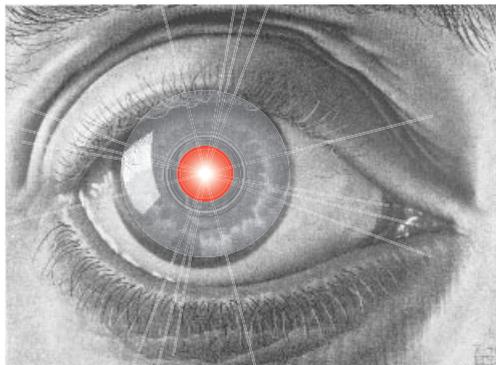


# heig-vd

Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion  
du Canton de Vaud

## BANC WFS-SH OPHTHALMIQUE MESURE OBJECTIVE DES ABERRATIONS OCULAIRES – RECONSTRUCTION NON-LINÉAIRE À PARTIR D'UN SENSEUR DE SHACK-HARTMANN

Travail de Diplôme



PROPOSÉ PAR : DR FRANÇOIS WILDI, *HEIG-VD/IAI*

Romain COTTET

17 décembre 2005

# Table des matières

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduction</b>   | <b>1</b>  |
| <b>1 Cahier des charges</b>                                   | <b>2</b>  |
| 1.1 Résumé du problème . . . . .                              | 2         |
| 1.1.1 Cadre . . . . .   | 2         |
| 1.1.2 Description globale . . . . .                           | 2         |
| 1.2 Objectifs . . . . .                                       | 3         |
| <b>2 Banc optique</b>   | <b>4</b>  |
| 2.1 Constitution . . . . .                                    | 4         |
| 2.1.1 Couples afocaux . . . . .                               | 6         |
| 2.1.2 Modifications apportées . . . . .                       | 7         |
| 2.1.2.1 Réticule . . . . .                                    | 7         |
| 2.1.2.2 Support de tête . . . . .                             | 8         |
| 2.2 Calibrage . . . . .                                       | 8         |
| 2.2.1 Aberrations propres du banc optique . . . . .           | 8         |
| <b>3 Laser</b>  | <b>11</b> |
| 3.1 Fonctionnement du laser . . . . .                         | 11        |
| 3.1.1 Diode laser . . . . .                                   | 11        |
| 3.1.2 Driver de diode laser . . . . .                         | 11        |
| 3.2 Génération d'un front d'onde . . . . .                    | 12        |
| 3.3 Laser rouge (633 [nm]) . . . . .                          | 12        |
| 3.4 Laser infrarouge (780 [nm]) . . . . .                     | 12        |
| 3.5 Comparaison des lasers . . . . .                          | 13        |
| 3.6 Implications du passage de 633 [nm] à 780 [nm] . . . . .  | 14        |
| 3.6.1 Avantages / inconvénients du laser infrarouge . . . . . | 16        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>4</b> | <b>Œil du patient</b>   | <b>17</b> |
| 4.1      | L'œil normal . . . . .  | 17        |
| 4.2      | Myopie . . . . .  | 18        |
| 4.3      | Hypermétropie . . . . .   | 18        |
| 4.4      | Astigmatisme . . . . .  | 19        |
| 4.5      | Les aberrations oculaires de haut degré . . . . .                 | 19        |
| 4.6      | Comment déterminer la nature des problèmes oculaires? . . . . .   | 19        |
| 4.6.1    | Méthode "traditionnelle" . . . . .                                | 19        |
| 4.6.2    | Méthode par analyse de front d'onde . . . . .                     | 20        |
| 4.6.2.1  | Quantification des aberrations . . . . .                          | 21        |
| <b>5</b> | <b>Senseur de SHACK-HARTMANN</b>                                  | <b>24</b> |
| 5.1      | Descriptif . . . . .  | 24        |
| 5.2      | Application . . . . .   | 26        |
| 5.3      | Caractéristiques du senseur de SHACK-HARTMANN utilisé . . . . .   | 26        |
| <b>6</b> | <b>Caméra</b>   | <b>28</b> |
| 6.1      | Descriptif . . . . .  | 28        |
| 6.2      | Application . . . . .   | 28        |
| 6.3      | Caractéristiques de la caméra utilisée . . . . .                  | 29        |
| <b>7</b> | <b>Algorithme de reconstruction</b>                               | <b>30</b> |
| 7.1      | Faibles aberrations (régime linéaire) . . . . .                   | 30        |
| 7.2      | Fortes aberrations (régime non-linéaire) . . . . .                | 31        |
| 7.2.1    | Calcul de la <i>fonction coût</i> ( $J(\bar{\alpha})$ ) . . . . . | 32        |
| 7.2.2    | Méthode itérative . . . . .                                       | 33        |
| 7.2.3    | Méthode de NEWTON-RAPHSON . . . . .                               | 33        |
| 7.2.4    | Matrice de JACOBIEN . . . . .                                     | 34        |
| 7.3      | Simulation . . . . .  | 37        |
| 7.3.1    | Modèle généralisé du senseur de SHACK-HARTMANN . . . . .          | 37        |
| 7.3.2    | Recherche itérative . . . . .                                     | 37        |
| <b>8</b> | <b>Mesures d'aberrations oculaires</b>                            | <b>42</b> |
| 8.1      | Simulation d'un œil . . . . .                                     | 43        |
|          | <b>Conclusion</b>   | <b>44</b> |
|          | <b>Table des Figures</b>  | <b>45</b> |

|   |    |
|---|----|
| Liste des Tableaux  | 47 |
| Liste des Symboles  | 48 |
| Remerciements   | 49 |
| Bibliographie   | 50 |
| A Modes de ZERNIKE  | 51 |
| A.1 Descriptif [1] . . . . .                              | 51 |
| A.2 Représentation de quelques modes de ZERNIKE . . . . . | 53 |
| B Calibrage du banc optique                               | 55 |
| C CD - ROM  | 57 |
| D Fonctions MATLAB®                                       | 58 |
| E Affiche de présentation                                 | 59 |



# Introduction

La mesure des fronts d'ondes en ophtalmologie permet de déterminer avec précision la quantité et le type de défauts d'un œil. L'analyseur de surface d'onde de SHACK-HARTMANN est un élément optique qui mesure les pentes locales d'un front d'onde. Pour permettre l'utilisation de ce senseur au-delà de sa zone de fonctionnement linéaire afin de mesurer des aberrations de grande amplitude, il est nécessaire de réaliser une seconde image du front d'onde que l'on cherche à mesurer.

Une fois que cette deuxième image est obtenue, il est possible de remonter au front d'onde à l'aide d'un algorithme approprié et donc de déterminer, comme dans le cas linéaire, les amplitudes des aberrations dont souffre l'œil que l'on mesure. Dans le domaine non-linéaire, le senseur de SHACK-HARTMANN ne fonctionne plus comme "échantillonneur" et "dérivateur" du front d'onde mesuré mais comme un dispositif créant une image, particulière, du front d'onde.

La technique proposée dans ce document permet de mesurer, non seulement les aberrations de type myopie, hypermétropie et astigmatisme mais également des aberrations de plus haut degré. L'analyse de front d'onde permet réellement de cartographier l'ensemble du front d'onde rétro-diffusé par l'œil.

# Chapitre 1

## Cahier des charges

HEIG-VD  
Département E+I  
Filière : Génie électrique  
Candidat : Cottet Romain

### TRAVAIL DE DIPLOME 2005

*Banc WFS-SH ophtalmique*

---

*Proposé par : HEIG-VD/IAI*

#### 1.1 Résumé du problème

##### 1.1.1 Cadre

Grâce à la miniaturisation des composants vitaux, on peut envisager d'utiliser aujourd'hui des systèmes d'optique adaptative (OA) pour des applications ophtalmiques qui sortent du domaine de la recherche de base. L'amplitude relativement importante des aberrations oculaires par rapport à celles observées dans les domaines plus traditionnels de l'OA comme l'astronomie conduit à penser que l'optimisation des performances passe par l'utilisation de l'analyseur de surface d'onde en régime non-linéaire. En effet, le dimensionnement de l'analyseur pour obtenir un gain compatible avec une utilisation en régime linéaire conduirait à une perte de sensibilité qui nuirait à la précision de mesure.

##### 1.1.2 Description globale

Le travail consiste à étudier par simulation et par mesure sur un banc d'essai la performance d'une reconstruction de front d'onde non-linéaire et de la comparer avec la performance de la reconstruction linéaire (précision, sensibilité au bruit, temps de calcul, etc.)

## 1.2 Objectifs

1. Génération d'un modèle numérique qui calcule l'image au foyer produite par la pupille complète.
2. Modélisation de la reconstruction itérative non-linéaire, dans le cas du SHACK-HARTMANN en régime linéaire (pour la validation dans un cas simple).
3. Compréhension du modèle généralisé du senseur SHACK-HARTMANN développé en MATLAB® par Eric HOFMANN en 2004.
4. Modélisation de la reconstruction itérative non-linéaire. Caractérisation.
5. Amélioration du banc de mesure de surface d'onde ophtalmique, en particulier utilisation du nouveau support de tête, augmentation du flux lumineux en utilisant une source infrarouge.
6. Implémentation de la reconstruction non-linéaire sur des images acquises in vivo.
7. Test des performances du SHACK-HARTMANN avec reconstruction linéaire et non-linéaire sur une petite population de candidats.

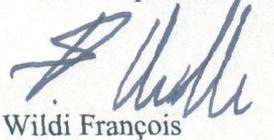
Le travail de diplôme commencera par l'établissement d'un plan d'action (l'équivalent du " développement plan " d'un projet complexe) dans lequel la stratégie d'avancement sera définie, les points durs potentiels identifiés et un planning prévisionnel établi.

Le candidat :



Cottet Romain

Le professeur responsable :



Wildi François

La cheffe de département E+I :



Villa Sylvie

Yverdon-les-Bains, le 26 septembre 2005

# Chapitre 2

## Banc optique

L'élément physique principal est le banc optique. C'est lui qui réalise l'interaction entre tous les éléments physiques :

- ▷ Le laser (CHAPITRE 3)
- ▷ L'œil du "patient" (CHAPITRE 4)
- ▷ Le senseur de SHACK-HARTMANN, trame de micro-lentilles avec caméra (CHAPITRE 5)
- ▷ La caméra (CHAPITRE 6)

### 2.1 Constitution

Ce banc est constitué principalement de lentilles, de miroirs et de diaphragmes plus des éléments assurant la tenue mécanique du tout. Les lentilles utilisées sont des lentilles de type *doublet* (aussi appelées doublet de FRAUNHOFER ou lentilles achromatiques). Pour ce qui est des miroirs, ils sont soit partiellement réfléchissants soit totalement réfléchissants, mais dans tous les cas ils sont de type *pelliculaire*, i.e. qu'une couche d'aluminium est déposée sur un film plastique spécial, ceci pour éviter la déformation optique qui est engendrée avec des miroirs classiques (couche réfléchissante derrière une plaque de verre). La FIGURE 2.1 donne un schéma de la construction du banc.

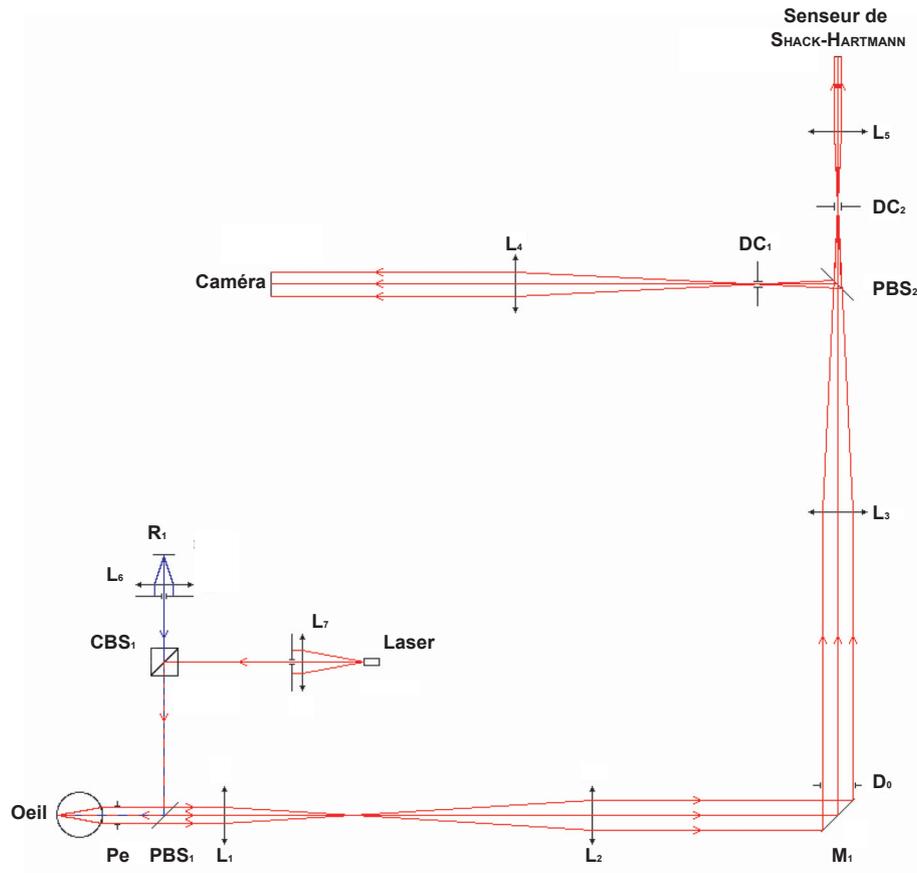


FIG. 2.1 – Banc optique réalisé par Eric HOFMANN et Sébastien TANNIGER

| Nom     | Élément                             | Type                            |
|---------|-------------------------------------|---------------------------------|
| $L_1$   | Doublet de lentilles                | $f' = 80 [mm]$                  |
| $L_2$   | Doublet de lentilles                | $f' = 200 [mm]$                 |
| $L_3$   | Doublet de lentilles                | $f' = 200 [mm]$                 |
| $L_4$   | Doublet de lentilles                | $f' = 160 [mm]$                 |
| $L_5$   | Doublet de lentilles                | $f' = 50 [mm]$                  |
| $L_6$   | Doublet de lentilles                | $f' = 20 [mm]$                  |
| $L_7$   | Doublet de lentilles                | $f' = 40 [mm]$                  |
| $PBS_1$ | Séparateur de faisceau pelliculaire | 92% transmission, 8% réflexion  |
| $PBS_2$ | Séparateur de faisceau pelliculaire | 50% transmission, 50% réflexion |
| $CBS_1$ | Séparateur de faisceau cubique      | 50% transmission, 50% réflexion |
| $M_1$   | Miroir de renvoi                    | 100% réflexion                  |
| $DC_1$  | Diaphragme de champ à iris          |                                 |
| $DC_2$  | Diaphragme de champ à iris          |                                 |
| $R_1$   | Réticule d'accommodation            |                                 |
| $D_0$   | Diaphragme d'ouverture à iris       |                                 |

TAB. 2.1 – Éléments constitutifs du banc optique

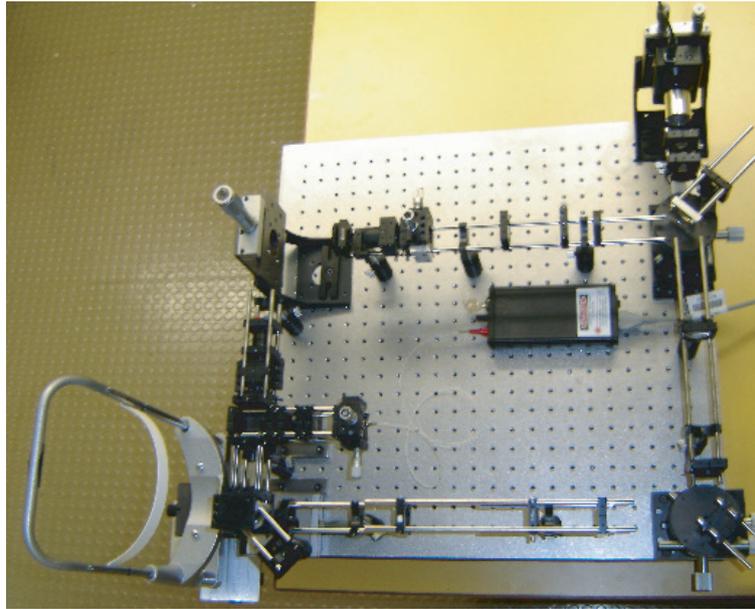


FIG. 2.2 – Photo du banc optique

### 2.1.1 Couples afocaux

Les couples de lentilles  $L_1 - L_2$ ,  $L_3 - L_4$  et  $L_3 - L_5$  sont de type afocal, i.e. que ces lentilles sont placées de manière à ce que les foyers soient rejetés à l'infini.

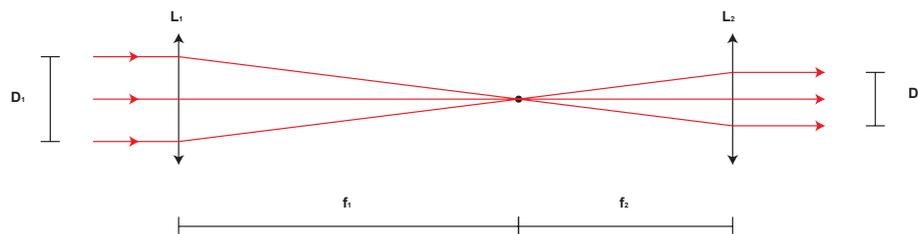


FIG. 2.3 – Réalisation d'un couple afocal

Sur la FIGURE 2.3, on peut voir que les foyers de  $L_1$  et de  $L_2$  se trouvent au même endroit, ce qui donne les propriétés suivantes :

- ▷ Si un rayon collimaté et aligné avec l'axe optique passe au travers de  $L_1$ , il ressort aussi collimaté et aligné avec l'axe optique.
- ▷ Le diamètre de sortie  $D_2$  du rayon passant au travers du système afocal est directement proportionnel au diamètre du rayon d'entrée, selon la relation :

$$\frac{f_1}{D_1} = \frac{f_2}{D_2} \Rightarrow D_2 = \frac{f_2 \cdot D_1}{f_1} \quad (2.1)$$

- où
- $D_1$  : diamètre du rayon collimaté d'entrée
  - $D_2$  : diamètre du rayon collimaté de sortie
  - $f_1$  : focale de la lentille d'entrée  $L_1$
  - $f_2$  : focale de la lentille de sortie  $L_2$

Étant donné que le senseur de SHACK-HARTMANN est constitué d'une trame de micro-lentilles de  $8 \times 8$  qui mesurent chacune  $0.3 \times 0.3 [mm]$ , cela nous donne un diamètre de pupille de  $2.4 [mm]$ <sup>1</sup>. Le couple afocal  $L_5 - L_3$  augmente ce diamètre à  $\sim 9.6 [mm]$  et le couple afocal  $L_2 - L_1$  réalise une nouvelle mise à l'échelle du diamètre de la pupille à  $\sim 3.8 [mm]$ . Ce qui veut dire que le diamètre utile maximal de la pupille  $Pe$  de l'œil est de  $\sim 3.8 [mm]$ .

En faisant le même type de raisonnement, on peut donc en déduire que le diamètre maximal utile à la position de la caméra est de  $\sim 2.7 [mm]$ .

## 2.1.2 Modifications apportées

Le banc optique a subi quelques modifications mineures en comparaison à celui mise au point et monté par Eric HOFMANN et Sébastien TANNIGER. Mise à part un repositionnement des éléments (calibrage pour permettre de minimiser au maximum les aberrations intrinsèques du banc, voir SECTION 2.2) certains éléments ont été ajoutés, comme :

- ▷ Un réticule
- ▷ Un support de tête

### 2.1.2.1 Réticule

Ce réticule a pour but d'avoir une image sur laquelle l'œil puisse se focaliser. En effet, avec un laser infrarouge de  $780 [nm]$ , il n'est pas toujours possible de le visualiser et donc de se focaliser dessus si les mesures ne sont pas faites dans une totale obscurité. Il faut aussi que cette image se trouve le plus loin possible pour que l'œil ne soit en aucun cas obligé de réaliser une accommodation. Il faut également que le centre de focalisation de cette image se trouve exactement au centre du front d'onde entrant dans l'œil pour éviter un décalage angulaire de l'œil ce qui serait équivalent à introduire, dans l'œil à mesurer, un front d'onde avec un certain pourcentage de TIP et/ou TILT.

Il est constitué d'une image (FIGURE 2.4), d'une source lumineuse ( $LED$ ) et d'une lentille ( $L_6$ ). Afin d'avoir une source lumineuse non ponctuelle, on a ajouté une verre dépoli entre la source lumineuse et l'image pour s'affranchir de la  $LED$ . En positionnant l'image sur le plan focal de la lentille, il est possible de rejeter cette image à l'infini et donc de placer l'œil au repos comme voulu.

---

<sup>1</sup>On désire avoir l'image de la pupille complètement sur le CCD, voir SECTION 5.3, page 26.

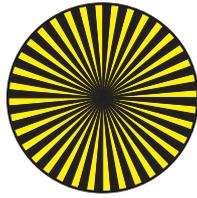


FIG. 2.4 – Image utilisée pour que l’œil à mesurer se trouve dans l’état de repos

### 2.1.2.2 Support de tête

La FIGURE 2.5 montre le support de tête. On peut voir que celui-ci est fixé de manière à pouvoir réaliser des déplacements sur les trois axes (gauche-droite, avant-arrière, haut-bas) pour permettre une adaptation selon le patient. De cette manière on peut venir positionner la pupille de l’œil ( $Pe$ ) sur l’image, via le couple afocal  $L_1 - L_2$ , de  $D_0$ .



FIG. 2.5 – Support de tête

## 2.2 Calibrage

Il est nécessaire de réaliser un calibrage du banc pour déterminer les aberrations propres du banc et ainsi les soustraire aux aberrations que l’on va chercher à mesurer. Une marche à suivre est donnée à l’ANNEXE B.

### 2.2.1 Aberrations propres du banc optique

Suite au calibrage du banc, on a pu déterminer les aberrations intrinsèques de l’ensemble du système. Ces aberrations viendront se soustraire à chacune des mesures réalisées par la suite. L’interface graphique `Wavefront_sensor.fig`, réalisée par Eric HOFMANN et Sébastien TANNIGER, permet de sauvegarder une mesure et de la rappeler pour qu’elle vienne se soustraire aux mesures suivantes, ici la mesure des aberrations intrinsèques du banc.

La FIGURE 2.6 ainsi que le TABLEAU 2.2 donnent ces aberrations.

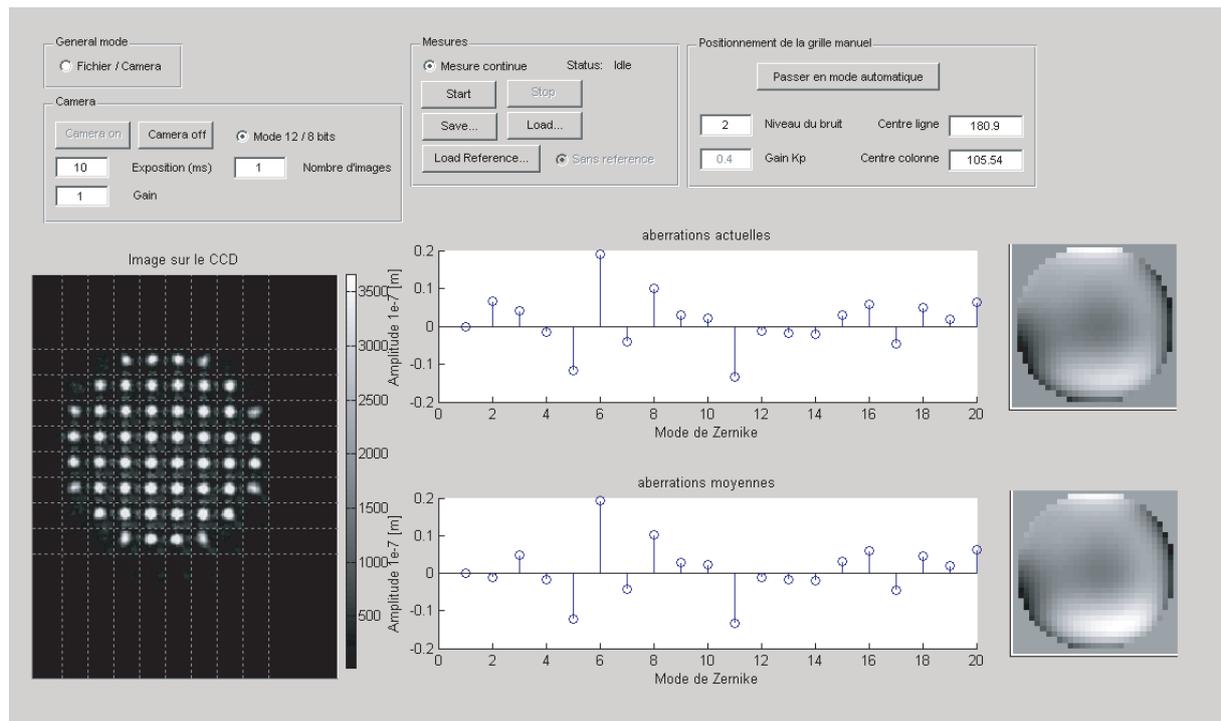


FIG. 2.6 – Mesures des aberrations propres du banc optique

| Mode                      | Amplitude $10^{-7}$ [m] | Amplitude [nm] |
|---------------------------|-------------------------|----------------|
| $\alpha_1$ (PISTON)       | 0.0000                  | 0.00           |
| $\alpha_2$ (TIP)          | -0.0101                 | -1.01          |
| $\alpha_3$ (TILT)         | 0.0489                  | 4.89           |
| $\alpha_4$ (DEFOCUS)      | -0.0181                 | -1.81          |
| $\alpha_5$ (ASTIGMATISM)  | -0.1223                 | -12.23         |
| $\alpha_6$                | 0.1929                  | 19.29          |
| $\alpha_7$ (COMA)         | -0.0421                 | -4.21          |
| $\alpha_8$                | 0.1025                  | 10.25          |
| $\alpha_9$ (TREFOIL)      | 0.0290                  | 2.90           |
| $\alpha_{10}$             | 0.0237                  | 2.37           |
| $\alpha_{11}$ (SPHERICAL) | -0.1337                 | -13.37         |
| $\alpha_{12}$             | -0.0126                 | -1.26          |
| $\alpha_{13}$             | -0.0177                 | -1.77          |
| $\alpha_{14}$ (ASHTREY)   | -0.0197                 | -1.97          |
| $\alpha_{15}$             | 0.0316                  | 3.16           |
| $\alpha_{16}$             | 0.0591                  | 5.91           |
| $\alpha_{17}$             | -0.0451                 | -4.51          |
| $\alpha_{18}$             | 0.0468                  | 4.68           |
| $\alpha_{19}$             | 0.0188                  | 1.88           |
| $\alpha_{20}$             | 0.0616                  | 6.16           |

TAB. 2.2 – Amplitudes modales des aberrations propres du banc optique après calibrage avec le laser infrarouge (fichier source : pic\_calib\_banc\_IR\_oeil\_25112005.mat, ANNEXE C)

Une solution, pour diminuer encore plus les aberrations intrinsèques du banc optique, serait de fixer les éléments sur un seul et unique support, comme un marbre. Tout les éléments qui peuvent bouger sont sujets à introduire des aberrations par un mauvais positionnement. Néanmoins, les aberrations propre du banc viennent se soustraire aux différentes mesures et donc n'influencent que peu les résultats. Mais il est nécessaire de faire en sorte que ces aberrations soient d'amplitude minimale afin de ne pas sortir du domaine de fonctionnement du banc. Il faut aussi noter que lors d'une reconstruction linéaire (c'est à dire en faibles aberrations), il est vital de minimiser au maximum ces aberrations pour que la plage de mesure soit la plus grande possible.

# Chapitre 3

## Laser

Le laser est un point essentiel pour réaliser la mesure des aberrations de l'œil. C'est lui qui génère le front d'onde qui permettra d'évaluer les différentes aberrations dont souffre l'œil que l'on mesure.

### 3.1 Fonctionnement du laser

La réalisation d'un laser n'est pas une chose bénigne. Dans notre cas, nous cherchons à réaliser une source lumineuse ponctuelle régulée en puissance. Pour ce qui est de la régulation de puissance c'est un circuit spécifique qui s'en charge. En ce qui concerne la source lumineuse ponctuelle, c'est une diode laser accouplée à une fibre optique de diamètre  $4 [\mu m]$  et dont l'ouverture numérique est de 0.12, ce qui nous permet de considérer l'extrémité de la fibre optique comme une source ponctuelle et dont le demi-angle d'ouverture du faisceau est de  $\sim 7 [^\circ]$  [1].

#### 3.1.1 Diode laser

Les diodes laser utilisées sont constituées d'une *LD* (laser diode) et d'une *MD* (monitor diode). La *MD* est utilisable uniquement dans le cas où l'on fait de la régulation de puissance sur la *LD*.

#### 3.1.2 Driver de diode laser

Le pilote de la diode laser (circuit IMS-5/250, numéro d'article : 14301 [CONRAD.CH](http://www.conrad.ch), voir ANNEXE C) permet d'utiliser une diode selon deux modes de fonctionnement :

- ▷ Régulation de courant
- ▷ Régulation de puissance

Les diodes laser sont connues pour avoir des overshoots de puissance ce qui n'est absolument pas tolérable dans notre application. C'est pour cela qu'on utilise la régulation de puissance proposée par ce circuit.

### 3.2 Génération d'un front d'onde

On cherche à réaliser un front d'onde collimaté. Pour y parvenir, on vient placer à bonne distance une lentille après la sortie de la fibre optique ( $L_7$  de la FIGURE 2.1). En pratique, il faut venir placer l'extrémité de la fibre de manière la plus précise possible au foyer de la lentille utilisée. Il est possible de s'aider du senseur de SHACK-HARTMANN pour y parvenir de manière la plus précise possible comme décrit à l'ANNEXE B. Une fois un front d'onde collimaté obtenu, il sera introduit dans l'œil que l'on veut mesurer (voir SECTION 4.6.2).

### 3.3 Laser rouge (633 [nm])

La diode laser rouge utilisée par Eric HOFMANN et Sébastien TANNIGER était du type **SANYO** (DL-3148-025, voir ANNEXE C).

Selon la norme DIN EN 60825-1 [7], Sébastien TANNIGER [4] a pu déterminer la puissance maximale tolérée par l'œil pour un temps d'exposition de 600 [s]. Elle est de 20 [ $\mu W$ ].

### 3.4 Laser infrarouge (780 [nm])

La diode laser infrarouge utilisée est aussi du type **SANYO** (DL-3144-007S, voir ANNEXE C). Toujours selon la norme DIN EN 60825-1 [7] et avec un développement analogue à celui réalisé par Sébastien TANNIGER [4], il est possible de déterminer la puissance maximale tolérée par l'œil de la manière suivante :

$$P = MPR \cdot A_{pupille} \cdot \frac{1}{t_{exp}} \quad (3.1)$$

avec

$$MPR = 18 \cdot t_{exp}^{0.75} \cdot C_4 \cdot C_6 \quad (3.2)$$

Ce qui donne au final :

$$P = 18 \cdot t_{exp}^{0.75} \cdot 10^{0.002 \cdot (\lambda - 700)} \cdot 1 \cdot \frac{D_{pupille}^2 \cdot \pi}{4} \cdot \frac{1}{t_{exp}}$$

$$P = 18 \cdot 600^{0.75} \cdot 10^{0.002 \cdot (780 - 700)} \cdot 1 \cdot \frac{3 \cdot 10^{-32} \cdot \pi}{4} \cdot \frac{1}{600} \cong 37 [\mu W]$$

|               |   |
|---------------|---|
| $P$           | : puissance maximale tolérée par l'œil ([ $\mu W$ ])      |
| $MPR$         | : énergie surfacique ([ $\frac{J}{m^2}$ ])                |
| $t_{exp}$     | : temps d'exposition ([s])                                |
| $C_4$         | : $10^{0.002 \cdot (\lambda - 700)}$                      |
| où $C_6$      | : $1 _{source\ ponctuelle}$                               |
| $\lambda$     | : longueur d'onde de la source lumineuse ([nm])           |
| $A_{pupille}$ | : aire de la cornée soumise au faisceau laser ([ $m^2$ ]) |
| $D_{pupille}$ | : diamètre de la pupille ([m])                            |

**Remarque :** Pour des questions de comparaison entre les deux lasers, on a pris un diamètre de cornée soumis au faisceau laser égal dans les deux cas ( $3 \cdot 10^{-3} [m]$ ) alors, qu'en réalité, il serait possible de prendre une pupille plus grande dans le cas du laser infrarouge<sup>1</sup>, ce qui permettrait d'augmenter encore plus la puissance<sup>2</sup>.

### 3.5 Comparaison des lasers

Les diodes lasers n'ont pas les mêmes caractéristiques, il est donc difficile de les comparer. Néanmoins, en utilisant le même driver de diode laser dans les deux cas, les comparaisons suivantes peuvent quand même être faites :

- ▷ Tensions aux bornes de la diode laser  $LD^3$  ( $V_{LD}$ )
- ▷ Tensions aux bornes de la diode de régulation de puissance  $MD$  ( $V_{PD}$ )
- ▷ Tensions aux bornes de la résistance  $R001$  ( $V_{I_{SET}}$ )
- ▷ Tensions aux bornes de la résistance  $R002$  ( $V_{R002}$ )
- ▷ Puissance d'émission de la diode laser ( $P$ )

Toutes ces mesures ont été faites en fonction de la tension de commande ( $V_{COM}$ ). Il en ressort les graphiques présentés à la FIGURE 3.1. Le courant  $I_{R002}$  est obtenu en divisant la valeur de la tension aux bornes de  $R002$  par la valeur de cette résistance ( $I_{R002} = \frac{V_{R002}}{R002}$ ).

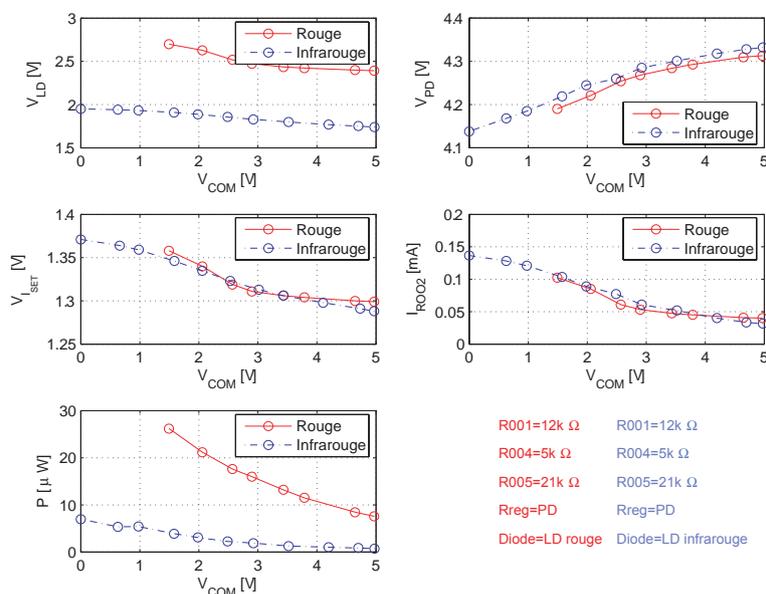


FIG. 3.1 – Comparaison entre le laser rouge et le laser infrarouge

<sup>1</sup>Moins de contraction de la pupille de l'œil car une longueur d'onde de 780 [nm] est moins perçue par l'œil qu'avec une longueur d'onde de 633 [nm].

<sup>2</sup>En prenant une pupille de 4 [mm] de diamètre au lieu de 3, on arrive presque à doubler la puissance possible d'émission, elle passe de 37 à 66 [ $\mu$ W].

<sup>3</sup>Voir fichiers 142301-an-01-fr-platin\_cms-schema.pdf et iC-WJZ.pdf à l'ANNEXE C pour retrouver le schéma complet du circuit IMS-5/250 et pour une meilleure compréhension du fonctionnement de ce driver.

**Remarques :** On peut observer qu'il n'a pas été possible de faire des mesures avec le laser rouge à pleine puissance. Ceci vient du fait que le circuit intégré de type  iC-WJ dispose d'une limitation en température pour éviter des dégâts éventuels. A pleine puissance, le driver doit piloter un courant qui le fait trop chauffer ce qui le fait se couper. On peut aussi voir que la puissance d'émission du laser infrarouge est moindre pour une même tension de commande que le laser rouge. Ce qui veut dire que le gain puissance-tension est plus faible dans le cas du laser infrarouge (ceci se vérifie en examinant les datasheets des deux diodes, dl-3148-025.pdf et dl-3144-007s.pdf, ANNEXE C).

### 3.6 Implications du passage de 633 [nm] à 780 [nm]

Le fait d'augmenter la longueur d'onde (passage de 633 [nm] à 780 [nm]) aura deux implications majeures :

- ▷ Augmentation de la distance focale
- ▷ Augmentation du déplacement des spots (dans le cas où le plan focal a été repositionné pour la nouvelle distance focale, voir FIGURES 3.2 et 3.3)

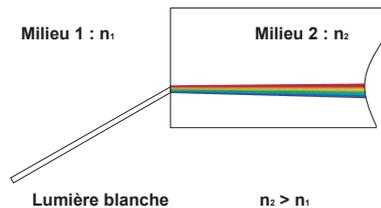


FIG. 3.2 – Décomposition spectrale d'un rayon de lumière blanche

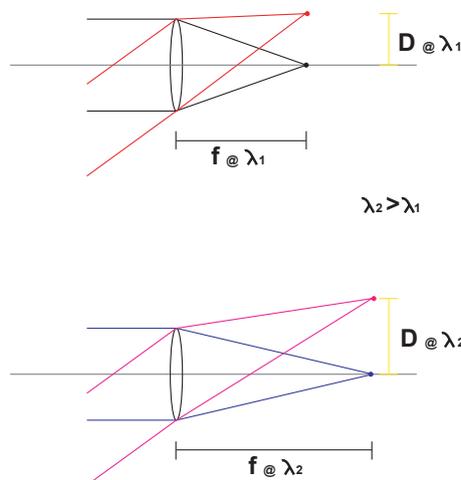


FIG. 3.3 – Variation de la distance focale et du déplacement d'un spot pour une variation de longueur d'onde

**Remarques :** Sur ces FIGURES (3.2 et 3.3), on peut voir que l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde, plus la longueur  $\lambda$  augmente et plus l'indice de réfraction  $n$  diminue. On peut

aussi voir que le fait d'avoir  $\lambda$  qui passe de 633 à 780 [nm] fera en sorte d'augmenter la focale ainsi que le déplacement des spots (au plan focal).

Il faut aussi dire qu'une augmentation de la longueur d'onde aura aussi pour effet de "dilaté" le spot comme montré sur la FIGURE 3.4.

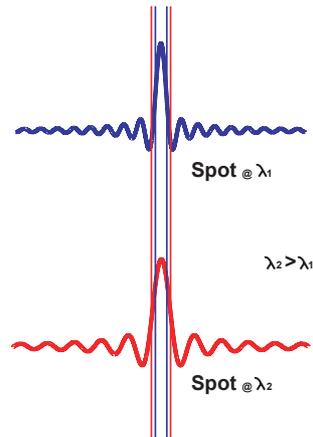


FIG. 3.4 – Variation de la largeur à mi-hauteur d'un spot pour une variation de longueur d'onde

### Exemple 3.1 :

Pour montrer l'influence de la longueur d'onde, le TABLEAU 3.1 et la FIGURE 3.5 donnent quelques valeurs d'indice de réfraction pour un verre de type BK7 517642 (E 3.1) (Valeurs extraites de *Optisches Glas*, SCHOTT) :

| Longueur d'onde $\lambda$ [nm] | 404   | 435   | 479   | 546   | 587   | 656   | 706   |
|--------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Indice de réfraction $n$ [-]   | 1.530 | 1.527 | 1.523 | 1.519 | 1.517 | 1.514 | 1.513 |

TAB. 3.1 – Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour un verre de type BK7 517642

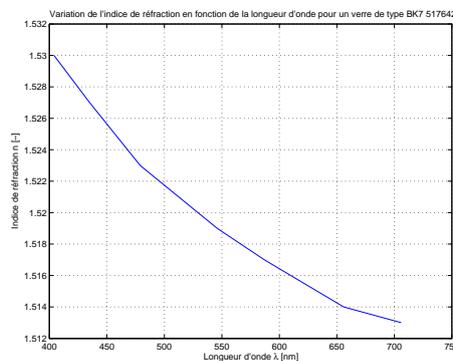


FIG. 3.5 – Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour un verre de type BK7 517642

### 3.6.1 Avantages / inconvénients du laser infrarouge

**Avantages :**

- ▷ Puissance supportée par l'oeil plus grande
- ▷ Augmentation de la taille de la pupille de l'œil

**Inconvénients :**

- ▷ Domaine linéaire plus limité
- ▷ Plus grande difficulté pour réaliser la focalisation sur la rétine de l'œil (laser non visible)

**Remarques :** Pour ce qui est des deux points négatifs, ils sont annulés par l'utilisation d'un réticule qui permet de focaliser l'œil à l'infini (voir SECTION 2.1.2.1). Pour ce qui est du domaine linéaire plus restreint, cela importe peu étant donné que l'algorithme développé au CHAPITRE 7 devrait permet de travailler dans le domaine non-linéaire.

## Chapitre 4

# Œil du patient

L'œil humain est un dispositif opto-biologique relativement complexe. Il peut donc souffrir de nombreux défauts. Ces principaux défauts sont :

- ▷ Myopie
- ▷ Hypermétropie
- ▷ Astigmatisme

Ce sont les aberrations principales que l'on cherche à déterminer en premier lieu lorsqu'on se rend chez son ophtalmologue. Par conséquent ce sont les aberrations que l'on va chercher à mesurer. Le modèle que l'on propose est beaucoup plus complexe et permet donc de mesurer des aberrations beaucoup plus diverses. Ce modèle permet de réaliser une véritable "carte" de l'œil ou plutôt du front d'onde rétro-diffusé par la rétine.

### 4.1 L'œil normal

Le fonctionnement d'un œil normal ressemble beaucoup à celui d'un appareil photographique : la cornée et le cristallin font converger l'image d'un objet lointain exactement sur la rétine, qui capture l'image tout comme le fait le film d'une caméra. La cornée est en grande partie responsable de la mise au point de l'image et sa forme ne change pas. De petits muscles peuvent modifier légèrement la courbure du cristallin, permettant ainsi de bien lire de près<sup>1</sup>.

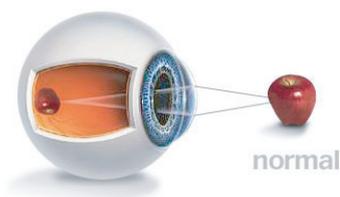


FIG. 4.1 – "Fonctionnement" d'un œil normal

---

<sup>1</sup>Avec l'âge, ces muscles se relâchent ; c'est pourquoi vers 43 ans, presque tous les porteurs de lunettes pour voir de loin ont besoin de verres à double foyer pour lire de près. D'ailleurs, même les gens qui ont une vision parfaite à distance doivent tôt ou tard porter des lunettes de lecture.

## 4.2 Myopie

Chez les myopes, l'image ne rejoint pas la partie arrière de l'œil, i.e. la rétine. La myopie est causée par une courbure trop forte de la cornée et du cristallin ; l'image se forme trop à l'avant de la rétine, causant une vision floue des objets éloignés. Ce n'est qu'en s'approchant qu'il y aura convergence sur la rétine, permettant une vision claire de l'objet. Les myopes voient bien de près, mais doivent porter des lunettes ou des lentilles cornéennes pour voir de loin.

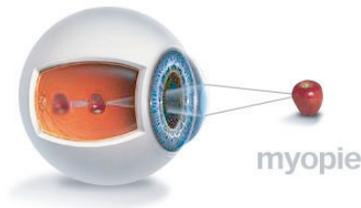


FIG. 4.2 – Œil myope

Des techniques chirurgicales modernes (comme les opérations au laser) permettent de corriger ou de réduire considérablement la myopie<sup>2</sup>.

## 4.3 Hypermétropie

L'hypermétropie est due au fait que la cornée et le cristallin étant trop plats, l'image converge en un point situé derrière la rétine, causant une vision floue des objets lointains et rapprochés. Les muscles du cristallin peuvent aider à réduire l'hypermétropie dans une certaine mesure, mais ces muscles se relâchent avec les années. C'est pourquoi vers 30 ans, de nombreux hypermétropes doivent éventuellement porter des lunettes pour voir de loin et de près<sup>3</sup>.

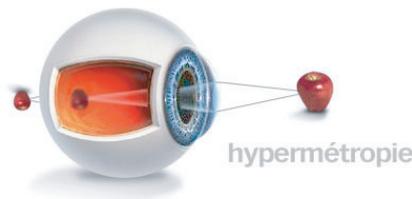


FIG. 4.3 – Œil hypermétrope

---

<sup>2</sup>Depuis 1995, les chirurgiens qui se spécialisent dans le traitement de la myopie ont petit à petit délaissé la photo-ablation cornéenne (PRK) pour se consacrer au LASIK (laser in-situ keratomileusis). Ces deux techniques impliquent un aplatissement léger de la cornée qui a pour effet de replacer l'image exactement sur la rétine.

<sup>3</sup>Après une correction au LASIK, la courbure de la cornée est légèrement augmentée, ce qui permet de replacer l'image exactement sur la rétine. C'est donc dire qu'un patient hypermétrope traité au laser Excimer aura une bonne vision de loin.

## 4.4 Astigmatisme

Chez les astigmates, l'image se forme en deux points différents à l'intérieur de l'œil. L'œil normal a une cornée dont la courbure est sphérique, comme un ballon de football (soccer pour les anglophones). L'astigmatisme survient lorsque la cornée a une forme légèrement allongée, comme un ballon de rugby (football pour les anglophones). L'image se forme donc en plusieurs points sur la rétine, causant une vision floue<sup>4</sup>.

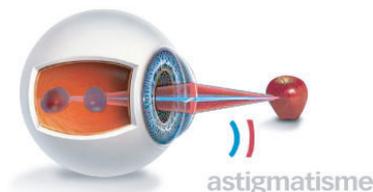


FIG. 4.4 – Œil astigmatique

## 4.5 Les aberrations oculaires de haut degré

Les lunettes et les lentilles cornéennes peuvent corriger la myopie, l'hypermétropie, l'astigmatisme et la presbytie. Ces défauts appartiennent à la catégorie des aberrations oculaires de premier et de deuxième degré.

Tous les yeux ont aussi des aberrations oculaires de haut degré qui ne peuvent être corrigées par le port de lunettes ou de lentilles cornéennes. Autrement dit, la majorité des gens qui constituent la population normale ont une vision quantitative de 20/20, mais ont tout de même une vision qualitative affectée par la présence d'éblouissements et de halos. Il est question de la manière de mesurer ces problèmes à la SECTION 4.6.2.

## 4.6 Comment déterminer la nature des problèmes oculaires ?

### 4.6.1 Méthode "traditionnelle"

Il suffit de jeter un coup d'œil à l'ordonnance de lunettes émise par un spécialiste de la vue (EXEMPLE 4.1).

---

<sup>4</sup>Les lasers Excimer de  et d' peuvent corriger cette irrégularité de la cornée, éliminant ainsi le problème de vision embrouillée. Plusieurs patients souffrent d'astigmatisme combiné à une myopie ou à une hypermétropie. L'ordinateur d'un laser Excimer permet de corriger ces deux anomalies lors d'un même traitement.

**Exemple 4.1 :**

|            | Sphère | Cylindre | Axe | Addition |
|------------|--------|----------|-----|----------|
| Œil droite | -10.75 | 5.25     | 15  | -        |
| Œil gauche | -11.50 | 5.00     | 165 | -        |

(E 4.1)

- ▷ Cette ordonnance comporte un chiffre principal appelé *sphère*  
Si ce chiffre est précédé du signe "+", la personne voit mieux de loin que de près ; elle est donc hypermétrope.  
Si ce chiffre est précédé du signe "-", la personne voit mieux de près ; elle est donc myope.
- ▷ Si elle souffre d'astigmatisme, son ordonnance comportera deux chiffres supplémentaires : un pour le *cylindre*, qui représente le degré d'astigmatisme, et un autre pour l'*axe*, qui décrit la direction.
- ▷ L'ordonnance peut aussi comporter un dernier chiffre, dans la colonne *addition*, qui correspond à la force des verres à double foyer nécessaire pour corriger la presbytie.

La sphère, le cylindre et la mesure de presbytie sont exprimés en unités appelées *dioptries*<sup>5</sup> ([*dpt*]). L'axe se mesure en *degrés* ([°]).

#### 4.6.2 Méthode par analyse de front d'onde

La lumière voyage en ondes parallèles, un peu comme les vagues de l'océan. Quand tout est calme, les ondes demeurent parallèles ; mais s'il y a un "obstacle", leur configuration se déforme. À l'intérieur de l'œil, ces distorsions sont causées par des aberrations du système optique (l'œil).

Dans un œil au fonctionnement idéal, les rayons de lumière produits par un front d'onde plan pénètrent dans l'œil sans distorsion pour arriver exactement à l'arrière de l'œil, sur la rétine (voir FIGURE 4.5). Dans la réalité, pratiquement personne n'a un œil aussi parfait.

Les rayons incidents nous intéressent peut dans le cas développé dans ce document. Ce sont les rayons rétro-diffusés par la rétine qui ressortent de l'œil qui seront mesurés. En réalité, on va considérer qu'une fois que les rayons entrants se sont focalisés sur la rétine, la rétine, et la source lumineuse ainsi créée, est le point de départ de l'émission lumineuse (voir FIGURE 4.6). Il est possible de faire cette approximation étant donné que la rétine est suffisamment diffusante pour s'affranchir du rayon incident<sup>6</sup>. C'est comme si, dans un système optique, on venait focaliser un rayon lumineux et qu'au point de focalisation on insère un verre dépoli, la partie située après le verre dépoli peut considérer que la source lumineuse est le spot créé sur le verre dépoli.

<sup>5</sup>La dioptrie est une unité de puissance pour mesurer la vergence d'un système optique. Elle est égale à l'inverse de la distance focale :  $1 [dpt] = 1 [m^{-1}]$

<sup>6</sup>Il faut préciser qu'environ 0.02 % de la puissance du rayon incident ressort de l'œil [4].

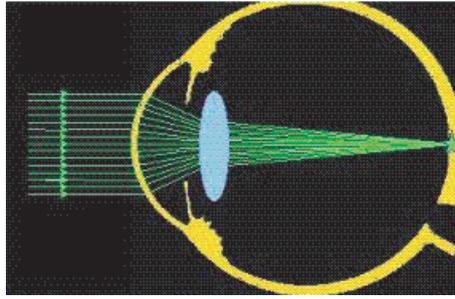


FIG. 4.5 – Front d’onde entrant dans un œil parfait

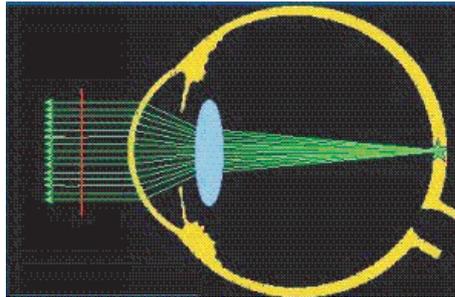


FIG. 4.6 – Front d’onde sortant d’un œil parfait

La plupart des yeux présentent certaines aberrations de la cornée ou du cristallin qui déforment l’image globale captée et émise, comme illustré à la FIGURE 4.7.

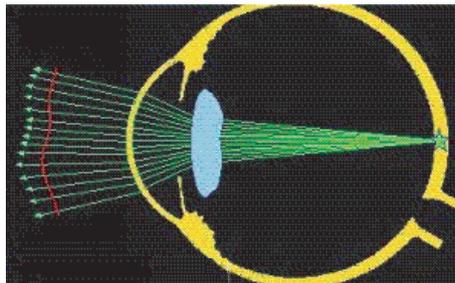


FIG. 4.7 – Front d’onde sortant d’un œil aberré

Pour évaluer les défauts d’un œil, on mesure les distorsions du front d’onde lorsqu’il ressort de l’œil. On focalise la lumière au moyen d’un senseur de SHACK-HARTMANN (une trame de micro-lentilles, voir CHAPITRE 5), et les spots ainsi créés sur le CCD sont ensuite analysés. On obtient alors une représentation mathématique multidimensionnelle du front d’onde pour chaque œil.

Une fois l’image sur le senseur de SHACK-HARTMANN obtenue (FIGURE 4.9), il est possible de déterminer une combinaison de polynômes  $y$  correspondant, dans notre cas, la combinaison des polynômes de ZERNIKE qui correspond à cette image (voir ANNEXE A.1). On peut ainsi évaluer les types et amplitudes des aberrations qui constituent le front d’onde (FIGURE 4.8).

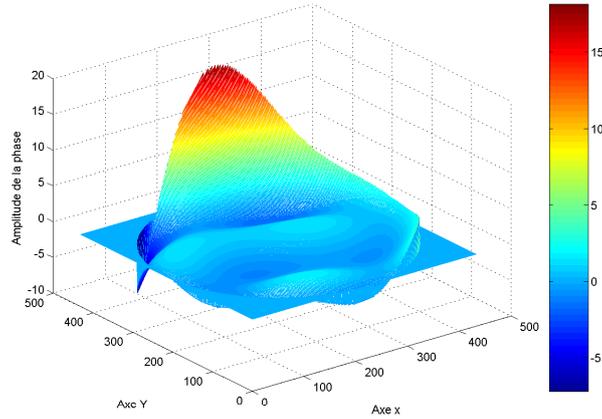


FIG. 4.8 – Exemple de front d’onde pouvant sortir de l’œil (combinaison des vingt premiers modes de ZERNIKE avec une amplitudes pour chaque mode de  $0.5 [rad RMS]$ )

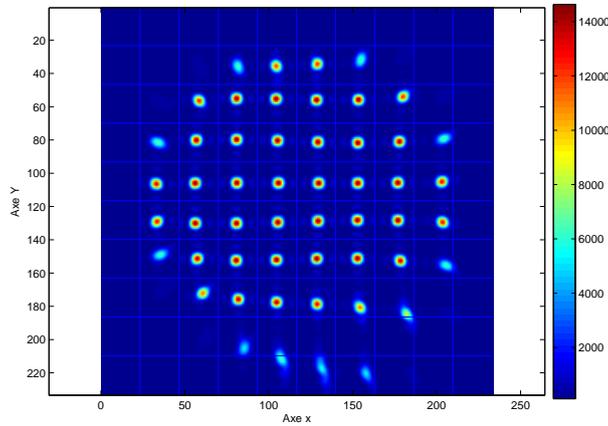


FIG. 4.9 – Image, sur le senseur de SHACK-HARTMANN, du front d’onde de la FIGURE 4.8

#### 4.6.2.1 Quantification des aberrations

Une fois l’amplitude de chacun des modes déterminée, il est donc possible de faire la relation entre modes de ZERNIKE ( $[rad RMS]$ ,  $[m RMS]$ ) et type d’aberrations ( $[dpt]$ ) à l’aide des équations suivantes [1] :

$$1 [m RMS] = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} [rad RMS] \quad \Rightarrow \quad 1 [rad RMS] = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} [m RMS] \quad (4.1)$$

où  $\lambda$  : longueur d’onde du laser utilisé ( $[m]$ )

Dans l’ÉQUATION 4.1, on vient uniquement faire la relation entre deux unités de mesure pour les amplitudes modales. Ce n’est que dans l’ÉQUATION 4.2 que l’on vient réellement faire la relation entre l’amplitude des modes de ZERNIKE et les *dioptries*.

$$1 [dpt] = \frac{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \alpha_i}{r^2} [m RMS] \quad \Rightarrow \quad 1 [m RMS] = \frac{r^2}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \alpha_i} [dpt] \quad (4.2)$$

Une fois ces relations faites, il est possible de venir évaluer les aberrations de premier et second ordre (comme ceux de la SECTION 4.6.1) de la manière suivante :

| Type d'aberrations            | Évaluation par la méthode du front d'onde [dpt]   |
|-------------------------------|---|
| Myopie/hypermétropie (Sphère) | $\frac{4\sqrt{3}\alpha_4}{r^2}$   |
| Astigmatisme (Cylindre)       | $\left  \left( \frac{4\sqrt{3}\alpha_5}{r^2}; \angle 0^\circ \right) + \left( \frac{4\sqrt{3}\alpha_6}{r^2}; \angle 45^\circ \right) \right $               |
| Astigmatisme (Axe)            | $\arg \left\{ \left( \frac{4\sqrt{3}\alpha_5}{r^2}; \angle 0^\circ \right) + \left( \frac{4\sqrt{3}\alpha_6}{r^2}; \angle 45^\circ \right) \right\} + \phi$ |

TAB. 4.1 – Correspondance des amplitudes modales avec les *dioptries*

- $\alpha_i$  : amplitude de l'aberration du mode  $Z_i$  ( $[\mu m RMS]$ )  
 $r$  : rayon de la pupille ( $[mm]$ )  
 où  $\phi$  : angle de repositionnement pour avoir la même référence du 0 [°] dans les deux cas, il faut également vérifier que la référence est la même pour l'œil droite et l'œil gauche

Avec les ÉQUATIONS 4.1 et 4.2 ainsi que le TABLEAU 4.1, on est en mesure d'évaluer, de manière conventionnelle, les aberrations de premier et second degré d'un œil.

Une technique analogue peut être développée pour les aberrations d'ordres supérieurs, en tenant compte des combinaison de modes ( $Z_7$  avec  $Z_8$ ,  $Z_9$  avec  $Z_{10}$ ,  $Z_{12}$  avec  $Z_{13}$ ,  $Z_{14}$  avec  $Z_{15}$ ,  $Z_{16}$  avec  $Z_{17}$  et  $Z_{18}$  avec  $Z_{19}$ ) et de leur déphasage relatif.

Si on reprend l'EXEMPLE 4.1, page 20, on peut déduire l'amplitude des modes de ZERNIKE correspondants à ces aberrations :

| Amplitudes [dpt]/<br>direction [°] |                      | Amplitude @ 633 [nm]<br>[rad RMS] |                          | Amplitude @ 780 [nm]<br>[rad RMS] |                          |
|------------------------------------|----------------------|-----------------------------------|--------------------------|-----------------------------------|--------------------------|
| Œil droite<br>-10.75               | Œil gauche<br>-11.50 | Œil droite<br>-61.60614           | Œil gauche<br>-65.90424  | Œil droite<br>-75.91278           | Œil gauche<br>-81.20902  |
| Sphère                             |                      | $Z_4$                             |                          | $Z_4$                             |                          |
| 5.25 /<br>15                       | 5.00 /<br>165        | 29.22710 /<br>25.78862            | -27.83533 /<br>-24.56059 | 36.01443 /<br>31.77744            | -34.29946 /<br>-30.26423 |
| Cylindre /<br>Axe                  |                      | $Z_5 /$<br>$Z_6$                  |                          | $Z_5 /$<br>$Z_6$                  |                          |

TAB. 4.2 – Correspondance des aberrations de l'EXEMPLE 4.1 avec les amplitudes des modes de ZERNIKE

Ces valeurs sont valable dans le cas où  $\phi$  est nul et la référence pour la mesure de l'angle identique pour les deux yeux.

## Chapitre 5

# Senseur de SHACK-HARTMANN

Un senseur de SHACK-HARTMANN est un élément optique relativement simple à comprendre mais toute fois compliqué à réaliser par la minutie qu'il nécessite<sup>1</sup>.

### 5.1 Descriptif

Physiquement, un SHACK-HARTMANN est composé d'une matrice de micro-lentilles (trame), placées devant un capteur sensible à la lumière (le plus souvent une caméra CCD). Ces deux composants sont situés dans des plans parallèles. La caméra est quand à elle située exactement dans le plan focal des micro-lentilles (plan de FOURIER) comme illustré à la FIGURE 5.1.

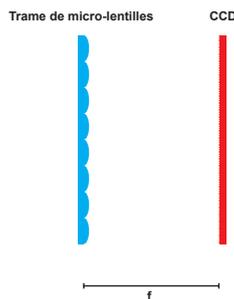


FIG. 5.1 – Senseur de SHACK-HARTMANN

À l'arrivée d'un faisceau, chaque micro-lentille génère sur le capteur un point de focalisation, dont la position varie en fonction de la déformation locale du front d'onde (pente locale) comme illustré aux FIGURES 5.2 et 5.3.

---

<sup>1</sup>Pour information une trame de micro-lentilles est réalisée en une seule fois. Un morceau de verre (du genre BK7) est chauffé et une matrice vient se presser contre pour imprimer la trame de micro-lentilles voulue.

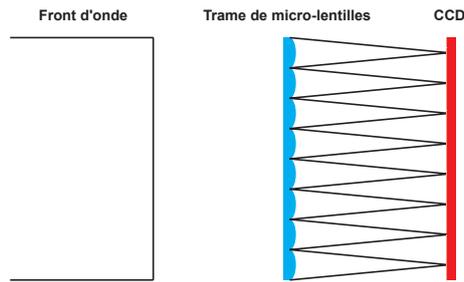


FIG. 5.2 – Senseur de SHACK-HARTMANN avec un front d'onde plan en entrée

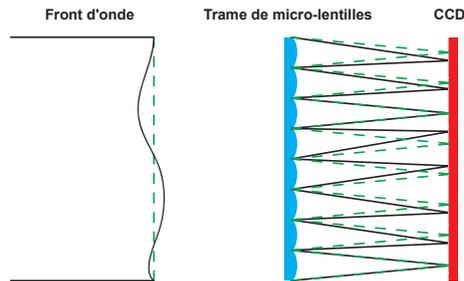


FIG. 5.3 – Senseur de SHACK-HARTMANN avec un front d'onde aberré en entrée

L'image donnée par le capteur est ainsi une matrice de spots dont le nombre correspond au nombre de micro-lentilles. La déviation de chaque spot par rapport à sa référence donne la pente (ou dérivée) locale du front d'onde, l'ensemble des déviations donne directement le gradient du front d'onde. Des algorithmes, comme la combinaison de polynômes de ZERNIKE, permettent alors de remonter au front d'onde.

Il est donc possible de faire de l'analyse de front d'onde en temps réel (temps réel relatif au temps d'exposition du CCD et de calcul de reconstruction).

Il faut encore mentionner un point important, dans une utilisation simple pour de l'analyse de front d'onde faiblement aberré (voir FIGURE 5.4) cela ne pose aucun problème. Mais lorsque le front d'onde comporte des aberrations de grande amplitude, il se passe un phénomène particulier. Les spots que créent les micro-lentilles se déplacent tellement qu'ils finissent par sortir de la zone géométrique définie sur le CCD par les micro-lentilles. On passe donc en régime non-linéaire comme illustré sur la FIGURE 5.5.

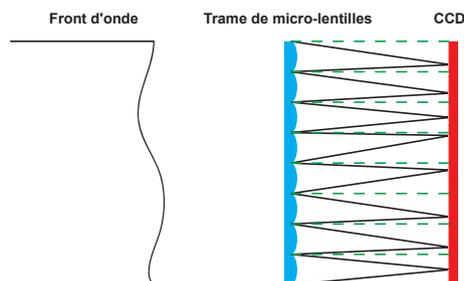


FIG. 5.4 – Senseur de SHACK-HARTMANN en régime de fonctionnement linéaire

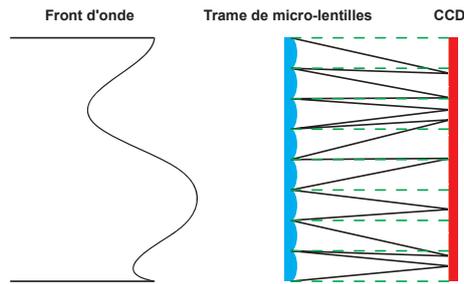


FIG. 5.5 – Senseur de SHACK-HARTMANN en régime de fonctionnement non-linéaire

Quand on se trouve dans le cas non-linéaire, un algorithme de localisation de spots n'est plus possible étant donné qu'on peut avoir plusieurs spots, ou au contraire aucun, derrière certaines micro-lentilles. Il est aussi également difficile de savoir à quelle micro-lentille appartient le spot puisque qu'il peut aussi bien venir de la bonne micro-lentille considérée que d'une de ses voisines.

Pour parvenir à résoudre ce problème, on va utiliser une caméra afin d'avoir une seconde image indépendante de la première et un nouvel algorithme de reconstruction (voir CHAPITRE 7).

## 5.2 Application

Dans le cadre de l'application non-linéaire, on ne s'intéresse plus au déplacement propre des spots, comme c'est le cas dans la reconstruction linéaire, mais plus exactement à l'image qu'ils créent sur le CCD. Ceci vient du fait que, lorsqu'on passe en régime de fortes aberrations, il n'est plus possible de savoir d'où proviennent les spots (quelle est la micro-lentille qui l'a créé).

## 5.3 Caractéristiques du senseur de SHACK-HARTMANN utilisé

La trame de micro-lentilles utilisée dans notre application est caractérisée par les éléments suivants :

- ▷ Nombre de micro-lentilles :  $8 \times 8$
- ▷ Taille d'une micro-lentille :  $0.3 \times 0.3 [mm]$
- ▷ Focale :  $40 [mm]$

De ces paramètres, on peut donc déterminer le diamètre de la pupille du senseur de SHACK-HARTMANN de la manière suivante :

$$P_{eSH} = 0.3 \cdot 8 = 2.4 [mm] \quad (5.1)$$

Cette pupille est de  $2.4 [mm]$  de diamètre et non pas de  $3.39 [mm]$  de diamètre car on souhaite avoir l'entier de la pupille comprise sur la trame de micro-lentilles. De ce fait on peut dire que toutes les micro-lentilles ne seront pas illuminées. Environ 52 d'entre-elles le sont [1] (voir FIGURE 5.6).

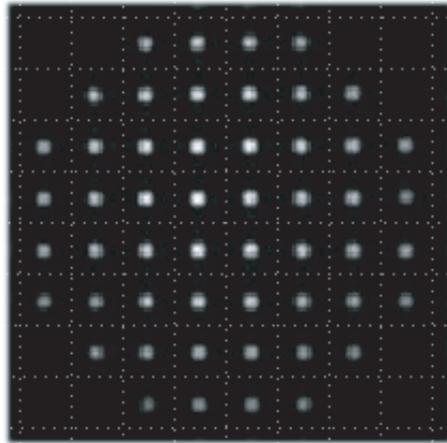


FIG. 5.6 – Image sur le CCD d'un front d'onde plan, visualisation des spots et des micro-lentilles illuminées

# Chapitre 6

## Caméra

Dans le développement de l'algorithme (CHAPITRE 7), la caméra est le second élément de matching qui intervient. C'est elle qui permet de travailler en fortes aberrations.

### 6.1 Descriptif

La caméra va être utilisée pour réaliser une image du front d'onde aberré rétro-diffusé par la rétine de l'œil que l'on cherche à mesurer.

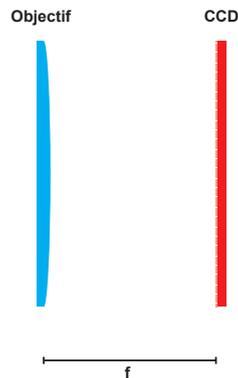


FIG. 6.1 – Caméra

Cette image ainsi créée sera indépendante de celle que l'on obtient sur le SHACK-HARTMANN (voir CHAPITRE 5). Elles ont toute fois un lien via le front d'onde à mesurer.

### 6.2 Application

Pour être plus précis, l'image réalisée par la caméra sera la transformée de FOURIER du front d'onde global, étant donné que l'on va faire en sorte que le CCD se trouve dans le plan focal de l'objectif comme montré à la FIGURE 6.2. On peut voir que le raisonnement réalisé pour le senseur de SHACK-HARTMANN (CHAPITRE 5) est analogue dans ce cas. Simplement à la place d'avoir une trame de micro-lentilles, on a une seule lentille. Ce qui veut dire qu'on obtiendra

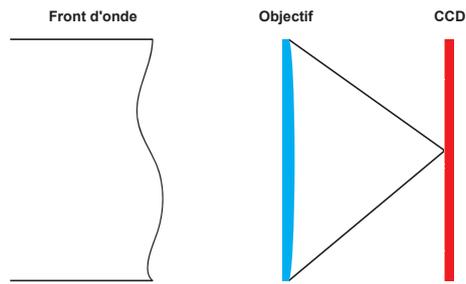


FIG. 6.2 – Caméra avec front d’onde aberré en entrée

uniquement un spot sur le CCD. Il faut aussi noter que dans le cas où un front d’onde plan traverse l’objectif de la caméra, on obtiendra une tache d’AIRY sur le CCD. Ceci n’était pas valable pour le senseur de SHACK-HARTMANN (dans le cas d’une micro-lentille) car les micro-lentilles sont de forme carrée.

### 6.3 Caractéristiques de la caméra utilisée

Une caméra CCD  Lumenera monochrome (modèle LU075M) sera utilisée pour l’acquisition d’images. Le capteur CCD est un **SONY** ICX424AL (voir ANNEXE C), les dimensions des pixels sont de  $7.4 \times 7.4 [\mu m]$ , le taux de rafraîchissement maximal est de 60 images par seconde et la taille du CCD est de  $640 \times 480$ . L’alimentation de la caméra se fait via le port USB.

# Chapitre 7

## Algorithme de reconstruction

L'algorithme de reconstruction est un élément clé de ce travail. C'est lui qui permet de faire le lien entre les relevés de mesure et la quantification des aberrations. En clair c'est lui qui lie les déplacements des spots avec l'amplitude des modes (type d'aberrations).

Il y a deux algorithmes de reconstruction :

- ▷ Faibles aberrations (régime linéaire)
- ▷ Fortes aberrations (régime non-linéaire).

Ces deux modes de reconstruction sont directement liés au mode de fonctionnement du capteur de SHACK-HARTMANN.

### 7.1 Faibles aberrations (régime linéaire)

Dans son travail de diplôme, Eric HOFMANN [1] s'est intéressé aux possibilités qu'offrent le SHACK-HARTMANN pour la mesure des aberrations de l'œil humain. Il a mis au point un algorithme de reconstruction linéaire qui permet, à l'aide d'un capteur de front d'onde (SHACK-HARTMANN) de déterminer précisément les aberrations de l'œil d'un patient.

Le capteur de SHACK-HARTMANN donne des spots pour chacune des micro-lentilles. Les déplacements de ces spots indiquent la pente locale du front d'onde (pente locale du sous-front d'onde pris en compte par la micro-lentille, voir FIGURE 5.4, page 25). Il faut donc déterminer les déplacements de chacun des spots (en  $X$  et en  $Y$ ). Grâce aux fonctions `find_centroids.m` et `determine_centroids.m` de Eric HOFMANN, il est possible de déterminer le centre de gravité de chacun des spots et le déplacement par rapport à un front d'onde non aberré. Il faut préciser que toutes les micro-lentilles ne sont pas illuminées et donc qu'il ne faut pas prendre en compte les sous-pupilles qui ne sont pas (ou pas suffisamment) illuminées (voir FIGURE 5.6, page 27).

Une fois les déplacements de tous les spots obtenus, il est possible de reconstruire le front d'onde. L'ÉQUATION 7.1 montre comment un front d'onde peut être reconstitué à partir d'une somme infinie de modes de ZERNIKE [1]. Cette opération s'appelle la décomposition modale d'un front d'onde.

$$\varphi(x, y) = \sum_{i=1}^n a_i \cdot Z_i(x, y) \tag{7.1}$$

Il est aussi possible de faire une relation entre l'amplitude d'un mode ( $\alpha_i$ ) et du déplacement des centroïdes ( $S_i$ ) dans le cas où les amplitudes sont faibles (régime linéaire). L'ÉQUATION 7.2 en donne la représentation matricielle.

$$D' \cdot \bar{\alpha} = \bar{S} \quad (7.2)$$

où  $D'$  : matrice caractérisant le système linéaire  
 $\bar{\alpha}$  : vecteur contenant les amplitudes des différents modes de ZERNIKE pris en compte  
 $\bar{S}$  : vecteur contenant les positions des centroïdes

On peut donc, une fois la matrice caractéristique linéaire déterminée, calculer les amplitudes modales à partir des déplacements comme montré dans les ÉQUATIONS 7.3 et 7.4.

$$\bar{\alpha} = D^+ \cdot \bar{S} \quad (7.3)$$

avec

$$D^+ = (D'^T \cdot D')^{-1} \cdot D'^T \quad (7.4)$$

où  $D^+$  : pseudo inverse de la matrice  $D'$ , il est impossible de faire l'inverse de la matrice  $D'$  car elle n'est pas carrée, on utilise donc la méthode de Moore PENROSE pour déterminer cette matrice qui est appelée matrice de reconstruction.

## 7.2 Fortes aberrations (régime non-linéaire)

En régime de fortes aberrations, il est possible que les spots se croisent et/ou qu'il y ait plus ou moins qu'un spot dans la zone géométrique située derrière chaque micro-lentille (comme sur la FIGURE 5.5, page 26). Alors, il n'est plus possible, avec la méthode linéaire, de déterminer quel spot appartient à quelle micro-lentille et donc les déplacements des spots.

Pour pallier à ce problème, Michael C. ROGGEMANN & Timothy J. SCHULZ [6] ont mis au point un algorithme de reconstruction non-linéaire qui permet d'augmenter le domaine de reconstruction possible d'un senseur de SHACK-HARTMANN et donc de pouvoir quand même travailler avec des spots qui sortent du domaine linéaire.

Le principe de leur algorithme (illustré à la FIGURE 7.1) est le suivant :

- ▷ Une image (transformée de FOURIER, voir CHAPITRE 6) du front d'onde à mesurer est créée en plus de celle disponible avec le senseur de SHACK-HARTMANN (spots, voir CHAPITRE 5)
- ▷ On vient ensuite reconstruire un front d'onde avec des coefficients modaux  $\bar{\alpha}$  choisis ou définis par une reconstruction linéaire
- ▷ Une fois ce nouveau front d'onde construit, on vient en déterminer la transformée de FOURIER ainsi que les spots qu'il créerait, respectivement, sur la caméra et sur le SHACK-HARTMANN
- ▷ Ensuite, on vient calculer les différences entre les transformées de FOURIER et les différences entre les spots<sup>1</sup> et on additionne ces deux différences, ce qui nous donne la *fonction coût* ( $J(\bar{\alpha})$ )

---

<sup>1</sup>Dans le cas non-linéaire, on ne s'intéresse plus aux déplacements des spots mais bel et bien à l'image obtenue sur le CCD.

- ▷ On va calculer les dérivées premières et secondes de cette *fonction coût* en fonction des modes  $\alpha_i$
- ▷ Pour finir on détermine les nouvelles amplitudes modales à l'aide d'une méthode décrite à la SECTION 7.2.3.

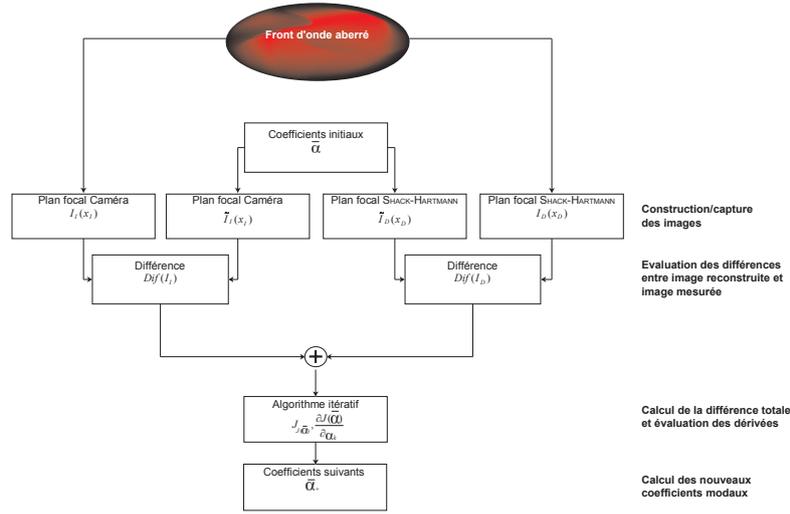


FIG. 7.1 – Schéma bloc représentant la méthode itérative (une iteration)

### 7.2.1 Calcul de la *fonction coût* ( $J(\bar{\alpha})$ )

Ce qui ressort du développement de Michael C. ROGGEMANN & Timothy J. SCHULZ [6] est la détermination de la *fonction coût*. Il est possible de la décomposer en deux "*sous-fonction coût*" comme le montre l'ÉQUATION 7.5.

$$J(\bar{\alpha}) = J_D(\bar{\alpha}) + J_I(\bar{\alpha}) \quad (7.5)$$

- où
- $J_D(\bar{\alpha})$  : "*sous-fonction coût*" pour la partie SHACK-HARTMANN
  - $J_I(\bar{\alpha})$  : "*sous-fonction coût*" pour la partie caméra
  - $J(\bar{\alpha})$  : *fonction coût* globale pour le SHACK-HARTMANN et la caméra.

Ces deux "*sous-fonction coût*" sont déterminées comme suit :

$$J_D(\bar{\alpha}) = \sum_{\mathbf{x}_D} \left\{ [I_D(\mathbf{x}_D)]^{\frac{1}{2}} - [\tilde{I}_D(\mathbf{x}_D, \bar{\alpha})]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 ; \quad J_I(\bar{\alpha}) = \sum_{\mathbf{x}_i} \left\{ [I_I(\mathbf{x}_i)]^{\frac{1}{2}} - [\tilde{I}_I(\mathbf{x}_i, \bar{\alpha})]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \quad (7.6)$$

- où
- $I_D(\mathbf{x}_D)$  : intensité associée au champ dans le plan image du capteur de SHACK-HARTMANN (front d'onde mesuré)
  - $I_I(\mathbf{x}_i)$  : intensité associée au champ dans le plan image de la caméra (front d'onde mesuré)
  - $\tilde{I}_D(\mathbf{x}_D, \bar{\alpha})$  : intensité associée au champ dans le plan image du capteur de SHACK-HARTMANN (front d'onde reconstruit) pour un vecteur  $\bar{\alpha}$  donné
  - $\tilde{I}_I(\mathbf{x}_i, \bar{\alpha})$  : intensité associée au champ dans le plan image de la caméra (front d'onde reconstruit) pour un vecteur  $\bar{\alpha}$  donné

**Remarque :** Pour plus de détails sur le développement effectué pour parvenir à l'ÉQUATION 7.6, il est possible de se référer à l'article [6] ou au projet de semestre [3].

Une fois que la *fonction coût* est déterminée pour des coefficients  $\bar{\alpha}$ , il est possible de faire varier la valeur du coefficient  $\alpha_i$  et d'observer son influence sur  $J(\bar{\alpha})$ . Le but final est de faire en sorte que cette fonction soit la plus faible possible, i.e. que les différences entre le front d'onde reconstruit et le front d'onde mesuré soient minimales. On sent intuitivement qu'un tel type de procédure va déboucher sur une méthode itérative (par approximations successives).

### 7.2.2 Méthode itérative

Une méthode par approximations successives au sens large du terme consiste à évaluer une fonction paramétrique avec des valeurs initiales de paramètres (nuls, avec des valeurs aléatoires ou avec des valeurs d'estimation grossières) et déterminer ensuite les nouveaux paramètres, plus proches de la solution. On répète la procédure avec les nouveaux paramètres trouvés jusqu'à tendre vers la solution, ou du moins vers une approximation qui est suffisamment bonne pour que de nouveaux pas d'itération n'apportent plus une précision significatif. Cette méthode est valable si l'algorithme de recherche des nouveaux paramètres ainsi que la fonction elle-même convergent.

Avec MATLAB<sup>®</sup>, il est possible de faire appelle à une fonction qui se charge de trouver la valeur des paramètres qui minimisent une fonction (`fminsearch`). Cette fonction est remarquable et de bonne précision. Néanmoins, après plusieurs tests pour essayer de minimiser une fonction à vingt paramètres, on peut observer que la fonction ne se minimise pas du tout et même qu'elle a tendance à "osciller" autour d'un groupe de valeurs qui ne sont absolument pas proches de la solution. En faisant une recherche approfondie sur cette fonction, on peut y découvrir que l'algorithme qui a été développé en MATLAB<sup>®</sup> se base sur un article publié dans "Society for Industrial and Applied Mathematics" [2]. En lisant très attentivement cet article, il est possible de découvrir que l'algorithme qu'ils ont développé est valable que pour des dimensions faibles, à savoir pour la première et la deuxième dimension. Ceci veut dire que, dans notre cas, il est absolument inutile de songer à utiliser cette méthode étant donné que nous travaillons avec vingt dimensions (les vingt premiers modes de ZERNIKE, même s'il est possible de diminuer ce nombre à dix-neuf en ne prenant pas en compte le premier mode  $Z_1$  qui est le PISTON).

### 7.2.3 Méthode de NEWTON-RAPHSON

La méthode de NEWTON-RAPHSON est fort utilisée pour résoudre des équations de la forme  $f(x) = 0$ . Dans le cas présent, on a :  $J(\bar{\alpha}) = 0$ . Les détails de ce développement peuvent être consultés dans des livres d'analyse numérique [5]. Un développement pour deux inconnues est donné à l'ÉQUATION 7.7.

$$\begin{bmatrix} x_{k+1} \\ y_{k+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_k \\ y_k \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \end{bmatrix}_{x_k, y_k}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} \\ \frac{\partial f}{\partial y} \end{bmatrix}_{x_k, y_k} \quad (7.7)$$

- $f$  : une fonction dépendant de  $x$  et de  $y$  ( $f(x, y)$ )  
 où  $x, y$  : inconnues, racines à chercher  
 $x_k, y_k$  : valeur de  $x$  et de  $y$  pour le pas d'itération  $k$  (pas présent)  
 $x_{k+1}, y_{k+1}$  : valeur de  $x$  et de  $y$  pour le pas d'itération  $k + 1$  (pas suivant)

Cette méthode peut être généralisée pour un nombre d'inconnues beaucoup plus grand.

Une fois que les nouveaux paramètres  $\alpha_{k+1}$  ( $k + 1$  indique que ce sont les paramètres pour le pas suivant), on recommence l'opération jusqu'à ce que la *fonction coût* soit nulle (voir FIGURE 7.2). En théorie il serait possible de tendre vers une valeur nulle pour  $J(\bar{\alpha})$  mais en pratique, on prendra un seuil de tolérance qui permettra de dire que nous avons une précision suffisante.

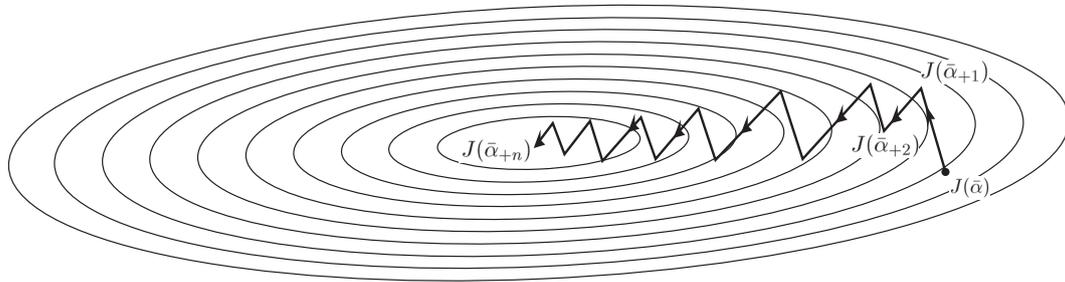


FIG. 7.2 – Courbes de niveau représentant l'évaluation itérative d'une fonction à deux paramètres

#### 7.2.4 Matrice de JACOBIEN

La matrice de JACOBIEN (aussi appelé *matrice Jacobienne*) est une matrice contenant des dérivées partielles du second ordre d'une fonction vectorielle.

Sur la base de la méthode de NEWTON-RAPHSON (SECTION 7.2.3), on aura :

$$\begin{aligned}
 [\bar{\alpha}_+] &= [\bar{\alpha}] - \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial^2 \alpha_1} & \dots & \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_{20} \partial \alpha_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_1 \partial \alpha_{20}} & \dots & \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial^2 \alpha_{20}} \end{bmatrix}}_{\substack{\text{Matrice Jacobienne} \\ J_{J(\bar{\alpha})}}}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_{20}} \end{bmatrix} \quad (7.8)
 \end{aligned}$$

- $\bar{\alpha}_+$  : coefficients pour l'itération suivante  
 $\bar{\alpha}$  : coefficients de l'itération présente  
 où  $\frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j}$  : Dérivées partielles de la *fonction coût* selon les modes  $\alpha_i$  et  $\alpha_j$   
 $[ ]^{-1}$  : Inverse de la matrice Jacobienne  
 $\frac{\partial J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_i}$  : dérivées partielles de la *fonction coût* selon le mode  $\alpha_i$

La matrice suivante (que l'on nommera *pseudo-matrice Jacobienne*) donne une approche pour

la construction de la matrice de JACOBIEN :

|                           |  |                           |  |                           |          |                           |   |
|---------------------------|--|---------------------------|--|---------------------------|----------|---------------------------|---|
| $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_1}$                   | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_2}$                   | $J_o$                     | $\dots$  | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$                   |
| $J_{o+\Delta\alpha_1}$    | $J_{o+\Delta\alpha_1+\Delta\alpha_1}$    | $J_{o+\Delta\alpha_1}$    | $J_{o+\Delta\alpha_2+\Delta\alpha_1}$    | $J_{o+\Delta\alpha_1}$    | $\dots$  | $J_{o+\Delta\alpha_1}$    | $J_{o+\Delta\alpha_{20}+\Delta\alpha_1}$    |
| $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_1}$                   | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_2}$                   | $J_o$                     | $\dots$  | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$                   |
| $J_{o+\Delta\alpha_2}$    | $J_{o+\Delta\alpha_1+\Delta\alpha_2}$    | $J_{o+\Delta\alpha_2}$    | $J_{o+\Delta\alpha_2+\Delta\alpha_2}$    | $J_{o+\Delta\alpha_2}$    | $\dots$  | $J_{o+\Delta\alpha_2}$    | $J_{o+\Delta\alpha_{20}+\Delta\alpha_2}$    |
| $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_1}$                   | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_2}$                   | $J_o$                     | $\dots$  | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$                   |
| $\vdots$                  | $\vdots$                                 | $\vdots$                  | $\vdots$                                 | $\vdots$                  | $\ddots$ | $\vdots$                  | $\vdots$                                    |
| $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_1}$                   | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_2}$                   | $J_o$                     | $\dots$  | $J_o$                     | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$                   |
| $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$ | $J_{o+\Delta\alpha_1+\Delta\alpha_{20}}$ | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$ | $J_{o+\Delta\alpha_2+\Delta\alpha_{20}}$ | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$ | $\dots$  | $J_{o+\Delta\alpha_{20}}$ | $J_{o+\Delta\alpha_{20}+\Delta\alpha_{20}}$ |

(7.9)

$J_o$  : représente la valeur de la *fonction coût* pour un point  $o$  choisi (pour un vecteur  $\bar{\alpha}$  donné)  
 où  $J_{o+\Delta\alpha_i}$  : représente la valeur de la *fonction coût* pour un point  $o'$  (pour un vecteur  $\bar{\alpha}$  sur le quel on a ajouté un  $\Delta$  sur le mode  $\alpha_i$ , voir FIGURE 7.3)

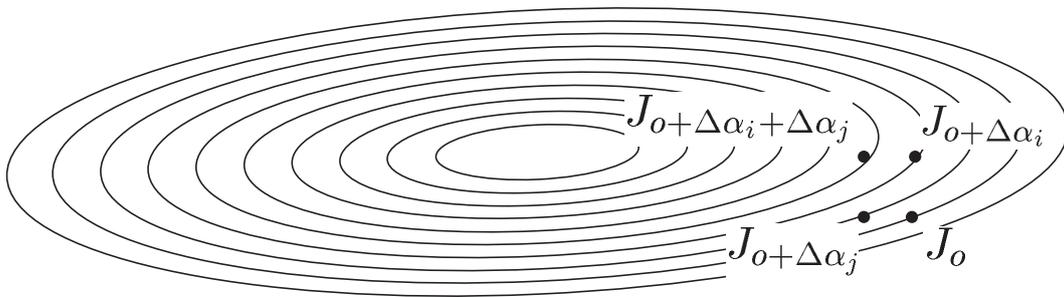


FIG. 7.3 – Courbes de niveau représentant l'évaluation de la *fonction coût* (dans le cas à deux paramètres,  $\alpha_i$  et  $\alpha_j$ )

La matrice de JACOBIEN sera déterminée comme suit :

$$\frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \Bigg|_{\substack{1 \leq i \leq 20; i \in \mathbb{N} \\ 1 \leq j \leq 20; j \in \mathbb{N}}} \approx \frac{\frac{J_{o+\Delta\alpha_i+\Delta\alpha_j} - J_{o+\Delta\alpha_j}}{\Delta\alpha_i} - \frac{J_{o+\Delta\alpha_i} - J_o}{\Delta\alpha_i}}{\Delta\alpha_j} \Bigg|_{\substack{1 \leq i \leq 20; i \in \mathbb{N} \\ 1 \leq j \leq 20; j \in \mathbb{N}}} \quad (7.10)$$

où  $\alpha_i$  : représente les modes de ZERNIKE selon les lignes de la matrice  
 $\alpha_j$  : représente les modes de ZERNIKE selon les colonnes de la matrice

De plus la matrice de JACOBIEN possède la propriété d'être symétrique ce qui veut dire que :

$$\frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} = \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_j \partial \alpha_i} \quad (7.11)$$

**Exemple 7.1 :**

Soit :

$$F(x, y) = a \cdot x^2 y^2 + b \cdot x^2 y + c \cdot x y^2 + d \cdot x y + e \cdot x + f \cdot y + g \Big|_{a,b,c,d,e,f,g \in \mathbb{C}}$$

|   |   |
|---|---|
| Dérivée première par rapport à $x$ :<br>$\frac{\partial F}{\partial x} = 2a \cdot x y^2 + 2b \cdot x y + c \cdot y^2 + d \cdot y + e$ | Dérivée première par rapport à $y$ :<br>$\frac{\partial F}{\partial y} = 2a \cdot x^2 y + b \cdot x^2 + 2c \cdot x y + d \cdot x + f$ |
|---|---|

(E 7.1)

|   |   |
|---|---|
| Dérivée seconde par rapport à $x$ et $y$<br>$\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} = 4a \cdot x y + 2b \cdot x + 2c \cdot y + d$ | Dérivée seconde par rapport à $y$ et $x$<br>$\frac{\partial^2 F}{\partial y \partial x} = 4a \cdot x y + 2b \cdot x + 2c \cdot y + d$ |
|---|---|

Dans l'EXEMPLE 7.1, on peut voir que pour des fonctions du type de  $J(\bar{\alpha})$ , les dérivées d'ordre deux sont commutatives, donc l'ÉQUATION 7.11 se vérifie.

Il est aussi possible d'ajouter la propriété suivante :

$$J_o = J_{o+\Delta\alpha_1} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial\alpha_1\partial\alpha_i} = \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial\alpha_i\partial\alpha_1} = 0$$

En effet, le PISTON (premier mode de ZERNIKE,  $Z_1$ ) n'opère aucune modification de la *fonction coût* puisqu'il réalise uniquement un décalage de phase constant sur tout le front d'onde.

Avec une telle construction de matrice et les propriétés énoncées ci-dessus, on peut déduire le nombre de fois que l'on devra évaluer  $J(\bar{\alpha})$  pour une itération :

$$\underbrace{1}_{J_o} + \underbrace{N-1}_{\substack{J_{o+\Delta\alpha_i} \\ 1 \leq i \leq N; i \in \mathbb{N} \\ \text{colonnes et lignes}}} + \underbrace{\frac{(N-1) \cdot [(N-1) + 1]}{2}}_{\substack{J_{o+\Delta\alpha_i+\Delta\alpha_j} \\ 1 \leq i, j \leq N; i, j \in \mathbb{N}}} \quad (7.12)$$

Dans notre cas nous avons  $N$  qui vaut 20, ce qui nous donne :

$$1 + 19 + \frac{19 \cdot 20}{2} = 210$$

Il faudra donc évaluer 210 fois  $J(\bar{\alpha})$  pour chaque itération. L'importance de rendre ce nombre le plus petit possible réside dans le fait que chaque évaluation de la *fonction coût* prends du temps et plus il faut évalué un nombre élevé de  $J(\bar{\alpha})$  et plus le temps passé pour le calcul des  $\bar{\alpha}_{+1}$  par itération devient grand ce qui veut dire que l'on mettra plus de temps pour converger vers une solution acceptable (non pas que la convergence se face moins bien mais moins rapidement sur une base temporelle).

Il faut préciser que selon les propriétés énoncées précédemment, la première ligne ainsi que la première colonne de la *matrice Jacobienne* seront composées de '0', ce qui implique que lorsqu'on désire faire l'inverse de cette matrice ( $[J_{J(\bar{\alpha})}]^{-1}$ , de l'ÉQUATION 7.8), il faudra évaluer ce qui suit [8] :

$$[J_{J(\bar{\alpha})}]^{-1} = \frac{1}{\det(J_{J(\bar{\alpha})})} \times J'_{J(\bar{\alpha})} \quad (7.13)$$

- $[J_{J(\bar{\alpha})}]$  : *Matrice Jacobienne*  
 $\det(J_{J(\bar{\alpha})})$  : Déterminant de la *matrice Jacobienne*  
 où  $J'_{J(\bar{\alpha})}$  : Matrice des compléments algébriques de  $J_{J(\bar{\alpha})}$  dont les éléments sont affectés des signes + et - alternativement  
 $J'_{J(\bar{\alpha})}^T$  : Matrice transposée de  $J'_{J(\bar{\alpha})}$

Le problème réside dans l'évaluation du déterminant, celui-ci serra nul étant donné que la première ligne et la première colonne de la matrice  $J_{J(\bar{\alpha})}$  sont nulles elles aussi. On va donc venir "tronquer" cette matrice et prendre que les dix-neuf dernières lignes et colonnes, ce qui fait que l'ÉQUATION 7.8 devient :

$$\begin{bmatrix} \alpha_{2+1} \\ \vdots \\ \alpha_{20+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_{20} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial^2 \alpha_2} & \cdots & \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_{20} \partial \alpha_2} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_2 \partial \alpha_{20}} & \cdots & \frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial^2 \alpha_{20}} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_2} \\ \vdots \\ \frac{\partial J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_{20}} \end{bmatrix} ; \quad \alpha_{1+1} = 0 \quad (7.14)$$

On viendra donc forcer l'amplitude du premier mode ( $\alpha_1$ ) à zéro.

De plus, il faut noter qu'avec une recherche à l'aide de la *matrice Jacobienne*, on a le risque de converger vers des minima locaux. pour essayer de s'affranchir, lorsqu'on tombe dans un minimum local, i.e. lorsque les coefficients du pas suivant sont quasiment identiques à ceux du pas présent, on fait en sorte que les coefficients du pas suivant prennent une valeur aléatoire entre  $-1$  et  $1$  [*rad RMS*].

## 7.3 Simulation

Cette section s'intéresse aux résultats obtenus par simulation. Il s'agit d'expérimenter l'algorithme développé aux sections précédentes.

### 7.3.1 Modèle généralisé du capteur de SHACK-HARTMANN

Dans le modèle échantillonné du capteur de SHACK-HARTMANN réalisé par Eric HOFMANN, le problème du déplacement au-delà de la zone géométrique se trouvant derrière chaque micro-lentille se pose. En effet, comme le montre la FIGURE 7.4, lorsqu'on se déplace vers le bord de cette zone géométrique et même au-delà, le spot se "recrée" vers le bord opposé au lieu de continuer dans la même direction. Grâce au modèle généralisé du capteur de SHACK-HARTMANN réalisé par Eric HOFMANN (*SHWFS.m*) on arrive à s'affranchir de ce problème, comme le montre la FIGURE 7.5

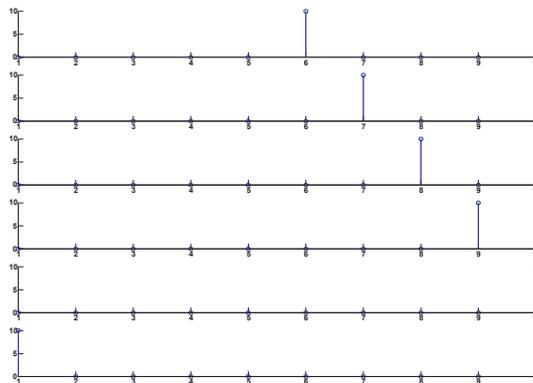


FIG. 7.4 – Simulation du déplacement d'un spot, influence de repliement spatial

### 7.3.2 Recherche itérative

On va s'intéresser à déterminer quel est la qualité de convergence de l'algorithme. Il faut déjà noter que le calcul de la *fonction coût* globale ( $J(\bar{\alpha})$ ) prend  $\sim 1$  [s] et ce pour un vecteur  $\bar{\alpha}$  donné.

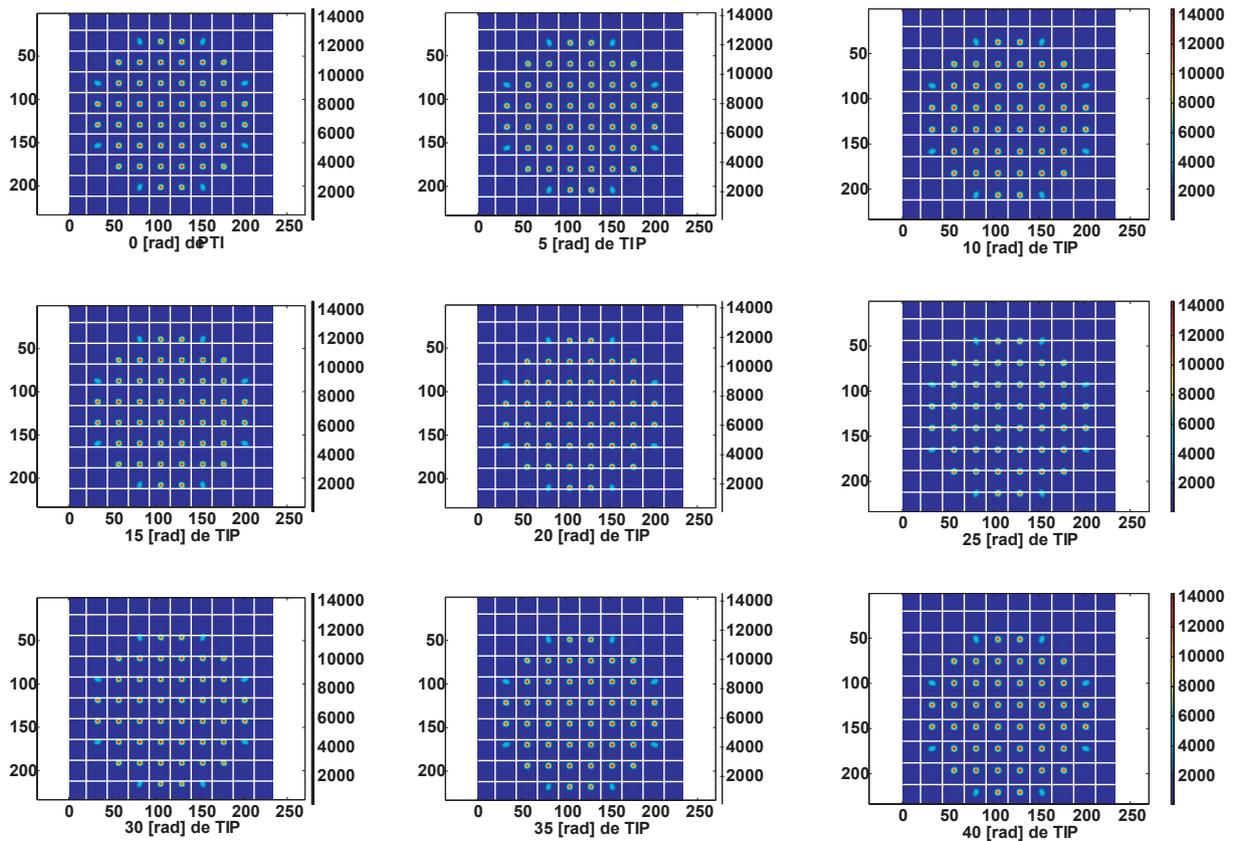


FIG. 7.5 – Simulation du déplacement des spots au-delà de la zone géométrique définie par chaque micro-lentille, affranchissement du repliement spectral

#### SIMULATION 0 :

- Nombre de modes considérés : 10
- Nombre d'itérations maximum : 30
- Front à rechercher :  $0.2 [rad RMS]$  successivement sur chacun des dix modes considérés
- Point de départ : amplitudes aléatoires sur les dix modes considérés comprises entre 0 et  $0.1 [rad RMS]$
- Saut aléatoire effectué : aucun pour les neuf tests
- Convergence : modes 3, 4, 6, 7 et 8
- Remarques : dans cette simulation, on peut voir que un peu plus de la moitié des tests réalisés convergent ( $\frac{5}{9}$ ); on peut aussi dire qu'en moins de dix itérations, dans les cas où il y a eu convergence, celle-ci s'est faite en moins de dix itérations.

**SIMULATION 1 :**

- Nombre de modes considérés : 10  
 Nombre d'itérations maximum : 30  
 Front à rechercher :  $0.2 [rad RMS]$  successivement sur chacun des dix modes considérés  
 Point de départ : amplitudes aléatoires sur les dix modes considérés comprises entre 0 et  $0.1 [rad RMS]$ , mais toujours la même pour les neuf test réalisés  
 Saut aléatoire effectué : aucun pour les dix tests  
 Convergence : modes 4, 6, 7, 8, 9 et 10  
 Remarques : dans cette simulation, on peut voir que un peu plus de la moitié des tests réalisés convergent ( $\frac{6}{9}$ ); on peut aussi dire que, dans les cas où il y a eu convergence, celle-ci s'est faite en moins de dix itérations; on peut également ajouter que, chose surprenante, les couples de modes de forme identique mais d'orientation différente, ne se comportent pas de la même manière et donc l'un des deux peut converger alors que pas l'autre (comme avec les modes 5 et 6).

**SIMULATION 2 :**

- Nombre de modes considérés : 10  
 Nombre d'itérations maximum : 30  
 Front à rechercher :  $n \cdot 0.1 [rad RMS]$  sur le mode 4, avec  $0 \leq n \leq 10$ ;  $n \in \mathbb{N}$   
 Point de départ : amplitudes aléatoires sur les dix modes considérés comprises entre 0 et  $0.1 [rad RMS]$ , mais toujours la même pour les onze test réalisés  
 Saut aléatoire effectué : 1 pour les simulations `Simulation02_3.mat`, `Simulation02_7.mat` et `Simulation02_8.mat`  
 Convergence :  $0 < \alpha_4 \leq 0.2 [rad RMS]$   
 Remarques : dans cette simulation, on peut voir que pour rechercher un front d'onde plat ainsi que que pour un front d'onde ayant plus de  $0.2 [rad RMS]$  de DEFOCUS il n'a pas été possible de converger; on peut aussi dire que la convergence, quand elle a eu lieu, s'est faite assez rapidement, moins de six itérations.

**SIMULATION 3 :**

|                             |  |
|-----------------------------|--|
| Nombre de modes considérés  | : 10   |
| Nombre d'itérations maximum | : 30   |
| Front à rechercher          | : 0.2 [rad RMS] successivement sur les dix modes considérés  |
| Point de départ             | : 0.01 [rad RMS] de DEFOCUS  |
| Saut aléatoire effectué     | : aucun pour les dix tests   |
| Convergence                 | : modes 3, 4, 5, 7 et 8  |
| Remarques                   | : dans cette simulation, on peut voir que un peu plus de la moitié des tests réalisés convergent ( $\frac{6}{10}$ ); on peut aussi dire que, dans les cas où il y a eu convergence, celle-ci c'est faite en moins de dix itérations; on peut également ajouter que les modes bas tendent à mieux converger que les modes hauts (de haut degré d'aberration). |

**SIMULATION 4 :**

|                             |   |
|-----------------------------|---|
| Nombre de modes considérés  | : 10  |
| Nombre d'itérations maximum | : 30  |
| Front à rechercher          | : $n \cdot 0.1$ [rad RMS] sur le mode 4, avec $0 \leq n \leq 10$ ; $n \in \mathbb{N}$   |
| Point de départ             | : 0.01 [rad RMS] de DEFOCUS   |
| Saut aléatoire effectué     | : 1 pour les simulations Simulation04_5.mat, Simulation04_6.mat et Simulation04_9.mat   |
| Convergence                 | : $0 \leq \alpha_4 \leq 0.2$ [rad RMS]  |
| Remarques                   | : dans cette simulation, on peut voir que la convergence est assurée tant que le point de départ est proche de la solution et ce dans le domaine linéaire; on peut également dire que, lorsque la convergence se réalise, elle se fait en moins de sept itérations. |

**SIMULATION 5 :**

|                             |   |
|-----------------------------|---|
| Nombre de modes considérés  | : 10  |
| Nombre d'itérations maximum | : 30  |
| Front à rechercher          | : $25 + n \cdot 0.1$ [rad RMS] sur le mode 4, avec $0 \leq n \leq 10$ ; $n \in \mathbb{N}$  |
| Point de départ             | : 25 [rad RMS] de DEFOCUS   |
| Saut aléatoire effectué     | : aucun pour les neuf tests   |
| Convergence                 | : toujours sauf pour Simulation05_7.mat et Simulation05_9.mat   |
| Remarques                   | : dans cette simulation, on peut voir que la convergence est assurée tant que le point de départ est proche de la solution et ce dans le domaine non-linéaire; on peut également dire que, lorsque la convergence se réalise, elle se fait en moins de cinq itérations. |

**Analyse des résultats :**

Toutes ces simulations nous montrent que l'algorithme tel que réalisé converge de la même manière dans le domaine linéaire que dans le domaine non-linéaire. Néanmoins, ces résultats mettent en évidence que cet algorithme est particulièrement sensible au point de départ que l'on prend pour la recherche itérative. Naturellement, plus on est proche de la solution pour le point de départ, plus on converge rapidement, sur un plan itérations et sur un plan temporel également. Il faut également préciser que la différence entre le point de départ et la solution "réelle" est très faible, et ce en considérant seulement les dix premiers mode de ZERNIKE ce qui laisse présupposer qu'en augmentant ce nombre à vingt, le point de départ sera presque la solution.

On peut donc dire que cet algorithme tel que réalisé est très bon pour l'affinage d'une solution grossière mais ne semble pas correspondre pour une recherche dans l'inconnu. Il serait tout à fait utilisable pour mesurer, chez un patient, une variation de la vue entre deux consultation mais non pas pour un nouveau patient dont il faudrait définir les aberrations oculaires sans une base sur laquelle axer la recherche.

## Chapitre 8

# Mesures d'aberrations oculaires

Pour pouvoir réaliser des mesures, il faut s'assurer que le spot généré sur la rétine est suffisamment petit pour que les spots ne se chevauchent pas sur le CCD du senseur de SHACK-HARTMANN. L'ÉQUATION 8.1 donne la relation entre angle d'ouverture d'entrée et de sortie pour un couple afocal (voir FIGURE 8.1).

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \frac{f_1}{f_2} \quad (8.1)$$

où

- $\theta_1$  : demi-angle d'ouverture à l'entrée
- $\theta_2$  : demi-angle d'ouverture à la sortie
- $f_1$  : focale de la lentille à l'entrée
- $f_2$  : focale de la lentille à la sortie

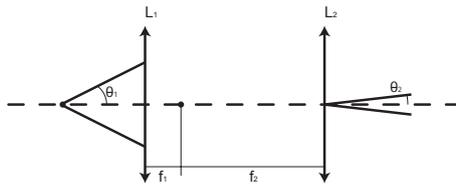


FIG. 8.1 – Représentation des angles d'ouverture d'entrée et de sortie pour un couple afocal

Pour une lentille simple dont l'image se trouve dans le plan focal, l'ÉQUATION 8.2 donne la relation entre angle d'ouverture d'entrée et diamètre (voir FIGURE 8.2).

$$\theta \cdot f = \frac{D}{2} \quad (8.2)$$

où

- $\theta$  : demi-angle d'ouverture à l'entrée
- $f$  : focale de la lentille
- $D$  : diamètre de l'image (du spot)

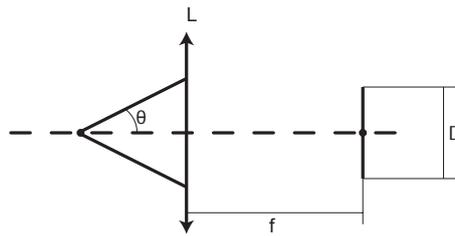


FIG. 8.2 – Représentation de l'angle d'ouverture d'entrée et du diamètre au plan focal pour une lentille simple

Ce qui veut dire que le spot créé sur la rétine de l'œil ne doit pas dépasser un diamètre de :

$$D_{rétine_{MAX}} = 2 \cdot f_{oeil} \cdot \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{f_5}{f_3} \cdot \frac{D_{SH_{MAX}}}{2 \cdot f_{SH}} \quad (8.3)$$

$$D_{rétine_{MAX}} = \frac{f_{oeil} \cdot f_2 \cdot f_5 \cdot D_{SH_{MAX}}}{f_1 \cdot f_3 \cdot f_{SH}} \simeq 0.11 [mm]^1$$

## 8.1 Simulation d'un œil

Pour réaliser quelques tests, on va simuler un œil en utilisant un morceau de polytétrafluoroéthylène (PTFE ou TÉFLON® ) blanc pour simuler la rétine de l'œil. Pour ce qui est du cristallin et de la cornée une simple lentille fera l'affaire (de focale 25 [mm] par exemple). Dans ces tests on utilisera le laser infrarouge

De cette mesure (voir ANNEXE C, fichier `ir_ptfe_lucam.pdf`), on peut dire que la puissance du laser infrarouge n'est pas suffisante. En effet, pour avoir une visualisation possible sur le CCD du senseur de SHACK-HARTMANN, il a fallu faire une exposition de l'ordre de la seconde (5 [s]). De plus, sur l'image obtenue, il est possible de visualiser quelques spots. Mais ces spots sont un peu noyés en partie dans un flux lumineux. Ceci vient du fait qu'il aurait fallu réaliser un tout petit diaphragme (d'un diamètre plus petit que 0.11 [mm]) pour que le spot créé à la surface du morceau de PTFE ne diffuse pas trop et que, par conséquent, le spot soit de trop grand diamètre.

On a également réalisé une mesure sur un œil (voir fichier `ir_mv_od_lucam.pdf` ANNEXE C). La personne souffre des aberrations présentées à l'EXEMPLE 4.1 (œil droite), page 20. Pour essayer de diminuer ses aberrations, cette personne portait ses lentilles de contactes (avec lesquelles elle a une vision de  $\sim 60\%$ ). Le temps d'exposition du senseur de SHACK-HARTMANN a été de 10 [s]. Il ressort que l'image obtenue sur le SHACK-HARTMANN est d'intensité très faible et qu'il est quasiment impossible d'identifier des spots. Ceci peut être dû au fait que les aberrations dont souffre cette personne sont trop importantes et que la majorité du flux lumineux arrive en dehors du SHACK-HARTMANN. Ces aberrations peuvent aussi créer un spot sur la rétine de taille trop importante. Le port des lentilles de contactes a peut être légèrement influencé les résultats, sans doute plus d'un côté bénéfique, en diminuant les aberrations, que du côté négatif, en ajoutant un élément au système qui constitue l'œil avec tout les inconvénients que cela implique. Toute fois le facteur principal qui a sans doute influencé la mesure c'est le temps d'exposition du SHACK-HARTMANN (10 [s]) pendant lequel la personne a bougé ce qui a contribué à brouiller les résultats.

<sup>1</sup>Ceci est valable pour une focale d'œil  $f_{oeil}$  de 23 [mm].

# Conclusion

Toutes les recherches effectuées mènent aux conclusions suivantes. Pour ce qui est de la partie algorithmique, il faudrait parvenir à augmenter son domaine d'action. Il serait peut être possible de faire une recherche par mode individuel et de combiner ensuite ces résultats pour les réutiliser afin d'affiner la solution. Toute fois cette solution prendrait beaucoup de temps et donc il faudrait peut être songer à un autre type d'algorithme qui se baserait sur une approche cherchant à faire correspondre au mieux la reconstruction sur une des deux images et ensuite utiliser l'algorithme développé ici pour affiner la solution. Il serait également possible de restreindre le nombre de modes pris en compte selon le type de mesure que l'on cherche à faire ce qui augmenterait le domaine de fonctionnement de de cet algorithme.

Pour ce qui est du banc optique, et de sa source laser infrarouge, il faudrait dimensionner un driver de diode laser spécifiquement pour son application afin de pouvoir avoir suffisamment de puissance pour permettre la mesure sur des personnes. Une telle augmentation de puissance permettrait de diminuer le temps d'exposition du CCD du senseur de SHACK-HARTMANN et donc diminuer la sensibilité aux mouvements de la personne elle-même. Une augmentation de puissance permettrait également d'améliorer l'intensité captée sur ce CCD et donc des spots eux-mêmes, ce qui permettrait de faciliter la reconstruction.

Les bases d'une éventuelle solution efficace et réalisable sont posées, il reste encore à augmenter ces performances afin que le théorique rejoigne le pratique.

Yverdon-Les-Bains, le 17 décembre 2005

Romain COTTET

# Table des figures

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.1 | Banc optique réalisé par Eric HOFMANN et Sébastien TANNIGER . . . . .  | 5  |
| 2.2 | Photo du banc optique . . . . .  | 6  |
| 2.3 | Réalisation d'un couple afocal . . . . .   | 6  |
| 2.4 | Image utilisée pour que l'œil à mesurer se trouve dans l'état de repos . . . . .   | 8  |
| 2.5 | Support de tête . . . . .  | 8  |
| 2.6 | Mesures des aberrations propres du banc optique . . . . .  | 9  |
| 3.1 | Comparaison entre le laser rouge et le laser infrarouge . . . . .  | 13 |
| 3.2 | Décomposition spectrale d'un rayon de lumière blanche . . . . .  | 14 |
| 3.3 | Variation de la distance focale et du déplacement d'un spot pour une variation de longueur d'onde . . . . .  | 14 |
| 3.4 | Variation de la largeur à mi-hauteur d'un spot pour une variation de longueur d'onde . . . . .   | 15 |
| 3.5 | Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour un verre de type BK7 517642 . . . . .   | 15 |
| 4.1 | "Fonctionnement" d'un œil normal . . . . .   | 17 |
| 4.2 | Œil myope . . . . .  | 18 |
| 4.3 | Œil hypermétrope . . . . .   | 18 |
| 4.4 | Œil astigmat . . . . .   | 19 |
| 4.5 | Front d'onde entrant dans un œil parfait . . . . .   | 21 |
| 4.6 | Front d'onde sortant d'un œil parfait . . . . .  | 21 |
| 4.7 | Front d'onde sortant d'un œil aberré . . . . .   | 21 |
| 4.8 | Exemple de front d'onde pouvant sortir de l'œil (combinaison des vingt premiers modes de ZERNIKE avec une amplitudes pour chaque mode de $0.5 [rad RMS]$ ) . . . . . | 22 |
| 4.9 | Image, sur le capteur de SHACK-HARTMANN, du front d'onde de la FIGURE 4.8 . . . . .  | 22 |
| 5.1 | Capteur de SHACK-HARTMANN . . . . .  | 24 |
| 5.2 | Capteur de SHACK-HARTMANN avec un front d'onde plan en entrée . . . . .  | 25 |
| 5.3 | Capteur de SHACK-HARTMANN avec un front d'onde aberré en entrée . . . . .  | 25 |

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 5.4 | Senseur de SHACK-HARTMANN en régime de fonctionnement linéaire . . . . .  | 25 |
| 5.5 | Senseur de SHACK-HARTMANN en régime de fonctionnement non-linéaire . . . . .  | 26 |
| 5.6 | Image sur le CCD d'un front d'onde plan, visualisation des spots et des micro-lentilles illuminées . . . . .  | 27 |
| 6.1 | Caméra . . . . .  | 28 |
| 6.2 | Caméra avec front d'onde aberré en entrée . . . . .   | 29 |
| 7.1 | Schéma bloc représentant la méthode itérative (une iteration) . . . . .   | 32 |
| 7.2 | Courbes de niveau représentant l'évaluation itérative d'une fonction à deux paramètres . . . . .  | 34 |
| 7.3 | Courbes de niveau représentant l'évaluation de la <i>fonction coût</i> (dans le cas à deux paramètres, $\alpha_i$ et $\alpha_j$ ) . . . . .             | 35 |
| 7.4 | Simulation du déplacement d'un spot, influence de repliement spatial . . . . .  | 37 |
| 7.5 | Simulation du déplacement des spots au-delà de la zone géométrique définie par chaque micro-lentille, affranchissement du repliement spectral . . . . . | 38 |
| 8.1 | Représentation des angles d'ouverture d'entrée et de sortie pour un couple afocal   | 42 |
| 8.2 | Représentation de l'angle d'ouverture d'entrée et du diamètre au plan focal pour une lentille simple . . . . .  | 43 |

# Liste des tableaux

- 2.1 Éléments constitutifs du banc optique . . . . . 5
- 2.2 Amplitudes modales des aberrations propres du banc optique après calibrage avec le laser infrarouge (fichier source : pic\_calib\_banc\_IR\_oeil\_25112005.mat, ANNEXE C) . . . . . 9
  
- 3.1 Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour un verre de type BK7 517642 . . . . . 15
  
- 4.1 Correspondance des amplitudes modales avec les *dioptries* . . . . . 23
- 4.2 Correspondance des aberrations de l'EXEMPLE 4.1 avec les amplitudes des modes de ZERNIKE . . . . . 23
  
- A.1 Représentation des vingt premiers modes de ZERNIKE . . . . . 54

# Liste des Symboles

| Symbole                                   | Description   | Unité                        |
|---|---|------------------------------|
| $f, f'$                                   | : focale d'une lentille   | $[m], [mm]$                  |
| $Z_i$                                     | : mode $i$ de ZERNIKE   |                              |
| $\alpha_i$                                | : amplitude du mode $i$ de ZERNIKE  | $[rad RMS], [\mu m]$         |
| $P$                                       | : puissance maximale tolérée par un œil   | $[W], [\mu W]$               |
| $MPR$                                     | : énergie surfacique  | $\left[\frac{J}{m^2}\right]$ |
| $A_{pupille}$                             | : aire de la cornée soumise au flux lumineux  | $[m^2]$                      |
| $D_{pupille}$                             | : Diamètre de la cornée soumise au flux lumineux  | $[m]$                        |
| $t_{exp}$                                 | : temps d'exposition de la cornée   | $[s]$                        |
| $\lambda$                                 | : longueur d'onde   | $[nm]$                       |
| $n$                                       | : indice de réfraction  | $[-]$                        |
| $r$                                       | : rayon de la pupille   | $[mm]$                       |
| $\phi$                                    | : angle de référence pour le passage de $[\mu m]$ ( $[rad RMS]$ ) à $[dpt]$   | $[^\circ]$                   |
| $D'$                                      | : matrice caractéristique du système linéaire   |                              |
| $\bar{\alpha}$                            | : vecteur contenant les amplitudes modales $\alpha_i$   |                              |
| $\bar{S}$                                 | : vecteur contenant les déplacement des centroïdes  |                              |
| $D^+$                                     | : pseudo inverse de la matrice $D'$   |                              |
| $J_D(\bar{\alpha})$                       | : <i>sous-fonction coût</i> pour la partie SHACK-HARTMANN   |                              |
| $J_I(\bar{\alpha})$                       | : <i>sous-fonction coût</i> pour la partie caméra   |                              |
| $J(\bar{\alpha})$                         | : <i>fonction coût</i> globale pour la partie SHACK-HARTMANN et caméra  |                              |
| $I_D(\mathbf{x}_D)$                       | : intensité associée au champ dans le plan image du senseur de SHACK-HARTMANN (image réelle)  |                              |
| $I_I(\mathbf{x}_i)$                       | : intensité associée au champ dans le plan image de la caméra (image réelle)  |                              |
| $\tilde{I}_D(\mathbf{x}_D, \bar{\alpha})$ | : intensité associée au champ dans le plan image du senseur de SHACK-HARTMANN (image reconstruite) pour un vecteur $\bar{\alpha}$ donné |                              |
| $\tilde{I}_I(\mathbf{x}_i, \bar{\alpha})$ | : intensité associée au champ dans le plan image de la caméra (image reconstruite) pour un vecteur $\bar{\alpha}$ donné                 |                              |
| $\bar{\alpha}_+$                          | : vecteur des amplitudes modales pour le pas suivant d'itération  |                              |
| $J_J(\bar{\alpha})$                       | : matrice de JACOBIEN de $J(\bar{\alpha})$  |                              |
| $N$                                       | : nombre de mode de ZERNIKE pris en compte  | $[-]$                        |
| $\theta$                                  | : demi-angle d'ouverture d'une source lumineuse   | $[^\circ]$                   |

# Remerciements

M. Eric HOFMANN, pour la documentation et le développement linéaire

Dr François WILDI, pour l'aide, le soutien, la documentation et les softwares

M. Sébastien TANNIGER, pour la documentation

Dr Pierre-Alain BLANCHOUD, pour les informations fournies

# Bibliographie

- [1] Eric HOFMANN. *Analyseur de surface d'onde de Shack Hartmann à large dynamique pour la mesure des aberrations de l'œil*. EIVD, Décembre 2004. Travail de Diplôme.
- [2] Margaret H. WRIGHT<sup>1</sup> Jeffrey C. LAGARIAS<sup>2</sup>, James A. REEDS<sup>3</sup> and Paul E. WRIGHT<sup>4</sup>. Convergence properties of the NALDER-MEAD simplexe method in low dimensions<sup>5</sup>. *Society for Industrial and Applied Mathematics*, Vol. 9, N° 1 :112–147, 1998.
- [3] Romain COTTET. *Mesure objective des aberrations oculaires par reconstruction non-linéaire à partir d'un senseur de SHACK-HARTMANN*. EIVD, Juin 2005. Projet de Semestre.
- [4] Sébastien TANNIGER. *Utilisation d'un senseur de courbure de fronts d'onde pour la mesure des aberrations de l'œil*. EIVD, Décembre 2004. Travail de Diplôme.
- [5] Kurt ARBENZ & Alfred WOHLHAUSER. *Analyse numérique, méthodes mathématiques pour l'ingénieur*, volume 1. Presses Polytechniques Romandes, 1983. ISBN - 2-88074-016-9.
- [6] Michael C. ROGGEMANN & Timothy J. SCHULZ. Algorithm to increase the largest aberration that can be reconstructed from HARTMANN sensor measurements. *Applied Optics*, Vol.37, N° 20 :4321–4329, Juillet 1998.
- [7] Prof. Dr.-Ing. DICKMANN. *Exp20 Laser Safety*. Fachhochschule Münster, July 2003.
- [8] Etienne MAUVAIS. L'intégrale des maths, Décembre 2004.  
<http://membres.lycos.fr/emauvais/idm/MatOpe.htm>.

---

<sup>1</sup>Bell Laboratories, Murray Hill, NJ 07974 ([mhw@research.bell-labs.com](mailto:mhw@research.bell-labs.com)).

<sup>2</sup>AT&T Labs-Research, Florham Park, NJ 07932 ([jcl@research.att.com](mailto:jcl@research.att.com)).

<sup>3</sup>AT&T Labs-Research, Florham Park, NJ 07932 ([reeds@research.att.com](mailto:reeds@research.att.com)).

<sup>4</sup>AT&T Labs-Research, Florham Park, NJ 07932 ([pew@research.att.com](mailto:pew@research.att.com)).

<sup>5</sup>Received by the editors May 13, 1996 ; accepted for publication (in revised form) November 24, 1997 ; published electronically December 2, 1998.<http://www.siam.org/journals/siopt/9-1/30347.html>

# Annexe A

## Modes de ZERNIKE

### A.1 Descriptif [1]

Les polynômes de ZERNIKE sont utilisés en optique pour décrire les aberrations (ou différences de phases) d'un front d'onde par rapport à un plan de référence, délimité par une ouverture de forme circulaire. Les polynômes sont construits d'après les relations suivantes :

$$Z_n^m(\rho, \theta) = \sqrt{n+1} \cdot R_n^m(\rho) \cdot \begin{cases} \sqrt{2} \cdot \cos(m \cdot \theta) \\ \sqrt{2} \cdot \sin(m \cdot \theta) \\ 1(m = 0) \end{cases}$$

où  $\rho$  : distance radiale ( $0 \leq \rho \leq 1$ )  
 $\theta$  : angle azimutal ( $0 \leq \theta \leq 2 \cdot \pi$ )

La valeur *RMS* de cette fonction est normalisée à 1 grâce au premier facteur.

La fonction  $R_n^m(\rho)$  est donnée par la relation suivante :

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^s \cdot (n-s)!}{s! \cdot \left[\frac{n+m}{2} - s\right]! \cdot \left[\frac{n-m}{2} - s\right]!} \cdot \rho^{n-2 \cdot s}$$

$m$  : fréquence azimutal  
où  $n$  : degré radial  
 $m, n$  : nombres entiers ( $0 \leq m \leq n$ )

Il existe une infinité de polynômes. Pour les distinguer, chacun de ces polynômes est repéré par un numéro, que l'on nomme mode, qui dépend des paramètres  $m$  et  $n$  qui ont servi à construire le polynôme. La notation est alors :

$$Z_i$$

où  $i$  : le numéro du mode

Ces modes ont plusieurs particularités, dont celle d'être orthogonaux. Cela signifie qu'un mode ne peut pas être obtenu par une combinaison linéaire d'autres modes. On peut faire l'analogie des modes de ZERNIKE à un espace à plusieurs dimensions où chaque mode correspond à

une dimension (le déplacement le long d'une dimension n'affecte pas la position sur les autres dimensions).

L'orthogonalité est définie mathématiquement par les relations suivantes :

▷ Dans le cas où la fonction est continue :

$$\int \int_{pupille} Z_a \cdot Z_b \cdot d_x \cdot d_y = \delta_{ab}$$

▷ Dans le cas où la fonction est discrétisée (simulation numérique) :

$$\sum \sum Z_a [k_x, k_y] \cdot Z_b [k_x, k_y] = \delta_{ab}$$

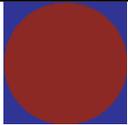
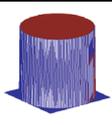
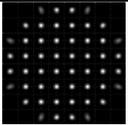
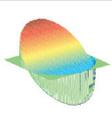
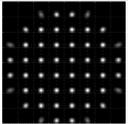
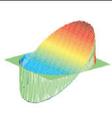
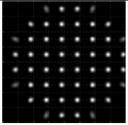
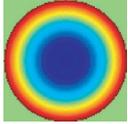
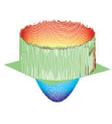
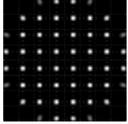
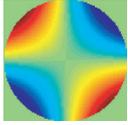
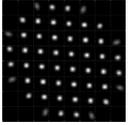
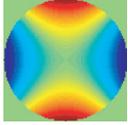
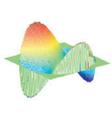
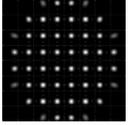
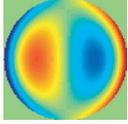
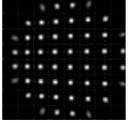
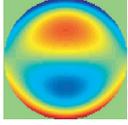
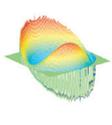
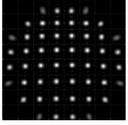
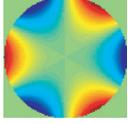
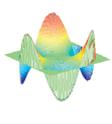
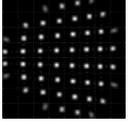
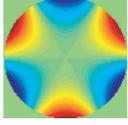
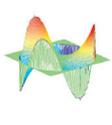
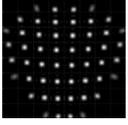
avec

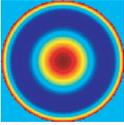
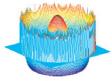
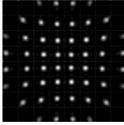
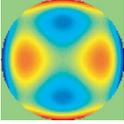
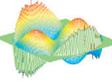
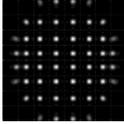
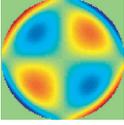
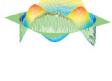
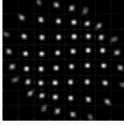
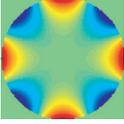
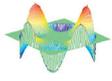
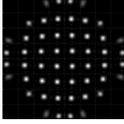
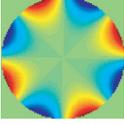
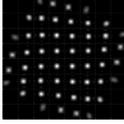
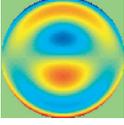
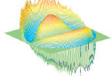
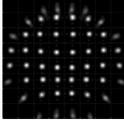
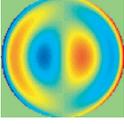
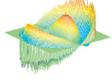
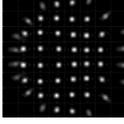
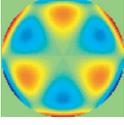
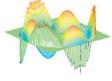
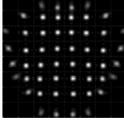
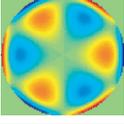
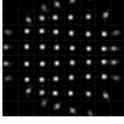
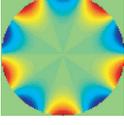
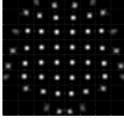
$$\delta_{ab} = \begin{cases} 1 & \text{si } a = b \\ 0 & \text{si } a \neq b \end{cases}$$

où  $k_x, k_y$  : indices de la matrice qui représente le polynôme de ZERNIKE

En d'autres termes, le produit scalaire d'un mode avec n'importe quel autre mode est toujours nul, tandis que le produit scalaire d'un mode avec lui-même est unitaire. Ces conditions servent à déterminer si des modes sont orthogonaux ou non. Cependant, il faut noter qu'une discrétisation due à un échantillonnage lors de la simulation dégrade cette propriété. Il est donc utile de vérifier lors d'une simulation numérique, que le nombre d'échantillons utilisés pour construire le front d'onde est suffisant pour conserver au mieux cette propriété d'orthogonalité. La seconde propriété des polynômes de ZERNIKE est qu'ils sont construits de manière à ce que la valeur *RMS* ne peut qu'augmenter lors d'une combinaison de plusieurs modes.

## A.2 Représentation de quelques modes de ZERNIKE

| N° du mode | Nom         | Polynôme<br>$Z_k(\rho, \theta)$                               | Représentation   |   |   |
|------------|-------------|---|--|---|---|
|            |             |   | 2D   | 3D  | spots   |
| 1          | PISTON      | 1   |    |    |    |
| 2          | TIP         | $\rho \cdot \cos(\theta)$                                     |    |    |    |
| 3          | TILT        | $\rho \cdot \sin(\theta)$                                     |    |    |    |
| 4          | DEFOCUS     | $\sqrt{3} \cdot (2 \cdot \rho^2 - 1)$                         |    |    |    |
| 5          | ASTIGMATISM | $\sqrt{6} \cdot \sin(\theta) \cdot \rho^2$                    |    |    |    |
| 6          |             | $\sqrt{6} \cdot \cos(\theta) \cdot \rho^2$                    |   |   |   |
| 7          | COMA        | $\sqrt{8} \cdot \sin(\theta) \cdot (3 \cdot \rho^3 - \rho^2)$ |  |  |  |
| 8          |             | $\sqrt{8} \cdot \cos(\theta) \cdot (3 \cdot \rho^3 - \rho^2)$ |  |  |  |
| 9          | TREFOIL     | $\sqrt{8} \cdot \sin(3 \cdot \theta) \cdot \rho^3$            |  |  |  |
| 10         |             | $\sqrt{8} \cdot \sin(3 \cdot \theta) \cdot \rho^3$            |  |  |  |

| N° du mode | Nom       | Polynôme<br>$Z_k(\rho, \theta)$   | Représentation   |   |   |
|------------|-----------|---|--|---|---|
|            |           |   | 2D   | 3D  | spots   |
| 11         | SPHERICAL | $\sqrt{5} \cdot (6 \cdot \rho^4 - 6 \cdot \rho^2 + 1)$                                  |    |    |    |
| 12         |           | $\sqrt{10} \cdot \cos(2 \cdot \theta) \cdot (10 \cdot \rho^4 - 3 \cdot \rho^2)$         |    |    |    |
| 13         |           | $\sqrt{10} \cdot \sin(2 \cdot \theta) \cdot (10 \cdot \rho^4 - 3 \cdot \rho^2)$         |    |    |    |
| 14         | ASHTREY   | $\sqrt{10} \cdot \cos(4 \cdot \theta) \cdot \rho^4$                                     |    |    |    |
| 15         |           | $\sqrt{10} \cdot \cos(4 \cdot \theta) \cdot \rho^4$                                     |   |   |   |
| 16         |           | $\sqrt{12} \cdot \cos(\theta) \cdot (10 \cdot \rho^5 - 12 \cdot \rho^2 + 3 \cdot \rho)$ |  |  |  |
| 17         |           | $\sqrt{12} \cdot \sin(\theta) \cdot (10 \cdot \rho^5 - 12 \cdot \rho^2 + 3 \cdot \rho)$ |  |  |  |
| 18         |           | $\sqrt{12} \cdot \cos(3 \cdot \theta) \cdot (5 \cdot \rho^5 - 4 \cdot \rho^3)$          |  |  |  |
| 19         |           | $\sqrt{12} \cdot \sin(3 \cdot \theta) \cdot (5 \cdot \rho^5 - 4 \cdot \rho^3)$          |  |  |  |
| 20         |           | $\sqrt{12} \cdot \cos(5 \cdot \theta) \cdot \rho^5$                                     |  |  |  |

TAB. A.1 – Représentation des vingt premiers modes de ZERNIKE

## Annexe B

# Calibrage du banc optique

Afin de pouvoir soustraire les aberrations propres du banc optique il est nécessaire de réaliser un calibrage du banc de la manière la plus précise possible.

Voici une marche à suivre<sup>1</sup> pour réaliser cette calibration<sup>2</sup> :

- PT 1 **Réglage du laser**<sup>3</sup> : Enlever les lentilles  $L_5$ ,  $L_3$  ainsi que les diaphragmes  $DC_2$  et  $D_0$  et placer le laser sur le support de  $L_3$ . Injecter le rayon laser directement dans le senseur de SHACK-HARTMANN avec le diaphragme accolé à  $L_7$  ouvert au maximum et régler cette lentille en la déplaçant horizontalement pour diminuer au maximum l'amplitude du mode  $Z_4$ (DEFOCUS).
- PT 2 **Réglage des supports des lentilles** : Dans cette partie, on va s'aider de deux diaphragmes que nous allons fermer au maximum et faire passer le rayon laser collimaté. Il faut s'assurer que tous les supports sont dans le même axe optique. C'est le cas lorsque le rayon laser passe par le trou des diaphragmes.
- PT 3 **Réglage du senseur de SHACK-HARTMANN** : Il faut également s'assurer que le senseur de SHACK-HARTMANN est bien positionné par rapport à l'axe optique. Pour cela il faut ouvrir un diaphragme à un diamètre de  $2.4 [mm]$ <sup>4</sup>. Il faut ensuite ajuster la position du senseur pour que toutes les micro-lentilles soient illuminées avec la même intensité.
- PT 4 **Réglage du miroir  $M_1$**  : Pour ce réglage, il faut disposer deux diaphragmes entre  $M_1$  et le senseur de SHACK-HARTMANN le plus éloigné l'un de l'autre. Ensuite en plaçant le rayon laser collimaté à la place de l'œil, on va ajuster le miroir jusqu'à ce que le rayon laser passe par le trou des deux diaphragmes.
- PT 5 **Réglage des couples afocaux** : Pour le réglage de  $L_3 - L_5$  et  $L_1 - L_2$  il faut s'arranger pour minimiser au maximum les aberrations de mode DEFOCUS ( $Z_4$ ). Il faut donc régler de manière individuelle les couples afocaux. Il est aussi bon de régler en premier lieu le couple  $L_3 - L_5$ , de passer au point PT 6 avant de revenir à ce point pour régler le couple  $L_1 - L_2$ .

---

<sup>1</sup>Cette marche à suivre reprend et complète la procédure de calibrage réalisée par Eric HOFMANN [1]

<sup>2</sup>Pour s'aider dans le calibrage, utiliser l'interface graphique `Wavefront_sensor.fig` en combinaison avec le senseur de SHACK-HARTMANN

<sup>3</sup>Pour une meilleure compréhension, se référer à la FIGURE 2.1 et le TABLEAU 2.1

<sup>4</sup>Le SHACK-HARTMANN utilisé est composé d'une trame de micro-lentilles de  $8 \times 8$  et de largeur  $0.3 \times 0.3 [mm]$

- PT 6 Réglage du diaphragme  $D_0$**  : Le positionnement de  $D_0$  doit se faire de telle sorte que l'image de ce diaphragme au travers de  $L_3$  et  $L_5$  se trouve exactement dans le plan de la trame de micro-lentilles. Une fois le positionnement fait, on peut vérifier qu'il est correcte en le fermant progressivement. Si l'intensité des spots des micro-lentilles en périphérie diminuent sans que les autres changent d'intensité le positionnement est correct. Si au contraire quand on ferme le diaphragme progressivement des spots autres que ceux en périphérie diminuent d'intensité il faut repositionner  $D_0$ . Il faudra aussi faire en sorte que l'image de  $D_0$  au travers de  $L_2$  et  $L_1$  se trouve bien au niveau de la cornée ou du moins de l'emplacement auquel elle devrait se trouver. C'est pour cette raison qu'il faut en premier lieu régler la position de ce diaphragme avant de régler le couple afocal  $L_1 - L_2$  car la position de  $D_0$  relative à la lentille  $L_2$  va venir déterminer la position de l'image de  $D_0$  au travers du système optique afocal composé de  $L_1 - L_2$ . Cette image devrait se superposer avec la cornée de l'œil ( $Pe$ ) que l'on désire mesurer.
- PT 7 Réglage des beam splitter  $CBS_1$  et  $PBS_1$**  : Le positionnement de  $CBS_1$  et  $PBS_1$  doit se faire de telle sorte que le rayon laser qui entrera dans l'œil se trouve dans l'axe optique du système. Il n'est pas nécessaire que ce rayon soit dans l'axe optique entre  $CBS_1$  et  $PBS_1$  mais il doit l'être à partir de  $PBS_1$ .
- PT 8 Réglage du beam splitter  $PBS_2$**  : Pour le réglage de ce beam splitter, la marche à suivre est la même que pour le miroir  $M_1$  (PT 4). Il faut s'assurer que le rayon soit bien dans l'axe optique (à l'aide de diaphragmes) et que le couple afocal  $L_3 - L_4$  soit correctement positionné. Il est toujours possible de s'aider du senseur de SHACK-HARTMANN en le positionnant à la place du senseur de courbure.
- PT 9 Réglage des diaphragmes  $DC_1$  et  $DC_2$**  : Pour ce qui est du positionnement de ces deux diaphragmes, il faut faire en sorte qu'ils se trouvent au foyer du couple afocal qu'ils concernent.
- PT 10 Réglage du réticule  $R_1$**  : Ce réticule est utilisé pour que le patient ait une image sur la quelle se fixer. Cette image doit être positionnée le plus loin possible pour qu'il ne soit pas obligé d'accommoder (idéalement à l'infini). Il est possible de réaliser ceci en utilisant un verre dépoli qui sera illuminé par une *LED* (par exemple) et le tout viendra éclairer l'image de notre choix. En plaçant cette image sur le foyer d'une lentille convergente ( $L_6$ ), on vient créer une image à l'infini sur la quelle se focaliser. Pour placer cette image le plus près possible de l'infini, il est possible de s'aider du senseur de SHACK-HARTMANN. Lorsque l'image sera à l'infini, l'œil n'aura plus besoin de réaliser une accommodation et donc l'amplitude du DEFOCUS ( $Z_4$ ) sera nulle, évidemment une fois que les aberrations propres du banc auront été soustraites<sup>5</sup>.

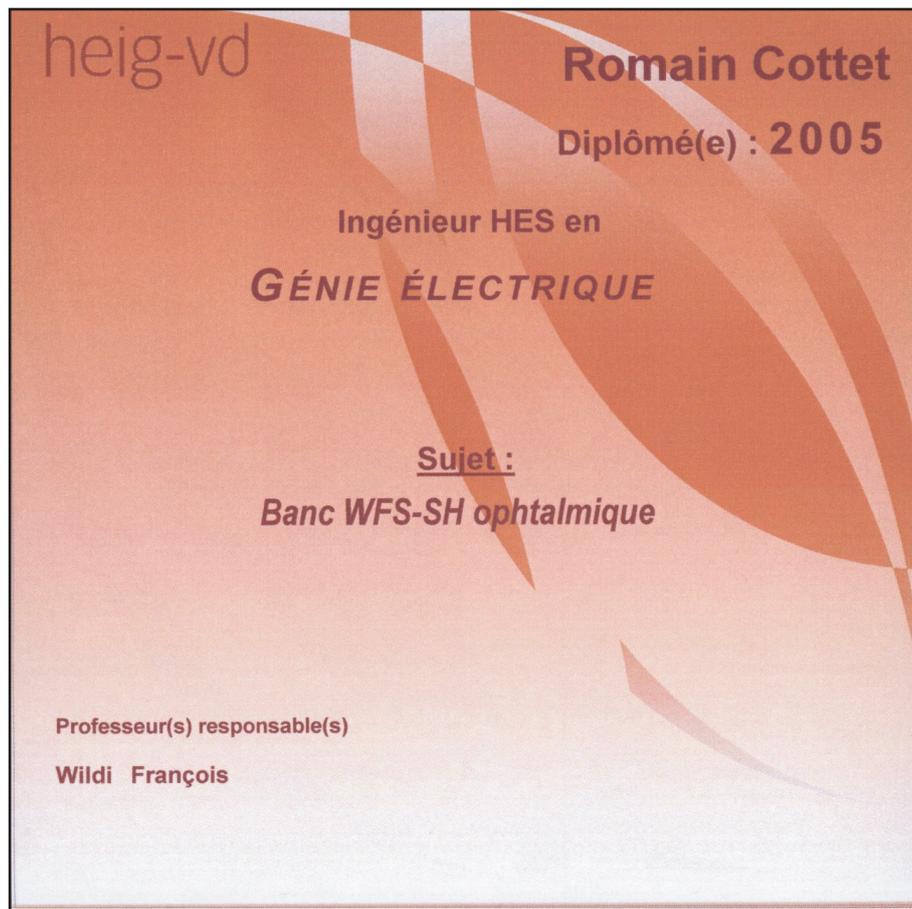
Une fois le calibrage terminé, il est bon de réaliser une sauvegarde des aberrations propres du banc (les aberrations qu'il n'a pas été possible d'éliminer) ceci dans le but de pouvoir les soustraire par la suite aux futures mesures qui seront réalisées.

---

<sup>5</sup>Il faut faire cette opérations avec une personne qui ne souffre pas de myopie ou d'hypermétropie.

## Annexe C

### CD - ROM



Pour des informations sur le contenu du CD, consulter le fichier lisez moi.txt à la racine.

## Annexe D

# Fonctions MATLAB <sup>®</sup>

**Non\_lineaire.m** : Cette routine permet de faire le lien entre mesures/simulations et reconstruction du front d'onde. On vient faire appel à la fonction qui recherche les coefficients modaux mais c'est aussi dans cette routine qu'on fait appel aux mesures ou aux fronts d'onde qu'on voudrait simuler.

**f\_min\_cou.m** : Cette fonction calcule la convergence de la *fonction coût*. Si la *fonction coût* tombe dans un minimum local alors on fait un saut aléatoire pour s'en sortir. Si on converge vers le minimum global alors on quitte la fonction. Cette fonction permet également, via le paramètre d'entrée *options* de rechercher le premier minimum local, de visualiser graphiquement l'évolution de la recherche itérative.

**f\_alpha\_plus.m** : Cette fonction calcule les différents coefficients modaux pour le pas suivant de la méthode non-linéaire itérative. Elle se base sur les coefficients de départ qu'on lui donne et vient les faire varier pour déterminer les nouveaux coefficients modaux. Pour chaque coefficient et pour chaque amplitude que l'on donne à un mode, on calcule la différence entre les matrices intensités (image et SHACK-HARTMANN) et celle que l'on obtient par reconstruction du front d'onde à l'aide de l'amplitude modale déterminée sur la base de celle qui nous est donnée préalablement.

Une fois que cette opération est réalisée pour tous les modes avec des  $\Delta$  d'amplitude, on détermine pour chaque mode la *fonction coût*. On vient ensuite faire la différence entre la fonction coût initiale (pour les  $\bar{\alpha}$  donnés en entrée) et la nouvelle *fonction coût* (pour un  $\alpha_i = \alpha_i + \Delta_i$ ) et on vient diviser cette différence par l'incrément ( $\Delta_i$ ). On fait ensuite de même pour un mode  $\alpha_j$  et on peut donc obtenir la double dérivée de la *fonction coût* ( $\frac{\partial^2 J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j}$ ) ce qui nous donnera les moyens de remplir la matrice de JACOBIEN. Une fois cette matrice construite on peut déterminer les nouveaux coefficients de la manière suivante :

$$[\bar{\alpha}_+] = [\bar{\alpha}] - [\text{Matrice de JACOBIEN}]^{-1} \cdot \left[ \frac{\partial J(\bar{\alpha})}{\partial \alpha_i} \right]$$

**video\_mesures.m** : Cette routine sert à visualiser les images acquises sur le SHACK-HARTMANN via la routine *Wavefront\_sensor.fig*. Elle demande automatiquement un fichier à charger.

Pour plus d'aide faire : `help nom_de_la_fonction.m` ou `open nom_de_la_fonction.m`  
MATLAB <sup>®</sup>, Version 7.0.0.19920 (R14), May 06, 2004.

# Annexe E

## Affiche de présentation

heig-vd

Haute Ecole d'Ingénierie et de Gestion  
du Canton de Vaud

Tél. : 024 557 63 30  
Fax : 024 557 64 04

info@heig-vd.ch  
<http://www.heig-vd.ch>

Travail de diplôme 2005

Département Electricité et Informatique

HEIG-VD  
Route de Cheseaux 1  
CH - 1401 Yverdon-les-Bains

### Banc WFS-SH ophtalmique

Mesure objective des aberrations oculaires —

Reconstruction non-linéaire à partir d'un senseur de SHACK-HARTMANN

#### Description

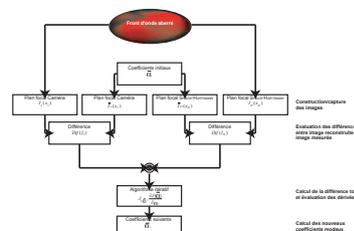
- o La mesure des fronts d'ondes en ophtalmologie permet de déterminer avec précision la quantité et le type de défauts d'un œil.

L'analyseur de surface d'onde (ASO) de SHACK-HARTMANN est un élément optique qui mesure les pentes locales d'un front d'onde.

Pour permettre l'utilisation de cet ASO au-delà de sa zone de fonctionnement linéaire afin de mesurer des aberrations de grande amplitude, il est nécessaire de réaliser une seconde image du front d'onde que l'on cherche à mesurer. Pour cela on utilise une caméra qui viendra réaliser cette image du front d'onde global.

On vient construire un second front d'onde sur la base d'une approximation du front d'onde aberré et on compare l'image obtenue sur l'ASO et l'image que produirait le front d'onde reconstruit sur l'ASO. On fait de même pour la partie imagerie caméra et on somme ces différences.

L'algorithme itératif implémenté est basé sur la méthode de NEWTON-RAPHSON. Une fois que les différences entre front d'onde aberré et front d'onde reconstruit ont été quantifiées, on vient effectuer la dérivée première et seconde en fonction des modes constitutifs du front d'onde (modes de ZERNIKE). On est ensuite en mesure de calculer les amplitudes modales pour le pas suivant. L'opération recommence jusqu'à converger vers le minimum des différences.



- o Un banc optique a été réalisé lors d'un travail de diplôme précédent. Quelques modifications ont dû y être apportées, dont l'utilisation d'une source laser infrarouge (780 [nm]) au lieu d'une source laser rouge (633 [nm]) pour permettre une augmentation de flux lumineux ce qui a engendré quelques modifications mineures et un calibrage de l'ensemble du banc ; mise en place d'un support de tête pour augmenter la stabilité et la qualité des mesures.

#### Réalisations

- o Modélisation de la reconstruction itérative non-linéaire.
- o Amélioration du banc de mesure de surface d'onde ophtalmique (utilisation d'un support de tête, d'une source laser infrarouge).

#### En conclusion

L'algorithme mis au point ne permet pas, en l'état, de converger vers la solution dans tous les cas. La convergence est influencée par le point de départ choisi pour la recherche itérative. Il faudrait donc implémenter une méthode permettant d'évaluer très grossièrement la solution et l'affiner par l'algorithme itératif développé.

Auteur: Romain COTTET  
Répondant externe: François WILDI  
Prof. responsable: HEIG-VD/IAI  
Sujet proposé par: HEIG-VD/IAI

Hes·SO  
Haute Ecole Spécialisée  
de Suisse occidentale

HEIG-VD © 2005 - 2006, filière Electronique