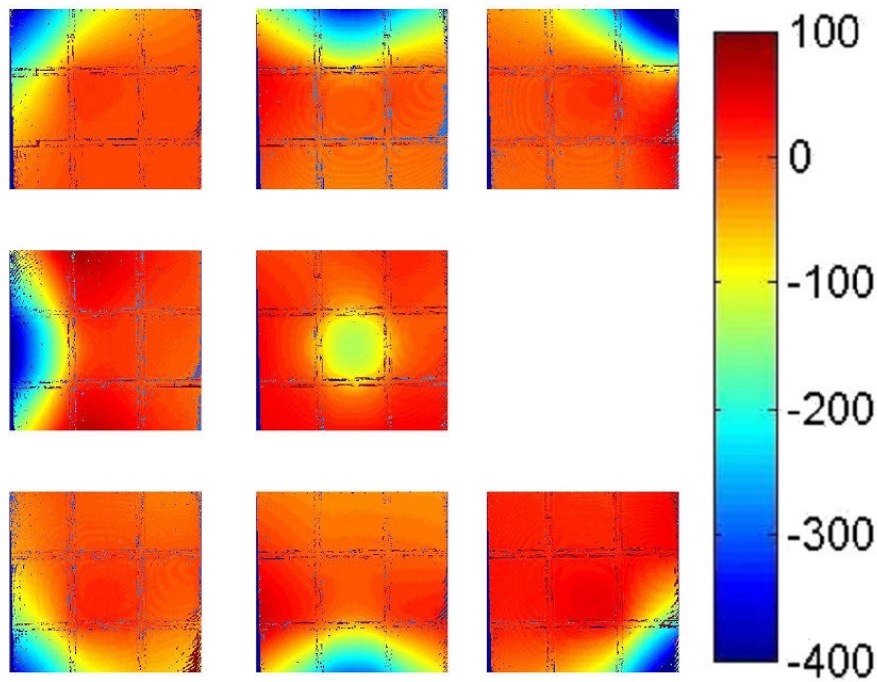


Figure 6-9 Fonctions d'influence pour V=25volts

Les cartes de déplacement présentées dans la Figure 6-9 peuvent être considérées comme les fonctions d'influence du miroir, même si la réponse n'est pas linéaire.

Dans la Figure 6-10 est montrée la déformation enregistrée pour l'actionneur central en fonction de la tension. Une déformation maximale de $w_{max}=350nm$ est obtenue pour 35 Volts, au-delà de cette valeur le risque de « pull-in » devient trop grand. La valeur nominale de cette déformation maximale devrait être $w_{max}=2\mu m/3=0.66\mu m$ mais comme noté auparavant, la valeur du *gap* réel est inférieure à la valeur nominale.

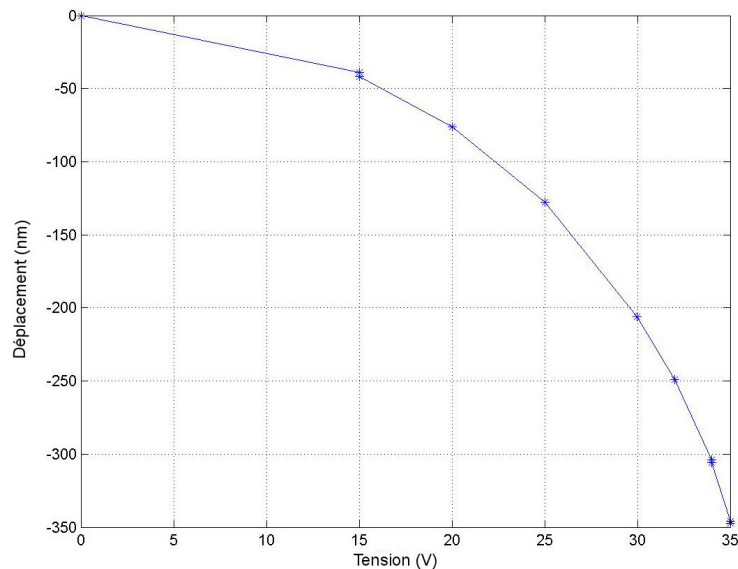


Figure 6-10 Courbe d'actionnement pour l'actionneur central

En optique adaptative, un miroir déformable considéré comme linéaire est caractérisé par ses fonctions d'influences, c'est à dire la déformation obtenue pour chaque actionneur pour une excitation unitaire. La réponse est supposée être linéaire avec l'excitation. Mais avec ce type de miroir déformable, le comportement n'est linéaire ni avec la tension, ni avec le carré de la tension. Une méthode de linéarisation doit donc être trouvée.

6.1.3.3 Effets des non-linéarités

L'électronique développée par la société Shaktiware est utilisée pour rendre linéaire le comportement de l'actionneur central, [136][137]. Le montage électronique est le même que celui requis pour l'actionneur polymère, voir paragraphe 5.3.3.3.

Dans le cas présent, $x_0=20V$, $y_0=65,78nm$ et la courbe de calibration est interpolée par la fonction $y=f(x)=-2,963185x+1,1833x^2-0,1219x^3+0,0066x^4-0,0017x^5+1,76E-6x^6$. La validité de l'interpolation est donnée par le coefficient de corrélation qui vaut $R^2=0,9998$ et l'écart-type entre la courbe de calibration et la courbe interpolée vaut $\sigma_{interpolation}=2,2nm$.

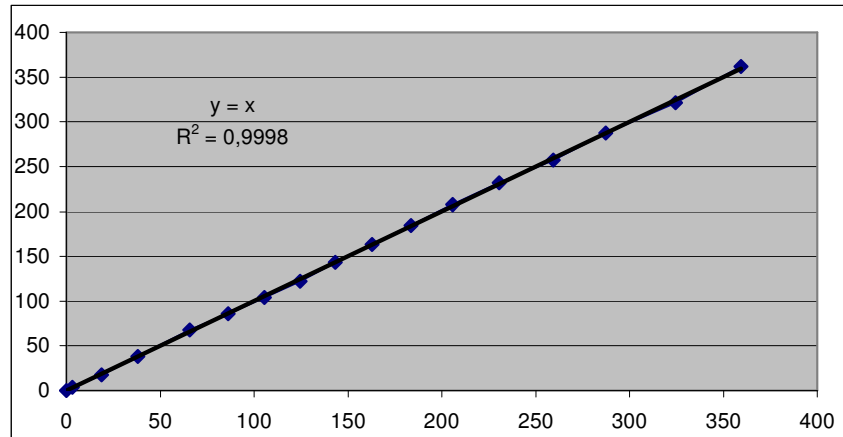


Figure 6-11 Interpolation de la courbe de calibration

Comme il a été vu au paragraphe 5.3.3.3, une tension d'offset $V_{offset}=20,0V$ doit être ajoutée. Un changement de variable conduit à la nouvelle fonction $Y=f(X)=6,9688X+0,2530X^2+0,0002X^3-0,0001X^4+3,8E-5X^5+61,8E-6X^6$. Ces paramètres rentrés, la courbe « Déplacement obtenu en fonction du déplacement demandé » est tracée dans la Figure 6-12. Pour faire ces mesures, il a été nécessaire d'utiliser la méthode de la moyenne des images et de la phase afin d'atteindre la limite ultime du banc en terme de résolution qui est de $\sigma_{banc}=1nm$ dans le cas de franges présentes sur le composant, voir paragraphe 4.3.6.

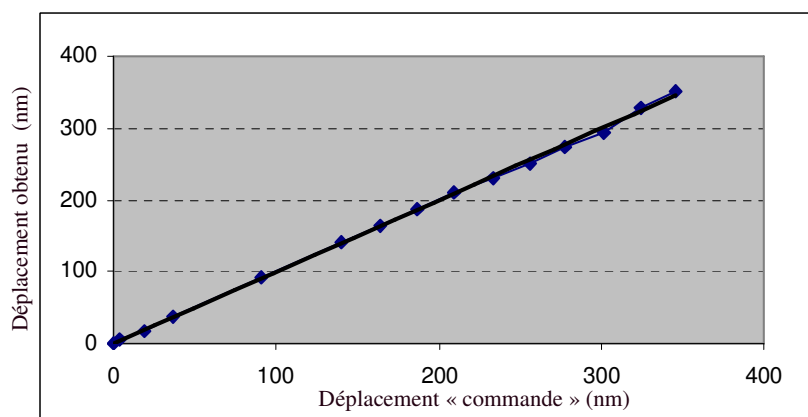


Figure 6-12 Linéarisation de l'actionnement

Le facteur de corrélation entre la droite demandée et la courbe expérimentale est de $R^2=0,9993$ et l'écart-type est de $\sigma_{total}=3,5nm$. L'erreur de l'interpolation avec la courbe de calibration donnait un écart-type de $\sigma_{interpolation}=2,2nm$. Les erreurs résiduelles sont très probablement dues à l'expérience. En effet, l'écart-type entre la courbe mesurée et la courbe d'interpolation de la calibration n'est plus que de $\sigma_{electronique+banc}=1,5nm$. Le comportement du

6.1 Prototypé de micro-miroir déformable PolyMUMPS

composant avec son électronique est donc reproductible avec une précision inférieure au nanomètre ($\sigma_{\text{électronique}} < 1\text{nm}$). Cette électronique remplit donc complètement sa fonction, il faut quand même retenir que la courbe de calibration doit être interpolée à un degré supérieur à l'ordre 6 et que la courbe d'actionnement du composant doit être reproductible ce qui est le cas pour ce composant. Ce résultat est donc très satisfaisant puisqu'il prouve que cette électronique peut complètement corriger les non-linéarités de l'actionnement. Le comportement des actionneurs étant linéarisé, les « fonctions d'influence » de ce miroir vont pouvoir être définies.

D'autre part, l'actionnement des actionneurs voisins provoque une modification du *gap* de l'actionneur d'intérêt. Et cela pour deux raisons : d'abord parce qu'il existe un facteur de couplage entre actionneur et son voisin, ensuite parce que l'actionnement est sensible à une modification du *gap*. Ce phénomène devra être analysé en détail en vue de l'intégration d'un micro-miroir déformable à actionnement électrostatique dans un système d'optique adaptative.

6.1.4 Simulation par éléments finis

Deux modèles ont été développés pour simuler le comportement de ce composant : un modèle de plaque où seule la couche miroir est simulée, les actionneurs étant considérés comme des ressorts ponctuels ; et un modèle utilisant les coques où toute la géométrie est intégrée.

6.1.4.1 Modèle de plaques

Géométrie et maillage

Le micro-miroir déformable est simulé par une plaque de surface $688 \times 688 \mu\text{m}^2$ pour une épaisseur de $1,5 \mu\text{m}$. L'effort exercé par les actionneurs sur la plaque s'applique au niveau des dix plots d'attache ponctuels. Une sur-épaisseur de $2 \mu\text{m}$ de la plaque est placée au niveau des actionneurs afin de prendre en compte l'augmentation de la rigidité due aux liaisons multiples.

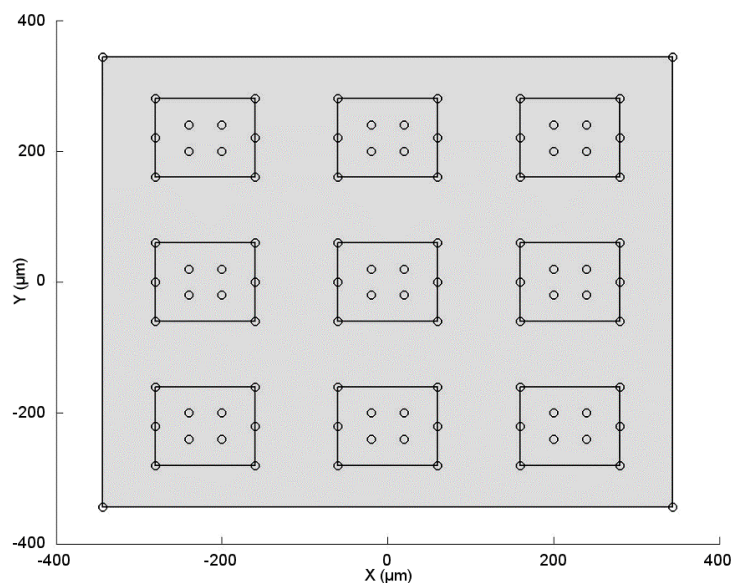


Figure 6-13 Géométrie utilisée dans la simulation « plaque »

Sur chaque plot d'attache, une constante de rappel $k_{réparti}$ et un couple de rappel $C_{réparti}$ dus à l'actionneur sous-jacent sont définis par les formules (6.1). Ces équations sont basées sur la physique de l'actionneur mais ne sont qu'approximatives. L'actionneur se déformant, il est difficile de connaître exactement la force et le couple de rappel pour chaque plot.

$$k_{réparti} = \frac{N_{bras} E L_{bras} t_{actionneur}^3}{L_{bras}^3 Nombre_attache} \quad (6.1)$$

$$C_{réparti} = k_{réparti} \left(\frac{L_{actionneur}}{2} \right)^2$$

La modélisation de l'actionneur écroulé est réalisée en appliquant une condition de déplacement hors du plan nul pour un des plots d'attache de cet actionneur. Le maillage est tout à fait satisfaisant, les limites de calcul de l'ordinateur sont loin d'être atteintes. Si les résultats sont jugés cohérents, cette géométrie pourra donc être extrapolée à un plus grand nombre d'actionneurs.

Statique

Aucun résultat concluant sur la forme statique n'a pu être obtenu avec ces simulations. Du fait des épaisseurs différentes, l'introduction du gradient thermique (voir paragraphe 5.2.2) est complètement faussée.

Actionnement

A la différence des actionneurs, ce miroir ne possède pas de zone restant totalement immobile (déplacement inférieur à 10nm) lorsque l'on applique une tension. Il faut donc choisir une référence pour comparer les résultats expérimentaux et simulés. On va choisir arbitrairement le point central, même si celui-ci se déplace. Au niveau des mesures, tout déplacement est quantifié par rapport à la zone où l'actionneur s'est écroulé. Pour les simulations, le déplacement « zéro » est fixé par le point contraint en z .

Dans la Figure 6-15 bas, sont représentées les cartes de déplacement obtenues lorsque 35 volts sont appliqués sur l'actionneur central dans le cas de la mesure expérimentale (gauche) et dans le cas de la simulation (centre). La différence entre les deux cartes est présentée dans la figure de droite. Les bords de la fonction d'influence sont plus plats dans le cas expérimental que dans la simulation.

Dans le profil présenté dans la partie gauche de la Figure 6-14, ce changement de pente est particulièrement visible. L'écart entre la mesure et la simulation est maximal au niveau du bord de l'actionneur central avec ses voisins. Ces profils sont tout de même suffisamment cohérents entre eux pour pouvoir évaluer la réponse de cette classe d'actionneurs sur un miroir ayant une géométrie différente de celle mesurée.

La courbe d'actionnement est présentée dans la partie droite de la Figure 6-14. Il apparaît que si les points ne coïncident pas exactement, la forme de la courbe confirme la valeur du gap ($gap=2,1\mu m$) pour cet actionneur.

6.1 Prototypé de micro-miroir déformable PolyMUMPS

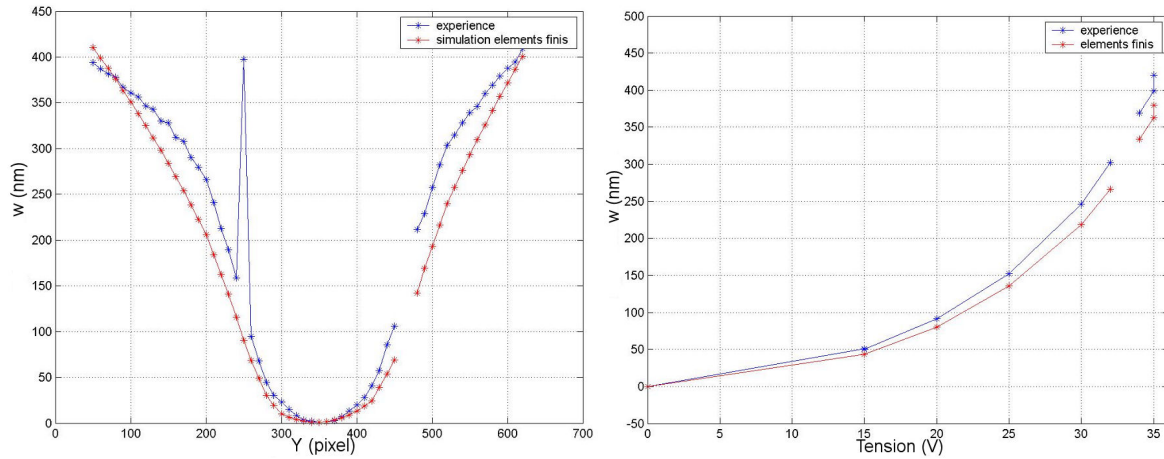


Figure 6-14 Comparaison mesure expérimentale/ modélisation « plaque » pour l'actionneur central

Gauche : Profil du déplacement obtenu pour 35V,
Droite : Courbe d'actionnement

Dans le cas d'un actionneur latéral, pour 28,5volts appliqués, les cartes de déplacement pour l'expérience (gauche) et pour la simulation (centre) sont présentées dans la Figure 6-15 (rangée du milieu), la différence entre ces deux cartes étant présentée à droite. Il apparaît que si la simulation donnait des résultats acceptables avec un actionneur central, ce n'est plus le cas pour cette classe d'actionneur. La forme expérimentale est plus large parallèlement au bord libre, et moins profonde dans la direction perpendiculaire. Ces résultats de simulations ne pourront donc pas être extrapolés.

Dans le cas d'un actionneur d'angle, pour 28 volts appliqués, l'étude des cartes de déplacement (voir Figure 6-15 haut) conduit à des conclusions similaires à celles obtenues avec les actionneurs latéraux.

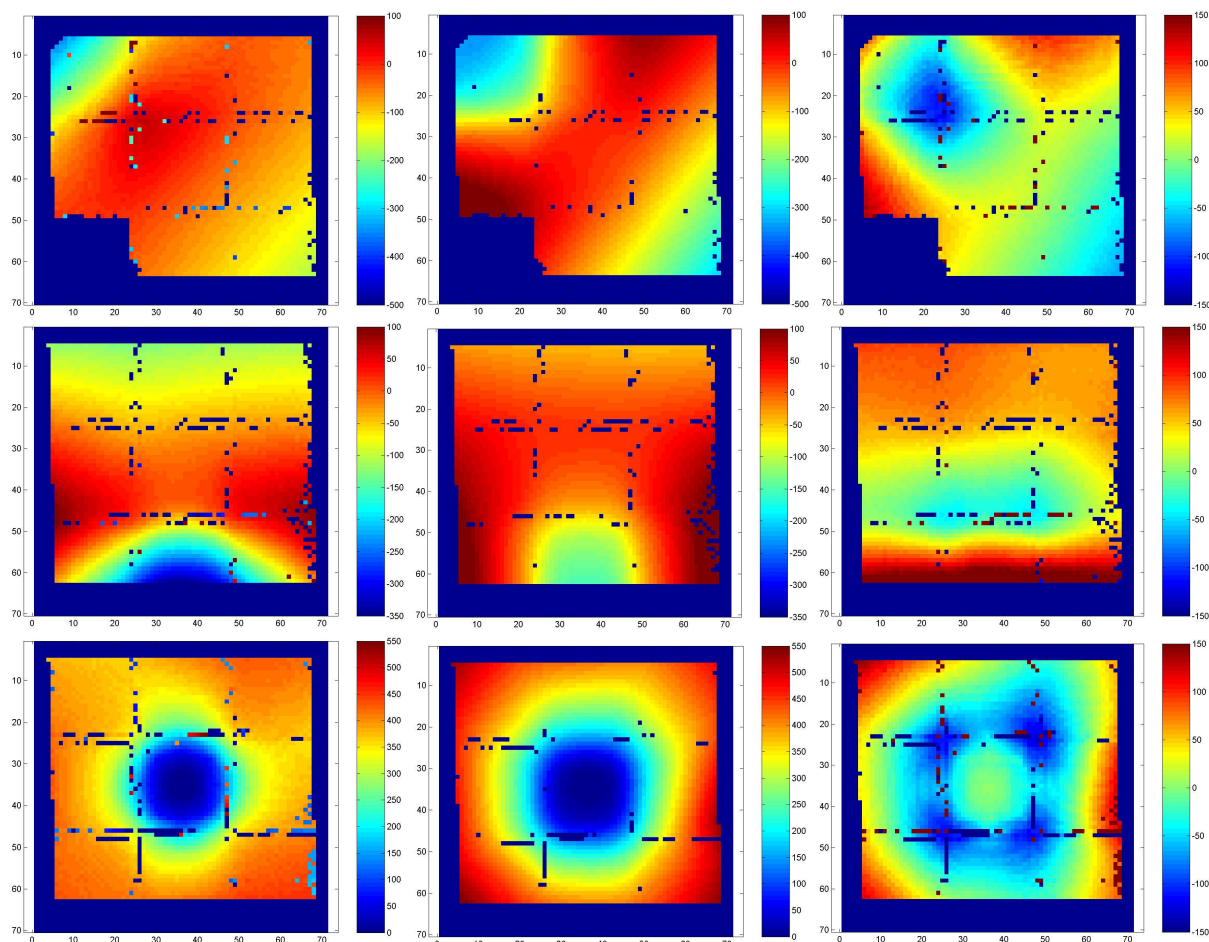


Figure 6-15 Comparaison simulation/caractérisation pour le prototype PolyMUMPS pour le modèle « plaque »

Gauche : Carte mesurée expérimentalement
 Centre : carte simulée par éléments finis (modèle « plaque »)
 Droite : Différence entre les deux cartes
 Haut : Comparaison actionneur d'un coin
 Milieu : Comparaison actionneur latéral
 Bas : Comparaison actionneur central

Dynamique

La géométrie n'étant pas représentée de manière réaliste, des simulations dynamiques ne sont pas quantitatives mais permettent d'avoir un ordre de grandeur. La première fréquence de résonance trouvée se situe autour de 50kHz. Cela nous autorise à penser qu'un miroir de ce type n'aurait aucune difficulté à répondre aux spécifications dynamiques.

En conclusion, ce modèle donne des résultats intéressants pour l'actionneur central mais il n'est pas du tout concluant pour les autres classes d'actionneurs. Il pêche peut-être au niveau de la physique de l'actionneur. Il est donc important de développer un modèle plus complet intégrant toute la géométrie du miroir déformable et les contraintes dans les différentes couches.

6.1.4.2 Modèle de coques

On peut simuler des structures ne se résumant pas à une structure bi-dimensionnelle avec ce que FEMLAB appelle les « shells » qui se traduisent par le terme de coque. Toutefois, ce modèle de simulations n'est utilisé que pour simuler un composant constitué d'un ensemble de plaques.

Géométrie et maillage

La géométrie complète est prise en compte : des bras des actionneurs à la couche miroir en passant par les plots d'attaches. Tous les éléments de cette géométrie sont simulés par des plaques, ce qui est justifié vu leur forme, excepté pour les plots d'attache. Ceux-ci étant très larges ($10 \times 10 \mu\text{m}$) et très fins ($0,75 \mu\text{m}$), leur déformation peut de toute manière être considérée comme négligeable.

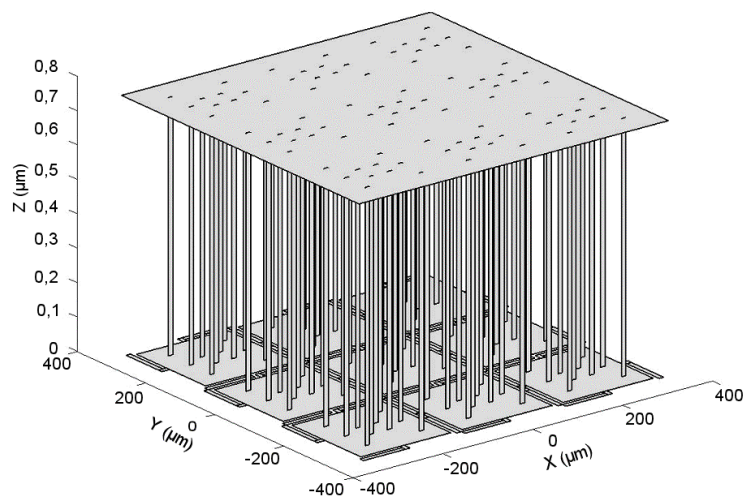


Figure 6-16 Géométrie utilisée dans la simulation « coque »

La géométrie étant très complexe, des problèmes de maillage se posent. Le maillage le plus lâche proposé par FEMLAB doit être choisi afin de pouvoir réaliser cette simulation sur un PC de bureau standard.

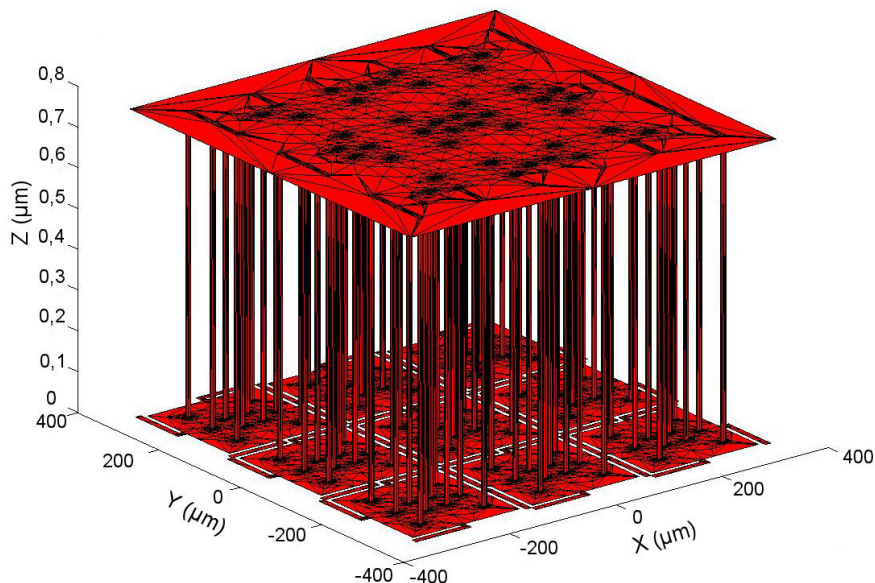


Figure 6-17 Maillage du système « coque »

Statique

Comme dans le cas des actionneurs, le gradient de contrainte $\Delta\sigma/\Delta z$ dans la couche miroir est modélisé par le biais d'un gradient de température $\Delta T/\Delta z$ au niveau de la deuxième couche. Il semble difficile d'obtenir la forme causée par l'écroulement de l'actionneur. Des tentatives d'application d'une force constante, d'application de conditions aux limites sur le déplacement vertical se sont révélés infructueuses.

La forme statique est alors analysée selon un profil vertical comme présenté dans la Figure 6-18. Le gradient thermique $\Delta T/\Delta z$ ajusté sur les résultats expérimentaux est identique à celui utilisé pour les actionneurs. Cela confirme que :

- Le gradient de contrainte est le même pour toute la puce,
- Une courbure inférieure à celle observée sur les actionneurs est bien due à l'augmentation de la rigidité par la couche actionneur.

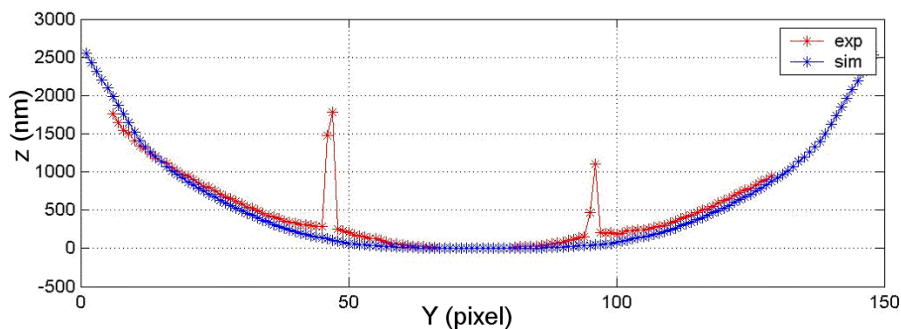


Figure 6-18 Coupe verticale de la forme statique

Actionnement

Les cartes de déplacement obtenues avec le modèle des coques sont très proches de celles obtenues avec le modèle des plaques. Comme précédemment, cette modélisation est réaliste dans le cas de l'actionneur central, mais n'est pas concluante pour les autres classes d'actionneurs.

Dynamique

La mémoire vive de l'ordinateur utilisé n'est pas suffisamment importante pour pouvoir réaliser des simulations dynamiques avec une telle géométrie.

6.1.4.3 Comparaison des modèles de simulations

Les résultats obtenus avec les deux modèles peuvent être comparés. Il apparaît dans la Figure 6-19 que pour l'actionneur central, les deux simulations donnent des résultats très proches. Cela démontre que la simulation avec la plaque, bien que plus simple, constitue un modèle satisfaisant pour simuler toute la géométrie du micro-miroir déformable. L'actionneur central, comme il a déjà été précisé, est l'actionneur type d'un miroir ayant plus de 3x3 actionneurs.

6.1 Prototype de micro-miroir déformable PolyMUMPS

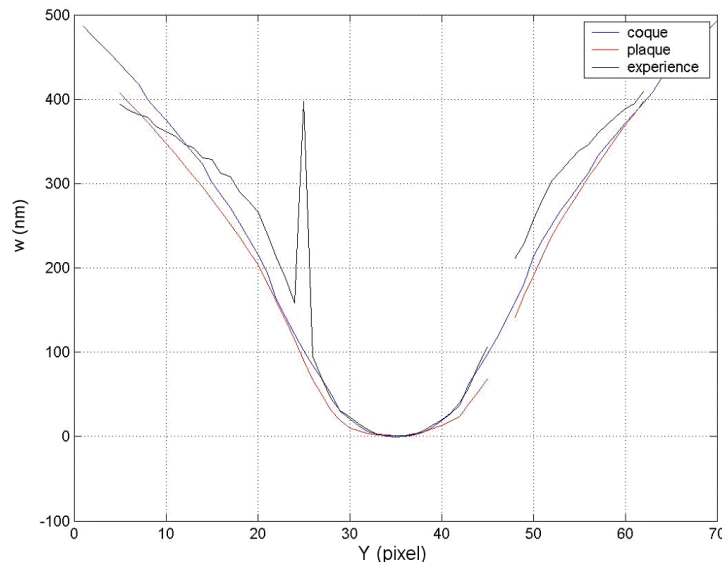


Figure 6-19 Coupe verticale de la fonction d'influence de l'actionneur central avec 35 volts

Le modèle des coques est le plus complet et donne des résultats satisfaisant sur la forme statique mais la complexité de la géométrie est telle qu'il est impossible d'extrapoler le moindre résultat, neuf actionneurs semblant le maximum que notre PC actuel puisse résoudre avec FEMLAB. D'autre part, malgré le nombre de paramètres intégrés à la simulation, le calcul des déformations donne des résultats assez éloignés de la réalité. Dans le cas d'un miroir déformable, le modèle des plaques est donc le plus intéressant pour le calcul des déformations car il donne des résultats proches de la réalité mais avec une géométrie et un maillage beaucoup plus simple. Cependant, les valeurs des forces et des couples de rappel sont complexes à évaluer.

L'écart avec les mesures expérimentales n'est, toutefois, pas encore expliqué. Pour en connaître l'origine, différentes pistes s'offrent à nous sachant que dans le cas des simulations coques, toute la géométrie du micro-miroir déformable ainsi que les contraintes résiduelles dans le composant ont été prises en compte :

- La première piste est que la théorie mathématique utilisée par ces simulations ne décrit pas suffisamment bien la physique de l'actionnement. En considérant le cas des déformations très faibles, on a voulu voir si la mécanique non-linéaire rentrait en jeu mais ce n'est pas le cas.
- La deuxième piste vient du fait que la courbure du composant a pu modifier le comportement du composant (passage à la théorie des coques). Il faut toutefois se rappeler que la simulation et l'expérience étaient complètement en accord dans le cas des actionneurs.
- La troisième piste basée sur l'hypothèse de conditions aux limites différentes entre le modèle et la réalité a aussi été évaluée et écartée.
- Une quatrième piste concernant la présence de contacts physiques entre les différentes structures du composant reste à considérer.

Parmi ces quatre pistes, les trois premières ont été évaluées et n'ont pas donné de résultats satisfaisants. La seule piste restant envisageable est donc la présence de contacts physiques dans le composant. Ces contacts ne seraient pas provoqués par le dessin des masques mais par les déplacements engendrés lors de la libération des contraintes, c'est-à-dire lors de la gravure des couches sacrificielles.

6.1.4.4 Conclusion sur la simulation

La quatrième piste étant identifiée comme la plus crédible, il est introduit, dans le modèle de simulation « plaque », des forces de rappels au niveau des points rouges et des barres bleues sur la Figure 6-20. Ces zones représentent des contacts physiques au cœur du composant. Les forces de rappel introduites dans ces zones ont été ajustées afin de correspondre au mieux aux mesures expérimentales.

La Figure 6-20 (droite) présente le profil vertical du déplacement obtenu lorsque l'on applique 25 volts sur l'actionneur central. La courbe bleue est le résultat issu de la mesure (présence d'un pic erroné au niveau de l'effet d'empreinte des bras de ressort) et le profil rouge est le résultat de la simulation. La comparaison de ces résultats à ceux présentés dans la Figure 6-14 et dans la Figure 6-19, montre que l'accord entre simulation et caractérisation est ici bien meilleur que précédemment. Le décalage précédemment observé était donc bien dû à la non-prise en compte des contacts physiques dans le composant.

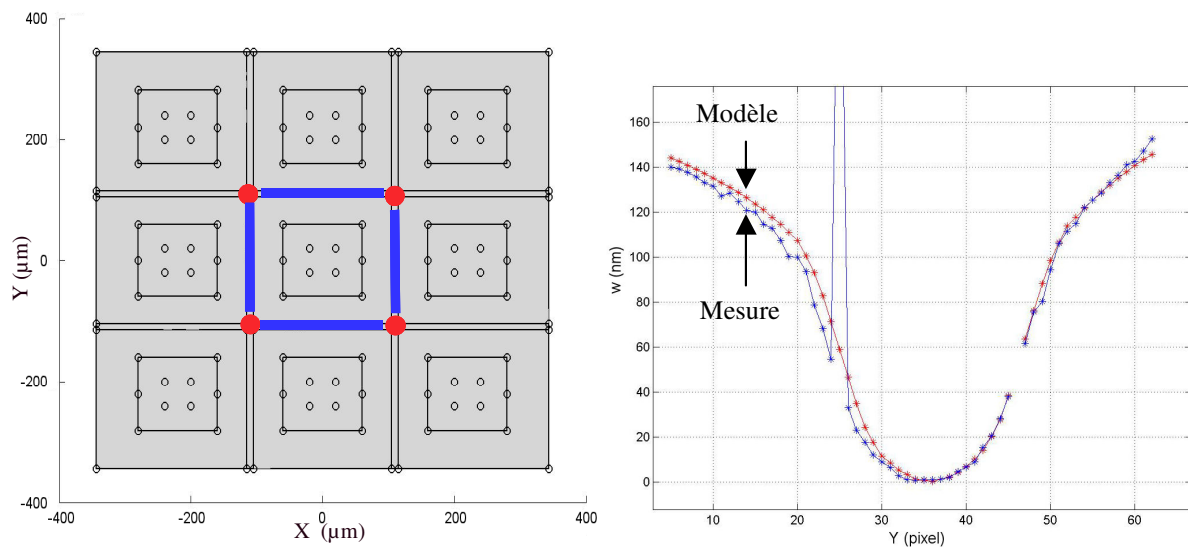


Figure 6-20 Modélisation « plaque » du prototype avec des contacts

Gauche : Géométrie de la simulation, les points rouges et les barres bleues représentent les zones de contact

Droite : Profil du déplacement obtenu pour 25V sur l'actionneur central. Le profil en bleu est le profil mesuré, le profil rouge est le profil simulé

Comme précédemment, ces comparaisons sont aussi effectuées pour toutes les classes d'actionneurs. La Figure 6-21 présente les nouvelles cartes de déplacement obtenus lorsque 25 volts sont appliqués pour les trois classes d'actionneurs (d'angle, latéral, central). Les résultats des simulations sont présentées dans la colonne de gauche, les résultats de caractérisation dans la colonne du centre et la différence entre ces deux résultats dans la colonne de droite. Il apparaît qualitativement que l'accord entre la simulation et la caractérisation est bien meilleur pour les trois classes d'actionneurs que celui présenté précédemment. Le meilleur accord est obtenu pour l'actionneur central avec un écart-type de 20nm, la forme en croix de la déformation apparaît clairement. Pour l'actionneur d'angle, la remontée de l'actionneur central est bien visible, l'écart-type entre simulation et caractérisation est de 25nm. L'actionneur latéral présente des résultats légèrement moins bons mais une nette amélioration est visible, l'écart-type est réduit à 35nm.

6.1 Prototypé de micro-miroir déformable PolyMUMPS

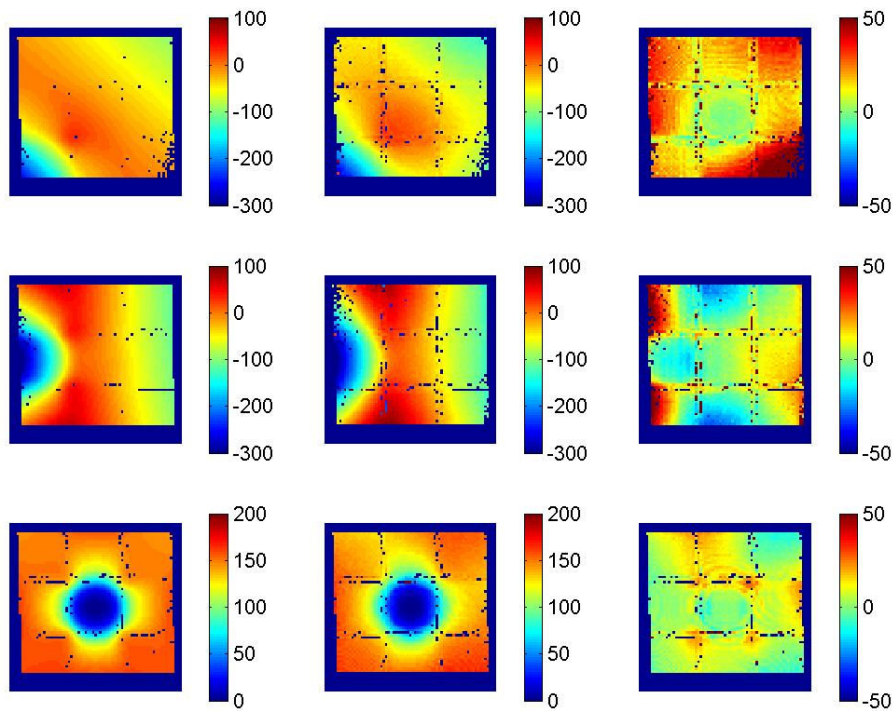


Figure 6-21 Comparaison simulation/caractérisation pour le prototype PolyMUMPS

modèle « plaque » en présence de contacts dans le composant

Gauche : Cartes mesurées expérimentalement

Centre : Cartes simulées par éléments finis (modèle « plaque »)

Droite : Différence entre les deux séries de cartes

Haut : Comparaison actionneur d'un coin

Milieu : Comparaison actionneur latéral

Bas : Comparaison actionneur central

6.2 Extrapolation vers un nouveau micro-miroir déformable

En utilisant le modèle des plaques qui donne des résultats réalistes pour l'actionneur central, le comportement de micro-miroirs déformables est extrapolé. Cependant, à la différence du cas des actionneurs, ces extrapolations ne peuvent conduire qu'à des ordres de grandeur.

Un micro-miroir déformable comportant 5×5 actionneurs est modélisé. L'espace inter-actionneurs est de $500\mu\text{m}$ et les actionneurs comportent quatre bras de $250\mu\text{m}$ de long pour $25\mu\text{m}$ de large. Le comportement d'une telle géométrie est analysé en fonction de l'épaisseur des couches structurales, du matériau utilisé et du gap .

Le cas d'un miroir réalisé avec le procédé L.A.A.S. est étudié, le gap vaut $gap=10\mu\text{m}$, et l'épaisseur des couches structurales en SU-8 est de $t_{couche1}=t_{couche2}=10\mu\text{m}$. Un déplacement du point central de $w=0,5\mu\text{m}$ est obtenu pour $V=200\text{V}$. Ces résultats peu satisfaisants sont dus à une couche miroir trop rigide.

Afin d'augmenter la course, l'épaisseur des couches structurales doit être diminuée. Des épaisseurs de couche de SU-8 de $t_{couche1}=t_{couche2}=2\mu\text{m}$ sont réalisables. Le gap est augmenté à $gap=15\mu\text{m}$ pour augmenter la course maximale. Les résultats obtenus sont satisfaisants puisqu'une tension $V=55\text{V}$ entraîne un déplacement du point central de $w=3600\text{nm}$. La fonction d'influence obtenue pour un tel miroir est présentée dans la Figure 6-22.

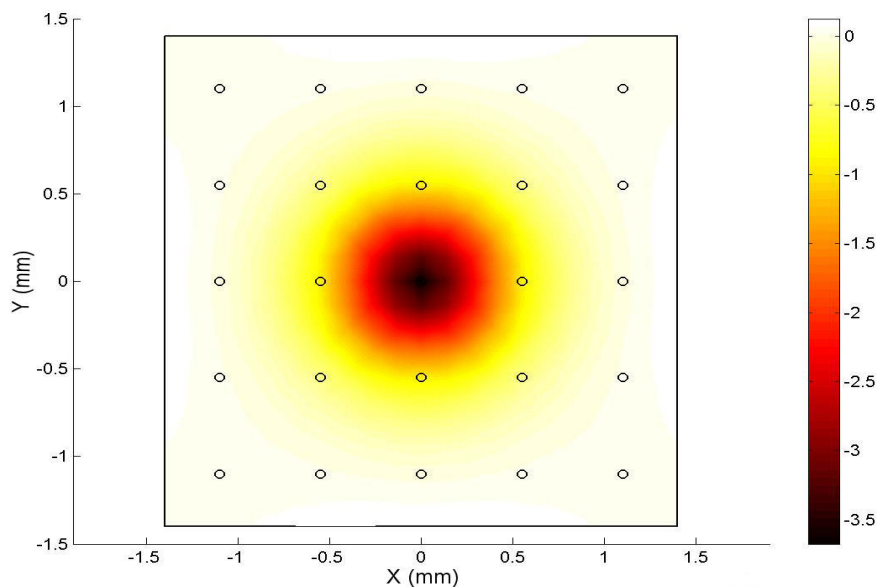


Figure 6-22 Carte des déplacement hors-du-plan obtenue pour 55 volts sur l'actionneur central en microns

Si le matériau choisi avait été du silicium poly-cristallin, pour une structure identique et une tension identique, le déplacement ne serait que de $w=80\text{nm}$. Le choix du matériau SU-8 est donc totalement justifié.

6.3 Caractérisation du miroir déformable « OKO »

Les miroirs déformables « OKO » sont potentiellement de bons candidats pour le projet Falcon, [139]. Ce choix s'appuie principalement sur le faible encombrement et le bon rapport qualité-prix de ce composant. Une description du projet Falcon a été faite dans le paragraphe 1.2.3.5. Ce projet consiste à réaliser une quinzaine de boutons d'optique adaptative assurant une correction, en boucle ouverte, du front d'onde de type « optique adaptative multi-conjuguée ». Dans ce cadre, une caractérisation de ce miroir est cruciale. Nous avons effectué les mesures suivantes :

- Forme statique
- Rugosité
- Défauts locaux
- Actionnement
- Course (d'un actionneur, du miroir, inter-actionneurs)
- Fonctions d'influence (fonctions d'influence, couplage inter-actionneurs, modes propres du miroir)
- Précision d'actionnement (reproductibilité, hystérésis, stabilité)
- Comportement dynamique

Excepté le comportement dynamique qui est analysé avec l'interférométrie moyennée dans le temps, toutes ces mesures sont réalisées avec l'interférométrie à balayage de phase en mode simple dans la configuration grand champ. Ce miroir devant être utilisé en boucle ouverte, la reproductibilité et la stabilité de l'actionnement apparaissent comme étant les points critiques.

6.3.1 Données constructeur

Ce miroir a été décrit en détails dans le chapitre 2 de ce manuscrit dans le cadre des micro-miroirs déformables à membrane. C'est un miroir basé sur la déformation d'une membrane continue par un champ électrostatique. Ce miroir comporte 37 actionneurs et le diamètre de la membrane est de 15mm. Deux exemplaires sont étudiés pour cette caractérisation système. Pour le premier, la tension maximale spécifiée par OKO est de $V_{max1}=150\text{ volts}$, pour le second elle est de $V_{max2}=220\text{ volts}$. Ces tensions maximales sont spécifiées de façon à ce que la déformation maximale du miroir soit à peu près identique d'un miroir à l'autre. Les différences entre ces miroirs sont causées par un manque de reproductibilité du procédé de fabrication.

6.3.2 Electronique de commande

Une électronique 8-bit a été achetée auprès de la société OKO (Figure 6-23). Huit bits ne semblent pas suffisants pour réaliser une caractérisation précise du comportement du composant. De plus, le projet Falcon impose une résolution meilleure que 10nm.

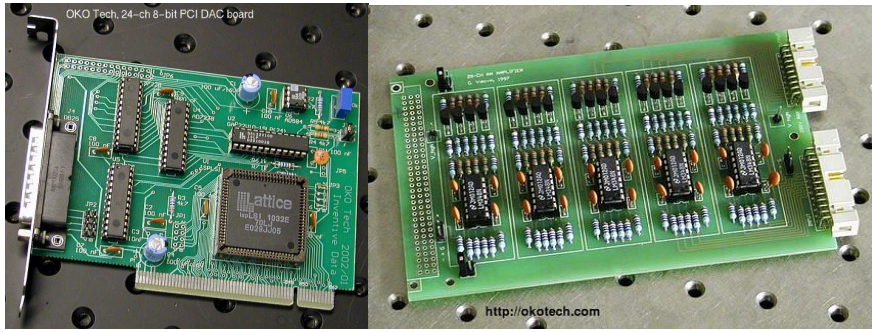


Figure 6-23 Electronique OKO

Une électronique 12-bit, conçue par la société Thalès, a donc été réalisée, voir Figure 6-24. La précision de l'actionnement est donc de $\Delta V = 220/4096 = 54 \text{ mV}$. Pour une déformation maximale de $w_{\max} = 7 \mu\text{m}$ pour $V_{\max} = 220\text{V}$ (pire cas), la précision d'actionnement vaut donc $\Delta w_{\max} = 3,4 \text{ nm}$ selon la loi (5.2). A titre de comparaison, dans la même configuration, l'électronique 8-bit OKO donnerait une précision de $\Delta w_{\max} = 55 \text{ nm}$.

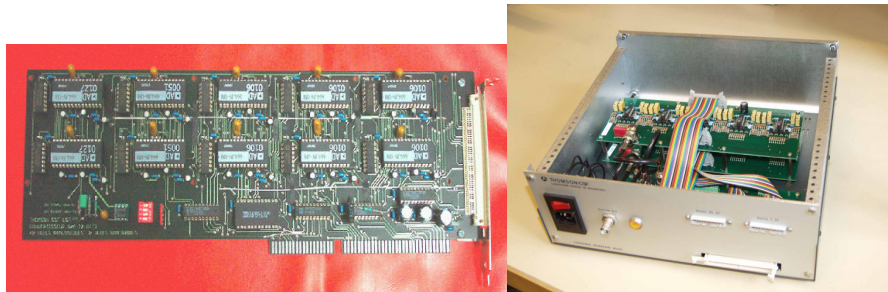


Figure 6-24 Electronique Thalès

6.3.3 Données mesurées

6.3.3.1 Forme statique

Qualité optique

Lorsqu'aucune tension n'est appliquée sur les électrodes, la membrane présente une figure d'astigmatisme de 650nm pic-à-vallée, voir Figure 6-25. Cette forme est provoquée par la combinaison des contraintes différentielles dans la membrane et des contraintes additionnelles causées par l'assemblage de la plaquette de silicium sur le circuit imprimé, où sont placées les électrodes.

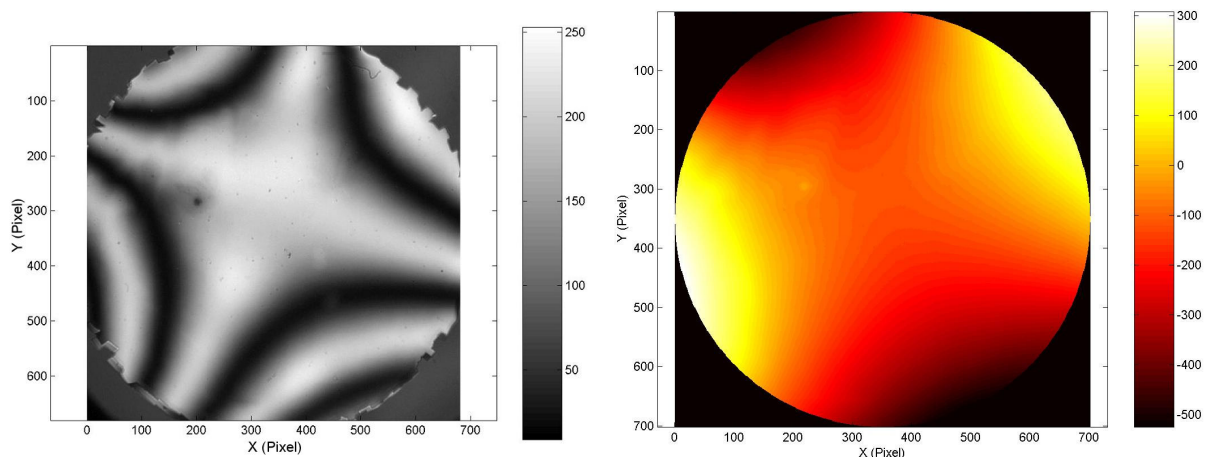


Figure 6-25 Forme statique : interférogamme et forme reconstruite

Rugosité

La mesure de rugosité est réalisée avec un instrument commercial. Des valeurs de $Ra = 3 \text{ nm}$ et de $Rq = 5,5 \text{ nm}$ ont été mesurées. Toutefois, ces valeurs sont proches de la résolution limite de l'instrument. En conséquence, le miroir « OKO » présente une rugosité de $Ra < 3 \text{ nm}$ et $Rq < 5,5 \text{ nm}$.

Défauts locaux

Du fait de l'utilisation d'un procédé de fabrication mature pour la fabrication de la membrane, aucun défaut local n'est visible. Mais ce miroir doit être conservé et utilisé dans un environnement propre afin d'éviter au maximum le dépôt de poussière sur la surface. Cette membrane ne peut en aucun cas être nettoyée du fait de sa fragilité.

6.3.3.2 Course de l'actionnement

Course d'un actionneur

La course d'un actionneur est obtenue en appliquant la tension maximale et en soustrayant la carte statique à la carte après déformation, voir Figure 6-26. Pour le premier miroir, la course des actionneurs vaut $w_{\text{actionneur}} = 504 \text{ nm} \pm 54 \text{ nm}$ pour $V_{\text{max}1} = 160 \text{ V}$; pour l'actionneur central, une course de $w_{\text{central}} = 502 \text{ nm}$ est mesurée. Pour le second miroir, la course des actionneurs vaut $w_{\text{actionneur}} = 562 \pm 45 \text{ nm}$ pour $V_{\text{max}2} = 220 \text{ V}$; et $w_{\text{central}} = 561 \text{ nm}$ pour l'actionneur central. Les variations dans les valeurs de la course sont dues à la géométrie du miroir (planéité, parallélisme de la cale d'épaisseur placée entre la plaquette de silicium et le circuit imprimé).

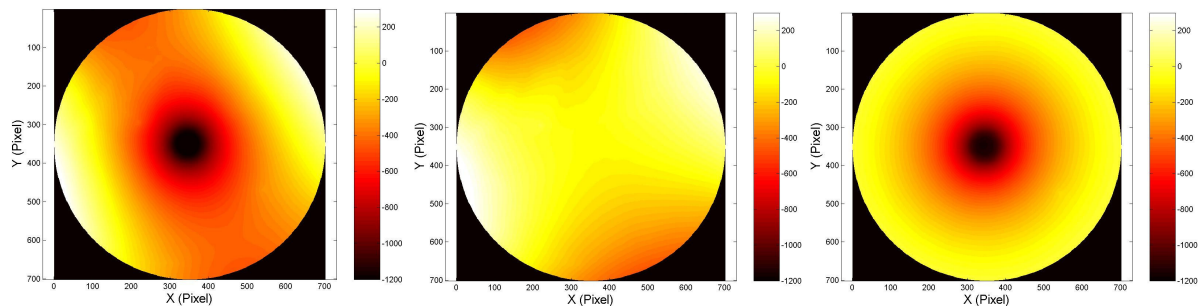


Figure 6-26 Forme statique, forme actionnée et fonction d'influence

Déformation maximale

La déformation maximale est obtenue lorsque les 37 électrodes sont alimentées par la tension maximale (160 volts ou 220 volts), conduisant à une action collective et cumulative. Une déformation maximale de $w_{\text{max}} = 6,02 \mu\text{m}$ est mesurée pour le premier miroir (Figure 6-27), et $w_{\text{max}} = 6,92 \mu\text{m}$ pour le second, ces déformations étant nettement supérieures à la course d'un actionneur unique. La forme observée correspond au premier mode du miroir. Il est important de noter que lorsque tous les actionneurs sont excités, la surface n'est pas plate mais concave.

Course inter-actionneurs

La course inter-actionneurs est mesurée lorsque le motif le plus difficile à réaliser est appliqué au miroir. Ce motif est identifié comme étant un damier. L'amplitude maximale mesurée est de $w_{\text{inter-actionneurs}} = 150 \text{ nm}$ d'un actionneur à l'autre (Figure 6-27). Ce damier correspond au mode miroir le plus élevé.

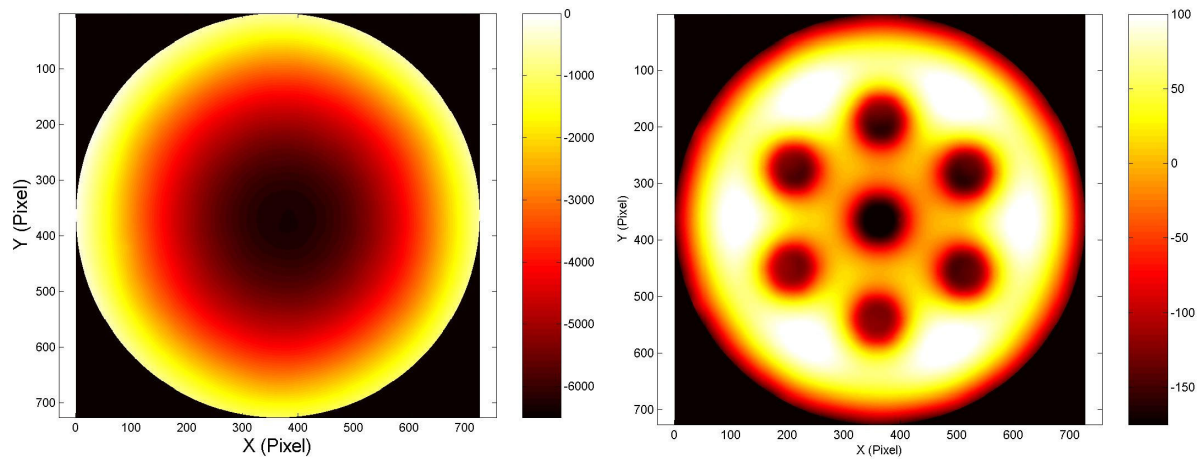


Figure 6-27 Course du miroir OKO
Gauche : Déformation maximale; Droite : Course inter-actionneurs

Ces courses sont trop faibles pour que ce miroir déformable soit utilisé dans l'instrument VLT/Falcon. Elles sont par contre largement satisfaisantes pour réaliser une démonstration de concept sur le banc d'optique adaptative Sésame de l'Observatoire de Paris-Meudon, [140].

6.3.3.3 Fonctions d'influence

Fonctions d'influence

Les fonctions d'influence (cf. paragraphe 1.3.5.) sont calculées à partir des mesures de la déformée pour différentes tensions. Une régression linéaire du déplacement en fonction du carré de la tension appliquée est effectuée pour chaque pixel. La carte des coefficients de régression linéaire représente la fonction d'influence, c'est-à-dire la déformée que l'on obtient lorsque l'on applique une commande unitaire ($1 V^2$) sur un actionneur. Cette procédure est reprise à l'identique pour les 37 actionneurs. La Figure 6-28 montre les 37 fonctions d'influence, la position des électrodes est repérée par un rond. Ces fonctions d'influences sont actuellement étudiées par l'équipe Falcon afin d'évaluer les performances d'un système Falcon utilisant ce miroir déformable.

6.3 Caractérisation du miroir déformable « OKO »

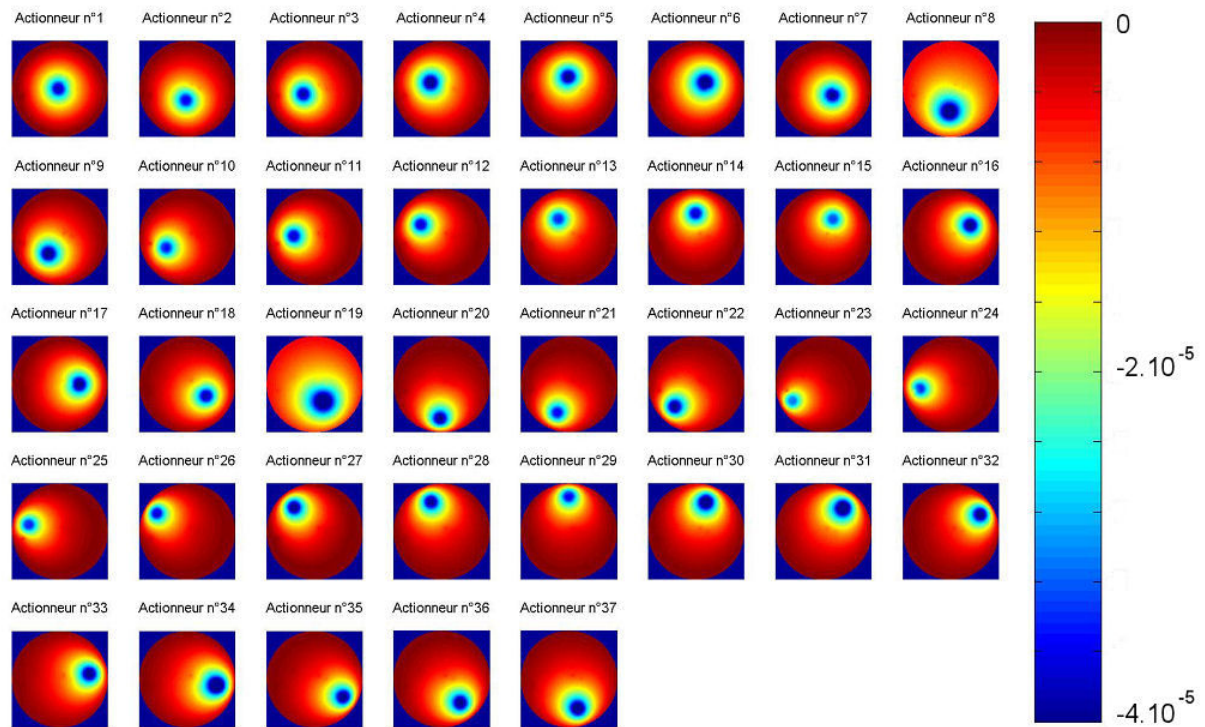


Figure 6-28 Fonctions d'influence du miroir OKO
Cartes de déplacement en nanomètres obtenues lors de l'application d'une commande unitaire, dans le cas présent 1 V^2 , sur les 37 actionneurs

Remarquons que pour le calcul de la fonction d'influence d'un miroir linéaire, la régression linéaire se fait en fonction de la tension et non du carré de la tension. Dans le cas des miroirs dont le comportement a été rendu linéaire par l'électronique de la société Shaktiware, ce calcul s'effectue à partir d'une grandeur linéaire : la consigne en position.

Couplage inter-actionneurs

Le facteur de couplage entre un actionneur et ses voisins est de 0,6 environ pour le premier anneau, 0,3 pour le deuxième et 0,15 pour le troisième anneau, voir Figure 6-29.

Modes propres du miroir

A partir de ces trente sept fonctions d'influence, la matrice d'action est constituée. Celle-ci est décomposée en valeurs propres. Les valeurs propres obtenues sont montrées dans la Figure 6-29.

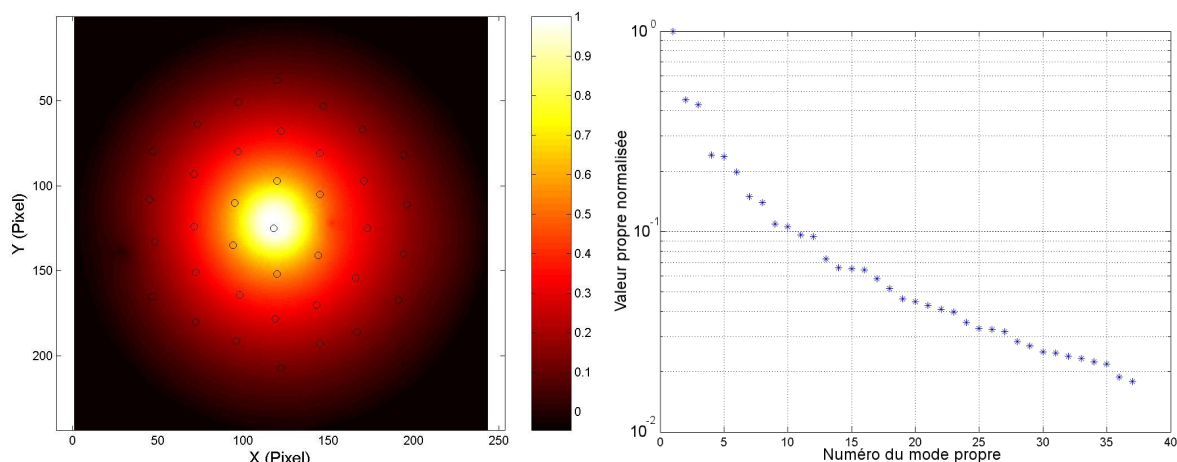


Figure 6-29 Données extraites des fonctions d'influence : Facteur de couplage et valeurs propres du miroir

a) Facteur de couplage du premier actionneur; b) Valeurs propres de la matrice d'action pour un diamètre de miroir de 15mm

Cette décomposition en valeurs propres de la matrice d'action fournit aussi les modes propres du miroir (Figure 6-30). Il apparaît sur cette figure que tous les modes propres sont nuls sur les bords, ce qui est logique car les bords de la membrane sont liés. Afin de pouvoir corriger la turbulence, il faut que ce miroir soit capable de générer des modes proches des polynômes de Zernike. La pupille à utiliser doit donc avoir un diamètre inférieur au diamètre du miroir ; une pupille réduite à 10mm a été trouvée comme étant optimale.

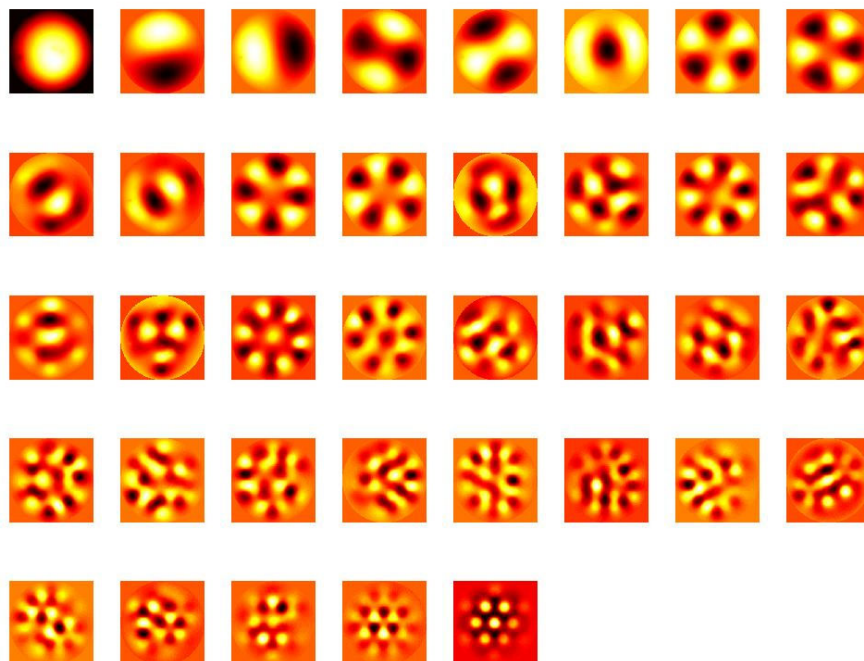


Figure 6-30 Modes propres du miroir obtenus par la décomposition en valeurs singulières de la matrice d'action

6.3.3.4 Précision d'actionnement

Le miroir devant être utilisé en boucle ouverte, ces points sont particulièrement importants.

6.3 Caractérisation du miroir déformable « OKO »

Reproductibilité

La reproductibilité de l'actionnement est de l'ordre de 5nm pic à vallée pour un pixel suivi durant sept heures. Toutefois cette valeur ne représente aucunement la reproductibilité du miroir mais provient uniquement de l'erreur de mesure. Cette erreur apparaît sous la forme de franges résiduelles dans la Figure 6-31, voir le paragraphe 4.3.6 sur la caractérisation du banc.

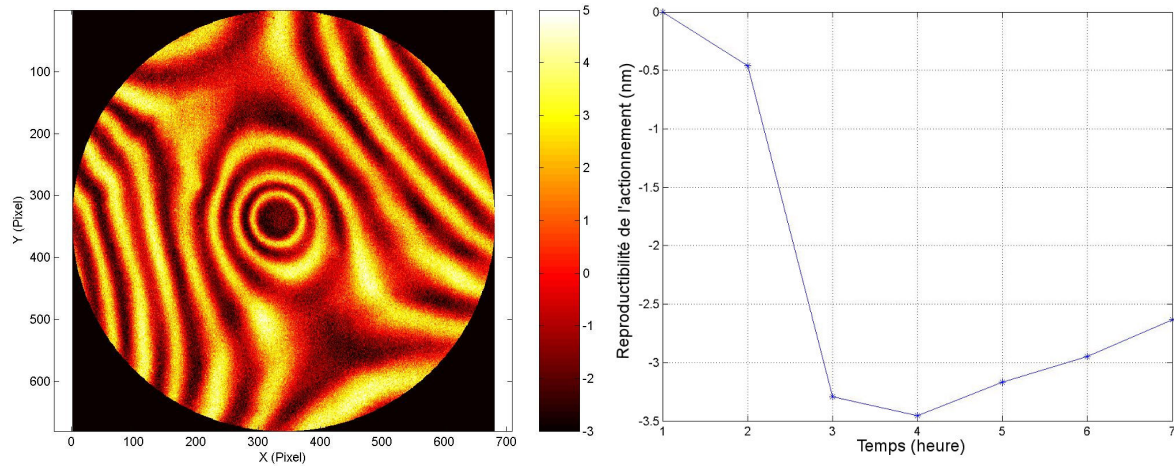


Figure 6-31 Reproductibilité de l'actionnement
Gauche : Différence entre deux cartes de déplacement (150 V sur l'actionneur central) acquise à 10 heures l'une de l'autre
Droite : Courbe pour un pixel en fonction du temps

Hystérésis

Aucune hystérésis n'a pu être mise en évidence dans les limites de la résolution du banc.

Stabilité

Après une mesure de la forme statique, la tension maximale est appliquée à l'actionneur central durant une heure. La différence est alors effectuée entre la forme actionnée avant et après ce laps de temps. La carte obtenue est montrée dans la Figure 6-32. Aucune différence significative n'a été observée. La différence entre les deux cartes fait apparaître une dérive de l'interféromètre (dérive en piston de 3nm et introduction d'un tilt de 3nm) et des erreurs résiduelles de mesure (figure de franges ayant une amplitude de 2 nm), voir le paragraphe 4.3.6 sur la caractérisation du banc.

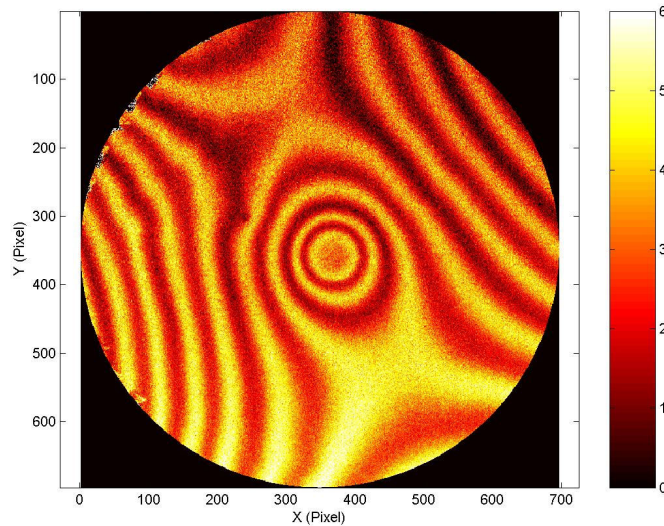


Figure 6-32 Stabilité de d'actionnement en nanomètres
Différence entre deux formes actionnées séparées d'une heure

Les valeurs obtenues pour la reproductibilité, la stabilité et l'hystérésis de l'actionnement, sont très prometteuses pour l'utilisation d'un miroir déformable à actionnement électrostatique dans un système d'optique adaptative type Falcon. Toutes ces mesures ont été réalisées avec l'interférométrie à décalage de phase en « mode simple ». Le « mode moyenné » permettrait d'affiner ces mesures.

6.3.3.5 Comportement dynamique

Le comportement dynamique, tel que la mesure des modes de vibration ou de la fréquence de coupure, peut être analysé avec l'interférométrie moyennée dans le temps. Les deux miroirs ont été analysés avec cette technique. Les résultats expérimentaux sont présentés avec leurs barres d'erreur, et une fonction du second degré est ajustée. Les barres d'erreurs sont calculées en répétant les mesures cinq fois. Le premier miroir présente un pic de résonance autour de $f_{r1}=1170 \text{ Hz}$ avec une anti-résonance à $f_{ar1}=1150 \text{ Hz}$ (Figure 6-33).

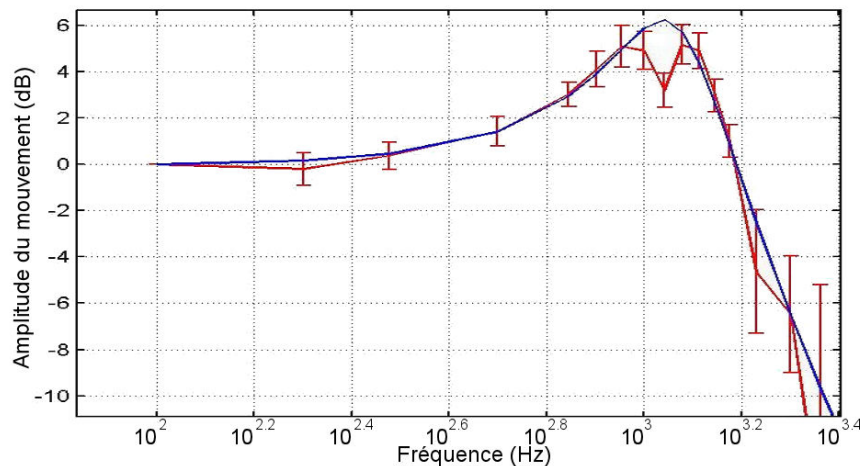


Figure 6-33 Fonction de réponse en fréquence du premier miroir

Le second miroir présente un pic de résonance à $f_{r2}=1725 \text{ Hz}$, mais la fréquence de l'anti-résonance vaut $f_{ar2}=1250 \text{ Hz}$ (Figure 6-34), valeur proche de celle du premier miroir.

6.3 Caractérisation du miroir déformable « OKO »

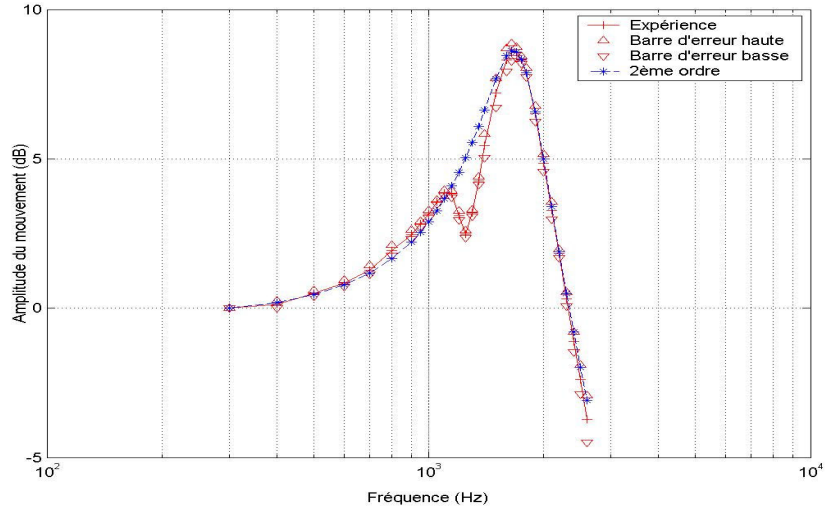


Figure 6-34 Fonction de réponse en fréquence du deuxième miroir

Cette anti-résonance est probablement causée par la forme de la cavité d'air derrière le miroir. En effet, l'air est emprisonné derrière la membrane. Seuls les trous dans le circuit imprimé permettent sa circulation. Le constructeur annonce que cet amortissement dû à l'air a été ajusté pour atténuer la résonance de la membrane. Les fréquences de résonance obtenues permettent une utilisation de ce miroir déformable dans une boucle d'optique adaptative tournant jusqu'à 500 Hz et autorisent son intégration dans un démonstrateur du concept Falcon.

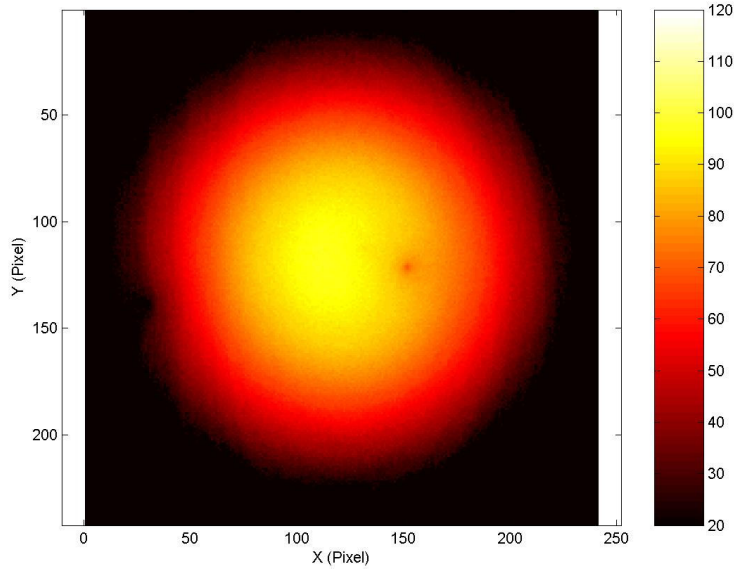


Figure 6-35 Carte d'amplitude de la déformation du deuxième miroir à 1700Hz

Comme la fréquence de résonance f_r , l'actionnement w dépend de la tension T de la membrane. En simplifiant les équations du paragraphe 3.1.2.3, on obtient l'équation (6.2)

$$w \propto \frac{T}{F} \text{ et } f_r \propto \sqrt{T} \quad (6.2)$$

Dans notre cas, d'une part, ces deux miroirs possèdent des fréquences de résonance différentes. D'autre part, les deux miroirs fournissent la même déformation pour deux tensions différentes. Si le *gap* est le même, le rapport des forces est égal au rapport des tensions au carré.

$$\delta_1 = \delta_2 \Rightarrow \left. \begin{aligned} \frac{T_2}{T_1} = \frac{F_2}{F_1} = \frac{V_2^2}{V_1^2} \\ \frac{T_2}{T_1} = \frac{f_{r2}^2}{f_{r1}^2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{f_{r2}}{f_{r1}} \quad (6.3)$$

En appliquant ces équations à nos deux composants, on obtient un rapport de $V_2/V_1=220/150=1,46$ pour les tensions et de $f_{r2}/f_{r1}=1725/1170=1,47$ pour les fréquences de résonance. Ces résultats sont donc en bon accord. Le fait qu'il faille $V_2=220V$ avec le deuxième miroir pour avoir la même course que le premier avec $V_1=150V$ provient donc uniquement de la plus grande rigidité de la membrane et non pas d'un gap plus élevé.

Les miroirs déformables « OKO » ont été caractérisés dans le cadre du projet FALCON. Les performances en terme de qualité de surface, de course, de précision d'actionnement et de fréquence de résonance ($> 1\text{kHz}$) sont compatibles avec son emploi dans un démonstrateur de concept Falcon sur le banc Sésame développé à l'observatoire de Paris-Meudon. Pour la démonstration de ce concept, la forme du miroir déformable doit être parfaitement définie à tout instant, ce qui paraît réaliste au vu de la reproductibilité de l'actionnement et de la linéarité de la réponse que nous avons démontrées.

6.4 Conclusion

Un prototype de micro-miroir déformable a été analysé dans un premier temps. Comme tous les composants PolyMUMPS, il présente une courbure trop importante pour une utilisation directe. Son actionnement fait apparaître trois classes d'actionneurs ayant une course de 400nm pour approximativement 30V. L'électronique Shaktiware a été utilisée afin de rendre linéaire la réponse des actionneurs et montre une précision sur la linéarisation de l'ordre du nanomètre.

En prenant en compte les contacts physiques à l'intérieur de cette structure, la modélisation par éléments finis de ce prototype donne des résultats réalistes et permet de prédire le comportement de nouveaux composants. Dans le cas d'un micro-miroir déformable en polymère de 5*5 actionneurs avec des couches structurales de 2 μ m d'épaisseur, un déplacement de 3,6 μ m est attendu pour 55V. Ce résultat est très encourageant quant à la validité des choix technologiques pour la réalisation de nouveaux micro-miroirs déformables.

Une caractérisation système d'un miroir déformable « OKO » est réalisée dans le cadre du projet Falcon. Elle fait apparaître que ce miroir est adapté à une démonstration de concept d'une optique adaptative type « multi-conjuguée » en boucle ouverte.

Une caractérisation système du prototype PolyMUMPS devra être réalisée. Les points importants à analyser sont la définition de « fonctions d'influence » pour de tels miroirs ainsi que l'influence de l'excitation d'un actionneur sur le comportement de ces voisins (problème d'additivité).

6.5 Références

- [135] S. Muratet, « Composant MUMPS 2003 », rapport interne, 2003
- [136] D. Rabaud, F. Chazallet, N. Sacco, F. Zamkotsian, A. Liotard, « Carte DAC, Document de conception finale », Avril 2004
- [137] D. Rabaud, F. Chazallet, N. Sacco, « Carte DAC, Document de caractérisation finale », Novembre 2004
- [138] M. Séchaud, Chapitre 4 : « Wave-front compensation device » dans F. Roddier « Adaptive optics in Astronomy » Cambridge University Press, 1999
- [139] M. Puech, F. Chemla, P. Laporte, P. Jagourel, E. Gendron, F. Hammer, F. Assémat, J.-M. Conan, T. Fusco, A. Liotard, F. Zamkotsian, « Deformable mirrors for the FALCON concept », dans *Astronomical Adaptive Optics Systems and applications II*, SPIE 5903, San Diego, USA, 2005
- [140] <http://www.lesia.obspm.fr/astro/optada/pages/sesame.html>

Conclusion

La mise en œuvre de systèmes d'optique adaptative performants est indispensable pour la prochaine génération de télescopes. Les technologies actuelles de réalisation de miroirs déformables sont limitées en terme de nombre d'actionneurs et de distance inter-actionneurs. Les besoins pour l'optique adaptative des futurs très grands télescopes sont un nombre d'actionneurs supérieur à 10 000, des distances inter-actionneurs de l'ordre de 500 μm , une course de 10 μm et une bande passante du kilohertz. Ces miroirs devront en outre présenter une réponse linéaire, et on cherchera également à minimiser la tension de commande.

Pour répondre à ces objectifs très stricts, la voie la plus convaincante est de combiner des miroirs déformables conventionnels à des micro-miroirs déformables développés sur la technologie des MOEMS. Cette technologie consiste en la réalisation de microstructures optiques mobiles par actionnement électrostatique. La réalisation d'un micro-miroir déformable comporte des verrous technologiques à franchir. Il faut tout d'abord (1) fabriquer un composant à deux couches structurales : une couche actionneur et une couche miroir. Celui-ci doit avoir une bonne qualité optique et un actionnement dans les spécifications des systèmes d'optique adaptative. L'obtention d'une bonne qualité optique passe par (2) la maîtrise des contraintes internes et (3) la minimisation des effets d'empreinte inhérents au procédé de fabrication. Quant à l'actionnement, il implique (4) une course de quelques microns et (5) une linéarisation de la force électrostatique. Pour satisfaire tous ces critères, nous avons développé, en collaboration avec le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, un nouveau procédé de fabrication basé sur l'utilisation de polymères associé à des couches sacrificielles épaisses de 10 microns. Une analyse de ce procédé à une couche structurale révèle une excellente minimisation des effets d'empreinte, mais de fortes contraintes restent présentes. Afin de maîtriser la réalisation de tels composants, des outils de modélisation et de caractérisation ont été mis en place.

Un banc de caractérisation a été développé au laboratoire pour étudier l'état statique et le comportement électromécanique de ces nouveaux composants. Deux configurations d'imagerie peuvent être employées alternativement : la configuration grand grandissement et la configuration grand champ. La première permet de mettre en évidence des détails du composant avec une résolution de 3 μm . Avec la seconde, nous pouvons au contraire caractériser des composants dans leur globalité, pour des diamètres allant jusqu'à 20 mm. La forme statique ainsi que les déformations sont analysées par interférométrie à décalage de phase avec une précision de quelques nanomètres et une résolution inférieure à 1 nm. L'interférométrie à décalage de phase à deux longueurs d'onde et l'interférométrie en lumière blanche permettent de mesurer des marches allant jusqu'à 10 μm , tout en conservant cette précision. L'étude du comportement dynamique est menée avec l'interférométrie moyennée dans le temps. L'amplitude du mouvement est mesurée dans une gamme de 0-100 nm avec une précision de 5 nm, quelle que soit la fréquence d'excitation. Ce banc va encore être perfectionné dans un futur proche. Pour les mesures dynamiques, la stroboscopie va être mise en œuvre afin d'accéder au retard de phase mécanique du mouvement. Un élément Peltier va également être placé derrière le composant afin de permettre des tests thermiques.

Le comportement de divers actionneurs a pu être analysé grâce à ce banc. Ces actionneurs diffèrent au niveau de leur géométrie et des matériaux qui les constituent. Pour l'actionneur

piston réalisé avec le procédé polymère, une course de 2 μm pour 30 V a été mesurée. Les simulations en éléments finis, en parfait accord avec les résultats expérimentaux, permettent d'extrapoler le comportement de nouvelles géométries. L'actionneur piston à quatre bras courts avec de multiples plots d'attaches avec la couche miroir semble être le meilleur compromis.

Un prototype de micro-miroir déformable de 600 μm de côté, comportant 9 actionneurs, a été réalisé avec un procédé commercial basé sur les matériaux de type silicium. Ce composant présente une courbure trop importante et une course trop faible pour une utilisation en optique adaptative, ce qui nous conforte dans la nécessité de développer un procédé de fabrication dédié à notre projet. Mais ce composant se révèle très utile dans le développement de nos modèles et de nos moyens de mesures. Les simulations, donnant des résultats réalistes, permettent de prédire le comportement de nouveaux composants. Par exemple, un miroir avec des couches structurales en polymère de deux microns d'épaisseur présenterait un déplacement de 3,5 μm pour 55 V. Ces modélisations doivent encore être affinées afin d'obtenir des prédictions plus précises. Une électronique a été développée en collaboration avec la société Shaktiware dans le but de rendre linéaire la réponse de ces actionneurs électrostatiques. Leur positionnement a pu ainsi être contrôlé avec une précision de l'ordre du nanomètre. Une étude devra être faite sur le développement d'une électronique permettant l'adressage de dizaines de milliers d'électrodes en parallèle. Une caractérisation « système » du miroir déformable de la société OKO a été menée dans le cadre du projet FALCON. Les résultats obtenus, notamment la reproductibilité de l'actionnement à mieux que 3 nm, montrent que ce composant est bien adapté à une démonstration de concept d'une optique adaptative multi-objets en boucle ouverte.

En conclusion, sur les cinq points durs identifiés pour la réalisation de micro-miroirs déformables, trois sont résolus. La linéarisation de l'actionnement et le contrôle des effets d'empreinte sont acquis ; 2 μm de course ont été mesurés et 4 μm semblent réalisables avec ce procédé. Pour les deux points restants, le développement d'un procédé à deux couches structurales exempt de contraintes est en cours. Des moyens de modélisation et de caractérisation sont aujourd'hui disponibles afin de converger rapidement vers ce but.

Table des illustrations

Figure 1-1 Principe de l'optique adaptative	19
Figure 1-2 Spectre de Kolmogorov exprimé en terme de polynômes de Zernike	21
Figure 1-3 Simulation de MCAO	25
Figure 1-4 Rapport de Strehl en fonction du champ, [30]	26
Figure 1-5 Optique adaptative multi-conjuguée orientée étoiles et orientée couchés	27
Figure 1-6 Sélection de galaxies dans le champ, [38].	29
Figure 1-7 Déformation du front d'onde par un LCD	30
Figure 1-8 Déformation du front d'onde par un miroir déformable	31
Figure 1-9 Différents type de miroirs segmentés	31
Figure 1-10 L'importance de l'optique adaptative et des ELTs pour les astronomes	36
Figure 1-11 Actionneur piézo-électrique d'un miroir déformable SAM	37
Figure 1-12 Miroirs déformables de technologie SAM	39
Figure 1-13 Vue en coupe et de dessus d'un miroir bimorphe	39
Figure 1-14 Miroir déformable BIM36 utilisé et la géométrie de ses 36 actionneurs	40
Figure 1-15 Forme statique du miroir bimorphe AOptix en λ	41
Figure 1-16 Courbe d'actionnement du miroir bimorphe AOptix	42
Figure 1-17 Prototype de miroir déformable électromagnétique pour le LBT	43
Figure 1-18 Quinze premiers modes de Zernike	46
Figure 2-1 Procédé de lithographie positif et négatif	53
Figure 2-2 Micro-miroir Texas Instrument. Principe et photo MEB	55
Figure 2-3 Vue en coupe du miroir OKO	56
Figure 2-4 Distribution des électrodes et photo du miroir	57
Figure 2-5 Miroir magnétique MIRA0 52 D	58
Figure 2-6 Actionnement du miroir MIRA0 52 D	59
Figure 2-7 Principe de l'actionneur et photo MEB avec sa couche miroir	60
Figure 2-8 Vue de face du miroir de Boston Micromachines Corporation	61
Figure 2-9 Structure du micro-miroir déformable BMC	61
Figure 2-10 Photo MEB de l'effet d'empreinte dans le micro-miroir BMC	61
Figure 2-11 Principe de l'actionneur à peigne vertical	62
Figure 2-12 Principe du miroir	63
Figure 2-13 Principe de l'actionneur unimorphe	63
Figure 2-14 Photo MEB du miroir	64
Figure 2-15 Miroir « zipping » du LAOG/LETI	65
Figure 2-16 Vue en coupe du micro-miroir déformable	67
Figure 2-17 Schéma de principe de la couche actionneur	67
Figure 2-18 Schéma du procédé de fabrication d'un micro-miroir déformable	68
Figure 2-19 Schéma type de la seconde électrode d'un actionneur	69
Figure 2-20 Procédé PolyMUMPS de Memscap	70
Figure 2-21 Effet d'empreinte dans les structure MOEMS	71
Figure 2-22 Schéma global de la puce PolyMUMPS	73
Figure 2-23 Procédé basé sur le matériau Su8	75
Figure 2-24 Masque de la couche métallique supérieure pour un actionneur	76

Figure 2-25 Réaction de polymérisation d'une résine époxy	76
Figure 2-26 Molécule de SU-8	77
Figure 2-27 Mesure de la constante diélectrique du matériau Su8	77
Figure 2-28 Mesure des contraintes dans la couche de Chrome	79
Figure 3-1 Equilibre des forces	84
Figure 3-2 Cas d'un actionneur isolant	85
Figure 3-3 Plaque avec support simple sur les extrémités, chargée en son centre	86
Figure 3-4 Schéma explicatif de l'actionneur piston	89
Figure 3-5 Equilibre des forces	90
Figure 3-6 Equilibre des forces	90
Figure 3-7 Cycle d'actionnement	91
Figure 3-8 Schéma explicatif de l'actionneur orientable	93
Figure 3-9 Schéma explicatif d'un miroir à membrane	94
Figure 4-1 Gamme et résolution de différents systèmes de profilométrie	103
Figure 4-2 Objectifs de microscope interférométrique	104
Figure 4-3 Principe du Michelson à cube séparateur polarisé	106
Figure 4-4 Schéma de principe du banc de caractérisation interférométrique	107
Figure 4-5 Fonction d'étalement du point obtenue avec Zemax	110
Figure 4-6 Fonction d'étalement du point obtenue avec Zemax	110
Figure 4-7 Interférogrammes de l'actionneur orientable	111
Figure 4-8 Photo du dispositif de test sous pointe	112
Figure 4-9 Photo générale du banc de caractérisation interférométrique	113
Figure 4-10 Principe de l'interférométrie à décalage de phase	119
Figure 4-11 Diagramme caractéristique	122
Figure 4-12 Doublement du poids sur l'ordre $k=-1$	123
Figure 4-13 Bruit de lecture de la camera	126
Figure 4-14 Evolution du niveau de fond de la caméra	127
Figure 4-15 Carte de phase obtenue en mesurant de deux plans étalons	129
Figure 4-16 Qualité optique obtenue lors de la mesure de deux plans étalon	130
Figure 4-17 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes	131
Figure 4-18 Coupe horizontale	131
Figure 4-19 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes	132
Figure 4-20 Coupe horizontale	132
Figure 4-21 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes	133
Figure 4-22 Coupe verticale	133
Figure 4-23 Coupe obtenue lors de la mesure de la résolution sur un composant réel	133
Figure 4-24 Mesure de la résolution lors de la soustraction de deux formes	134
Figure 4-25 Profil obtenu dans la configuration grand champ en « mode moyenné »	134
Figure 4-26 Exemple de déroulement de phase mono-dimensionnel	136
Figure 4-27 Exemple de déroulement de phase bi-dimensionnel	138
Figure 4-28 Schéma-bloc de l'algorithme de déroulement de phase linéaire amélioré	139
Figure 4-29 Signal interférométrique en fonction de l'abscisse z	142
Figure 4-30 Contraste en fonction de z	143
Figure 4-31 Déroulement de phase pour corriger les erreurs de 2π	144
Figure 4-32 Principe de l'interférométrie moyennée dans le temps	146
Figure 4-33 Fonction de Bessel pour l'amplitude de la vibration pour $\lambda=650\text{nm}$	148
Figure 4-34 Résolution dynamique en fonction de l'amplitude du mouvement	149
Figure 5-1 Schéma explicatif de l'actionneur orientable	156
Figure 5-2 Photo MEB de l'actionneur orientable	156

Figure 5-3	Forme du composant au repos mesurée par interférométrie à balayage de phase.....	157
Figure 5-4	Profil du composant au repos	158
Figure 5-5	Vue 3D du miroir orientable obtenue à l'aide de l'interférométrie en lumière blanche	158
Figure 5-6	Profil mesuré par interférométrie à balayage de phase à deux longueurs d'onde.....	159
Figure 5-7	Déplacement observé lors de l'application de 19 Volts sur l'électrode gauche ...	159
Figure 5-8	Déformation observée lors de l'application de 24,5 volts sur les deux électrodes.....	160
Figure 5-9	Courbe d'actionnement et linéarité.....	161
Figure 5-10	Montage électrique pour addition d'une tension sinusoïdale à une tension continue	161
Figure 5-11	Fonction de réponse en fréquence de l'actionneur orientable	162
Figure 5-12	Rotation pour 19 volts simulée	163
Figure 5-13	a) Mode piston à 45 kHz mesuré en nanomètres b) Mode piston simulé.....	163
Figure 5-14	Photo MEB de l'actionneur piston.....	165
Figure 5-15	Forme au repos d'un actionneur piston individuel.....	166
Figure 5-16	Coupes des formes statiques mesurée et simulée de l'actionneur piston	166
Figure 5-17	Déplacement mesuré en nanomètres.....	167
Figure 5-18	Courbe d'actionnement.....	167
Figure 5-19	Déplacement simulé et Différence entre mesure et simulation	168
Figure 5-20	Profil d'une couche de SU8.....	169
Figure 5-21	Photo MEB d'un actionneur en polymère sans (gauche) et avec (droite) la couche de chrome.....	170
Figure 5-22	Actionneurs avec un plateau de 580µm (gauche) de 300µm (droite)	170
Figure 5-23	Zones partiellement libérée (gauche) et totalement non-libérée (droite).....	171
Figure 5-24	Profil de l'effet d'empreinte causé par les piliers	172
Figure 5-25	Déformation de l'actionneur pour des tensions de 0V, 200V, 300V et 0V.....	173
Figure 5-26	Interférogramme de l'actionneur en polymère et zone de déroulement des franges	174
Figure 5-27	Courbe d'actionnement.....	175
Figure 5-28	Déplacement simulé pour 28 volts.....	175
Figure 5-29	Profil le long d'un bras pour différentes tensions	176
Figure 5-30	Linéarisation de l'actionnement.....	177
Figure 5-31	Fonction de réponse en fréquence pour le point central.....	178
Figure 5-32	Actionneur avec plot d'attache sur pivot	180
Figure 5-33	Déplacement hors du plan en nanomètres simulé pour 25 volts avec force de rappel.....	181
Figure 5-34	Déplacement simulé avec bras de ressort raccourcis	182
Figure 5-35	Déplacement simulé pour le miroir orientable avec une plaque	183
Figure 5-36	Déplacement simulé pour le miroir orientable optimisé	183
Figure 5-37	Actionneur piston avec a)1 et b)5 plots d'attache	184
Figure 5-38	Actionneur piston polymère avec a)1 et b)5 plots d'attache	185
Figure 5-39	Déplacement simulé pour une structure pont.....	185
Figure 6-1	Architecture du micro-miroir déformable.....	190
Figure 6-2	Masque de la couche Poly0 (électrodes).....	190
Figure 6-3	Masque de la couche Poly1 (actionneurs).....	191
Figure 6-4	Masque de la couche poly2 et Ox2.....	191
Figure 6-5	Photo optique et MEB du miroir	192

Figure 6-6 Interférogramme du micro-miroir déformable.....	192
Figure 6-7 Forme au repos du micro-miroir déformable.....	193
Figure 6-8 Photo MEB de l'effet d'empreinte.....	194
Figure 6-9 Fonctions d'influence pour V=25volts	195
Figure 6-10 Courbe d'actionnement pour l'actionneur central.....	195
Figure 6-11 Interpolation de la courbe de calibration	196
Figure 6-12 Linéarisation de l'actionnement.....	196
Figure 6-13 Géométrie utilisée dans la simulation « plaque ».....	197
Figure 6-14 Comparaison mesure expérimentale/ modélisation « plaque » pour l'actionneur central.....	199
Figure 6-15 Comparaison simulation/caractérisation pour le prototype PolyMUMPS pour le modèle « plaque »	200
Figure 6-16 Géométrie utilisée dans la simulation « coque ».....	201
Figure 6-17 Maillage du système « coque ».....	201
Figure 6-18 Coupe verticale de la forme statique.....	202
Figure 6-19 Coupe verticale de la fonction d'influence de l'actionneur central avec 35 volts.....	203
Figure 6-20 Modélisation « plaque » du prototype avec des contacts	204
Figure 6-21 Comparaison simulation/caractérisation pour le prototype PolyMUMPS modèle « plaque » en présence de contacts dans le composant	205
Figure 6-22 Carte des déplacement hors-du-plan obtenue pour 55 volts sur l'actionneur central en microns	206
Figure 6-23 Electronique OKO	208
Figure 6-24 Electronique Thalès	208
Figure 6-25 Forme statique : interférogramme et forme reconstruite.....	208
Figure 6-26 Forme statique, forme actionnée et fonction d'influence.....	209
Figure 6-27 Course du miroir OKO	210
Figure 6-28 Fonctions d'influence du miroir OKO	211
Figure 6-29 Données extraites des fonctions d'influence : Facteur de couplage et valeurs propres du miroir.....	212
Figure 6-30 Modes propres du miroir obtenus par la décomposition en valeurs singulières de la matrice d'action	212
Figure 6-31 Reproductibilité de l'actionnement.....	213
Figure 6-32 Stabilité de d'actionnement en nanomètres	214
Figure 6-33 Fonction de réponse en fréquence du premier miroir	214
Figure 6-34 Fonction de réponse en fréquence du deuxième miroir	215
Figure 6-35 Carte d'amplitude de la déformation du deuxième miroir à 1700Hz	215

Liste des tableaux

Table 1-1 Les systèmes d'optique adaptative en développement pour des télescopes de classe 10m et pour les futurs très grands télescopes	34
Table 1-2 Polynômes de Zernike.....	46
Table 2-1 Données fournies par OKO.....	57
Table 2-2 Données du procédé PolyMUMPS	71
Table 2-3 Données matériau des couches structurales du procédé PolyMUMPS	72
Table 2-4 Masques du procédé PolyMUMPS	72
Table 4-1 Filtres interférentiels disponibles	108
Table 4-2 Résumé des caractéristiques d'imagerie de banc	114
Table 4-3 Résumé des caractéristiques de mesures hors-du-plan du banc	135
Table 4-4 Ajustement de la phase	136
Table 4-5 Longueur d'onde équivalente en nanomètres pour les différentes longueurs d'onde de mesure	140
Table 4-6 Résumé des caractéristiques de mesures dynamiques du banc.....	149
Table 4-7 Résumé des caractéristiques du banc	151
Table 5-1 Rigidité et force de rappel des plaques miroir.....	180
Table 5-2 Comparaison procédés PolyMUMPS et L.A.A.S.	186
Table 5-3 Qualités des différentes géométries d'actionneur.....	187