

**INTRODUCTION A L'OPTIQUE ADAPTATIVE**

**PAR**

**Brice LE ROUX**



# Table des matières

<b>Turbulence atmosphérique et optique adaptative</b>	<b>17</b>
1.1 La turbulence atmosphérique et ses effets . . . . .	17
1.1.1 Imagerie à travers la turbulence . . . . .	18
1.1.2 Caractéristiques de la turbulence atmosphérique . . . . .	18
1.1.2.1 Fluctuations de l'indice de réfraction . . . . .	18
1.1.2.2 Expression du paramètre de Fried dans le cas d'une turbulence Kolmogorov . . . . .	20
1.1.2.3 Répartition en altitude de la turbulence, hypothèse des couches discrètes . . . . .	20
1.1.2.4 Fluctuations de la phase turbulente . . . . .	20
1.1.3 Caractérisation spatiale dans la pupille sur une base modale . . . . .	22
1.1.3.1 Une base de modes discrète . . . . .	22
1.1.3.2 Caractéristiques spatiales de la turbulence sur les zernikes . . . . .	23
1.1.4 Caractérisation temporelle dans la pupille . . . . .	26
1.1.5 La turbulence volumique, le phénomène d'anisoplanétisme . . . . .	26
1.2 Optique Adaptative et Optique Adaptative Multiconjuguée . . . . .	29
1.2.1 Optique Adaptative classique . . . . .	29
1.2.1.1 Le miroir, la voie de correction . . . . .	29
1.2.1.1.1 Les différents types de miroirs : . . . . .	29
1.2.1.1.2 Propriétés : . . . . .	31
1.2.1.2 L'analyse de surface d'onde . . . . .	32
1.2.1.2.1 Le Shack-Hartmann : . . . . .	32
1.2.1.2.2 L'analyseur à pyramide : . . . . .	35
1.2.1.2.3 L'analyseur à courbure : . . . . .	37
1.2.1.3 L'étoile laser . . . . .	37
1.2.1.4 Boucle ouverte ou fermée, système statique ou dynamique . . . . .	37
1.2.1.4.1 Boucle ouverte ou fermée : . . . . .	37
1.2.1.4.2 Boucle fermée dynamique : . . . . .	37
1.2.1.4.3 Boucle ouverte dynamique . . . . .	40
1.2.1.4.4 Boucle ouverte statique . . . . .	40
1.2.1.5 L'anisoplanétisme en sortie d'un système d'OA classique . . . . .	40

*TABLE DES MATIÈRES*

1.2.2	Optique Adaptative Multiconjuguée . . . . .	41
1.2.3	Performances d'un système d'OA ou d'OAMC . . . . .	46

# Table des figures

1.1	Image courte pose d'un point source à l'infini en l'absence de turbulence et avec turbulence . . . . .	19
1.2	Profils de $C_n^2$ mesurés à San Pedro-Martir dans un intervalle de temps de quatre heures durant la nuit du 16 au 17 mai 2000 par la méthode du Scidar Généralisé. . . . .	21
1.3	Polynômes de Zernike de 1 à 21 rangés en fonction de l'ordre radial (verticalement) et de l'ordre azimutal (horizontalement) . . . . .	24
1.4	Évolution de la variance de phase turbulente $\sigma_{tur,i}^2$ en fonction de l'ordre radial . . . . .	25
1.5	DSP turbulentes pour le tilt et le polynôme de Zernike 21 [trait plein]. Les courbes théoriques sont représentées pour comparaison [tiret-point] . . . . .	27
1.6	Le phénomène d'anisoplanétisme . . . . .	28
1.7	Le système d'OA classique boucle fermée . . . . .	30
1.8	Fonction d'influence de l'actionneur numéro 40 du miroir SAM du Banc d'Optique Adaptative de l'ONERA . . . . .	32
1.9	Schéma de fonctionnement de l'analyseur de Shack-Hartmann . . . . .	33
1.10	Évolution des variances de bruit et de phase turbulente en fonction de la fréquence spatiale . . . . .	35
1.11	Représentation d'un analyseur à pyramide . . . . .	36
1.12	Schémas-blocs d'un système boucle ouverte et d'un système boucle fermée . . . . .	38
1.13	Évolution des variances d'erreur d'analyse, d'erreur temporelle, et de phase turbulente en fonction de l'ordre radial de polynôme de Zernike . . . . .	39
1.14	Images d'une étoile ponctuelle quand on s'éloigne de l'EG . . . . .	40
1.15	Schéma de principe des deux approches d'analyse du volume turbulent en OAMC, l'approche Layer Oriented et l'approche Star Oriented. . . . .	42
1.16	Simulation de champs d'étoiles corrigé en OA classique et en OA multiconjuguée. L'OAMC permet d'élargir le champ isoplanétique. . . . .	44
1.17	Illustration de la notion de mode mal vu. Les contributions des deux couches turbulentes se compensent dans les directions d'analyse, mais pas dans les autres. . . . .	45



# Turbulence atmosphérique et optique adaptative

L'objectif de ce document est de présenter le cadre dans lequel s'inscrivent mes travaux en Optique Adaptative. Nous présenterons la turbulence atmosphérique, ses caractéristiques et ses effets sur l'imagerie (paragraphe 1.1). Puis nous introduirons le principe des systèmes d'Optique Adaptative et d'Optique Adaptative Multiconjuguée et nous présenterons leurs éléments constitutifs (paragraphe 1.2.1 et 1.2.2).

## 1.1 La turbulence atmosphérique et ses effets

Le déplacement de masses d'air de densité différente dans l'atmosphère terrestre en font un milieu turbulent. Ces masses d'air se déplacent en tourbillons et leur énergie cinétique se dissipe par la scission successive de tourbillons en des tourbillons de plus petites tailles jusqu'à dissipation par viscosité. Les plus grands tourbillons peuvent atteindre plusieurs dizaines de mètre (on parle de "grande échelle") et les plus petits quelques millimètres (on parle d'"échelle interne"). C'est la théorie de la cascade d'énergie de Kolmogorov.

Ces tourbillons entraînent par brassage de l'air des fluctuations de température dans l'atmosphère, et donc des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. De l'indice de réfraction dépend linéairement le chemin optique. Ceci entraîne donc des fluctuations de la phase d'une onde électromagnétique qui traverse l'atmosphère. L'image au foyer du télescope en est affectée sous la forme d'une perte de résolution. Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord présenter les effets de la turbulence atmosphérique sur l'imagerie en astronomie, puis nous détaillerons les caractéristiques des fluctuations de l'indice de réfraction, dont nous déduisons celles de la phase.

### 1.1.1 Imagerie à travers la turbulence

On définit la Fonction d'Étalement de Point [FEP] d'un système comme l'image dans le plan focal d'un point source à l'infini. Elle est donnée par la théorie de la diffraction et s'écrit comme le module carré de la transformée de Fourier de l'amplitude complexe  $\Psi(\mathbf{r})$  sur la pupille du système :

$$FEP(\rho) = ||TF(\Psi(\mathbf{r})P(\mathbf{r}))||^2, \quad (1.1)$$

avec  $P$  la pupille. On la suppose pour l'instant invariante par translation

L'image d'un objet quelconque  $O$  est alors donnée par le produit de convolution

$$I(\rho) = FEP(\rho) * O. \quad (1.2)$$

Dans le cas d'un télescope de diamètre  $D$ , la pupille  $P$  s'écrit

$$P(\mathbf{r}) = 1 \quad \text{si } |\mathbf{r}| \in [0, D/2] \quad \text{s'il n'y a pas d'occultation centrale,} \quad (1.3)$$

$$P(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{sinon.} \quad (1.4)$$

En l'absence de turbulence, on montre alors que la FEP d'un télescope est une fonction d'Airy, de largeur à mi-hauteur  $\frac{\lambda}{D}$ . Elle représente la résolution limite du télescope. Plus  $D$  est grand et plus la résolution est bonne. En général, un télescope comporte une occultation centrale de diamètre  $d$ , et  $P$  devient :

$$P(\mathbf{r}) = 1 \quad \text{si } |\mathbf{r}| \in [d/2, D/2], \quad (1.5)$$

$$P(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{sinon.} \quad (1.6)$$

La FEP est légèrement modifiée par l'occultation centrale, mais on peut considérer quand  $d$  est petit devant  $D$  que la largeur à mi-hauteur reste égale à  $\frac{\lambda}{D}$ .

En présence de turbulence, le front d'onde traverse l'atmosphère et subit des retards ou avances de phases proportionnels au chemin optique traversé et donc à l'indice de réfraction. Le front d'onde qui arrive sur la pupille n'est plus plan. Si  $D$  est suffisamment grand par rapport aux tailles caractéristiques des défauts turbulents, on observe alors en courte pose dans le plan image du télescope une structure de tavelures ("speckles") qui est globalement plus large que la tache d'Airy [RGL82]. En longue pose, cette structure se moyenne en une gaussienne de largeur à mi-hauteur qui peut s'écrire sous la forme  $\frac{\lambda}{r_0}$ . On appelle  $r_0$  le paramètre de Fried [Fri66] et on le définit comme le diamètre du télescope équivalent qui a en l'absence de turbulence la même limite de résolution que celle introduite par la turbulence.

On présente en figure 1.1 une illustration de l'image courte pose au plan focal du télescope d'un point source à l'infini en l'absence de turbulence et avec turbulence. On voit que le paramètre qui règle alors la résolution du système est le paramètre  $r_0$ . Bien sûr, si  $D < r_0$ , la résolution du système est à nouveau donnée par  $D$ .

## 1.1.2 Caractéristiques de la turbulence atmosphérique

### 1.1.2.1 Fluctuations de l'indice de réfraction

On peut caractériser les fluctuations spatiales de l'indice de réfraction par leur fonction de structure. On la définit comme la variance de la différence des fluctuations d'indice entre deux points distants de  $\rho$ .

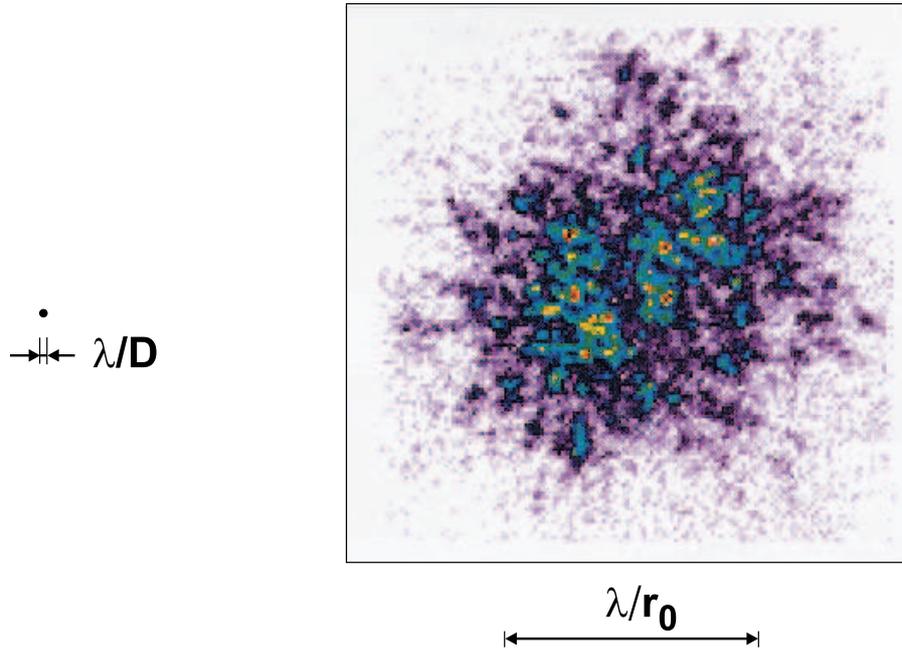


FIG. 1.1 – Image courte pose d’un point source à l’infini en l’absence de turbulence et avec turbulence

Si on note  $\Delta_n(\mathbf{r}, h)$  les fluctuations d’indice de réfraction sur une couche à l’altitude  $h$  et d’épaisseur  $\delta h$  et si on suppose  $\Delta_n(\mathbf{r}, h)$  stationnaire entre  $h$  et  $\delta h$ , alors la fonction de structure de l’indice de réfraction s’écrit pour la même couche :

$$D_{\Delta_n}(\rho, h) = \langle (\Delta_n(\mathbf{r}, h) + \Delta_n(\mathbf{r} + \rho, h))^2 \rangle \quad (1.7)$$

où  $\langle . \rangle$  est une moyenne d’ensemble. On peut montrer [Obu49], [Cor51] que, pour  $\rho$  compris entre la petite échelle  $l_0$  et la grande échelle  $L_0$ ,  $D_{\Delta_n}(\rho, h)$  peut s’écrire

$$D_{\Delta_n}(\rho, h) = C_n^2(h) \rho^{2/3}, \quad (1.8)$$

où  $\rho$  est la norme du vecteur  $\rho$ . Pour  $h$  donné,  $C_n^2(h)$  est une constante dite “constante de structure de l’indice de réfraction”. Elle caractérise la force de la turbulence à l’altitude  $h$ .

Dans l’espace de Fourier, la caractérisation des fluctuations d’indice est donnée par leur Densité Spectrale de Puissance, qui n’est autre que la TF de  $D_{\Delta_n}(\rho, h)$ . A partir de (1.8) on obtient le spectre dit de Kolmogorov :

$$W_{\Delta_n, h}^{Kolmogorov}(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) f^{-11/3}, \quad (1.9)$$

avec  $f$  le module de la fréquence spatiale  $\mathbf{f}$  et pour  $f \in [1/L_0, 1/l_0]$  [Tat61].

L’extrapolation de cette formule à l’ensemble du spectre des fréquences n’est pas physique, car elle implique une énergie globale de la turbulence infinie. Von Karman a proposé un spectre pour tout  $f$  :

$$W_{\Delta_n, h}^{VonKarman}(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-2/3} C_n^2(h) \left( \frac{1}{L_0^2} + f^2 \right)^{-11/6} \exp(-fl_0)^2. \quad (1.10)$$

Ce spectre est à énergie finie et on peut noter qu'on retrouve le spectre de Kolmogorov à partir du spectre de Von Karman pour la gamme des fréquences supérieures à  $\frac{1}{L_0}$  et inférieure à  $\frac{1}{l_0}$ .

### 1.1.2.2 Expression du paramètre de Fried dans le cas d'une turbulence Kolmogorov

On a déjà introduit le paramètre de Fried  $r_0$  et on a dit qu'il caractérisait la résolution imposée par la turbulence. Il est un paramètre global de caractérisation de la turbulence atmosphérique.

On peut montrer [Fri66] que, si on considère une statistique de Kolmogorov et on a une plane traversant les différentes couches de la turbulence pour une direction donnée, alors

$$r_0 = \left( 0.42 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos\gamma} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (1.11)$$

avec  $\gamma$  l'angle zénithal et  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation.

### 1.1.2.3 Répartition en altitude de la turbulence, hypothèse des couches discrètes

La constante de structure de l'indice de réfraction  $C_n^2(h)$  que l'on a introduit au paragraphe 1.1.2.1 caractérise la force de la turbulence à l'altitude  $h$ . On peut en fait faire l'hypothèse que l'atmosphère est constitué de couches turbulentes discrètes et indépendantes qui se comportent comme des écrans de phase. On passe d'un profil continu de  $C_n^2$  à un profil discret. Dans cette modélisation, l'onde électromagnétique traverse successivement les différentes couches turbulentes aux altitudes  $\{h_i\}$  avant d'arriver au sol. Chaque couche est supposée infiniment fine devant le trajet de propagation entre deux altitudes  $h_i$ .

Le profil de  $C_n^2$  joue un rôle essentiel dans ce modèle puisqu'il donne l'information sur la répartition dans les différentes couches de la turbulence atmosphérique. Il existe des modèles théoriques de profil de  $C_n^2$  [Huf74]. On a présenté en figure 1.2 des profils de  $C_n^2$  mesurés à San Pedro-Martir par Remy Avila [AVC01] durant la nuit du 16 au 17 mai 2000 et en utilisant la méthode du Scidar Généralisé [FTV98]. On voit sur cette série de profils que l'altitude des couches prépondérantes varie assez peu dans le temps. Les couches principales se situent au niveau du sol, vers 4 km et vers 10 Km. Entre ces couches et jusqu'à 18 ou 20 Km, on trouve des couches de moindre force. L'atmosphère se comporte effectivement comme si elle était composée de couches discrètes à altitudes données. La valeur du  $C_n^2$  couche à couche, elle, varie par contre beaucoup dans le temps.

### 1.1.2.4 Fluctuations de la phase turbulente

Pour déduire les statistiques des fluctuations de la phase turbulente de celles de l'indice de réfraction, il faut faire l'hypothèse simplificatrice que, dans l'application qui nous intéresse, les effets diffractifs liés à la propagation de Fresnel entre les couches sont négligeables par rapport aux effets de fluctuations de phase. Cela signifie que la turbulence est considérée comme faible dans chaque couche et la distance de propagation dans l'atmosphère courte. On dit qu'on se place dans l'approximation de champs proche [Rod81].

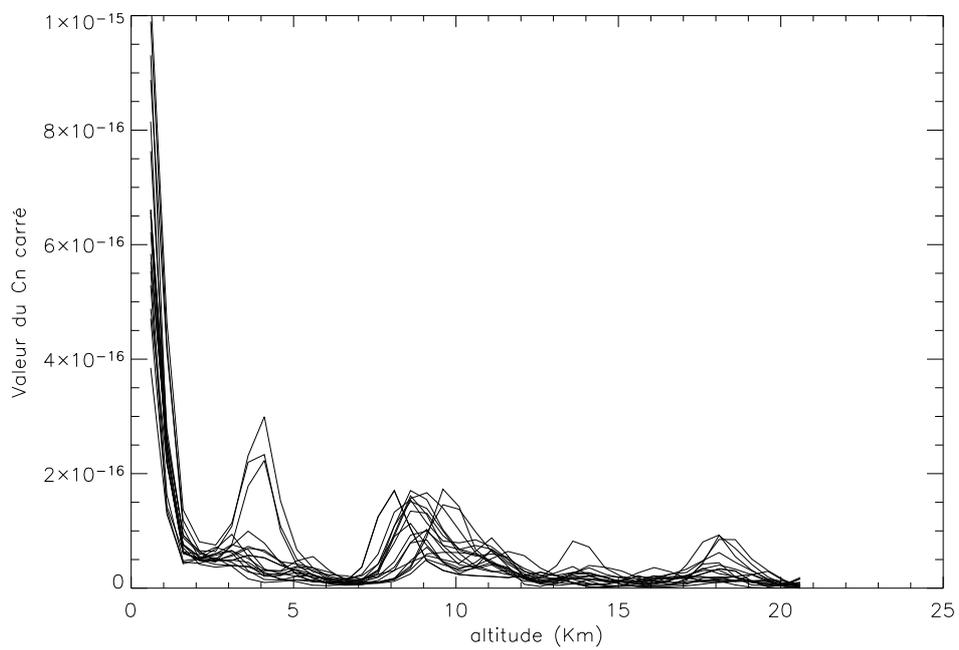


FIG. 1.2 – Profils de  $C_n^2$  mesurés à San Pedro-Martir dans un intervalle de temps de quatre heures durant la nuit du 16 au 17 mai 2000 par la méthode du Scidar Généralisé.

Sous cette hypothèse, on peut écrire la propagation à travers la turbulence comme une sommation des perturbations de front d'onde sur les différentes couches :

$$\phi^{tur}(\mathbf{r}) = \sum_i \varphi^{tur}(\mathbf{r}, h_i), \quad (1.12)$$

où on note  $\phi$  les phases dans la pupille,  $\varphi$  les phases dans le volume et  $\{h_i\}$  les altitudes des couches. Les variations de phase turbulente sont reliées à celles de l'indice de réfraction par

$$\phi^{tur}(\mathbf{r}, h) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{n,h} \quad (1.13)$$

et on peut alors déduire de (1.8) pour une couche turbulente à l'altitude  $h$  la fonction de structure de la phase turbulente

$$D_\phi(\rho, h) = \langle (\phi(\mathbf{r}, h) - \phi(\mathbf{r} + \rho, h)) \rangle \quad (1.14)$$

$$= 2.91 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_n^2(h) \delta h \rho^{5/3}, \quad (1.15)$$

où  $\delta h$  est l'épaisseur de la couche considérée. En sommant sur toutes les couches, on obtient

$$D_\phi(\rho) = 6.88 \left( \frac{\rho}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.16)$$

Le Spectre de Puissance Spatiale des fluctuations de phase devient, en supposant une statistique de Kolmogorov

$$W_\phi(f) = 0.023 \left( \frac{1}{r_0} \right)^{5/3} f^{-11/3}, \quad (1.17)$$

où  $r_0$  est le paramètre de Fried.

### 1.1.3 Caractérisation spatiale dans la pupille sur une base modale

#### 1.1.3.1 Une base de modes discrète

On va décomposer à partir de maintenant la phase sur une base de modes discrète et orthonormée. Il est souvent intéressant et pratique d'exprimer les caractéristiques de la phase sur une telle base. On peut en effet, en choisissant une base dont les modes sont classés par ordre spatial croissant, concentrer ainsi l'essentiel de l'énergie de la turbulence sur quelques modes.

On pourrait en théorie se placer dans n'importe quelle base discrète orthonormée. En pratique, celle que nous utiliserons et qui est classique en Optique Adaptative est la base des polynômes de Zernike.

Proposés par Zernike en 1934, les polynômes de Zernike sont définis sur une pupille circulaire et s'expriment en fonction d'un ordre radial  $n$  et d'un ordre azimutal  $m$  :

$$\text{si } m \neq 0 \quad , \quad \mathbf{Z}_{i \text{ pair}} = \sqrt{n+1} R_n^m(\mathbf{r}) \sqrt{2} \cos m\theta \quad (1.18)$$

$$\mathbf{Z}_{i \text{ impair}} = \sqrt{n+1} R_n^m(\mathbf{r}) \sqrt{2} \sin m\theta \quad (1.19)$$

$$\text{pour } m = 0 \quad , \quad \mathbf{Z}_i = \sqrt{n+1} R_n^0(\mathbf{r}) \sqrt{2}, \quad (1.20)$$

où  $(\mathbf{r}, \theta)$  sont les coordonnées polaires et

$$R_n^m(\mathbf{r}) = \sum_{s=0}^{(m-n)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! ((n+m)/2 - s)! ((n-m)/2 - s)!} \mathbf{r}^{n-2s}. \quad (1.21)$$

Ils forment une base orthonormée, c'est-à-dire

$$\frac{1}{S} \int_S \mathbf{Z}_i^*(\mathbf{r}) \mathbf{Z}_j(\mathbf{r}) d(\mathbf{r}) = \delta_{i,j}, \quad (1.22)$$

avec  $S$  la surface sur laquelle on définit les polynômes de Zernike et  $\delta_{i,j} = 0, \forall i \neq j$  et  $\delta_{i,i} = 1, \forall i$ .

On présente en figure 1.3 les premiers coefficients de Zernike, où l'on voit notamment que les premiers ordres radiaux correspondent aux plus basses fréquences spatiales et les hauts ordres à de hautes fréquences. Cette propriété nous permettra de bien représenter la turbulence atmosphérique en utilisant un nombre limité de modes.

On utilisera souvent, par abus de langage, le terme "les zernikes" pour désigner les polynômes de Zernike.

### 1.1.3.2 Caractéristiques spatiales de la turbulence sur les zernikes

Sur la base des zernikes, la phase turbulente  $\phi^{tur}$  s'exprime comme une somme pondérée des  $\mathbf{Z}_i$  :

$$\phi^{tur} = \sum_i \phi^{tur,i} \mathbf{Z}_i, \quad (1.23)$$

les  $\phi^{tur,i}$  sont les coefficients de Zernike de la phase turbulente  $\phi^{tur}$ . Inversement, les coefficients s'expriment comme

$$\phi^{tur,i} = \frac{1}{S} \int_S \phi^{tur}(\mathbf{r}) \mathbf{Z}_i(\mathbf{r}) d(\mathbf{r}). \quad (1.24)$$

Avec cette représentation et à partir du spectre de Kolmogorov, Noll a obtenu [Nol76] les variances des coefficients de Zernike

$$\begin{aligned} \langle \phi^{tur,i} \phi^{tur,j} \rangle &= 3.90 ((n+1)(n+2))^{1/2} (-1)^{(n_i+n_j-2m_i)/2} \delta_{m_i m_j} \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \\ &\times \frac{2^{-14/3} \Gamma[14/3] \Gamma[(n_i+n_j-14/3+3)/2]}{\Gamma[(-n_i+n_j+14/3+1)/2] \Gamma[(n_i-n_j+14/3+1)/2] \Gamma[(n_i+n_j+14/3+3)/2]} \end{aligned} \quad (1.25)$$

où  $D$  est le diamètre de la pupille sur laquelle on définit les zernikes,  $r_0$  le paramètre de Fried,  $n_i, m_i, n_j, m_j$  sont les ordres radiaux et azimutaux des polynômes de Zernike.

Entre autres, Noll montre alors à partir de (1.25) que la variance du coefficient turbulent  $\phi^{tur,i}$  est proportionnelle à  $\left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3}$  et  $(n+1)^{-11/3}$

$$\sigma_{tur,i}^2 \propto \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} (n+1)^{-11/3}. \quad (1.26)$$

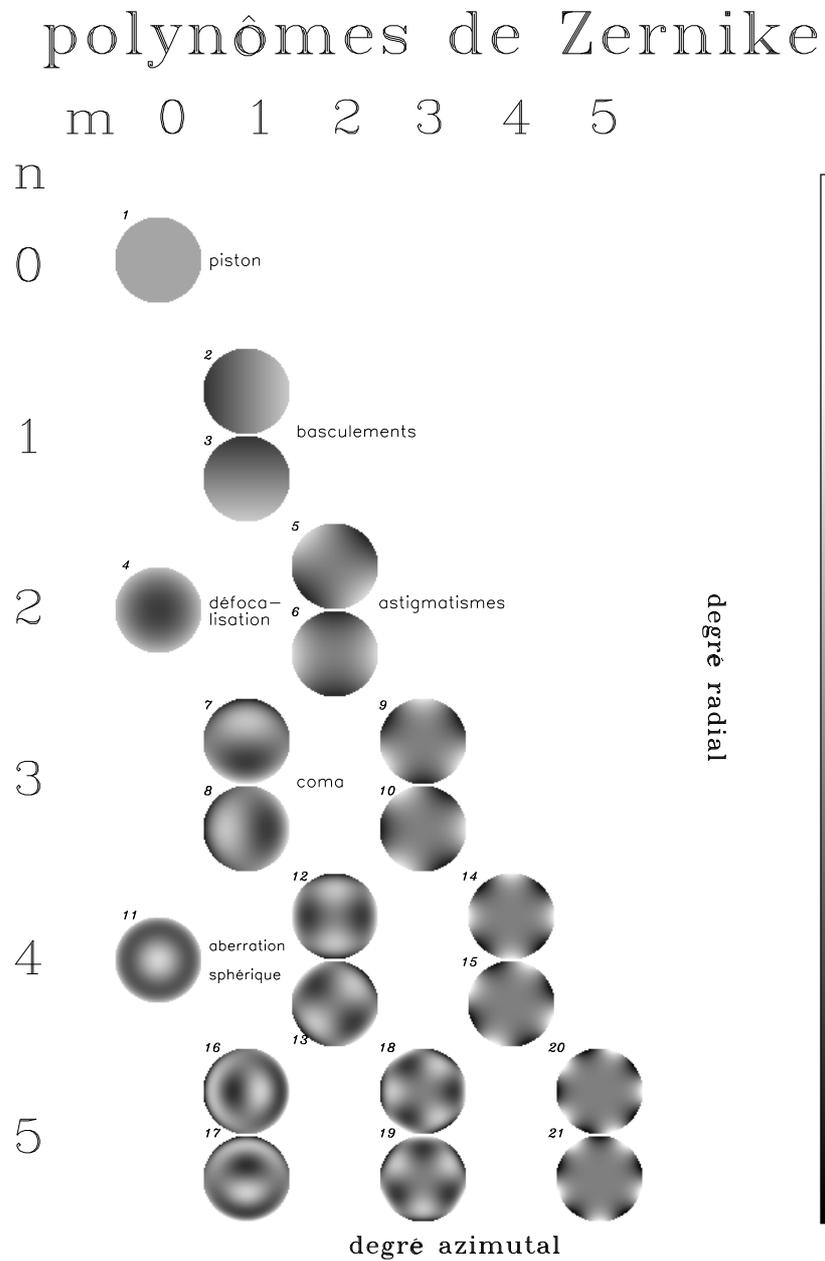


FIG. 1.3 – Polynômes de Zernike de 1 à 21 rangés en fonction de l'ordre radial (verticalement) et de l'ordre azimuthal (horizontalement)

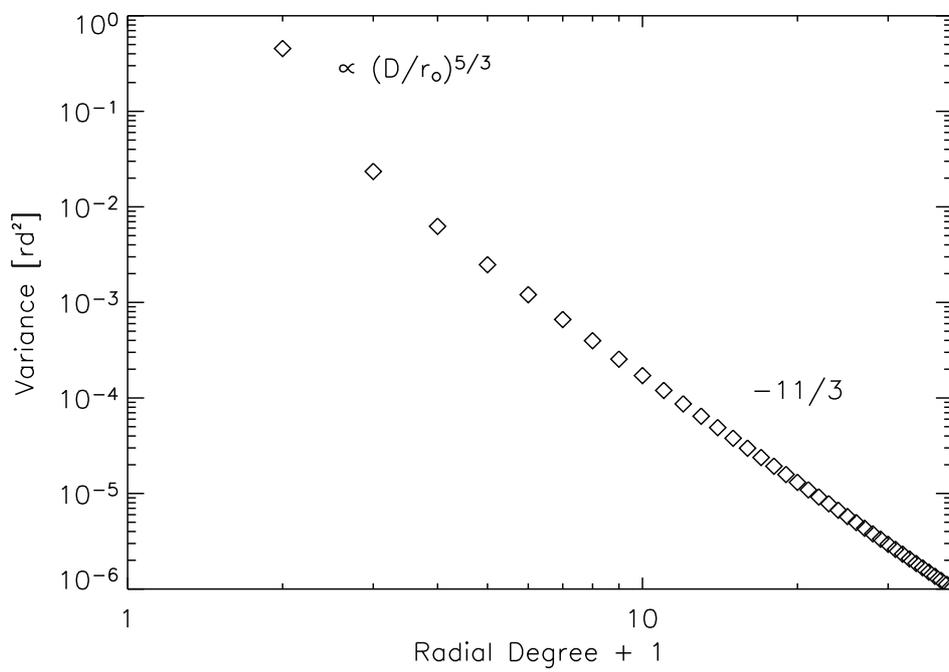


FIG. 1.4 – Évolution de la variance de phase turbulente  $\sigma_{tur,i}^2$  en fonction de l'ordre radial

On représente sur la figure 1.4 l'évolution de  $\sigma_{tur,i}^2$  en fonction de l'ordre radial.

Il faut noter que dans la base des zernikes, la matrice de covariance de la phase turbulente  $\mathbf{C}_\phi$  n'est pas diagonale. On définit la base de Karhunen-Loeve comme la base dans laquelle cette matrice est diagonale. Cette base est souvent obtenue en diagonalisant la matrice  $\mathbf{C}_\phi$  exprimée dans une autre base, par exemple les zernikes.

### 1.1.4 Caractérisation temporelle dans la pupille

Afin d'obtenir le spectre de puissance temporel (aussi dénommé Densité Spectrale de Puissance [DSP]) des coefficients de Zernike à partir de la matrice de covariance  $\mathbf{C}_\phi$ , il faut faire l'hypothèse dite de Turbulence Gelée de Taylor [Tay38]. Cette hypothèse consiste à dire que la turbulence est constituée d'écrans de phase à différentes altitudes qui ont une statistique spatiale donnée et qui sont en translation uniforme à des vitesses  $\{V_i\}_{i=1: \text{nbre de couches}}$ .

En faisant l'hypothèse d'une turbulence gelée monocouche et en choisissant une statistique Kolmogorov pour les écrans de phase, J. -M. Conan obtient ainsi [Con94], [CRM95] que la DSP sur les zernikes d'une turbulence Taylor présente une fréquence de coupure  $f_c^n \simeq 0.3(n+1)V/D$ , où  $V$  est la vitesse de vent et  $D$  le diamètre du télescope. La DSP suit une puissance de  $-\frac{17}{3}$  et est proportionnelle à  $V/D$  après la fréquence de coupure. Avant la fréquence de coupure, le comportement est différent pour le Tip/Tilt (deux premiers modes, qui correspondent à au basculement) et pour les autres modes :

$$\text{avant } f_c^n, \text{ DSP}_n(f) \propto f^0, \forall n \neq 1 \quad (1.27)$$

$$\text{et } \text{DSP}_{n=1}(f) \propto f^{-2/3} \quad (1.28)$$

$$\text{après } f_c^n, \text{ DSP}_n(f) \propto f^{-17/3}, \forall n. \quad (1.29)$$

On a ainsi représenté en figure 1.5 les DSP du Tilt et du 21<sup>e</sup> mode de Zernike.

### 1.1.5 La turbulence volumique, le phénomène d'anisoplanétisme

On a dit que le profil de  $C_n^2$  caractérise la distribution en altitude de la force de la turbulence et on a déjà présenté la figure 1.2. La turbulence est donc volumique et présente en altitude jusqu'à 18 à 20 Km.

La conséquence principale de cette distribution en altitude est le phénomène dit d'anisoplanétisme, présenté sur la figure 1.6. La nature volumique de la turbulence implique que les fronts d'onde qui arrivent sur la pupille et qui proviennent de directions différentes ont traversé des couches d'atmosphère différentes. La phase turbulente est donc différente pour deux directions d'observation  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .

Plus une couche turbulente est haute dans l'atmosphère, et plus les empreintes de la pupille du télescope dans les directions  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sur cette couche sont disjointes. Les composantes turbulentes provenant de cette couche sont donc d'autant plus différentes entre  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ . On comprend donc qu'une couche très turbulente à haute altitude aura plus d'effet d'anisoplanétisme qu'une couche aussi turbulente mais à basse altitude.

On constate sur les profils de  $C_n^2$  présentés, figure 1.6, qu'il reste de la turbulence présente jusqu'à une vingtaine de kilomètres. Le poids relatif du  $C_n^2$  dans ces couches et dans les couches basses règle la force de l'anisoplanétisme.

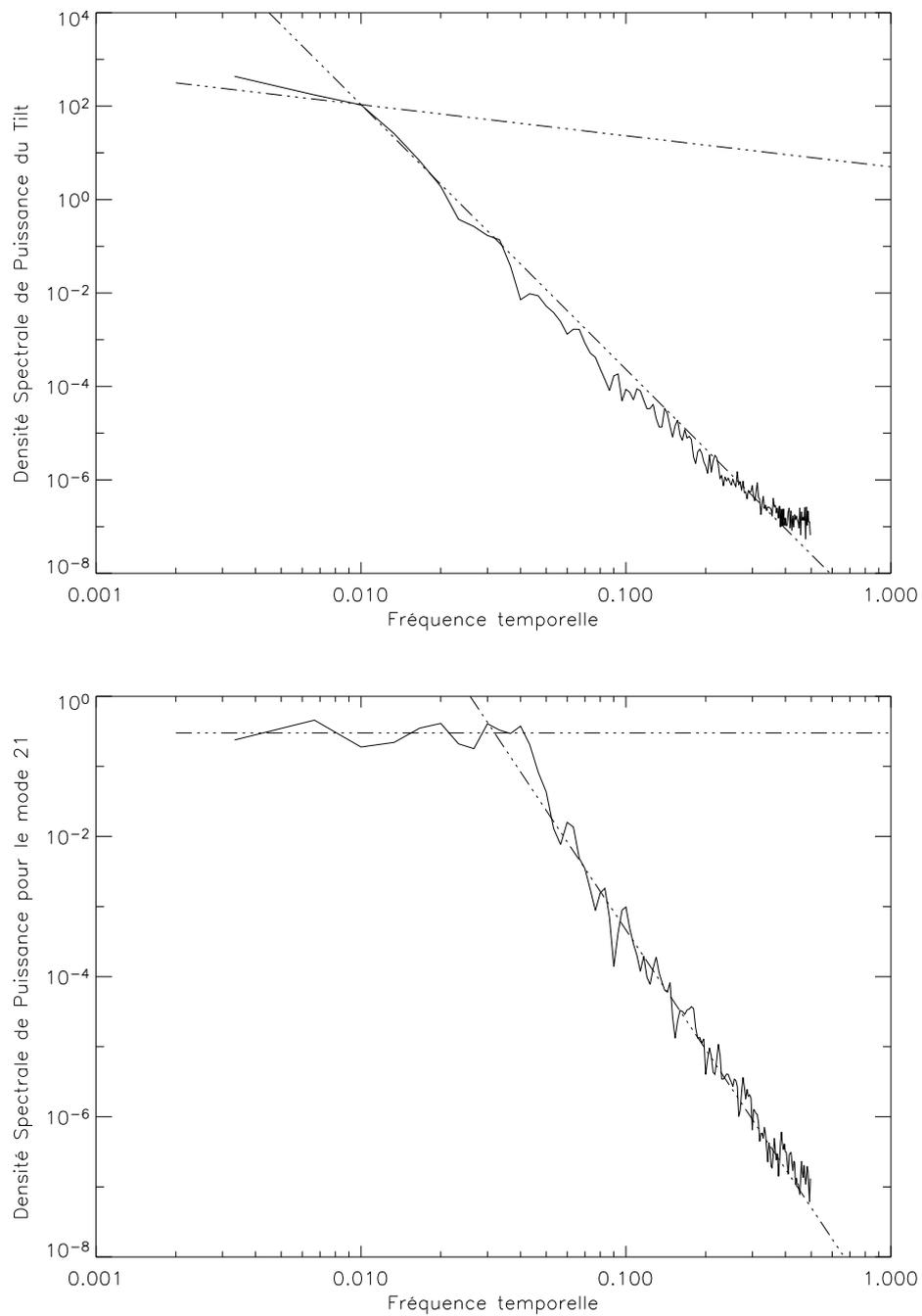


FIG. 1.5 – DSP turbulentes pour le tilt et le polynôme de Zernike 21 [trait plein]. Les courbes théoriques sont représentées pour comparaison [tiret-point]

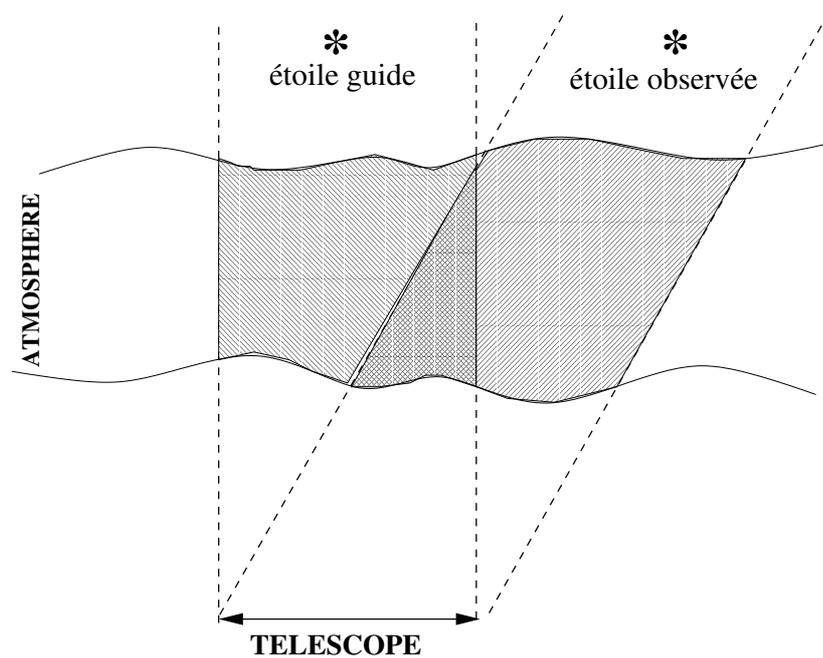


FIG. 1.6 – Le phénomène d'anisoplanétisme : la phase turbulente est différente dans toutes les directions alors que la correction d'un miroir dans la pupille est elle la même pour toutes les directions et optimisée dans la direction de l'EG.

Afin de caractériser de façon quantitative l'anisoplanétisme, on utilise la notion d'angle "isoplanétique"  $\theta_0$  dans lequel on suppose que les perturbations de phase sont identiques. On appelle domaine "isoplanétique" le champ défini par cet angle.

On peut utiliser différentes définitions de  $\theta_0$ . On choisira dans ce mémoire celle donnée par Fried [Fri82], qui correspond à une augmentation de la variance de phase de  $1 \text{ rad}^2$  vis-à-vis d'une correction parfaite et qui s'exprime en fonction du profil de turbulence :

$$\theta_0 = \left( 2.905 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cos(\gamma)^{8/3} \int C_n^2(h) h^{5/3} dh \right)^{-3/5} \quad (1.30)$$

avec  $\gamma$  l'angle zénithal et  $\lambda$  la longueur d'onde. Cette équation peut se réécrire en fonction de  $r_0$  sous la forme [Rod81]

$$\theta_0 = 0.314 \frac{r_0}{\bar{h}}, \quad (1.31)$$

avec  $\bar{h}$  une altitude moyenne pondérée par le  $C_n^2$  :

$$\bar{h} = \left( \frac{\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right)^{3/5}. \quad (1.32)$$

## 1.2 Optique Adaptative et Optique Adaptative Multiconjuguée

### 1.2.1 Optique Adaptative classique

L'objet de l'Optique Adaptative est rendre au télescope une résolution la plus proche possible de sa résolution théorique en corrigeant directement la forme du front d'onde incident. Cela peut se faire à l'aide d'un miroir déformable, qui compense en temps réel les avances et retards de phase.

Un système d'optique adaptative se compose essentiellement d'un miroir déformable [MD], que l'on décompose pour des raisons de mise en œuvre en un miroir Tip/Tilt (ou miroir de basculement) et un miroir déformable qui corrige les hauts ordres, et d'un analyseur de surface d'onde [ASO] placé derrière le miroir et qui mesure la phase résiduelle. On pointe le système sur une source de référence, dite Étoile Guide [EG]. On sait que le front d'onde provenant de l'EG, si cette dernière est située à l'infini, hors perturbation doit être plan. L'écart à la planéité du front d'onde mesuré correspond alors à la perturbation à corriger. L'objectif est d'annuler la variance spatiale de la phase résiduelle. A partir des mesures de l'analyseur, on détermine les nouvelles tensions du miroir telles que la variance de phase résiduelle soit minimale. La figure 1.7 (issue de [Fus00]) représente l'ensemble du système d'OA classique. Nous allons présenter ici les deux blocs constitutifs du système d'OA classique, la correction et l'analyse et nous présenterons également les notions de boucle fermée, boucle ouverte, système statique ou dynamique.

#### 1.2.1.1 Le miroir, la voie de correction

**1.2.1.1.1 Les différents types de miroirs :** Il existe différents type de miroirs déformables. On pourra en trouver une étude détaillée dans [Sec99]. On se contentera ici de donner le principe de

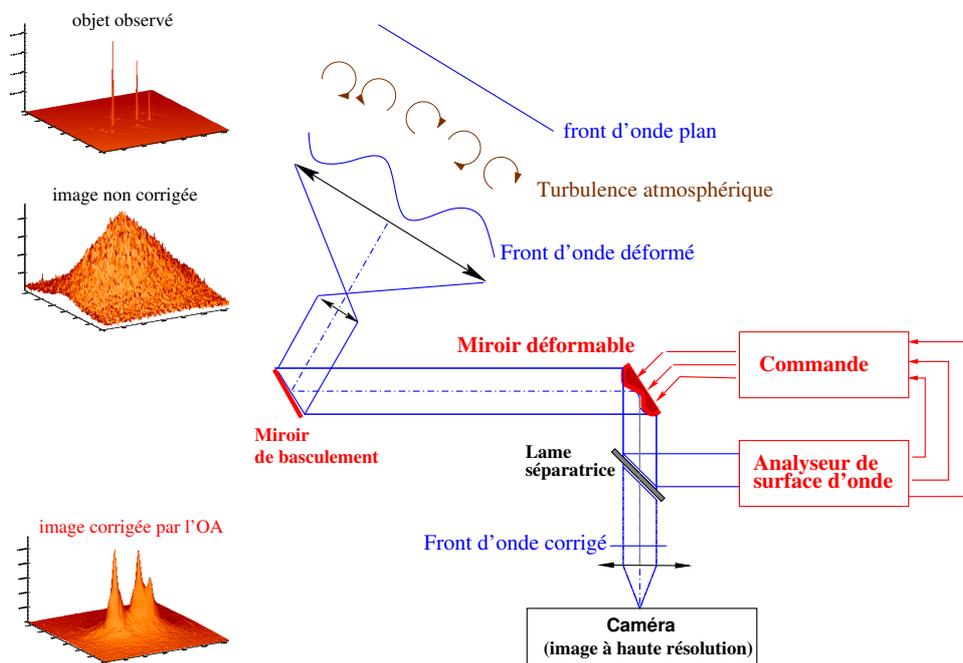


FIG. 1.7 – Le système d'OA classique boucle fermée. L'analyseur de surface d'onde est placé derrière les miroirs et donne des mesures de phase résiduelle à partir desquels on détermine les nouvelles tensions.

fonctionnement de deux catégories de miroirs, les miroirs de type SAM (Stacked Actuators Mirror) et les miroirs bimorphes.

Dans les deux cas, le miroir déformable est constitué d'une fine couche flexible et réfléchissante déformée par des actionneurs accolés derrière elle, que l'on excite en leur appliquant des courants électriques.

Dans les miroirs de type SAM, les actionneurs sont des piézoélectriques qui poussent ou tirent sur la surface du miroir suivant une direction normale à la surface, comme des pistons. On les utilise généralement avec un analyseur de type Shack Hartmann, présenté en paragraphe 1.2.1.2. Dans les miroirs bimorphes, les actionneurs agissent parallèlement à la surface du miroir et la courbent localement. Ils sont en général utilisés avec des analyseurs de courbure (*cf.* 1.2.1.2).

On utilise en général en plus d'un de ces miroirs déformables un miroir dit de Tip/Tilt ou miroir de basculement dédié à la correction du Tilt. En effet les miroirs SAM ou bimorphes n'ont généralement pas une dynamique suffisante pour corriger ce mode, dont la variance turbulente est élevée et qu'il est donc important de bien corriger. La surface du miroir de basculement est plane et son orientation est réglable.

**1.2.1.1.2 Propriétés :** On caractérise spatialement un miroir déformable par le nombre et la position des actionneurs et la forme que ces derniers donnent au MD lorsqu'ils sont actionnés, c'est-à-dire leurs fonctions d'influence. La fréquence spatiale maximale qu'un miroir déformable est capable de corriger peut être approchée par  $f_{max}^{MD} = 1/d_{act}$ , avec  $d_{act}$  la distance entre deux actionneurs.

La fonction d'influence d'un actionneur est définie comme la phase optique créée par la déformation de cet actionneur lorsqu'on lui applique une tension d'une unité. On a représenté en figure 1.8 la fonction d'influence de l'actionneur numéro 40 du miroir déformable SAM du Banc d'Optique Adaptative de l'ONERA, mesuré à l'aide d'un interféromètre de type Zygo.

La phase créée par un actionneur au niveau des actionneurs adjacents n'est pas nulle. On définit le coefficient de couplage comme la hauteur de la surface du miroir au dessus d'un actionneur adjacent. Il est généralement de l'ordre de quelques dizaines de %.

Si on considère souvent théoriquement que la fonction d'influence est la même pour tous les actionneurs (des formes théoriques pour un SAM sont données dans [Sec99]), il faut en pratique pour caractériser un miroir, mesurer expérimentalement les fonctions d'influence de chaque actionneur et le faire régulièrement. Elle évolue effectivement en fonction de nombreux paramètres, notamment la température.

Ces fonctions d'influence donnent donc une correspondance entre l'espace des phases et l'espace des tensions  $\mathbf{u}$ . On dit qu'on connaît alors le modèle du miroir et on symbolise cette relation par la matrice  $\mathbf{N}$ . Cette matrice est de taille (nombre de modes de décomposition de la phase)  $\times$  (nombre d'actionneurs). Elle contient sur chaque colonne la fonction d'influence d'un actionneur décomposée dans une base de mode, quelle qu'elle soit.

La phase  $\phi^{cor}$  produite par un miroir auquel on applique les tensions  $\mathbf{u}$  est ainsi donnée par :

$$\phi^{cor} = \mathbf{N}\mathbf{u}. \quad (1.33)$$

D'un point de vue temporel, la dynamique d'un MD est caractérisée par ses fréquences de résonance. La première fréquence de résonance d'un MD est généralement de l'ordre de la dizaine de KHz.

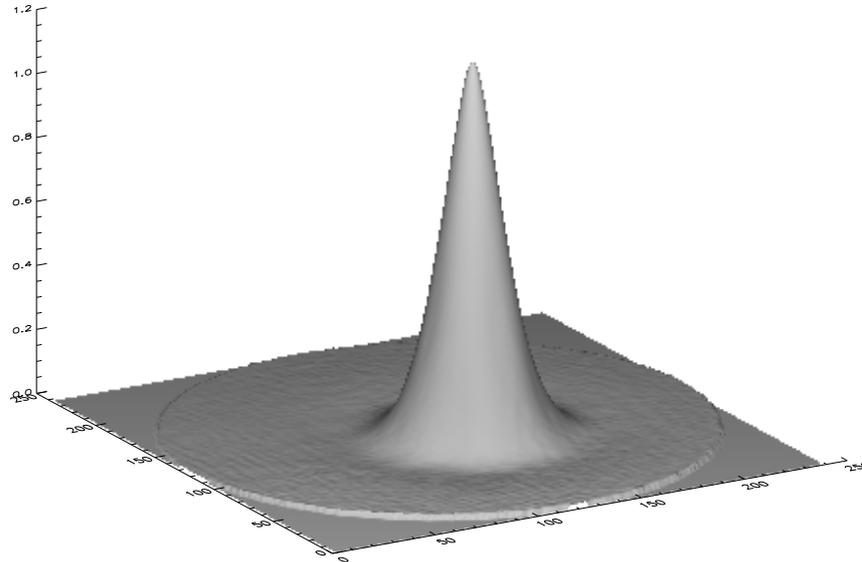


FIG. 1.8 – Fonction d'influence de l'actionneur numéro 40 du miroir SAM du Banc d'Optique Adaptative de l'ONERA

### 1.2.1.2 L'analyse de surface d'onde

On a dit que les nouvelles tensions du miroir sont déterminées à partir des mesures d'un analyseur de surface d'onde de façon à minimiser la phase résiduelle. Il existe plusieurs types d'analyseurs dont les plus classiques sont l'analyseur de Shack-Hartmann, l'analyseur à pyramide, l'analyseur de courbure ... Les deux premiers mesurent la dérivée de la phase turbulente et le second mesure le coefficient de courbure du front d'onde. On va présenter ces différents analyseurs et donner leurs caractéristiques.

**1.2.1.2.1 Le Shack-Hartmann :** L'analyseur de Shack-Hartmann est un analyseur plan pupille. Il est constitué d'une matrice de micro-lentilles et d'une caméra placée au foyer des micro-lentilles. On va le présenter en détail parce que c'est celui qui sera utilisé dans tous les travaux présentés dans ce mémoire. On a représenté en figure 1.9 [Fus00] le fonctionnement de cet analyseur. Le front d'onde plan qui arrive sur la matrice de micro-lentilles est focalisé localement par chaque lentille sur la caméra au centre de chaque sous-pupille. Si le front d'onde est localement incliné par rapport aux micro-lentilles, la tache lumineuse sur la caméra est déplacée. Plus le front d'onde est localement incliné et plus la tache lumineuse est éloignée du centre de la sous-pupille. Comme l'image sur la caméra est généralement une tache et pas un point, on caractérise sa position par le centre de gravité

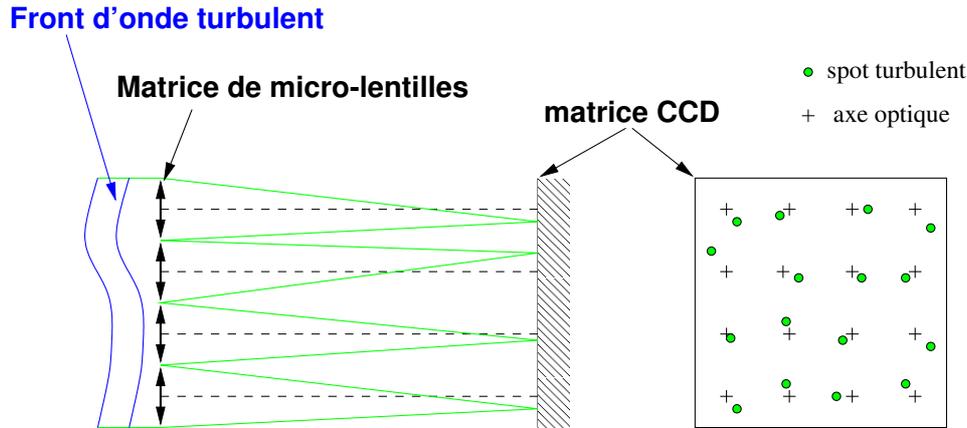


FIG. 1.9 – Schéma de fonctionnement de l'analyseur de Shack-Hartmann

de la tache. On note  $c_x$  la position du centre de gravité selon  $x$  et  $c_y$  sa position selon  $y$ ,

$$c_x = \frac{\sum_{i,j} x_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} \quad (1.34)$$

$$c_y = \frac{\sum_{i,j} y_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}}, \quad (1.35)$$

où  $I_{i,j}$  et  $(x_{i,j}, y_{i,j})$  sont l'intensité lumineuse et la position du pixel  $(i, j)$ . On peut remonter [Rou99], à partir de  $c_x$  et  $c_y$  à la pente moyenne  $\alpha$  du front d'onde sur la sous-pupille. On montre en effet que, selon  $x$

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{2\pi S_{ml}} \int_{ml} \frac{d\phi}{dx} dx dy = \frac{c_x}{fM}, \quad (1.36)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $S_{ml}$  la surface de la micro lentille,  $\int_{ml}$  symbolise l'intégration sur toute la surface de la micro-lentille,  $f$  est la focale de la micro-lentille et  $M$  le grossissement. On obtient de façon similaire la pente moyenne selon  $y$ ,  $\alpha_y$ . Généralement, pour diminuer le bruit sur la mesure, on ne calcule pas le centre de gravité directement. On peut soit seuiller l'image obtenue par la caméra soit la fenêtrer (ne calculer le barycentre qu'à l'intérieur d'une fenêtre) soit les deux. Le calcul du barycentre obtenu alors est moins bruité. Une étude détaillée de ces techniques est donnée dans [Noe97].

On peut également estimer le déplacement de la tache sur la caméra avec une approche par auto-corrélation [MRF92]. Cette technique est le plus souvent utilisée pour l'analyse de front d'onde sur sources étendues (observation du soleil par exemple).

On a dit qu'on utilise généralement l'analyseur SH avec un miroir de type SAM. En dimensionnant le système, on choisit généralement d'égaliser la distance inter-actionneur du miroir et la taille des sous-pupilles. Ainsi, la fréquence maximale que le miroir peut corriger  $f_{max}^{MD}$  est égale à la fréquence maximale mesurée par l'analyseur  $f_{max}^{SH}$ . La fréquence  $f_{max}^{SH}$  peut en effet être considérée égale à l'inverse de la taille  $d_{sspp}$  d'une sous-pupille,  $f_{max}^{SH} = \frac{1}{d_{sspp}}$ .

Pour la mesure de petites phases, l'analyseur est linéaire. Quand la phase est grande, il y a des risques que la tache sur la caméra sorte en partie de la sous-pupille et donc des risques de non-linéarité. Dans le domaine de linéarité du SH, on peut définir la matrice  $\mathbf{D}$  qui contient sur chaque colonne la réponse du SH à un mode turbulent :

$$\mathbf{p} = \mathbf{D}\phi, \quad (1.37)$$

où  $\phi$  est une phase exprimée sur une base de modes et  $\mathbf{p}$  les pentes mesurées par l'analyseur.

On caractérise par la matrice d'interaction  $\mathbf{D}_{int}$  la correspondance entre les mesures du SH et les tensions appliquées au miroir. On détermine  $\mathbf{D}_{int}$  en appliquant consécutivement sur chaque actionneur du miroir des tensions données et en mesurant la réponse de l'analyseur. Chaque colonne de  $\mathbf{D}_{int}$  correspond à la réponse de l'analyseur à la déformée d'un actionneur. Les tensions  $\mathbf{u}$  appliquées au miroir sont reliées aux pentes  $\mathbf{p}$  mesurées par l'analyseur par

$$\mathbf{p} = \mathbf{D}_{int}\mathbf{u}. \quad (1.38)$$

On peut noter que si on déterminait  $\mathbf{N}$  et  $\mathbf{D}$  sur un nombre infini de modes, on pourrait relier  $\mathbf{N}^\infty$ ,  $\mathbf{D}^\infty$  et  $\mathbf{D}_{int}$  par

$$\mathbf{D}_{int} = \mathbf{D}^\infty \mathbf{N}^\infty. \quad (1.39)$$

Connaissant  $\mathbf{D}_{int}$ , à partir de mesures de pentes  $\mathbf{p}$ , on peut reconstruire les tensions correspondantes et qu'il faut soustraire pour annuler la phase résiduelle, en appliquant l'inverse généralisée de  $\mathbf{D}_{int}$  à  $\mathbf{p}$

$$\mathbf{u} = \mathbf{D}_{int}^+ \mathbf{p} = \left( \mathbf{D}_{int}^T \mathbf{D}_{int} \right)^{-1} \mathbf{D}_{int}^T \mathbf{p}, \quad (1.40)$$

où  $^T$  représente la transposition matricielle. Quand  $(\mathbf{D}_{int}^T \mathbf{D}_{int})$  est mal conditionnée, il faut l'inverser par décomposition en valeurs singulières tronquée (TSVD) [Idi01].

Si on considère maintenant la matrice  $\mathbf{D}$  dans le cas particulier de la base des modes de Zernike, on peut remonter de la même façon qu'en (1.40) à la phase exprimée sur la base des modes de Zernike à partir des mesures de pente. On peut alors montrer [RG92] que le bruit se propage lors de la reconstruction selon un coefficient de propagation  $p_{m,n}$  sur le mode d'ordre radial  $n$  et de fréquence azimutale  $m$

$$p_{m,n} = 0.295(n+1)^{-2.05} \text{ si } n = m \quad (1.41)$$

$$p_{m,n} = 0.174(n+1)^{-2} \text{ si } n \neq m. \quad (1.42)$$

On dira dans la suite que le bruit sur un SH est proportionnel à  $(n+1)^{-2}$  et on considérera que le bruit sur les modes de Zernike d'ordre radial  $n$  est

$$w_n = \frac{1.28}{RSB} \left( \frac{D/r_0}{n_{sspp}} \right)^{\frac{5}{3}} (n+1)^{-2}, \quad (1.43)$$

où  $n_{sspp}$  est le nombre de sous-pupilles sur une ligne de la matrice de micro-lentilles et RSB désigne le Rapport Signal à Bruit que l'on définit comme le rapport de la variance d'angle d'arrivée sur une sous-pupille sur la variance de bruit :

$$RSB = \frac{\sigma_{aa}^2}{\sigma_b^2}. \quad (1.44)$$

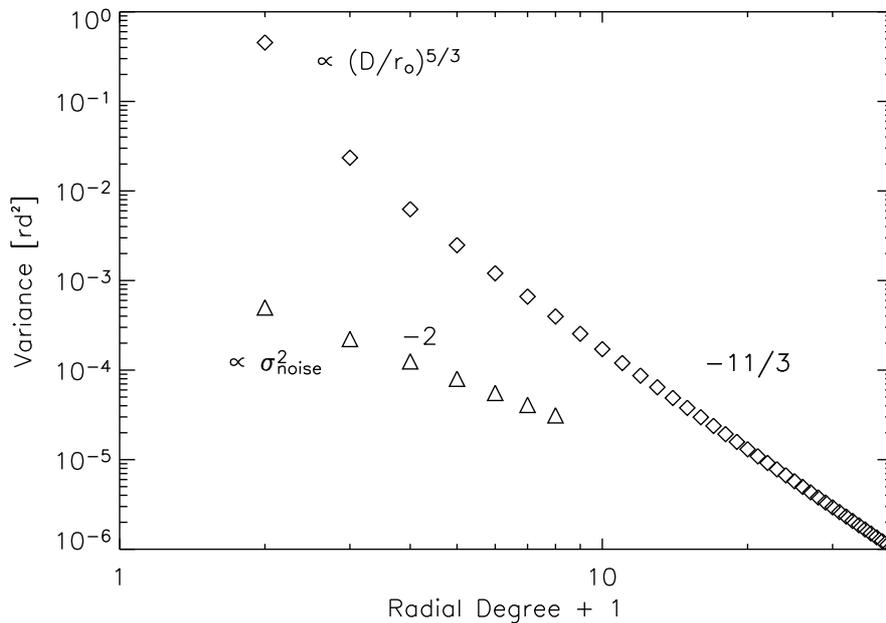


FIG. 1.10 – Évolution des variances de bruit et de phase turbulente en fonction de la fréquence spatiale

La mesure s'écrit alors

$$\mathbf{Y} = \mathbf{D}\phi + \mathbf{W}, \quad (1.45)$$

où  $\mathbf{W}$  est le vecteur de bruit de mesure. On a représenté pour illustration en figure 1.10 l'évolution des variances de bruit et de phase turbulente en fonction de l'ordre radial de polynômes de Zernike.

On a dit que la fréquence spatiale maximale qu'un SH pouvait mesurer était de l'ordre de  $1/d_{spp}$ . Les fréquences plus élevées produisent sur l'ASO un effet similaire à des basses fréquences. Il s'agit d'un phénomène de repliement de spectre et on parle d'Aliasing [Rou99]. Les fréquences plus élevées se replient sur des fréquences plus basses.

**1.2.1.2.2 L'analyseur à pyramide :** L'analyseur à pyramide a été proposé en 1996 par R. Ragazzoni [Rag96]. C'est un analyseur plan focal dont la mesure dépend de la dérivée de la phase. La pyramide agit en fait comme quatre "couteaux de Foucault". Le faisceau lumineux qui arrive au sommet de la pyramide produit après elle quatre images de la pupille sur un plan d'observation. La dérivée de la phase selon  $x$  est reliée à la différence d'intensité dans les cadrans  $x > 0$  et  $x < 0$  (cf. figure 1.11), de même, la dérivée de la phase selon  $y$  est reliée à la différence d'intensité dans les cadrans  $y > 0$  et  $y < 0$ .

La pyramide décrit dans le plan focal un cercle. Du rayon  $r$  de cette modulation dépend la sensibilité de l'analyseur à pyramide. Plus  $r$  est grand, plus la pyramide est sensible aux hautes fréquences spatiales. Ragazzoni a proposé récemment de remplacer la modulation par une surface diffusante placée dans un plan pupille intermédiaire, et qui permettrait d'avoir accès aux hautes fréquences spatiales sans moduler [RDV02].

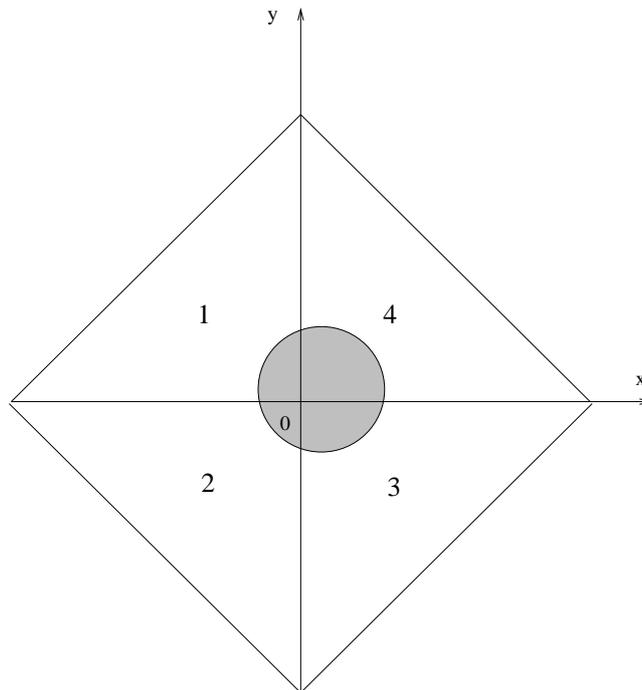


FIG. 1.11 – Représentation d'un analyseur à pyramide. La zone grisée correspond à la tache lumineuse. La dérivée de la phase selon  $x$  peut être reliée à la différence d'intensité dans les demies pyramides de droite (quartiers 3 et 4) et de gauche (quartiers 1 et 2).

**1.2.1.2.3 L'analyseur à courbure :** L'analyseur à courbure a été proposé par Roddier en 1988 [Rod88]. Il donne accès directement au rayon de courbure du front d'onde. Il consiste à mesurer l'intensité  $I_1$  dans un plan  $P_1$  à une distance  $l$  du plan focal et l'intensité  $I_2$  dans le plan  $P_2$  situé à la même distance mais de l'autre coté du plan focal. On peut alors montrer, sous certaines conditions que la différence relative

$$\beta = \frac{I_1(\mathbf{r}) - I_2(-\mathbf{r})}{I_1(\mathbf{r}) + I_2(-\mathbf{r})} \quad (1.46)$$

donne accès à la dérivée seconde de la phase dans la pupille ainsi que sa dérivée première aux bords de la pupille.

### 1.2.1.3 L'étoile laser

R. Foy et M. Tallon ont proposé en 1985 [TF90] d'utiliser comme étoile de référence une étoile artificielle créée à l'aide d'un laser avec lequel on excite des atomes de la couche de sodium de l'atmosphère située à une centaine de kilomètres d'altitude. L'étoile laser peut être positionnée n'importe où dans le champ, elle permet donc au système de ne pas dépendre de la position aléatoire des étoiles naturelles [Via01] [REM95] [Rag95].

Comme principales limitations, on notera l'incapacité à mesurer le Tip/Tilt [RG92] et l'effet de cône, lié au fait que l'étoile laser est à distance finie et que le front d'onde qui en provient n'est donc pas plan mais sphérique [Ty194].

### 1.2.1.4 Boucle ouverte ou fermée, système statique ou dynamique

**1.2.1.4.1 Boucle ouverte ou fermée :** On a présenté le principe d'un système d'Optique Adaptative Classique boucle fermée. Par le terme "boucle fermée" [BF], on sous-entend que l'ASO est placé derrière le miroir et mesure la phase résiduelle. Cette configuration permet à l'analyseur de travailler dans son domaine de linéarité qui se restreint aux petites phases. Mais on peut envisager un système où l'analyseur mesurerait directement la phase turbulente avant la correction du miroir. Les nouvelles tensions du miroirs seraient toujours choisies à partir des mesures de l'ASO. Un tel système est dit boucle ouverte [BO]. On a présenté en figure 1.12 des schémas blocs des deux systèmes pour comparaison.

**1.2.1.4.2 Boucle fermée dynamique :** Dans un système d'optique adaptative BF réaliste, la mesure de front d'onde et le calcul des nouvelles tensions à appliquer prennent un certain temps. Il y a donc un décalage temporel entre l'arrivée sur l'ASO d'un front d'onde et la correction du miroir. Si on considère qu'on utilise une trame  $T$  pour l'intégration de la caméra de l'ASO et une trame pour la lecture de la caméra et le calcul des nouvelles tensions, il y a un décalage de deux trames. On parle d'un retard de deux trames. On distingue parfois le retard incompressible d'intégration de la caméra et le retard de lecture-calcul. On parle alors d'une seule trame de retard pur. La phase de correction appliquée au temps  $t$  est en fait adaptée à la phase turbulente au temps  $t + 2T$ . Que l'on ignore ce retard ou qu'on le prenne en compte dans la commande, on commet une erreur dite erreur temporelle. On peut montrer [CRM95] que si on ne tient pas compte du retard pour choisir la commande et si on utilise un intégrateur, alors l'erreur temporelle sur un mode d'ordre radial  $n$  est proportionnel en

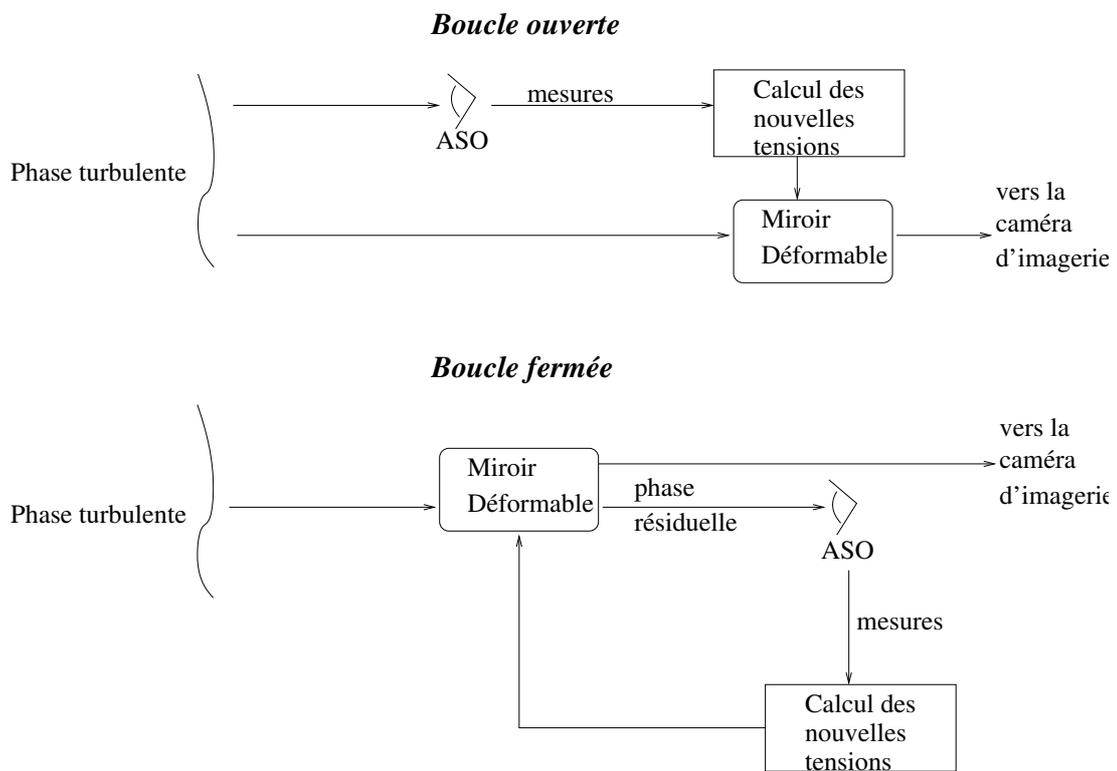


FIG. 1.12 – Schémas-blocs d'un système boucle ouverte et d'un système boucle fermée

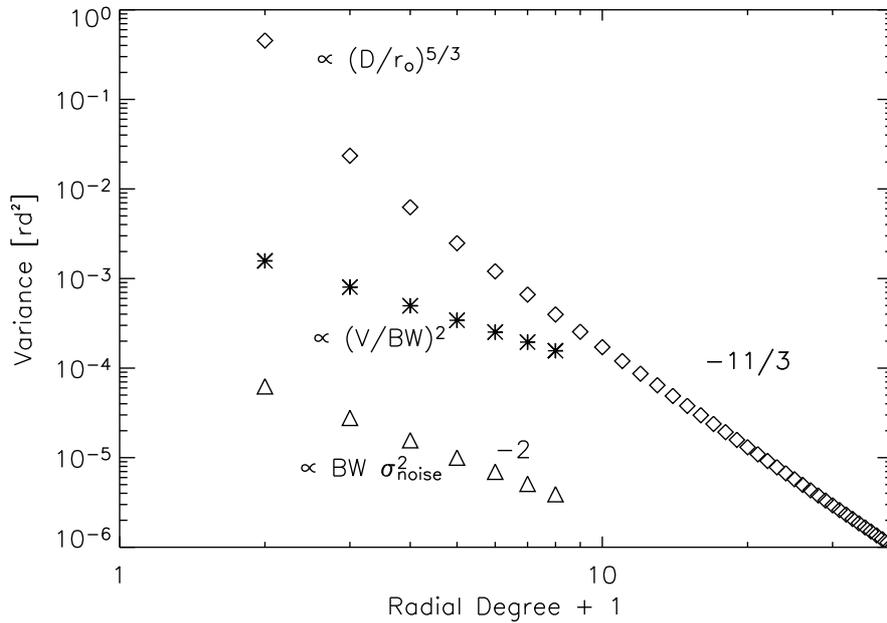


FIG. 1.13 – Évolution des variances d’erreur d’analyse, d’erreur temporelle, et de phase turbulente en fonction de l’ordre radial de polynôme de Zernike. BW désigne la bande passante BP (BandWidth en anglais) du système.

variance de phase à  $(n + 1)^{-5/3}$ . On a présenté en figure 1.13 l’évolution de la variance de bruit d’analyse propagée dans la boucle et d’erreur temporelle vis-à-vis de l’évolution de la variance turbulente. Un tel système est dit boucle fermée “dynamique”.

On peut représenter l’évolution temporelle d’un tel système soit dans l’espace direct (nous développerons ce point de vue ultérieurement) soit dans l’espace des fréquences temporelles (espace de Fourier ou Laplace).

Dans cette dernière représentation, on note  $f$  la fréquence temporelle et on définit la notion de fonction de transfert comme le rapport entre la sortie et l’entrée d’un système. P. Y. Madec donne [Mad99] les expressions des fonctions de transfert des éléments constitutifs d’une OA et de la fonction de transfert dite “boucle ouverte”,  $G$ , qui s’obtient comme le produit des premières :

$$G(\omega) = \left( \frac{1 - \exp(-j\omega T)}{j\omega T} \right)^2 \exp(-j\omega\tau) C(z = \exp(-j\omega T)), \quad (1.47)$$

où  $\omega$  est la pulsation définie comme  $\omega = 2\pi f$ , et  $z$  la variable de la transformation en  $z$ .  $\tau$  est le retard pur,  $T$  la période d’échantillonnage et  $C$  l’expression du correcteur. On définit également la fonction de transfert de la boucle fermée comme

$$H = \frac{G}{1 + G} \quad (1.48)$$

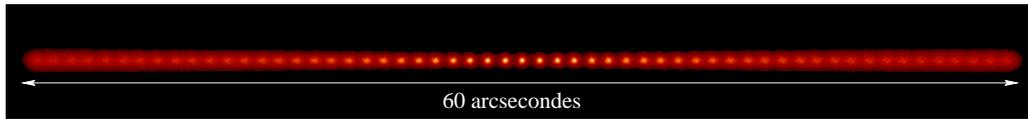


FIG. 1.14 – Images d'une étoile ponctuelle quand on s'éloigne de l'EG

et la fonction de réjection

$$E = \frac{1}{1 + G}. \quad (1.49)$$

Les principales caractéristiques temporelles d'un système boucle fermée dynamique sont déduites de ces fonctions. On peut définir notamment la bande passante  $BP$  du système comme la fréquence à laquelle s'annule la fonction de transfert de réjection<sup>1</sup>. On caractérise également la stabilité du système à partir de la fonction  $|G|$ . On peut montrer que si tous les pôles de  $|G|$  sont compris strictement entre  $-1$  et  $1$ , alors le système est stable. A partir de ce critère, on peut montrer que pour un système à deux trames de retard et dont l'asservissement est géré par un intégrateur, le gain maximal de l'intégrateur pour assurer la stabilité est de  $1$ .

**1.2.1.4.3 Boucle ouverte dynamique** On pourrait développer les mêmes notions pour les systèmes boucle ouverte dynamique. On nomme ainsi un système boucle ouverte qui comporte des retards entre la mesure et la correction. On commet de la même façon une erreur temporelle et l'étude temporelle d'un tel système passe, dans la représentation fréquentielle par la fonction de transfert  $G$ .

**1.2.1.4.4 Boucle ouverte statique** Dans le cas de la boucle ouverte, on peut également envisager un système plus simple dans lequel il n'y a pas de retard entre mesure et commande et où les considérations temporelles disparaissent. On estime une phase turbulente que l'on corrige immédiatement et on obtient la phase résiduelle. En d'autres termes, il n'y a pas d'évolution temporelle de la phase entre la mesure et l'application de la correction. On parle alors de système "statique". Il s'agit en fait d'un cas d'étude formel, puisqu'un retard nul est en pratique impossible.

### 1.2.1.5 L'anisoplanétisme en sortie d'un système d'OA classique

En sortie d'un système d'OA classique, la variance de phase résiduelle sur l'EG est, si le système fonctionne correctement, sensiblement plus faible que la variance de phase turbulente. Dans le plan image, la largeur à mi-hauteur de la tache qu'on observait avant correction s'est rapprochée de  $\lambda/D$ , caractéristique de la diffraction du télescope et de sa résolution maximale. Néanmoins, si on s'éloigne de l'étoile de référence, on constate une perte de performance d'autant plus grande qu'on regarde loin de l'EG. On a représenté en figure 1.14 les images obtenues par simulation [Fus00] d'une étoile ponctuelle quand on s'éloigne de l'EG.

Ce phénomène trouve son origine physique dans la distribution volumique de la turbulence atmosphérique, qu'on a déjà présenté en paragraphe 1.1.5. La phase turbulente est différente dans toutes

<sup>1</sup>Notons que certains auteurs définissent la BP comme la valeur à  $-3$  dB.

les directions puisqu'à chaque direction correspond une section différente du volume. La correction d'un miroir dans la pupille est elle la même dans toutes les directions. Pour corriger un volume de turbulence, un seul miroir dans la pupille ne suffit donc pas. La figure 1.6 illustre ce phénomène.

En 1975, Dicke [Dic75] a proposé pour corriger cet effet de compenser le volume turbulent par un volume de correction, c'est-à-dire d'utiliser plusieurs miroirs déformables, conjugués à différentes altitudes. Il s'agit du concept d'Optique Adaptative Multiconjuguée [OAMC].

### 1.2.2 Optique Adaptative Multiconjuguée

Proposé en 1975, le concept d'Optique Adaptative Multiconjuguée a donné lieu à de nombreuses études, mais surtout depuis les années 90, aussi bien des études théoriques [Bec88], [TFV92], [Eil94], [RMV00], [FCMR02], [FCM<sup>+</sup>00b] [FCRM00], [FCR<sup>+</sup>01], [LL01], [LL00], [BCLR<sup>+</sup>01], [TLLS00], [FCR02] que d'études en vue de mises en œuvre [LCD<sup>+</sup>01], [FRE00], [Fli01] [BGF<sup>+</sup>02].

L'OAMC a pour objectif la compensation de l'anisoplanétisme et repose sur la correction de la turbulence atmosphérique par plusieurs miroirs optiquement conjugués en altitude. L'analyse du volume turbulent est faite sur plusieurs EG. Elle peut être faite selon deux approches différentes, mais toujours en utilisant plusieurs étoiles guides.

Dans la première approche d'analyse, dite "star oriented" [SO], il y a autant d'analyseurs que d'EG, chaque analyseur est dédié à une EG et mesure le front d'onde qui en provient. A partir de ces mesures dans des directions, il faut remonter à une information dans le volume et reconstruire la phase turbulente couche à couche pour commander les miroirs déformables. Le schéma de la figure 1.15 -droite représente cette méthode d'analyse .

Dans la deuxième approche, dite "layer oriented" [LO], les analyseurs ne sont pas dédiés chacun à une EG mais sont conjugués à une couche turbulente et récoltent la lumière de toutes les étoiles guides. On parle de plan d'analyse. Le schéma de la figure 1.15 -gauche représente cette méthode d'analyse. Dans l'approche LO locale [LOL] chaque plan d'analyse est conjugué à l'altitude d'un miroir déformable et on ferme indépendamment la boucle sur chaque couche. Dans l'approche LO globale [LOG], les mesures de tous les plans d'analyse sont utilisés globalement pour reconstruire la phase turbulente dans le volume afin d'obtenir les meilleures commandes à appliquer sur les miroirs déformables.

L'approche LO a été proposée en 2000 par R. Ragazzoni [Rag00, RFM00]. Elle a donné lieu depuis à de nombreux développements [DRT01, Rag01, DARF03, DTR<sup>+</sup>03, RDF<sup>+</sup>02, VVRA<sup>+</sup>03]. D. Bello [Bel03] a notamment comparé les performances de deux types d'analyse par l'étude du RSB. Le projet MAD (Multiconjugate Adaptive optics Demonstrator) devrait permettre d'effectuer une comparaison expérimentale entre l'OAMC LO et SO puisqu'une mise en œuvre des deux types d'analyse est prévue [HMF<sup>+</sup>01].

Pour ce qui nous concerne, nous traiterons le cas de l'OAMC Star Oriented. Nous allons définir les notations que nous utiliserons.

On se place sur une base de modes quelconque pour représenter la phase turbulente. Les phases sont représentées par des vecteurs de coefficients. Nous utiliserons la notation  $\phi$  pour désigner les phases dans la pupille. Pour désigner la phase dans le volume, nous utiliserons un vecteur qui se

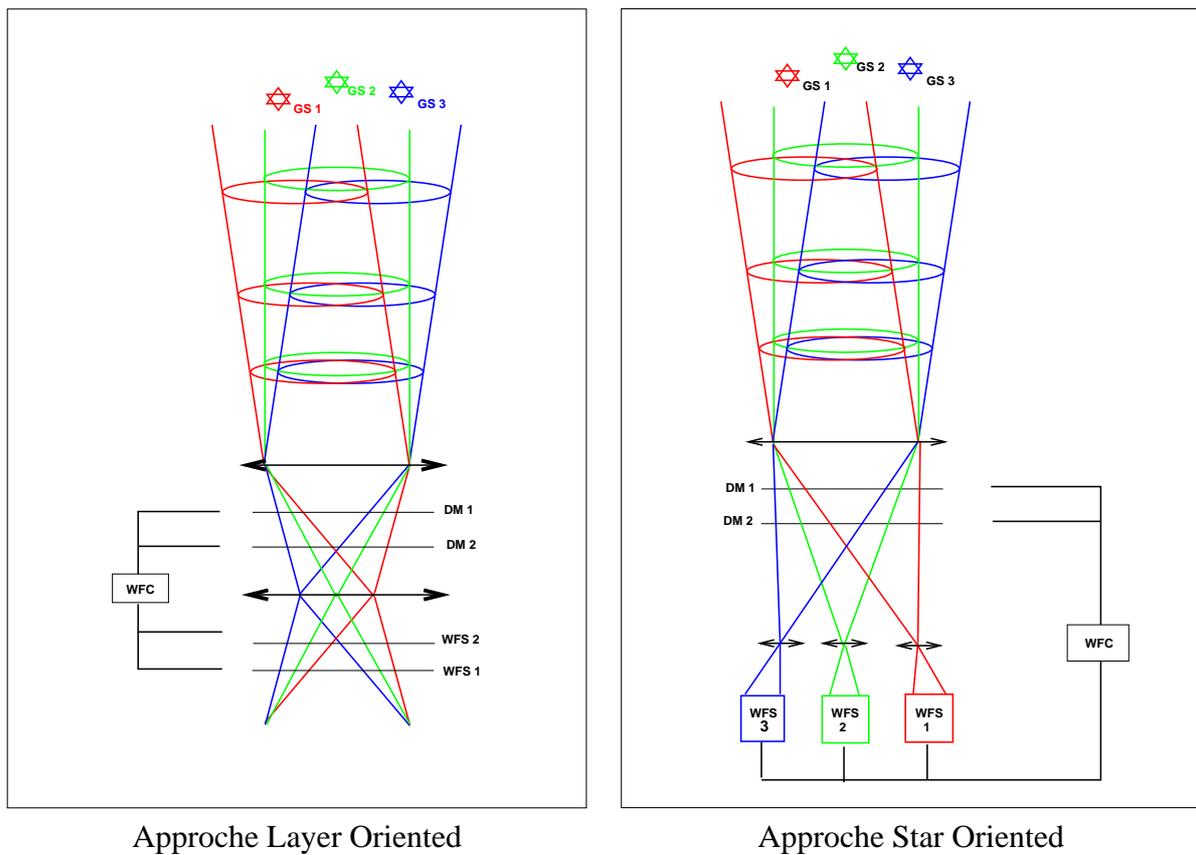


FIG. 1.15 – Schéma de principe des deux approches d'analyse du volume turbulent en OAMC, l'approche Layer Oriented et l'approche Star Oriented.

compose des phases dans toutes les couches. On désignera par  $\varphi$  la phase dans ce cas là.  $\varphi$  s'écrit

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_{h_0} \\ \varphi_{h_1} \\ \dots \\ \varphi_{h_n} \end{pmatrix}, \quad (1.50)$$

où  $\varphi_{h_i}$  est le jeu de coefficients de Zernike qui représente la phase dans la couche  $i$ .

On définit ensuite la matrice  $\mathbf{M}_k^L$  qui découpe la phase turbulente dans le volume dans la direction  $k$  et qui somme sur toutes les couches. Si on fait alors l'hypothèse que la phase dans la pupille dans la direction  $k$  est égale à la somme des phases en altitude dans la même direction (hypothèse de champs proche), on peut écrire

$$\phi_k^{tur} = \mathbf{M}_k^L \varphi^{tur}. \quad (1.51)$$

On note  $\mathbf{u}$  le vecteur qui contient les tensions sur tous les miroirs déformables :

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{h'_0} \\ \mathbf{u}_{h'_1} \\ \dots \\ \mathbf{u}_{h'_n} \end{pmatrix}, \quad (1.52)$$

où  $\mathbf{u}_{h'_i}$  est le vecteur de tensions du miroir à l'altitude  $h'_i$ . Alors, de même que précédemment, on définit  $\mathbf{M}_k^{MD}$  la matrice qui découpe la phase de correction générée par les miroirs dans la direction  $k$  et qui somme les composantes de tous les miroirs. La phase de correction dans la pupille dans la direction  $k$  s'écrit alors :

$$\phi_k^{cor} = \mathbf{M}_k^{MD} \mathbf{N} \mathbf{u}, \quad (1.53)$$

où on rappelle que  $\mathbf{N}$  est la matrice définie au paragraphe 1.2.1.1 qui permet de passer de la base du miroir à la base de la phase turbulente, par exemple les zernikes.

Si on note  $\alpha = \{\alpha_i\}$  les directions d'analyse et  $\beta = \{\beta_i\}$  les directions d'objets d'intérêt, les phases turbulentes dans la pupille dans les directions  $\alpha$  sont rassemblées dans le vecteur  $\Phi_\alpha$

$$\Phi_\alpha^{tur} = \begin{pmatrix} \phi_{\alpha_0}^{tur} \\ \phi_{\alpha_1}^{tur} \\ \dots \\ \phi_{\alpha_{N_{eg}}}^{tur} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_\alpha^L \varphi^{tur}, \quad (1.54)$$

où  $N_{eg}$  est le nombre d'étoiles guides. La matrice  $\mathbf{M}_\alpha^L$  contient toutes les matrices  $\mathbf{M}_{\alpha_i}^L$  :

$$\mathbf{M}_\alpha^L = \mathbf{M}_{EG}^L = \left( (\mathbf{M}_{\alpha_1}^L)^T, \dots, (\mathbf{M}_{\alpha_i}^L)^T, \dots, (\mathbf{M}_{\alpha_{N_{eg}}}^L)^T \right)^T. \quad (1.55)$$

On écrirait les mêmes équations pour les directions d'objets d'intérêt  $\beta$  ou pour les phases de correction  $\Phi^{cor}$ , et on peut alors écrire les phases résiduelles comme le vecteur  $\Phi^{res}$  qui contient les phases résiduelles dans toutes les directions  $\alpha$  comme

$$\Phi^{res} = \Phi_\alpha^{tur} - \Phi_\alpha^{cor} = \mathbf{M}_\alpha^L \varphi^{tur} - \mathbf{M}_\alpha^{MD} \mathbf{N} \mathbf{u}. \quad (1.56)$$

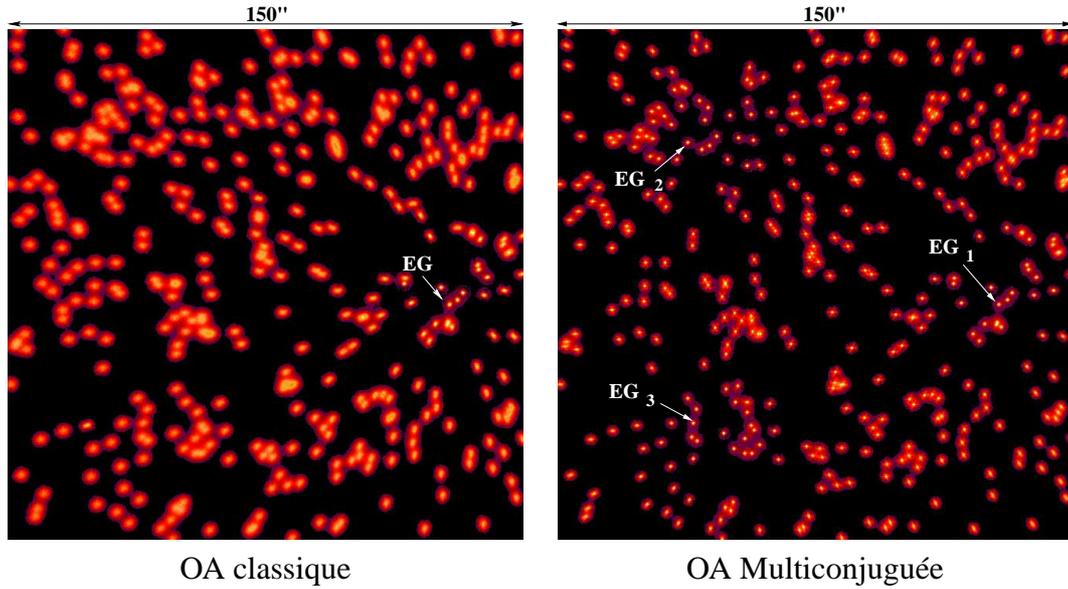


FIG. 1.16 – Simulation de champs d'étoiles corrigé en OA classique et en OA multiconjuguée. L'OAMC permet d'élargir le champ isoplanétique.

La mesure en OAMC s'écrit alors

$$\mathbf{Y} = \mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha}^L \varphi^{tur} - \mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha}^{MD} \mathbf{N} \mathbf{u} + \mathbf{W}, \quad (1.57)$$

$\mathbf{W}$  le vecteur de bruit de mesure et

$$\mathbf{M}_{\alpha}^{MD} = \mathbf{M}_{EG}^{MD} = \left( (\mathbf{M}_{\alpha_1}^{MD})^T, \dots, (\mathbf{M}_{\alpha_i}^{MD})^T, \dots, (\mathbf{M}_{\alpha_{N_{eg}}}^{MD})^T \right)^T. \quad (1.58)$$

A partir de ces mesures, on doit remonter aux tensions à appliquer dans les miroirs pour corriger le volume de turbulence. On a présenté pour illustration en figure 1.16 un résultat de simulation qui donne une idée des images auxquelles on peut s'attendre en sortie d'un système d'OAMC.

L'une des difficultés à surmonter pour arriver à un tel résultat est l'estimation de la phase turbulente dans le volume et notamment des "modes non-vus" [FCR<sup>+</sup>01] [LL00]. Un mode non-vu est un mode de turbulence volumique dans lequel les contributions des différentes altitudes se compensent dans les directions d'analyse et pas dans les autres. La figure 1.17 représente un exemple de mode non-vu dans un cas à deux étoiles guides. Les ASO ne mesurent pas les modes non-vus qui ont pourtant un impact sur la formation des images. Plus ils contiennent d'énergie turbulente et plus cet impact est important. On peut montrer [FCM<sup>+</sup>00a] que plus les étoiles guides sont éloignées les unes des autres, plus les modes non-vus correspondent à de basses fréquences spatiales et plus il contiennent donc d'énergie.

La matrice  $(\mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha}^{MD} \mathbf{N})$  caractérise la sensibilité du système. Dans la base qui diagonalise la matrice  $(\mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha}^{MD} \mathbf{N})^T \mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha}^{MD} \mathbf{N}$ , les modes propres de valeur propre nulle sont les modes non-vus du système. Les modes propres associés à des valeurs propres faibles sont dits mal-vus. On parlera par la suite plus généralement de modes mal-vus pour désigner modes mal-vus et non-vus.

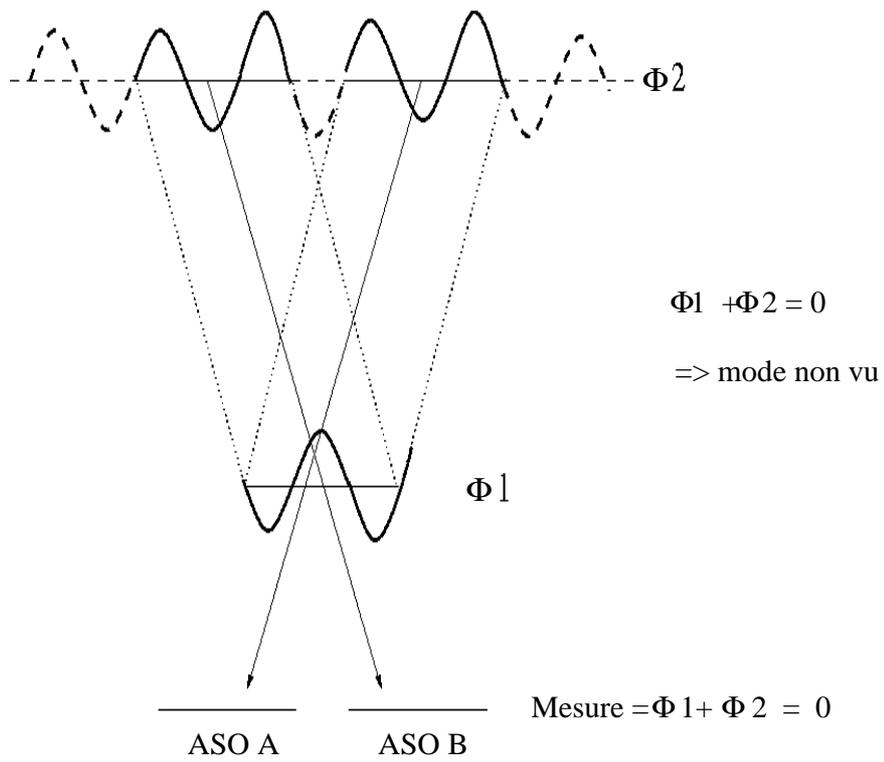


FIG. 1.17 – Illustration de la notion de mode mal vu. Les contributions des deux couches turbulentes se compensent dans les directions d'analyse, mais pas dans les autres.

### 1.2.3 Performances d'un système d'OA ou d'OAMC

On jugera la performance de systèmes d'OA classique ou multiconjugué en fonction de la variance de phase résiduelle. On peut montrer que la variance résiduelle d'une OA classique corrigeant parfaitement jusqu'au  $n^{\text{e}}$  ordre radial de Zernike ( $n$  supposé grand) est donnée par [Con94], [FC03].

$$\sigma_{res}^2 \simeq 0.458 (n + 1)^{-\left(\frac{5}{3}\right)} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{\left(\frac{5}{3}\right)}. \quad (1.59)$$

On utilise en général comme paramètres caractérisant la performance d'un système l'Energie Cohérente ou le rapport de Strehl [RS]. L'Energie Cohérente est définie comme [RMR91]

$$E_c = \exp(-\sigma_{res}^2). \quad (1.60)$$

Pour  $E_c = 1$ , la correction est parfaite, pour  $E_c = 0$ , elle est nulle. On exprime souvent l'Energie cohérente en %.

Le Rapport de Strehl est le rapport de l'intensité maximale de la FEP (Fonction d'Etalement de Point) corrigée sur l'intensité maximale de la tache de diffraction du télescope en l'absence d'aberrations (tache d'Airy)

$$RS = \frac{\max(FEP)}{\max(Airy)}. \quad (1.61)$$

On peut alors montrer que si la variance de phase résiduelle est faible,  $RS \simeq E_c$  [FC03].

# Bibliographie

- [AM79] B.D.O. Anderson and J.B. Moore. *Optimal filtering*. London : Prentice Hall, 1979.
- [AM90] B.D.O. Anderson and J.B. Moore. *Optimal control, linear quadratic methods*. London : Prentice Hall, 1990.
- [AV98] R. Avila and J. Vernin. Atmospheric turbulence and wind profiles monitoring with generalized scidar. *Astron. Astrophys.*, 369 :364–372, 1998.
- [AVC01] R. Avila, J. Vernin, and S. Cuevas. Turbulence profiles with generalized scidar at san pedro mártir observatory and isoplanatism studies. *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 110 :364–372, 2001.
- [Avi98] R. Avila. *Caractérisation de la Turbulence Atmosphérique pour la Haute Résolution Angulaire en Astronomie : Mise en œuvre et Exploitation du Scidar Généralisé et du Grating Scale Monitor*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 1998.
- [Bab53] H. W Babcock. The possibility of compensating astronomical seeing. *Astronomy and Astrophysics*, 65 :229, 1953.
- [BCLR<sup>+</sup>01] D. Bello, R. Conan, B. Le Roux, E. Marchetti, J.-M. Conan, T. Fusco, A. Tokovinin, M. Le Louarn, E. Viard, and N. Hubin. Performance of a ngs-based mcao demonstrator : the ngc3366 and ngc2346 simulations. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 231–237, 2001.
- [Bec88] J.M. Beckers. Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics. In editor Ulrich, M.-H., editor, *Very Large Telescopes and their Instrumentation*, volume 2, pages 693–703, 1988.
- [Bel03] D. Bello. Signal to noise ratio of layer oriented measurements for multiconjugate adaptive optics. *Astron. Astroph.*, 2003.
- [BGF<sup>+</sup>02] B. J. Bauman, D. T. Gavel, L. M. Flath, R. L. Hurd, C. E. Max, and S. S. Olivier. Proposed multiconjugate adaptive optics experiment at lick observatory. In Michael C. Roggeman Robert K. Tyson, Domenico Bonaccini, editor, *Adaptive Optical Systems and Technologies II*, volume 4494 of *Proceedings of SPIE*, pages 81–88, 2002.
- [BSHS02] C. Boyer, J. Sebag, M. Hunten, and L. Saddlemyer. Gemini mcao control system. In Michael C. Roggeman Robert K. Tyson, Domenico Bonaccini, editor, *Adaptive Optical Systems and Technologies II*, volume 4494 of *Proceedings of SPIE*, page 167, 2002.

- [Cha92] F. Chassat. *Propagation optique à travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l'anisoplanétisme et application à l'optique adaptative*. PhD thesis, Université Paris Sud, 1992.
- [CLRB<sup>+</sup>01] J.-M. Conan, B. Le Roux, D. Bello, T. Fusco, and G. Rousset. Multiconjugate adaptive optics : performance with optimal wavefront reconstruction. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 209–215, 2001.
- [Con94] J.-M. Conan. *Etude de la correction partielle en Optique Adaptative*. PhD thesis, Université Paris XI., 1994.
- [Cor51] S. Corrsin. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *J.A.P.*, 22(4) :469–473, 1951.
- [CRM95] J.-M. Conan, G. Rousset, and P.-Y. Madec. Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(12) :1559–1570, jul 1995.
- [DARF03] E. Diolaiti, C. Arcidiacono, R. Ragazzoni, and E. Fedrigo. Identification and rejection of waffle modes in layer-oriented adaptive optics. In Domenico Bonaccini Peter Wizinowich, editor, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Proceedings of SPIE*, pages 1001–1010, 2003.
- [Des98] C. Dessenne. *Commande modale et prédictive en optique adaptative classique*. PhD thesis, Université Paris VII, 1998.
- [Dic75] R.H. Dicke. Phase-contrast detection of telescope seeing and their correction. *Astron. J.*, pages 605–615, 1975.
- [DMR98] C. Dessenne, P.-Y. Madec, and G. Rousset. Optimization of a predictive controller for the closed loop adaptive optics. *Appl. Opt.*, 37 :4623, 1998.
- [DRT01] E. Diolaiti, R. Ragazzoni, and M. Tordi. Closed loop performance of a layer oriented multi-conjugate adaptive optics system. *Astron. Astrophys.*, 372 :710, 2001.
- [DTR<sup>+</sup>03] E. Diolaiti, A. Tozzi, R. Ragazzoni, D. Feruzzi, E. Vernet-Viard, S. Esposito, J. Fariato, A. Ghedina, and A. Riccardi. Some novel concepts in multipyramid wavefront sensing. In Domenico Bonaccini Peter Wizinowich, editor, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Proceedings of SPIE*, 2003.
- [Ell94] B. L. Ellerbroek. First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric-turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 11(2) :783–805, 1994.
- [Ell97] B. L. Ellerbroek. Optimizing the performance of closed-loop adaptive-optics control systems on the basis of experimentally performance data. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 14(8) :1975–1987, 1997.
- [Ell01] T. A. Ellerbroek, B. L. and Rhoadarmer. Adaptive wavefront control algorithms for closed loop adaptive optics. *Mathematical and Computer modelling*, 33 :145–158, 2001.

- [FC03] T. Fusco and J.-M. Conan. On- and off- axis statistical behaviour of adaptive optics corrected short exposure images. *Astron. Astroph.*, submitted, 2003.
- [FCM<sup>+</sup>99] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, L. Mugnier, and G. Rousset. Efficient phase estimation for large field of view adaptive optics. *Opt. Lett.*, 24(21) :1472–1474, 1999.
- [FCM<sup>+</sup>00a] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, G. Rousset, and F. Assémat. Multi-conjugate adaptive optics : Comparison of phase reconstruction approaches for large field of view. In editor In Wizinowich, P. L., editor, *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems VI*, volume 4167 of *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 2000.
- [FCM<sup>+</sup>00b] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, G. Rousset, and L. Mugnier. Isoplanatic angle and optimal guide star separation for multiconjugate adaptive optics. In editor In Wizinowich, P., editor, *Adaptive Optical Systems Technology*, volume 4007 of *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, pages 1044–1055, 2000.
- [FCMR02] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, and G. Rousset. Noise propagation for multiconjugate adaptive optics systems. In A. Kohnle, J. D. Gonglewski, and T. J. Schmutge, editors, *Optics in atmospheric Propagation and Adaptive Systems IV*, volume 4538, pages 144–155, Bellingham, Washington, 2002. PSPIE, SPIE.
- [FCR<sup>+</sup>01] T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, L.M. Mugnier, and V. Michau. Optimal wavefront reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18, 2001.
- [FCR02] B. Femenia, M. Carbillet, and A. and Esposito Riccardi. Numerical simulations of mcao modal systems in open-loop and closed loop simulations. In Michael C. Roggemann Robert K. Tyson, Domenico Bonaccini, editor, *Adaptive Optical Systems and Technologies II*, volume 4494 of *Proceedings of SPIE*, pages 132–143, 2002.
- [FCRM00] T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, and V. Michau. Performance and limitation of phase estimating algorithms for multiconjugate adaptive optics. In ?, editor, ?, 2000.
- [Fli01] R. C. Flicker. Sequence of phase correction in multiconjugate adaptive optics. *Optics Letters*, 26(22) :1743–1745, 2001.
- [FRE00] R. Flicker, F. Rigaut, and B. Ellerbroek. Comparison of multiconjugate adaptive optics configurations and control algorithms for the gemini-south 8-m telescope. In Washington. Bellingham, editor, *Adaptive Optical Systems Technology*, volume 4007 of *ESO Conference and Workshop Proceedings*, pages 1032–1043, 2000.
- [Fri66] D. L. Fried. Optical through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 56 :1372–1379, 1966.
- [Fri82] D. L. Fried. Anisoplanatism in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 72(1) :52–61, 1982.
- [FTV98] A. Fuchs, M. Tallon, and J. Vernin. Focusing on a turbulent layer : Principle of the generalized scidar. *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 110 :86–91, 1998.
- [Fus00] T. Fusco. *Correction partielle et anisoplanetisme en Optique Adaptative : traitements a posteriori et Optique Adaptative Multiconjuguée*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2000.

- [Fus03] T. Fusco. Calcul des erreurs temporelles en oa. *Rapport ONERA*, ?, 2003.
- [Gen95] E. Gendron. *Optimisation de la commande modale en optique adaptative : Application a l'astronomie*. PhD thesis, Université Paris VII, 1995.
- [GL94a] E. Gendron and P. Lena. Astronomical adaptive optics i. modal control optimization. *Astronomy and Astrophysics*, 291 :337–347, 1994.
- [GL94b] E. Gendron and P. Lena. Astronomical adaptive optics ii. experimental results of an optimize modal control. *Astronomy and Astrophysics*, 111 :153–167, 1994.
- [Hah63] W. Hahn. *Theory and application of Lyapunov's Direct Method*. London : Prentice Hall, 1963.
- [HLK77] J. W. Hardy, Lefebvre, and Koliopoulos. Real time atmospheric compensation. *J. Opt. Soc. Am. A*, 67(3) :360–369, 1977.
- [HMF<sup>+</sup>01] N. Hubin, E. Marchetti, E. Fedrigo, R. Conan, R. Ragazzoni, E. Diolaiti, M. Tordi, G. Rousset, T. Fusco, P. Y. Madec, D. Butler, S. Hippler, and S. Esposito. The eso mcao demonstrator mad : a european collaboration. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 27–35, 2001.
- [Huf74] R. E. Hufnagel. Variation of atmospheric turbulence. In Boulder, editor, *Digest of technical papers*, Topical Meetic on Optical Propagation through Turbulence, 1974.
- [Idi01] J. Idier, editor. Lavoisier, Paris, 2001.
- [Jas70] A. H. Jaswinski. *Stochastic Processes and Filtering Theory*. Academic Press, 1970.
- [Kal60] R. E. Kalman. A new approach to linear filtering and prediction problems. *J. of Basic Eng. Trans. ASME, Series D*, 82(1) :35–45, 1960.
- [KB60] R. E. Kalman and R. S. Bucy. New results in linear filtering and prediction theory. *J. of Basic Eng. Trans. ASME, Series D*, 83(3) :95–108, 1960.
- [Lab70] A. Labeyrie. Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by fourier analysing speckle patterns. *Astronomy and Astrophysics*, 6 :85–87, 1970.
- [LALH<sup>+</sup>01] M. Langlois, R. Angel, M. Lloyd-Hart, F. Wildi, G. D. Love, and A. Naumov. High order, reconstructor free adaptive optics for 6-8 meter class telescopes. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 113–120, 2001.
- [LCD<sup>+</sup>01] G. D. Love, P. Clark, C. N. Dunlop, T. L. Kelly, M. Langlois, R. M. Myers, and R. M. Sharples. Emulating multiconjugate turbulence. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 313–319, 2001.
- [LL00] M. Le Louarn. *Étoiles laser pour les grands télescopes : effet de cône et implications astrophysiques*. PhD thesis, Université Lyon I - Claude Bernard, 2000.
- [LL01] M. Le Louarn. Multiconjugate adaptive optics : a psf study. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 217–222, 2001.

- [LRCC<sup>+</sup>03a] B. Le Roux, J.-M. Conan, Kulcsár C., H. F. Raynaud, L. M. Mugnier, and T. Fusco. Optimal control for classical and multiconjugate adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, submitted, 2003.
- [LRCC<sup>+</sup>03b] B. Le Roux, J.-M. Conan, Kulcsár C., H. F. Raynaud, L. M. Mugnier, and T. Fusco. Optimal control law for multiconjugate adaptive optics. In Domenico Bonaccini Peter Wizinowich, editor, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Proceedings of SPIE*, 2003.
- [LRFC<sup>+</sup>02] B. Le Roux, J.-M. Conan, T. Fusco, D. Bello, V. Michau, and G. Rousset. Multi-conjugate adaptive optics, principle, limitations and perspectives. In F. Combes and D. Barret, editors, *Scientific Highlights 2002*, EDP Sciences, 2002. SF2A.
- [Mad99] P.-Y. Madec. Control techniques. In Roddier [Rod99], chapter 6, pages 131–154.
- [MFLBed] D. Mouillet, T. Fusco, A.-M. Lagrange, and J.-L. Beuzit. "Planet Finder" on the VLT : context, goals and critical specification for adaptive optics. In *European Astronomical Society – publication series*, to be published.
- [MG76] B. Mc Glamery. Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images. *Image processing*, 74 :225–233, 1976.
- [MLB<sup>+</sup>02] D. Mouillet, A.-M. Lagrange, J.-L. Beuzit, F. Ménard, C. Moutou, T. Fusco, L. Abé, T. Gillot, R. Soummer, and P. Riaud. VLT-"Planet Finder" : Specifications for a ground-based high contrast imager. In F. Combes and D. Barret, editors, *Scientific Highlights 2002*, EDP Sciences, 2002. SF2A.
- [MOB<sup>+</sup>02] B. A. Macintosh, S. Olivier, B. Bauman, J. Brase, E. Carr, C. Carrano, D. T. Gavel, C. E. Max, and J. Patience. Practical high-order adaptive optics systems for extrasolar planet searches. In Michael C. Roggeman Robert K. Tyson, Domenico Bonaccini, editor, *Adaptive Optical Systems and Technologies II*, volume 4494 of *Proceedings of SPIE*, page 50, 2002.
- [MRF92] V. Michau, G. Rousset, and J. C. Fontanella. Wavefront sensing from extended sources. pages 124–128, 1992.
- [Noe97] T. Noel. *Caractérisation spatiale et temporelle de la turbulence atmosphérique par analyse de front d'onde*. PhD thesis, Université de Paris VI, 1997.
- [Nol76] R.J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am. A*, 66(3) :207–211, 1976.
- [Obe02] S. Oberti. *Etude de l'effet d'anisoplanétisme sur une optique adaptative et correction par multiconjugaison*. PhD thesis, Ecole Supérieure de Physique d'Optique, 2002.
- [Obu49] A. M. Obukhov. Structure of the temperature field in a turbulent current. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geograf. Geofiz.*, 13(1) :58–69, 1949.
- [PA93] R.N. Paschall and D.J. Anderson. Linear quadratic gaussian control of a deformable mirror adaptive optics system with time-delayed measurements. *Applied Optics*, 32(31) :6347–6358, 1993.
- [Pap91] A. Papoulis. *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*, 3rd ed. McGraw-Hill, New York, 1991.

- [Rad84] J. C. Radix. *Filtrage et Lissage Statistiques Optimaux Linéaires*. ENSTA - CEPADUES éditions, 1984.
- [Rag95] R. Ragazzoni. Absolute tip tilt determination with lasers beacons. *Astronomy and Astrophysics*, 305, 1995.
- [Rag96] R. Ragazzoni. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *J. Mod. Opt.*, 43 :289, 1996.
- [Rag00] R. Ragazzoni. Adaptive optics for giant telescopes : Ngs vs. lgs. 57 :175, 2000.
- [Rag01] R. Ragazzoni. Multiple field of view layer oriented. In S. Esposito R. Ragazzoni, editor, *Beyond Conventional Adaptive Optics*, volume 58 of *ESO Conference and workshop proceedings*, pages 75–82, 2001.
- [Ray] H. F. Raynaud. *Une introduction au formalisme d'état en automatique et en filtrage linéaire*. L2TI - Université Paris Nord.
- [RCED00] F. Rigaut, M. Chun, B. Ellerbroek, and C. D'Orgeville. MCAO for Gemini South. In Peter L. Wizinowich, editor, *Conceptual Design Review Documents*, MCAO Conceptual Design Documentation, 2000.
- [RDF<sup>+</sup>02] R. Ragazzoni, E. Diolaiti, J. Farinato, E. Fedrigo, E. Marchetti, M. Tordi, and D. Kirkman. Sky coverage in layer oriented adaptive optics. volume 4494 of *Proc. SPIE*, pages 52–58, 2002.
- [RDV02] R. Ragazzoni, E. Diolaiti, and E. Vernet. A pyramid wavefront sensor with no dynamic modulation. *Optics Com.*, 208 :51–60, 2002.
- [REF00] F. Rigaut, B.L. Ellerbroek, and R. Flicker. Principles, limitations and performance of multi-conjugate adaptive optics. In editor Wizinowich, P. L., editor, *Adaptive Optical Systems Technology*, volume 4007 of *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, pages 1022–1031, 2000.
- [REM95] R. Ragazzoni, S. Esposito, and E. Marchetti. Auxiliary telescopes for the absolute tip tilt determination of laser guide stars. *MNRAS*, 276, 1995.
- [RFK<sup>+</sup>90] G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, F. Rigaut, P. Léna, P. Boyer, C. Jarougel, J. P. Gaffard, and F. Merkle. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astron. Astrophys.*, 230 :29–32, 1990.
- [RFM00] R. Ragazzoni, J. Farinato, and E. Marchetti. Adaptive optics for 100-m-class telescopes : new challenge requires new solutions. volume 4007 of *SPIE*, page 1076, 2000.
- [RG92] E. Rigaut and E. Gendron. Laser guide star in adaptive optics : the tilt determination problem. *Astron. Astrophys.*, 261 :677–684, 1992.
- [RGL82] F. Roddier, J. M. Gilli, and G. Lund. On the origin of speckle boiling and its effects in stellar speckle interferometry. *Journal of Optics*, 13(5) :263–271, 1982.
- [RMB<sup>+</sup>92] G. Rousset, P. Y. Madec, J. L. Beuzit, J. G. Cuby, P. Gigan, P. Léna, F. Rigaut, C. Boyer, J. P. Gaffard, J. C. Richard, M. Vittot, E. Gendron, N. Hubin, and F. Merkle. The Come-On-Plus project. In OSA, editor, *Adaptive Optics for large telescopes*, 1992.

- [RMR91] G. Rousset, P. Y. Madec, and D. Rabaud. Adaptive optics partial correction simulation for two telescope by interferometry ii. In *High resolution imaging*, volume 39, pages 1095–1104. ESO, 1991.
- [RMV00] R. Ragazzoni, E. Marchetti, and G. Valente. Adaptive-optics correction available for the whole sky. *Nature (London)*, 403 :54–56, 2000.
- [Rod81] F. Roddier. The effects of atmospherical turbulence in optical astronomy. In W. Wolf, editor, *Progress in Optics*, volume 19, pages 281–376, 1981.
- [Rod88] F. Roddier. Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Applied Optics*, 27 :1223, 1988.
- [Rod90] N. Roddier. Atmospheric wave front simulation using zernike plynomials. *Opt. Eng.*, 29(10) :1174–1180, 1990.
- [Rod99] F. Roddier, editor. *Adaptive Optics in Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [Rou99] G. Rousset. Wave-front sensors. In Roddier [Rod99], chapter 5, pages 91–130.
- [Rou00] Rousset, G. and Lacombe, F. and Puget, P. and Gendron, E. and Hubin, N. and Zins, G. and Stadler, E. and Charton, J. and Gigan, P. and Feautrier, P. Status of the VLT Nasmyth adaptive optics system (NAOS). In Peter L. Wizinowich, editor, *Adaptive Optical Systems Technology*, volume 4007 of *Proc. SPIE*, pages 72–81, 2000.
- [Sec99] M. Sechaud. Wave-front compensation devices. In Roddier [Rod99], chapter 4, pages 57–90.
- [Tat61] V. Tatarsky, editor. Dover publications, New York, 1961.
- [Tay35] G. I. Taylor. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 151 :421, 1935.
- [Tay38] G. I. Taylor. The spectrum of turbulence. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 64 :476, 1938.
- [TF90] M. Tallon and R. Foy. Adaptive telescope with laser probe : isoplanetism and cone effect. *Astron. Astroph.*, 235 :549–557, 1990.
- [TFV92] M. Tallon, R. Foy, and J. Vernin. 3-d wavefront sensing and multiconjugate adaptive optics. In M.-H. Ulrich, editor, *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, volume 42 of *ESO Conference and Workshop Proceedings*, pages 517–521, 1992.
- [TLLS00] A. Tokovinin, M. Le Louarn, and M. Sarazin. Isoplanatism in multi-conjugate adaptive optics system. *J. Opt. Soc. Am. A*, 17(10) :1819–1827, 2000.
- [TLLV<sup>+</sup>01] A. Tokovinin, M. Le Louarn, E. Viard, N. Hubin, and R. Conan. Optimized modal tomography in adaptive optics. *Astron. and Astroph.*, 378 :710–721, 2001.
- [Ty194] G. A Tyler. Rapid evaluation of  $d_0$  : the effective diameter of a laser guide star adaptive optics system. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 11(1) :325, 1994.
- [Via01] E. Viard. *Systèmes d’optique adaptative avec étoiles laser : du système classique aux méthodes multiconjuguées*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001.
- [VT68] H.L. Van Trees. *Detection, Estimation and Modulation Theory, Part I*. Wiley, New York, 1968.

- [VVRA<sup>+</sup>03] E. Vernet-Viard, R. Ragazzoni, C. Arcidiacono, A. Baruffolo, E. Diolaiti, J. Farinato, E. Fedrigo, E. Marchetti, R. Falomo, S. Esposito, M. Carbillet, and C. Véraud. Layer oriented wavefront sensor for mad : Status and progress. In Domenico Bonaccini Peter Wizinowich, editor, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Proceedings of SPIE*, 2003.
- [Wal83] E. P. Wallner. Optimal wave-front correction using slope measurements. *J. Opt. Soc. Am. A*, 73(12), 1983.