

# Chapitre 1

## Introduction

*Long Telescopes may cause Objects to appear brighter and larger than short ones can do, but they cannot be so formed as to take away the confusion of the Rays which arises from the Tremors of the Atmosphere.*

I. Newton, *1717 Optics, Sec. Ed., Book I, Part I, Prop. VIII*

Plusieurs projets concernent la construction de très grands télescopes ELT<sup>1</sup> tels le futur E-ELT<sup>2</sup> (R. Gilmozzi *et al* 1998 [66]), le TMT<sup>3</sup> (J. Nelson & T. Mast 2000 [100]) ou le GMT<sup>4</sup>. Comportant des miroirs de 30 à 60 mètres de diamètre, ils seront les successeurs des télescopes de la classe des 8 à 10 m (VLT<sup>5</sup>, Keck, Gemini, Subaru, LBT<sup>6</sup>). L'ère des ELT devrait permettre de repousser les limites de l'Univers observable, de mieux connaître nos origines et d'obtenir plus d'informations sur les objets célestes. Il sera possible d'identifier et d'étudier des sources faibles situées à des distances extrêmement lointaines. Comme la lumière se propage à une vitesse finie, ils apporteront d'importantes informations sur le passé de l'Univers et sur son schéma évolutif. L'équation d'état de l'énergie noire, l'évolution des constantes physiques, la physique des trous noirs super-massifs sont des exemples de programmes d'étude astrophysique liés aux ELT. Ils permettront aussi d'étudier la fréquence et le type des planètes extra-solaires dans notre galaxie. Ces observations, à très Haute Résolution Angulaire, donneront la possibilité de distinguer des détails fins sur les objets célestes et donc de contraindre sévèrement les modèles existants concernant la formation des planètes, des étoiles et des galaxies. La capacité de collecter une grande quantité de lumière sera considérablement augmentée, permettant ainsi l'étude des objets célestes de très faibles magnitudes.

L'avantage d'un ELT sera de conjuguer à la fois un très grand collecteur optique, d'une surface de plusieurs milliers de  $m^2$  très supérieure à celle des télescopes actuels (de l'ordre de  $50m^2$  pour un télescope monolithique du VLT), et un pouvoir de résolution angulaire d'un millième de seconde d'arc dans le domaine des longueurs d'onde optique. Une comparaison simulée d'une région du ciel vue par des télescopes de différentes tailles à la limite de diffraction (Fig. 1.1) montre le gain significatif en résolution angulaire apportée par l'augmentation du diamètre du télescope. Les interféromètres optiques à très grandes bases permettent déjà d'atteindre une telle résolution angulaire mais ils possèdent une surface collectrice nettement plus réduite et un champ de vue

---

<sup>1</sup>Extremely Large Telescope

<sup>2</sup>European - Extremely Large Telescope

<sup>3</sup>Thirty-Meter Telescope

<sup>4</sup>Giant Magellan Telescope

<sup>5</sup>Very Large Telescope

<sup>6</sup>Large Binocular Telescope

relativement restreint. De plus, le mode d'extraction de l'information est différent de celui de l'imagerie classique. Par conséquent, un interféromètre peut obtenir des informations à Haute Résolution Angulaire sur des objets relativement brillants dont la magnitude limite dépend en partie du diamètre de ses télescopes.

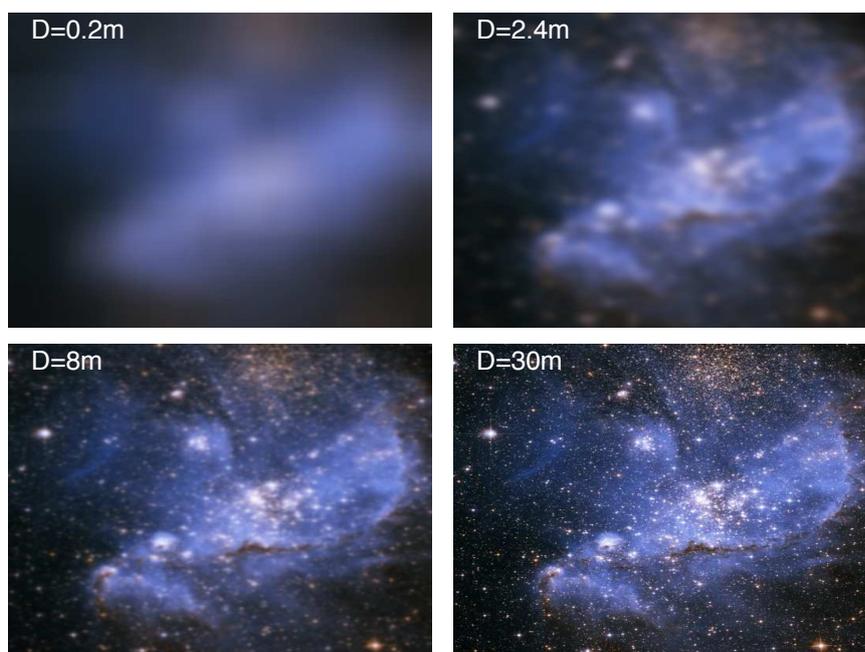


FIG. 1.1 – Images simulées d'une même région du ciel vue par des télescopes de diamètres différents à la limite de diffraction. Les résolutions angulaires théoriquement accessibles à la longueur d'onde  $\lambda = 0.5\mu m$  par des télescopes de diamètres 0.2m, 2.6m (tel que Hubble), 8m (VLT) et 30m (ELT) sont respectivement de 600milliarcsec, 50 milliarcsec, 16 milliarcsec et 4milliarcsec. Un télescope de grand diamètre perçoit plus de détails dans les images d'objets célestes et permet de discerner des objets angulairement proches. Pour cette illustration, une image du satellite Hubble a été utilisée, sa résolution étant artificiellement diminuée pour cette illustration.

Un problème majeur, en dehors de la complexité technique de construction de ces télescopes terrestres, est la présence de turbulence atmosphérique qui dégrade les observations. En effet, la capacité de résolution de l'instrument est fortement diminuée par la traversée des couches atmosphériques terrestres par la lumière. Plus la turbulence est importante, plus la résolution du télescope sera affectée. Sans correction de ces effets, la limite inférieure est de l'ordre de la seconde d'arc dans le visible correspondant à la limite de diffraction d'un télescope d'une dizaine de centimètres de diamètre.

Pour diminuer les effets dus à l'atmosphère, on peut alors utiliser des systèmes d'optique adaptative qui permettent de corriger en temps réel les aberrations aléatoires produites lors de la traversée de l'atmosphère et de se rapprocher ainsi de la résolution théorique de l'instrument. Un analyseur récupère une partie de la lumière incidente pour mesurer les déformations spatiales du front d'onde. Il permet d'envoyer une commande de correction aux miroirs déformables utilisés pour

compenser ces déformations. Toutefois, les contraintes techniques liées aux systèmes d'optique adaptative ne permettent qu'une correction partielle des effets de la turbulence atmosphérique.

Les performances des instruments d'observation à Haute Résolution Angulaire sont donc très dépendantes des conditions atmosphériques. Les spécifications techniques requises pour la conception de ces instruments doivent aussi tenir compte des effets de la turbulence atmosphérique afin de bénéficier d'un gain en résolution angulaire proportionnel au diamètre du télescope.

## 1.1 La turbulence optique

L'écoulement turbulent d'un fluide est un phénomène largement répandu dans la nature. La circulation de l'air dans nos poumons aussi bien que les mouvements du gaz constituant une étoile sont des écoulements turbulents. L'équation de Navier et Stokes (écrite en 1823) permet de décrire l'ensemble des écoulements, c'est-à-dire de donner à chaque instant la position d'un objet entraîné par un fluide. Ces équations restent valables dans le cas d'un écoulement turbulent. Cependant, les solutions de ces équations différentielles ont une validité d'autant plus restreinte, dans le temps et l'espace, que la turbulence est intense. Ce caractère non-déterministe des solutions, très sensibles aux conditions initiales, a amené les physiciens à attendre une approche statistique pour qu'une théorie de la turbulence voit le jour.

Les causes et les phénomènes physiques liés à l'apparition de turbulence dynamique dans l'atmosphère sont la convection (principalement le jour et à basse altitude), le cisaillement du vent entre différentes masses d'air et la présence d'obstacles dans l'écoulement de l'air environnant. Les instabilités de type Kelvin-Helmholtz sont un exemple de turbulence se produisant lorsque des vitesses différentes d'écoulement ont lieu à l'intérieur d'un même fluide ou à l'interface entre deux fluides s'écoulant à vitesses différentes. La Fig. 1.2 représente ce type d'instabilités et met en évidence l'apparition de tourbillons de différentes tailles dans l'air.

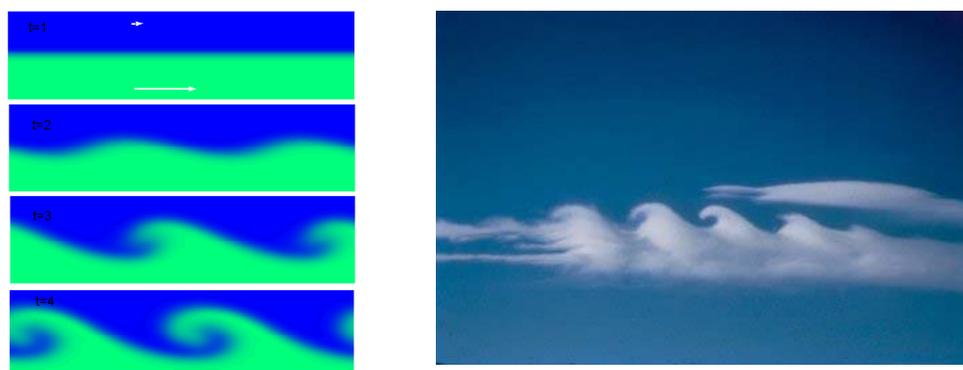


FIG. 1.2 – Représentation des instabilités de type Kelvin-Helmholtz apparaissant à l'interface entre deux fluides lorsque leurs vitesses d'écoulement sont différentes. La formation de tourbillons est caractéristique de ces écoulements turbulents et peut être mise en évidence par simulation 2D (à gauche, voir aussi I. Danaïla *et al* 2005 [46]) ou parfois observée directement dans les couches nuageuses de l'atmosphère (à droite, Photo 2001 B. Martner, NOAA Environmental Technology Laboratory).

Le comportement aléatoire des écoulements turbulents ne peut être abordé que par une voie statistique. A. N. Kolmogorov, en 1941 [76, 77, 75], a émis l'hypothèse que l'énergie turbulente est transférée depuis les grandes échelles, où cette énergie est produite, jusqu'aux petites échelles, où

l'énergie est dissipée par frottement visqueux. Cette cascade d'énergie peut être alors caractérisée par une grande échelle, ou échelle externe  $L_0$ , liée à la géométrie de chaque écoulement turbulent, des échelles intermédiaires définissant la zone inertielle où la turbulence est supposée homogène et isotrope et une petite échelle  $l_0$  caractérisant la zone dissipative. Par des arguments d'analyse dimensionnelle, il lui a été possible d'exprimer des lois statistiques caractérisant la turbulence et les grandeurs physiques qui lui correspondent.

La turbulence optique désigne les perturbations d'une onde lumineuse traversant un milieu dynamiquement turbulent comportant un gradient vertical de température (J. Vernin 2002 [156]). La température de l'atmosphère variant avec l'altitude, les écoulements turbulents vont mélanger des masses d'air à températures inégales. Le champ de température devient alors localement turbulent et peut être caractérisé par une constante de structure  $C_T^2$  des fluctuations de température. L'indice de réfraction de l'air  $n(\vec{r}, h)$  étant directement dépendant de la température mais aussi de la pression et de la longueur d'onde, le champ  $n(\vec{r}, h)$  devient turbulent et aléatoire. La phase d'une onde, arrivée plane au sommet de l'atmosphère sera donc elle aussi une variable aléatoire fluctuante après traversée des couches turbulentes. Par conséquent, la turbulence optique générée par la turbulence dynamique présente dans l'atmosphère peut être décrite par le même type d'étude statistique utilisée pour décrire la turbulence dynamique. Pour minimiser les effets de la turbulence optique, il est donc préférable d'observer sur des sites en altitude et de réduire la turbulence locale provoquée par des gradients de température résultants de la nature du terrain et des objets environnants (bâtiments surchauffés, structures environnantes, etc. . .). D'autres considérations interviennent dans le choix d'un site d'observation : des études locales et régionales doivent être menées sur la topographie, les caractéristiques des vents, la variabilité du climat ou la sismologie (M. Sarazin 2002 [136]).

Ainsi les vitesses des différents écoulements et la température des différentes masses d'air de l'atmosphère jouent un rôle prépondérant dans la formation des structures turbulentes. Les fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction de l'air modifient la phase de l'onde traversant l'atmosphère. Les lois caractérisant cette turbulence optique sur des échelles supérieures à l'échelle externe sont toutefois encore incertaines et font l'objet de cette étude.

### 1.1.1 Propagation dans l'atmosphère

La propagation d'une onde plane à travers la turbulence atmosphérique a été décrite par F. Roddier (1981 [126]). On considère le cas de deux couches turbulentes, d'altitude  $h_1$  et  $h_2$  et d'épaisseurs respectives  $\delta h_1$  et  $\delta h_2$ , traversées par une onde plane de longueur d'onde  $\lambda$  (Fig. 1.3). Considérons aussi que l'amplitude complexe  $\Psi(\vec{r}, h)$  de l'onde est normalisée à 1 à l'entrée de l'atmosphère ( $h > h_1 + \delta h_1$ ), où  $\vec{r}$  est un vecteur perpendiculaire à la direction de propagation.

Les fluctuations de sa phase, observées après traversée de la première couche turbulente d'altitude  $h_1$  s'écrivent

$$\varphi_{h_1}(\vec{r}) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(\vec{r}) \quad (1.1)$$

où  $\delta(\vec{r})$  représente la différence de chemin optique due aux fluctuations  $n(\vec{r}, h)$  de l'indice de réfraction de l'air donnée par

$$\delta(\vec{r}) = \int_{h_1}^{h_1 + \delta h_1} n(\vec{r}, h) dh. \quad (1.2)$$

L'amplitude complexe de l'onde, après traversée de cette couche turbulente considérée suffisamment mince pour y négliger les effets de diffraction (F. Roddier 1981 [126]) peut s'écrire

$$\Psi(\vec{r}, h_1) = e^{i\varphi_{h_1}(\vec{r})} \quad (1.3)$$

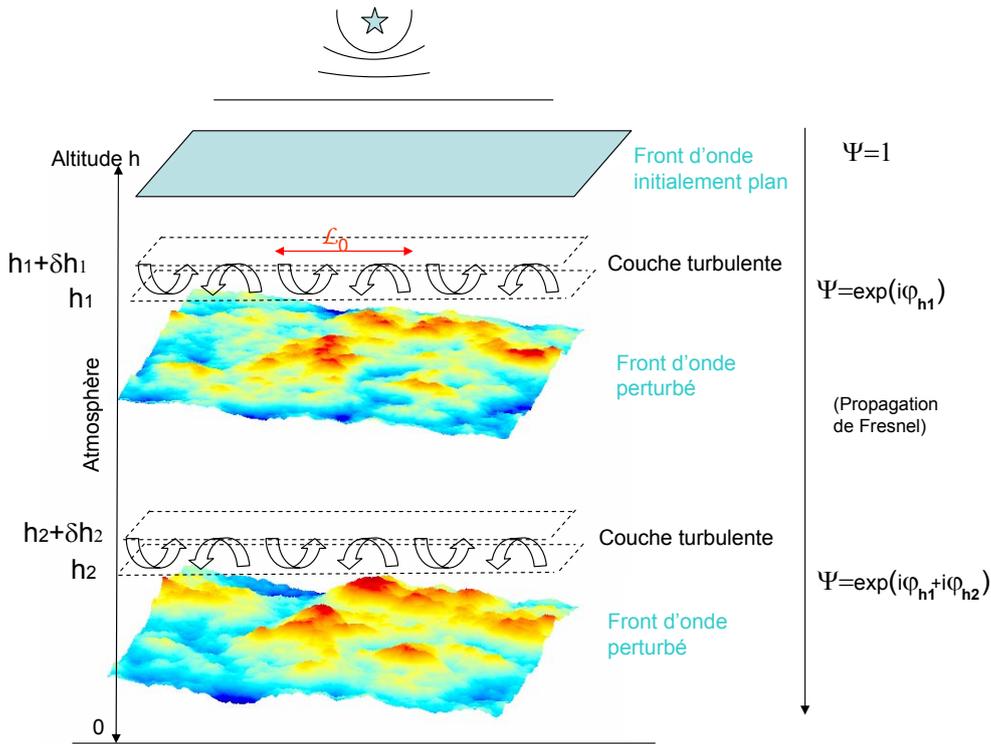


FIG. 1.3 – Propagation du front d’onde à travers une atmosphère composée de deux couches turbulentes. Le front d’onde issu d’une source lointaine est initialement plat en entrant dans l’atmosphère. Les fluctuations de phase produites par la traversée des couches turbulentes d’altitude  $h_1$  et  $h_2$  s’ajoutent linéairement.

Entre les couches d’altitudes  $h_1$  et  $h_2$ , la propagation de Fresnel s’applique et l’amplitude complexe de l’onde résultante fait intervenir le produit de convolution suivant

$$\Psi(\vec{r}, h_2 + \delta h_2) = \Psi(\vec{r}, h_1) * \frac{1}{i\lambda(h_1 - h_2)} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda(h_1 - h_2)}} \quad (1.4)$$

L’amplitude complexe de l’onde au sol, après traversée d’une seconde couche turbulente et application de la diffraction de Fresnel entre  $h_2$  et le sol, s’écrit alors (F. Roddier 1981 [126])

$$\Psi_0(\vec{r}) = \left[ \left( e^{i\varphi_{h_1}(\vec{r})} * \frac{1}{i\lambda(h_1 - h_2)} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda(h_1 - h_2)}} \right) e^{i\varphi_{h_2}(\vec{r})} \right] * \frac{1}{i\lambda h_2} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda h_2}} \quad (1.5)$$

Le front d’onde arrivant au sol résulte donc d’une succession de fluctuations de phase, dues aux couches turbulentes, et d’amplitude dues à l’effet diffractif de la propagation de Fresnel entre les couches. Dans le cas d’observations astronomiques, les fluctuations de la phase dues à une mince couche turbulente sont inférieures à un radian (F. Roddier 1981 [126]). Cette hypothèse des faibles perturbations ( $\varphi_h \ll 1$ ) n’est pas valable pour des observations d’objets proches de l’horizon, l’épaisseur des couches turbulentes traversées augmentant avec l’angle zénithal. On peut alors développer les fluctuations de l’amplitude complexe provoquées par la traversée des couches comme

$$\begin{aligned} e^{i\varphi_{h_1}(\vec{r})} &\simeq 1 + i\varphi_{h_1}(\vec{r}) \\ e^{i\varphi_{h_2}(\vec{r})} &\simeq 1 + i\varphi_{h_2}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

En reportant ces développements dans l'Eq.1.5, l'amplitude complexe de l'onde au sol s'écrit alors

$$\begin{aligned} \Psi_0(\vec{r}) = & 1 + \varphi_{h_1}(\vec{r}) * \frac{1}{\lambda h_1} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda h_1}} + \varphi_{h_2}(\vec{r}) * \frac{1}{\lambda h_2} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda h_2}} \\ & + \left[ \left( \varphi_{h_1}(\vec{r}) * \frac{1}{i\lambda(h_1 - h_2)} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda(h_1 - h_2)}} \right) \varphi_{h_2}(\vec{r}) \right] * \frac{1}{i\lambda h_2} e^{i\pi \frac{r^2}{\lambda h_2}} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Le dernier terme de cette équation, qui fait intervenir le produit de deux phases petites devant l'unité, est négligeable devant les autres termes du fait de l'approximation des faibles perturbations.

F. Roddier (1981 [126]) a ainsi montré que les fluctuations produites au sol par plusieurs couches turbulentes s'ajoutent linéairement. Puisqu'elles sont statistiquement indépendantes, leurs densités spectrales s'ajoutent aussi linéairement. Cette propriété, utilisée dans les calculs de grandeurs statistiques relatives au front d'onde, permet d'étudier et d'établir un lien entre la cohérence spatiale du front d'onde relative à la traversée de chaque couche turbulente et la cohérence résultante au sol. La Sect.3.3 utilise cette propriété pour établir des relations entre les échelles externes de cohérence spatiale relative aux fluctuations du front d'onde issues des couches en altitude et l'échelle résultante au sol.

### 1.1.2 Décomposition des déformations du front d'onde

L'angle d'arrivée (AA) du front d'onde arrivant au sol est l'angle entre la direction normale à la surface d'onde perturbée et la direction normale à la surface d'onde non-perturbée au point défini par  $\vec{r}(x, y)$  (voir Fig.1.4). L'angle d'arrivée du front d'onde est proportionnel à la dérivée spatiale

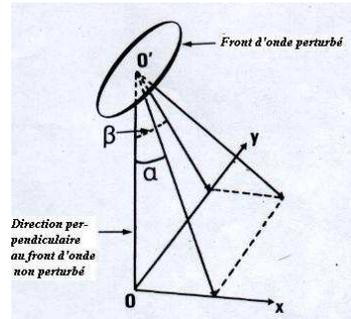


FIG. 1.4 – Représentation de l'angle d'arrivée du front d'onde perturbé (J. Borgnino 1990 [24]) et des composantes de sa projection dans un plan normal à la direction de propagation.

de la phase  $\varphi$  (J. Strohbehn & S. Clifford 1990 [144], J. Borgnino 1990 [24]) :

$$\begin{aligned} \alpha(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial x} \\ \beta(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial y} \end{aligned} \quad (1.8)$$

En pratique, l'angle d'arrivée mesuré à travers une pupille de diamètre  $D$  et de surface  $S$  est une quantité moyennée. L'angle d'arrivée moyen a pour expression :

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi S} \iint_{pup} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial x} dx dy \\ \bar{\beta}(x, y) &= -\frac{\lambda}{2\pi S} \iint_{pup} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial y} dx dy\end{aligned}\quad (1.9)$$

Il est possible de décomposer les fluctuations de phase sur la base de polynômes orthogonaux tels que les polynômes de Zernike. Les propriétés de ces polynômes rendent leur utilisation très pratique dans de nombreuses applications, comme l'étude des déformations et des corrections à apporter au front d'onde (R. J. Noll 1976 [103]). Les fluctuations de la phase sur une pupille de rayon  $R$ , s'expriment sur la base des polynômes de Zernike à partir des coefficients  $a_j$  par

$$\varphi(r, \theta) = \sum_j a_j Z_j\left(\frac{r}{R}, \theta\right) \quad (1.10)$$

Les polynômes de Zernike, notés  $Z_j(\vec{r})$  sont définis sur un disque de rayon unité et s'expriment en fonction d'un ordre radial  $n$  et d'un ordre azimuthal  $m$

$$\begin{aligned}Z_{jpair} &= (2n+2)^{1/2} R_n^m(r) \cos(m\theta) & m \neq 0 \\ Z_{jimpair} &= (2n+2)^{1/2} R_n^m(r) \sin(m\theta) & m \neq 0 \\ Z_j &= (n+1)^{1/2} R_n^0(r) & m = 0\end{aligned}\quad (1.11)$$

où  $m \leq n$ ,  $(n-m)$  paire,  $(r, \theta)$  sont les coordonnées polaires et

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

La Fig.1.5 représente les polynômes de Zernike jusqu'à l'indice  $j = 10$ . On voit que les premiers ordres correspondent aux basses fréquences spatiales alors que les hauts ordres rendent compte des hautes fréquences spatiales présentes dans la phase du front d'onde perturbé. Le mode piston ( $j=1$ ) correspond à une avance ou un retard de phase constant sur toute la pupille et n'intervient pas dans la formation de l'image à travers un télescope. En revanche, dans le cas des interféromètres, une différence de piston entre les télescopes correspond à une différence de marche entre les faisceaux au recombineur. Elle doit donc être mesurée et compensée par une ligne à retard pour répondre aux conditions d'interférence.

La variance de la phase intégrée sur toute la pupille s'écrit

$$\langle \varphi^2 \rangle = \sum_{j=1}^{\infty} \langle a_j^2 \rangle \quad (1.12)$$

Grâce à l'orthonormalité des modes Zernike, la variance d'un mode particulier est égale à  $\langle a_j^2 \rangle$ .

### 1.1.3 Description statistique des déformations du front d'onde

Introduisons des grandeurs statistiques spatiales relatives au front d'onde. La densité spectrale  $W_\varphi(f)$  (ou "spectre") des fluctuations de phase intervient généralement dans les calculs des grandeurs statistiques relatives au front d'onde en décrivant les fluctuations de phase dans le plan des fréquences spatiales. Son expression est donné par

$$W_\varphi(f) = \langle |\hat{\varphi}(u)|^2 \rangle \quad (1.13)$$

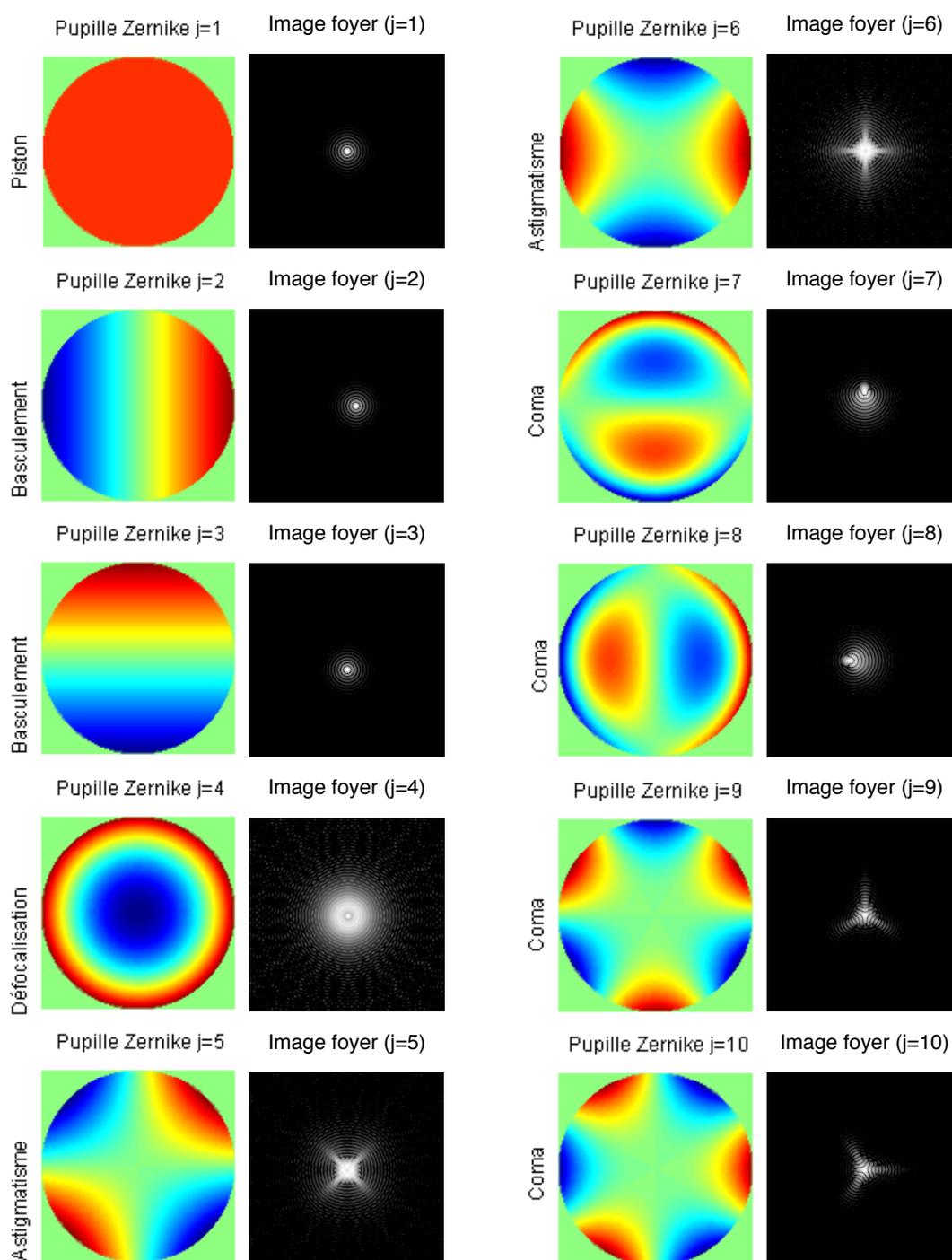


FIG. 1.5 – Représentation des premiers polynômes de Zernike permettant de décomposer spatialement les déformations de la phase de l'onde incidente. Si ces déformations arrivent sur la pupille d'un télescope, l'image résultante (figurée en échelle log) au foyer du télescope est dégradée. Pour cette représentation, les coefficients des polynômes sont tous choisis égaux à l'unité.

où  $\hat{\varphi}(u)$  est la transformée de Fourier de  $\varphi(\vec{r})$ .

La variance différentielle, ou "fonction de structure" des fluctuations de phase entre deux points du front d'onde séparés de  $\vec{B}$  est  $D_\varphi(\vec{B}) = \left\langle \left( \varphi(\vec{r}) - \varphi(\vec{r} + \vec{B}) \right)^2 \right\rangle$ .

Pour des bases de mesure submétriques comprises dans le domaine inertiel, des observations confirment la validité du modèle de turbulence de Kolmogorov (J. B. Breckinridge 1976 [33], J. Borgnino & F. Martin 1977 [28], J. Borgnino & J. Vernin 1978 [30]). Les travaux de A. M. Obukhov (1949 [104]) et A. M. Yaglom (1949 [104]) sur la statistique des fluctuations de température ont mené V. I. Tatarskii (1961 [148], 1971 [147]) à trouver une loi de puissance pour la densité spectrale de la phase dans le cadre du modèle de Kolmogorov telle que

$$W_\varphi(f) = 0.0228r_0^{-5/3} f^{-11/3} \quad (1.14)$$

où  $r_0$  est le paramètre de Fried caractérisant la cohérence spatiale du front d'onde. L'expression de la fonction de structure de la phase correspondante pour une base  $\vec{B}$  s'écrit alors

$$D_\varphi(B) = 6.88 \left( \frac{B}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.15)$$

Ce modèle rend bien compte du comportement de la fonction de structure de la phase pour des bases inférieures à l'échelle externe de cohérence spatiale  $\mathcal{L}_0$ . Cependant, il a été constaté expérimentalement (J.M. Mariotti & G. P. di Benedetto 1984 [91], J. Davis *et al* 1995 [47] entre autres) que les différences de phase mesurées avec une base décimétrique sont beaucoup plus faibles que celles prédites par le modèle de Kolmogorov-Tatarskii.

Pour rendre compte de la saturation qui se produit à des longueurs de base supérieures à l'échelle externe  $\mathcal{L}_0$ , le modèle de von Kármán (vK) est bien adapté. L'expression de la densité spectrale des fluctuations de phase dans le cadre de ce modèle est donnée par (R. F. Lutomirski & H. T. Yura 1971 [90], J. Borgnino 1992 [29])

$$W_\varphi(f) = 0.0229r_0^{-5/3} \left[ f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0^2} \right]^{-11/6}. \quad (1.16)$$

On ne tiendra pas compte dans la suite du terme multiplicatif  $e^{-\left(\frac{2\pi}{5.92} f l_0\right)^2}$  (J. Borgnino 2004 [25]) relatif à la perte d'énergie aux très hautes fréquences spatiales due à l'échelle interne  $l_0$  dont l'effet est négligeable sur les déformations aux grandes échelles du front d'onde. De plus, on suppose que les fluctuations turbulentes sont localement homogènes et isotropes. La Fig.1.6 montre que dans le cadre du modèle de vK, l'amplitude des basses fréquences spatiales est atténuée par rapport au spectre du modèle de Kolmogorov. Ce modèle rend compte de la saturation de la fonction de structure qui peut se produire à des longueurs de base supérieures à  $\mathcal{L}_0$  (voir ci-après Fig.1.7).

D'autres modèles tiennent compte de cette atténuation. Ils diffèrent dans la description de l'apport d'énergie aux basses fréquences spatiales. On peut considérer le modèle de Greenwood-Tarazano (D. P. Greenwood & D. O. Tarazano 1974 [67], C. S. Gardner 1976 [63]) pour lequel la densité spectrale des fluctuations de phase est

$$W_\varphi(f) = 0.0229r_0^{-5/3} \left[ f^2 + \frac{f}{\mathcal{L}_0} \right]^{-11/6} \quad (1.17)$$

Dans le cadre du modèle exponentiel (V. V. Voitsekhovich 1995 [159], J. Borgnino 2004 [25]), l'expression de la densité spectrale de la phase est

$$W_\varphi(f) = 0.0229r_0^{-5/3} f^{-11/3} (1 - \exp(-f^2 \mathcal{L}_0^2)) \quad (1.18)$$

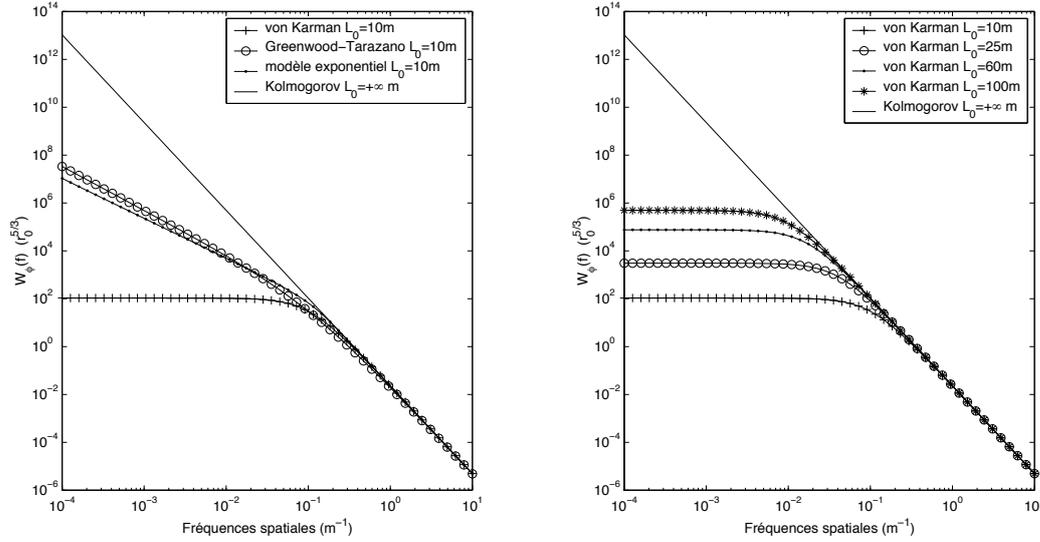


FIG. 1.6 – Spectres des fluctuations de phase dans le cadre des modèles de Kolmogorov, von Kármán, Greenwood-Tarazano et exponentiel pour  $\mathcal{L}_0 = 10m$  (à gauche). À droite sont représentés les spectres des fluctuations de phase dans le cadre des modèles de Kolmogorov, von Kármán pour plusieurs valeurs d'échelle externe. Ces spectres se confondent dans le domaine inertiel où  $f > \frac{1}{\mathcal{L}_0}$  et représentent un apport différent d'énergie pour l'amplitude des basses fréquences spatiales  $f < \frac{1}{\mathcal{L}_0}$ . L'effet de l'échelle interne sur les hautes fréquences est négligé.

La cohérence du front d'onde sur de grandes échelles spatiales et les grandeurs statistiques associées sont très différentes suivant le modèle utilisé pour les décrire. Les Sect.3.1 et 3.2 sont consacrées à la validation expérimentale du modèle de turbulence optique.

Une description multi-couches de la turbulence optique expriment les spectres des fluctuations de phase en fonction de l'altitude. On tient compte alors des profils d'énergie turbulente  $C_N^2(h)$  et de l'échelle externe  $\mathcal{L}_0(h)$  dans l'expression de la densité spectrale. La relation entre l'énergie turbulente en altitude caractérisée par  $C_N^2(h)$  et le paramètre intégré au sol  $r_0$  est bien défini (voir Eq.1.25 ci-après). Des relations théoriques entre les échelles en altitude et l'échelle intégrée au sol sont établies en Sect.3.3.

La fonction de structure de la phase calculée avec deux pupilles de diamètre  $D$  séparées de  $B$  est liée à la densité spectrale de la phase  $W_\varphi$  par (J. Borgnino 1992 [29], R. Conan *et al* [43]) :

$$D_\varphi(B) = 4\pi \int_0^{+\infty} f W_\varphi(f) [1 - J_0(2\pi B f)] \left[ \frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 df \quad (1.19)$$

où  $J_0$  et  $J_1$  sont les fonctions de Bessel de première espèce et  $D$  le diamètre de la pupille du télescope. Le terme en  $\left[ \frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2$  de cette expression tient compte du filtrage dû à l'effet de moyenne des fluctuations de phase sur la pupille du télescope. Cette fonction de structure augmente avec les valeurs de la base mais tend à saturer pour les modèles utilisant une échelle externe et pour les grandes bases (Fig.1.7).

Les propriétés de la dérivée de la transformée de Fourier permettent d'exprimer la densité spectrale  $W_\alpha(f)$  de la composante  $\alpha$  des angles d'arrivée en fonction de la densité spectrale de la phase  $W_\varphi(f)$

$$W_\alpha(f) = \langle |\hat{\alpha}(u)|^2 \rangle = \lambda^2 f_x^2 \langle |\hat{\varphi}(u)|^2 \rangle = \lambda^2 f_x^2 W_\varphi(f) \quad (1.20)$$

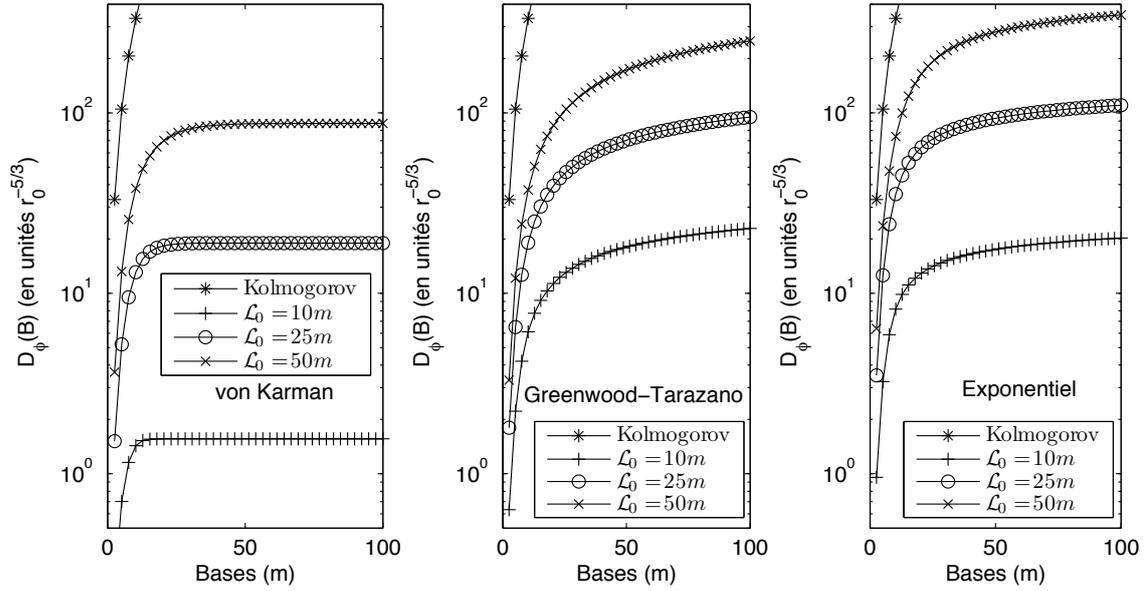


FIG. 1.7 – Fonction de structure des fluctuations de phase dans le cadre des modèles de Kolmogorov, von Kármán (à gauche), Greenwood-Tarazano (au milieu) et exponentiel (à droite) pour  $\mathcal{L}_0=10, 25, 50m$  et  $D = 10m$ .

La covariance des fluctuations d'AA a pour expression (J. Borgnino *et al* 1992 [29], R. Avila *et al* 1997 [11]) :

$$C_\alpha(B, D) = \pi\lambda^2 \int_0^{+\infty} f^3 W_\varphi(f) [J_0(2\pi f B) - \cos(2\gamma)J_2(2\pi f B)] \left[ \frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 df \quad (1.21)$$

Cette fonction a pour avantage d'être très sensible aux fluctuations de l'échelle externe sur des bases de mesure métriques et submétriques. Elle peut être calculée pour les fluctuations d'AA longitudinales par rapport à la base de mesure ( $\gamma = 0$ ) ou pour les fluctuations d'AA transverses ( $\gamma = \pi/2$ ). La variance des fluctuations d'AA peut se déduire de l'expression précédente en utilisant une base nulle :

$$\sigma_\alpha^2(D) = C_\alpha(0, D, \mathcal{L}_0) = \pi\lambda^2 \int_0^{+\infty} f^3 W_\varphi(f) \left[ \frac{2J_1(\pi D f)}{\pi D f} \right]^2 df \quad (1.22)$$

La variance différentielle, ou "fonction de structure", des fluctuations d'AA est une quantité statistique pouvant être déduite des deux expressions précédentes :

$$D_\alpha(B, D) = 2(\sigma_\alpha^2(D) - C_\alpha(B, D)) \quad (1.23)$$

Cette relation est également valable dans le cas des fluctuations de phase. L'étude statistique des fluctuations d'AA peut être reliée à la statistique des fluctuations de phase (F. Roddier 1981 [126]) par la relation

$$C_\alpha(x, 0) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2 D_\varphi(x, 0)}{\partial x^2}. \quad (1.24)$$

#### 1.1.4 Les paramètres optiques associés

Les effets de la turbulence atmosphérique sur le front d'onde incident sont multiples et plusieurs paramètres sont nécessaires pour caractériser les décorrélatons spatiales, angulaires, temporelles

ou chromatiques relatives au front d'onde. La connaissance de ces paramètres est nécessaire pour l'optimisation des techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire.

La constante de structure  $C_N^2$  des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air mesure l'énergie turbulente correspondant à une couche donnée. C. Coulman *et al* (1995 [45]) ont montré par des mesures in situ que l'énergie de la turbulence optique est située à l'interface de couches de turbulence dynamique ; ils ont mis en évidence la fine épaisseur (une dizaine de mètres) des couches générant la turbulence optique. Le profil en altitude  $C_N^2(h)$  peut être mesuré optiquement par l'instrument SCIDAR<sup>7</sup>. La technique du SCIDAR (J. Vernin & F. Roddier 1973 [158], R. Avila *et al* 1997 [10]) analyse l'autocorrélation spatio-angulaire de la scintillation stellaire sur la pupille du télescope à partir de l'observation d'étoiles doubles. La scintillation produite par la turbulence à basse altitude étant très faible, A. Fuchs *et al* (1994 [58], 1998 [59]) ont proposé de la détecter dans un plan éloigné de la pupille de quelques kilomètres, permettant ainsi une détection correcte de la scintillation dans les basses couches (SCIDAR généralisé). Un exemple de profils obtenus est représenté sur la Fig.1.8 lors d'observations à Mauna Kea (Hawaii). Les profils typiques de turbulence montre que la turbulence est souvent localisée dans une ou deux couches (R. Racine & B. L. Ellerbroek 1995 [113]). La couche superficielle ( $h \lesssim 50m$ ), la couche limite ( $h \lesssim 1km$ ) et l'atmosphère libre ( $h \gtrsim 1km$ ) sont souvent utilisées pour caractériser les contributions énergétiques relatives des différentes altitudes (A. Abahamid *et al* 2004 [3], R. Racine 2005 [112]). Le

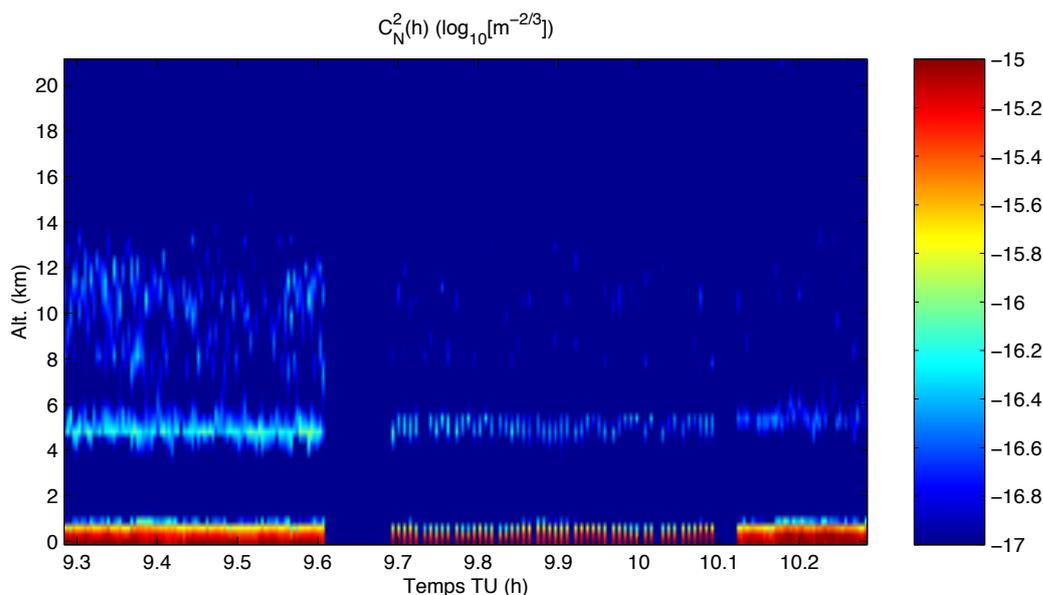


FIG. 1.8 – Exemple de profils  $C_N^2(h)$  mesurés par le SCIDAR obtenus à Mauna Kea le 17 Juillet 2005. L'altitude du télescope UH2.2m est utilisée comme origine des altitudes. Les intervalles de temps à énergie constante (entièrement bleus) correspondent à une absence d'acquisition.

SCIDAR permet aussi de mesurer des profils de vents  $\vec{v}(h)$  à partir de l'analyse des corrélations spatio-temporelles de la figure de scintillation. La technique du SCIDAR nécessite l'utilisation d'un télescope de diamètre supérieur à un mètre. La résolution en altitude de cet instrument, typiquement 300m, est inversement proportionnelle à la séparation angulaire du doublet d'étoiles.

Toutefois, la recherche des nouveaux sites d'observations astronomiques requiert des instruments de qualification portables. Des techniques relativement récentes de profilométrie de la tur-

<sup>7</sup>SCIntillation Detection And Ranging

bulence sont apparus : l'instrument MASS<sup>8</sup> est un moniteur compact mesurant les profils  $C_N^2(h)$ . Son principe est basé sur l'analyse statistique de la scintillation stellaire à travers 4 anneaux circulaires (V. Kornilov & A. Tokovinin 2001 [79], A. Tokovinin *et al* 2003 [152]). Il est toutefois réservé à l'étude de la turbulence sur les hautes couches de l'atmosphère ( $h > 1km$ ) avec une basse résolution ( $\delta h/h \simeq 0.5$ ). Les profils de l'énergie turbulente  $C_N^2(h)$  peuvent être obtenus à partir d'une analyse des angles d'arrivée : ainsi, l'instrument SLODAR<sup>9</sup> (R. W. Wilson 2002 [163], R. W. Wilson & C. Saunter 2003 [164]) utilise un télescope de diamètre 40cm équipé d'un analyseur de front d'onde Shack-Hartmann comprenant un système de micro-lentilles pour observer les angles d'arrivée dans le plan pupille. Son principe est basé sur l'analyse de l'intercorrélacion spatio-angulaire des motifs obtenus à partir d'étoiles doubles. L'altitude maximale des profils est déterminée par le rapport entre le diamètre du télescope et la séparation des étoiles observées. Sa résolution verticale est d'environ 1.5km pour un couple d'étoiles séparés de 5-7arcsec et peut atteindre 150m pour des observations d'étoiles binaires angulairement très éloignées (55-60arcsec).

Le paramètre de Fried  $r_0$ , initialement introduit par D. L. Fried (1965 [55]) représente la largeur de cohérence spatiale du front d'onde. On peut le définir comme le diamètre de la surface du front d'onde sur laquelle l'écart-type des fluctuations de phase est égal à 1 radian. Le paramètre  $r_0$  s'exprime en fonction de l'énergie optique de la turbulence caractérisée par la constante de structure  $C_N^2(h)$  des fluctuations d'indice de réfraction de l'air (F. Roddier 1981 [126]) par :

$$r_0 = \left[ 0.423 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \sec(z) \int C_N^2(h) dh \right]^{-3/5}. \quad (1.25)$$

où  $z$  représente l'angle zénithal d'observation. L'image déformée longue pose au foyer d'un télescope a un diamètre de l'ordre de  $\lambda/r_0$ . Cette valeur angulaire  $\epsilon = 0.98\lambda/r_0$  est appelée "angle de seeing" et détermine la largeur à mi-hauteur de la tache-image. Le moniteur de seeing DIMM<sup>10</sup> (M. Sarazin & F. Roddier 1990 [138]) est dédié à la mesure du paramètre de Fried. Pour cela, il effectue une mesure différentielle de l'angle d'arrivée en deux points du front d'onde. Un télescope de diamètre inférieur à 0.3m, est équipé d'un masque à deux trous au niveau du plan pupille. Un prisme à faible déviation permet de former deux images de la même étoile au foyer du télescope. Les barycentres respectifs des deux images courtes poses de l'étoile permettent de mesurer leur différence de position. La variance de cette différence, insensible aux vibrations du télescope permet de déterminer le paramètre  $r_0$  (M. Sarazin & F. Roddier 1990 [138], A. Tokovinin 2002 [150]). Le paramètre  $r_0$  est chromatique et varie en  $\lambda^{6/5}$ . Cette dépendance conduit à des pupilles qui deviennent entièrement cohérentes dans l'infrarouge, même en présence de turbulence :  $r_0(\lambda = 0.5\mu m) = 10cm$  conduit à  $r_0(\lambda = 20\mu m) = 8.4m$ . On déduit donc que, pour un diamètre donné, un télescope donnera des images plus proches de la limite de diffraction dans l'infrarouge que dans le visible. Le temps caractéristique de variation significative du paramètre de Fried est de l'ordre de 17 minutes (R. Racine 1996 [111], A. Ziad *et al* 1999 [172]) à une heure (J. Vernin *et al* 1998 [157]). Les techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire dans les longueurs d'onde visibles ou proches infra-rouges requièrent des conditions atmosphériques de meilleure qualité que les techniques d'observation spectroscopiques, photométriques ou d'imagerie dans l'infra-rouge lointain. Les programmes d'observation des télescopes peuvent être optimisés en annonçant par avance les conditions atmosphériques (M. Sarazin & F. Murtagh 1996 [137], M. Sarazin 1997 [139]).

L'échelle externe de cohérence spatiale  $\mathcal{L}_0$  a été introduite pour mieux rendre compte du comportement du front d'onde sur de grandes échelles spatiales (voir Sect. 1.1.3). Les basses fréquences

<sup>8</sup>Multi Aperture Scintillation Sensor

<sup>9</sup>SLOpe Detection And Ranging

<sup>10</sup>Differential Image Motion Monitor

spatiales relatives aux déformations du front d'onde dépendent fortement de la valeur cette échelle. Ainsi, l'effet de l'échelle externe intervient dans de nombreux domaines en astronomie : en astrométrie, elle intervient dans la précision de mesures (I. Han 1989 [68], P. F. Lazorenko 2002 [83]). Dans le domaine de l'imagerie, la valeur de l'échelle influence la forme des images obtenues au foyer d'un télescope de grand diamètre ou la largeur à mi-hauteur de la tache-image (R. Conan 2000 [40], A. Tokovinin 2002 [150]). L'amplitude des bas ordres de la décomposition de la phase en polynômes de Zernike est elle aussi fortement dépendante de l'échelle (D. M. Winker 1991 [165], R. J. Sasiela & J. D. Shelton 1993 [165]). Cette amplitude détermine la course des miroirs déformables utilisés dans les systèmes d'optique adaptative. Si cette amplitude est très importante, un miroir plan orientable peut être ajouté au système de correction. Dans le cas de l'interférométrie à grande base, l'excursion maximale des fluctuations de phase introduites par la propagation à travers l'atmosphère terrestre dépend essentiellement de ce paramètre optique (J. M. Mariotti & G. P. di Benedetto 1984 [91], M. Colavita *et al* 1987 [37]). La connaissance de  $\mathcal{L}_0$  est très importante si l'on désire élaborer et mettre en œuvre un système de stabilisation des franges.

Différentes définitions de l'échelle externe existent et le lien existant entre ces définitions n'est pas clairement établi. L'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde doit être physiquement liée à l'échelle externe  $L_0$  caractérisant la turbulence dynamique (Sect. 1.1). Cette dernière est un paramètre géophysique local caractéristique de chaque couche turbulente. Au sol, il est possible de mesurer un paramètre intégré s'exprimant en fonction des profils verticaux  $L_0(h)$  et  $C_N^2(h)$  par (J. Borgnino [24])

$$\mathcal{L}_0^{-\frac{1}{3}} = \frac{\int_0^{+\infty} dh L_0(h)^{-\frac{1}{3}} C_N^2(h)}{\int_0^{+\infty} dh C_N^2(h)}. \quad (1.26)$$

La caractérisation du front d'onde nécessite donc la mesure de l'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde  $\mathcal{L}_0$ . Plusieurs méthodes ont été élaborées pour mesurer  $\mathcal{L}_0$ . Elles diffèrent largement quant à l'ordre de grandeur de la valeur obtenue de l'échelle externe. Les mesures de ce paramètre ont été fournies par différentes techniques :

- des mesures de pression et de température à partir de sondes météorologiques couplées à des mesures du gradient d'indice de réfraction (C. Coulman *et al* 1988 [44], A. Abahamid *et al* 2004 [2])
- des mesures interférométriques de piston différentiel (voir Sect. 2)
- par analyse statistique des fluctuations d'AA, à partir d'un analyseur de front d'onde utilisant un ou plusieurs télescopes. Un ensemble de micro-lentilles de type Shack Hartmann permet d'analyser les fluctuations spatiales du front d'onde et d'estimer l'échelle externe (F. Rigaut *et al* 1991 [120], M. Schöck *et al* 2003 [142], T. Fusco *et al* 2004 [60]).

Dans la cas où plusieurs télescopes sont utilisés, l'analyse statistique (variances et covariances) des fluctuations d'AA permet de déterminer la valeur de l'échelle externe  $\mathcal{L}_0$  par comparaison avec la modélisation théorique (J. Borgnino *et al* [29]). L'expérience GSM ("Generalized Seeing Monitor", F. Martin *et al* 1994 [93]) est dédiée à ces mesures en temps quasi-réel et de manière continue. Elle permet de plus la mesure du paramètre de Fried  $r_0$ , du temps de cohérence  $\tau_0$ , et de l'angle d'isoplanétisme  $\theta_0$ . Plusieurs campagnes de qualification de sites ont été menées dans le monde (A. Ziad *et al* 2000 [171]). Elles montrent que le logarithme de la valeur de l'échelle externe suit une loi de distribution normale centrée autour d'une valeur médiane d'une vingtaine de mètres.

Dans sa configuration standard, l'instrument GSM dispose de quatre modules équipés de télescopes de 10 cm (disposés suivant la Fig. 1.9) qui mesurent les fluctuations d'AA du front d'onde sur leurs pupilles d'entrée. Deux télescopes partagent la même monture équatoriale et sont destinés aux mesures différentielles indispensables pour soustraire les composantes ins-

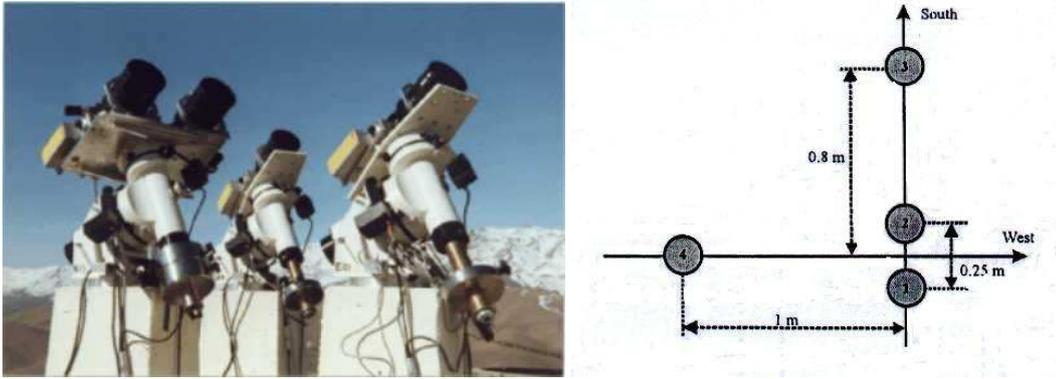


FIG. 1.9 – Photo du Generalized Seeing Monitor (GSM) et représentation de sa configuration standard à 4 télescopes (F. Martin *et al* 1998 [94], A. Ziad *et al* 2000 [171]). Il permet d’effectuer une analyse statistique des fluctuations d’AA pour déterminer les paramètres optiques de la turbulence atmosphérique.

trumentales liées à d’éventuelles vibrations (entraînement, vent). Les deux autres télescopes possèdent leurs propres montures. Pour chaque module, l’image d’une étoile non résolue est formée sur une grille après avoir été réfléchié par un miroir oscillant à la fréquence de 200Hz et d’amplitude égale à une période de la grille. Derrière celle-ci, le flux de l’étoile, modulé sinusoïdalement, est mesuré au moyen d’un photomultiplicateur. Durant une période de balayage de la grille, quatre mesures de flux sont effectuées pour des déphasages de  $0$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$  et  $3\pi/2$ . Ces mesures de flux permettent de déduire la phase et le contraste de la sinusoïde. La phase donne alors directement la valeur de l’angle d’arrivée du front d’onde et le contraste est un des facteurs de qualité de la mesure. Un ordinateur synchronise les mesures d’AA entre les modules et effectue le calcul des grandeurs statistiques. Un exemple des distributions des valeurs d’échelle externe obtenues durant la campagne d’observation à Paranal en novembre et décembre 1998 est représenté sur la Fig.1.10 (F. Martin *et al* 2000 [92], R. Conan 2000 [40]).

L’échelle interne de cohérence spatiale  $l_0$  permet de quantifier les plus petites structures cohérentes du front d’onde. Elle peut être aussi mesurée à partir de l’observation des fluctuations d’AA (A. Ziad *et al* 1992 [168]) à partir de pupilles de tailles différentes.

Le temps de cohérence  $\tau_0$  caractérise le temps d’évolution des déformations du front d’onde. Sa définition est relative à l’observable (speckles, fluctuations de phase, fluctuations d’angle d’arrivée, fluctuations de courbure); une distinction peut être effectuée entre le temps de cohérence caractérisant l’évolution de la phase du front d’onde  $\tau_{0\varphi}$  et celle de l’angle d’arrivée  $\tau_{0AA}$ . De nombreuses techniques d’imagerie à Haute Résolution Angulaire sont basées sur l’analyse des images acquises à court temps de pose figeant ainsi les effets de la turbulence. Le temps de pose doit être inférieur au temps d’évolution de la turbulence mais suffisamment grand pour recueillir un nombre important de photons. L’évolution de ce paramètre dépend de la distribution du vent (direction, vitesse) dans l’atmosphère. Pour un modèle de couches turbulentes multiples, le temps de vie des tavelures est (F. Roddier 1981 [126])

$$\tau_0 = 0.36 \frac{r_0}{\Delta v} \quad (1.27)$$

où  $\Delta v$  est l’écart type des vitesses  $\vec{v}(h)$  pondérées par l’énergie dans les couches turbulentes  $C_N^2(h)$ . Typiquement, pour  $r_0(0.5\mu m) = 10cm$  et  $\Delta v = 10m/s$  on obtient  $\tau_0 = 0.01s$ . Pour

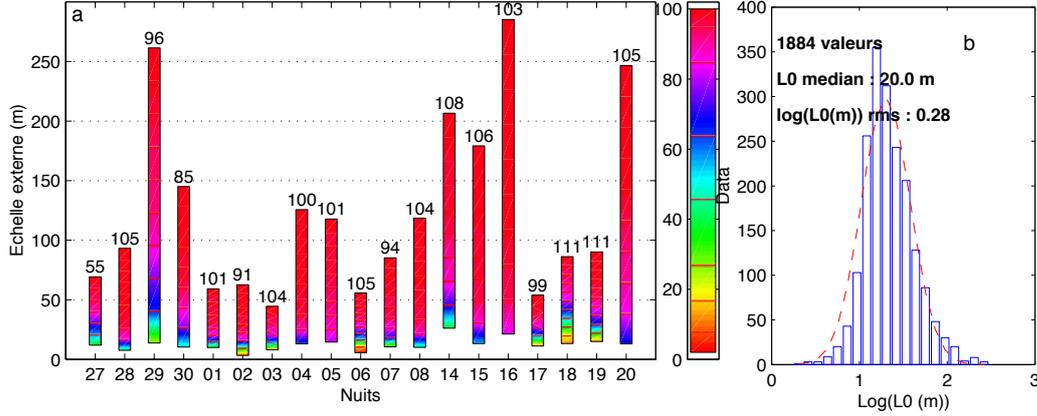


FIG. 1.10 – Échelles externes mesurées par le moniteur GSM lors d’une mission d’observations au Cerro Paranal en Novembre et Decembre 1998 (R. Conan 2000 [40]). *A gauche*, distributions cumulées des valeurs de l’échelle obtenues pour chaque nuit d’observation. *A droite*, distributions des valeurs d’échelle externe mesurées sur l’ensemble de la mission.

l’interférométrie de Michelson à longue base, le temps de vie des franges est sensiblement différent de celui qui est donné pour l’interférométrie de speckles. Il s’écrit

$$\tau_0 = 0.31 \frac{r_0}{v^*} \quad (1.28)$$

où  $v^*$  est une moyenne des vitesses pondérées par l’énergie dans les couches turbulentes :

$$v^* = \left( \frac{\int_0^{+\infty} |\vec{v}(h)|^{5/3} C_N^2(h) dh}{\int_0^{+\infty} C_N^2(h) dh} \right)^{3/5}. \quad (1.29)$$

Il est possible de montrer que le temps lié à la corrélation des grandes structures cohérente du front d’onde dépend de l’échelle externe (J. Borgnino 2004 [25]) sous la forme

$$\tau_0 \simeq \frac{\mathcal{L}_0}{v^*}. \quad (1.30)$$

L’angle d’isoplanétisme  $\theta_0$  quantifie la cohérence spatio-angulaire du front d’onde. Il correspond à l’angle entre deux sources pour lequel les déformations des fronts d’onde arrivant sur la pupille restent corrélées. Les faisceaux ne traversant pas exactement le même volume de turbulence, il résulte une décorrélation de la phase en fonction de la distance angulaire  $\theta$  (Fig. 1.11). Un paramètre important est la séparation spatiale  $d = \theta h$  des faisceaux à l’altitude  $h$ . Les corrélations subsistent tant que  $d < \mathcal{L}_0$  même si les surfaces traversées par les faisceaux à l’altitude  $h$  sont disjointes. Les problèmes d’isoplanétisme doivent tenir compte de l’effet de l’échelle externe (R. C. Flicker 2003 [52]). La surface commune d’intersection des deux faisceaux séparées d’un angle  $\theta$ , à une altitude  $h$  et en fonction du diamètre du télescope, est représentée sur la Fig. 1.12. Pour un télescope de diamètre donné, cette surface d’intersection décroît lorsque la distance de séparation ( $\theta h$ ) augmente. Pour une altitude et une séparation angulaire données, la surface d’intersection augmente en fonction du diamètre du télescope.

Il est possible de définir d’autres paramètres relatifs à la cohérence spatio-angulaire pour chacun des ordres des déformations du front d’onde. Ces paramètres sont très importants lorsque la

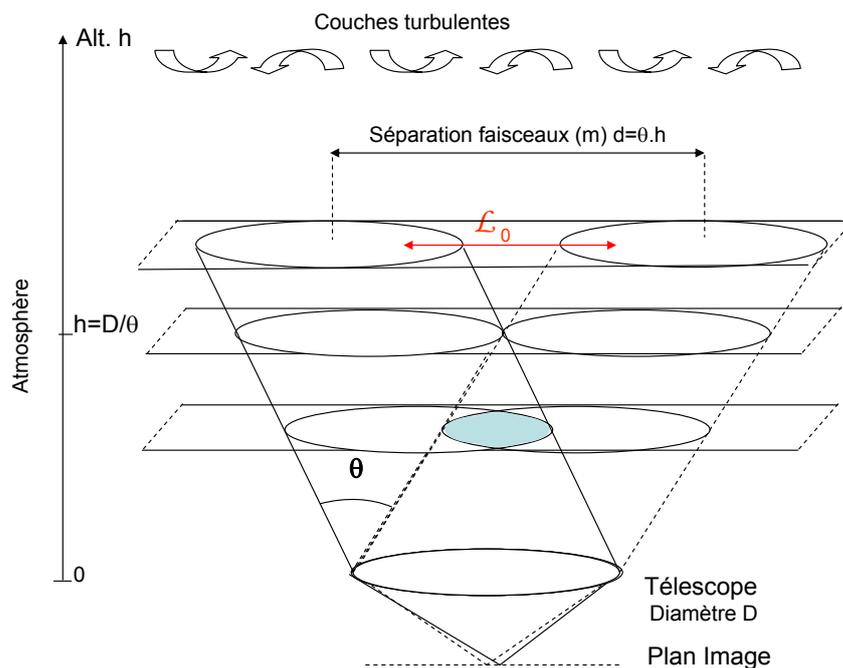


FIG. 1.11 – Propagation à travers l’atmosphère de deux ondes issues de sources séparées d’un angle  $\theta$ . L’aire de recouvrement des deux faisceaux diminue lorsque l’altitude augmente et devient nulle lorsque  $h = \frac{D}{\theta}$ . Les corrélations spatiales de la phase subsistent jusqu’à ce que la distance entre les faisceaux soit supérieure à l’échelle externe.

correction est effectuée à partir d’une source de référence située à une certaine distance angulaire de l’objet de science. En interférométrie, l’angle isoplanétique détermine la séparation angulaire à utiliser pour asservir correctement le piston différentiel sur la source de référence (S. Esposito *et al* 2000 [50], T. Elhalkouj *et al* 2006 [48]). L’angle d’isoplanétisme du tilt correspond à l’angle entre deux sources pour lequel la variance de la phase due au tilt est inférieure à  $1 \text{ rad}^2$  (R. J. Sasiela 1994 [140], J. Hardy 1998 [70]). Les systèmes d’optique adaptative utilisant des étoiles guides naturelles pour sonder le tilt doivent tenir compte de cet angle afin d’apporter une correction optimale du mouvement de l’image. A partir de mesures en bande K, M. van Dam *et al* (2006 [154]) ont montré que l’angle d’isoplanétisme du tilt est environ égal à 40arcsec.

Il est possible de montrer que des effets de décorrélation spectrale ont lieu pour des observations utilisant une large bande spectrale en interférométrie des tavelures (J. Borgnino *et al* 1989 [26]), en interférométrie de Michelson (A. Ziad *et al* 1994 [169], P. Berio *et al* 1999 [19]) ou pour la mesure des paramètres atmosphériques (A. Berdja *et al* 2006 [18]). De plus, le paramètre de Fried, le temps de cohérence et l’angle d’isoplanétisme sont des paramètres chromatiques contrairement à l’échelle externe  $\mathcal{L}_0$  qui est indépendante de la longueur d’onde.

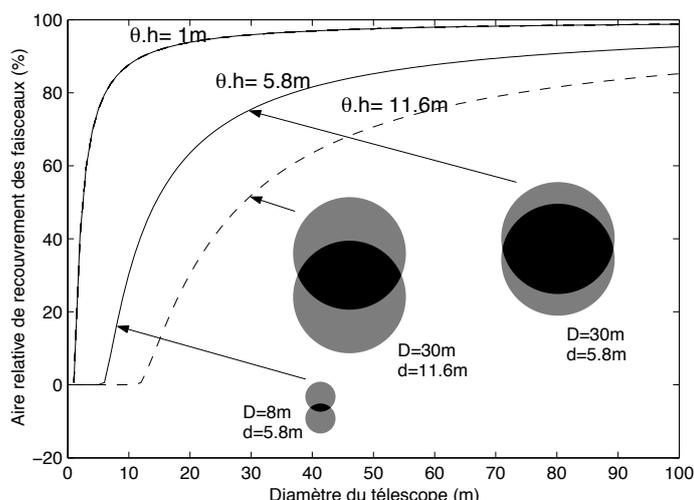


FIG. 1.12 – Surface commune d’intersection, relative à la surface du télescope, de deux faisceaux séparés d’une distance  $\theta h$  calculée en fonction du diamètre du télescope. Plusieurs séparations de faisceaux sont utilisées  $d = 1m$  (correspondant par exemple à  $\theta = 20\text{arcsec}$  et  $h = 10km$ ),  $d = 5.8m$  (correspondant par exemple à  $\theta = 120\text{arcsec}$  et  $h = 10km$ ) et  $d = 11.6m$  (correspondant par exemple à  $\theta = 240\text{arcsec}$  et  $h = 10km$ ). La surface commune relative de recouvrement augmente avec le diamètre du télescope.

### 1.1.5 Effets optiques de la turbulence atmosphérique sur la formation des images

La traversée d’une onde lumineuse à travers l’atmosphère turbulente conduit à une dégradation du front d’onde présentant alors des fluctuations aléatoires de la phase. Ceci peut se traduire par plusieurs effets sur l’image observée à travers un télescope au niveau du sol.

La *scintillation* est une fluctuation temporelle de l’amplitude de l’onde correspondant à une dilution ou une concentration de l’énergie du front d’onde. Dans le cas de petits télescopes, la scintillation provoque une modulation aléatoire de l’intensité globale affectant l’ouverture. Pour les grands télescopes, la scintillation contribue à la dégradation totale de l’image. Fortement dépendante des profils de  $C_N^2$ , la scintillation est relativement peu sensible à l’échelle externe (R. Avila 1998 [9]).

L’*agitation* de l’image dans le plan focal du télescope correspond à une fluctuation de l’angle du plan moyen du front d’onde incident sur la pupille d’entrée de l’instrument. Cette valeur dépend fortement de l’échelle externe (A. Ziad *et al* 1994 [170]).

L’*étalement* de l’image est dû à la perte de cohérence spatiale du front d’onde sur la pupille d’entrée du télescope, qui, dans le cas de grands télescopes ( $D > r_0$ ), est composée de plusieurs aires de cohérence de taille  $r_0$ . Au foyer du télescope, l’image courte pose se compose de nombreuses taches, appelées tavelures, de dimension  $\lambda/D$ , contenues dans un disque de dimension  $\lambda/r_0$ . La Fig. 1.13 représente une simulation d’images obtenues au foyer de différents télescopes.

La distribution d’intensité  $I$  d’une image courte pose au point  $\vec{r}(x, y)$  du plan focal image peut s’écrire, dans un domaine angulaire où les perturbations atmosphériques restent corrélées (domaine isoplanétique soit quelques secondes d’arc dans le visible), par un produit de convolution \* entre la distribution de brillance de l’objet  $O(\vec{r})$  et la réponse impulsionnelle instantanée (ou "fonction d’étalement du point")  $S(\vec{r}, t, \lambda)$  du système télescope-atmosphère à l’instant  $t$  et à la longueur

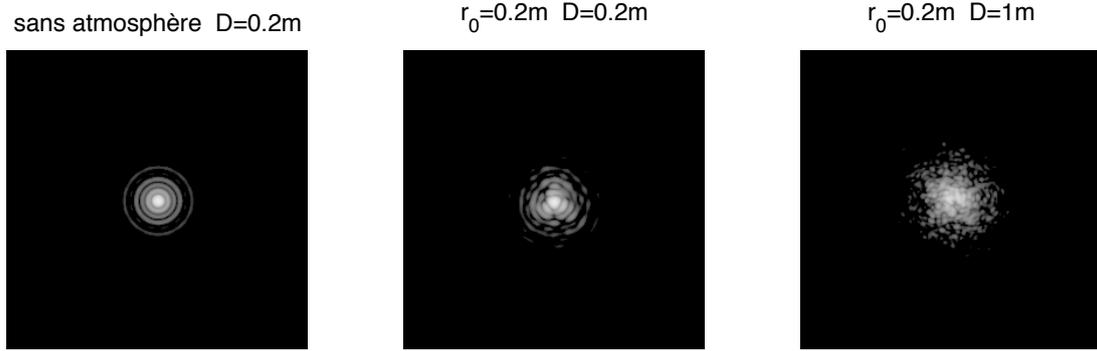


FIG. 1.13 – Simulation d'images courtes poses dégradées par la turbulence atmosphérique. A gauche est représentée une image simulée (en échelle log) d'une source ponctuelle en l'absence de turbulence atmosphérique. On observe alors une tache circulaire brillante entourée d'anneaux d'intensité décroissante (tache d'Airy) obtenue au foyer du télescope en raison du phénomène de diffraction. Quand la largeur  $r_0$  de cohérence spatiale du front d'onde devient plus petite que le diamètre du télescope, l'image est étalée et composée de tavelures (au milieu et à droite).

d'onde  $\lambda$ ,

$$I(\vec{r}, t, \lambda) = O(\vec{r}) * S(\vec{r}, t, \lambda) \quad (1.31)$$

Pour une source non résolue, la brillance de l'objet peut être modélisée par une fonction Dirac  $O(\vec{r}) = \delta(\vec{r})$ . L'intensité de l'image équivaut alors à la réponse impulsionnelle  $S(\vec{r}, t, \lambda)$ . Dans le plan des fréquences spatiales, la transformée de Fourier de l'intensité est le produit

$$\hat{I}(\vec{f}, t, \lambda) = \hat{O}(\vec{f}) \cdot \hat{S}(\vec{f}, t, \lambda) \quad (1.32)$$

où  $\hat{S}(\vec{f}, t, \lambda)$  est la fonction de transfert instantanée télescope-atmosphère. L'intensité d'une image longue pose est la moyenne temporelle (symbolisée par  $\langle \rangle$ ) des intensités des images courtes poses

$$\langle I(\vec{r}, t, \lambda) \rangle = \langle O(\vec{r}) * S(\vec{r}, t, \lambda) \rangle = O(\vec{r}) * \langle S(\vec{r}, t, \lambda) \rangle. \quad (1.33)$$

La fonction de transfert longue pose correspondante est le produit entre la fonction de transfert atmosphérique  $B(\vec{f})$  et la fonction de transfert du télescope  $T(\vec{f})$

$$\langle \hat{S}(\vec{f}, t, \lambda) \rangle = B(\vec{f}) \cdot T(\vec{f}) \quad (1.34)$$

L'expression de la fonction de transfert atmosphérique  $B(\vec{f}) = \langle \Psi_0(\vec{u}) \Psi_0^*(\vec{u} + \vec{f}) \rangle$  est, dans l'hypothèse du champ proche, donnée par (F. Roddier 1981 [126])

$$B(\vec{f}) = e^{-\frac{1}{2} D_\varphi(\vec{f})} \quad (1.35)$$

La turbulence atmosphérique réalise un filtrage spatial passe-bas de fréquence de coupure  $r_0/\lambda$ .

L'expression de la fonction de transfert du télescope est donnée par l'autocorrélation de la fonction pupille  $P(\vec{u})$  du télescope

$$T(\vec{f}) = \frac{1}{S} \int P(\vec{u}) P^*(\vec{u} + \vec{f}) d\vec{u}. \quad (1.36)$$

où  $S$  est la surface de la pupille. Le télescope effectue un filtrage spatial passe-bas de fréquence de coupure  $D/\lambda$ .

En l'absence de turbulence atmosphérique, l'image d'une source ponctuelle obtenue au foyer d'un télescope à ouverture circulaire sans obstruction centrale, de focale  $F$ , est une tache d'Airy d'intensité

$$I_0(\vec{r}) = \frac{\pi D^2}{4} \left( \frac{2J_1\left(\frac{\pi D r}{\lambda F}\right)}{\left(\frac{\pi D r}{\lambda F}\right)} \right)^2. \quad (1.37)$$

Le premier anneau sombre, d'intensité nulle, est à une distance angulaire  $1.22\lambda/D$  du centre. Cette distance est souvent prise comme la résolution maximale d'un télescope idéal en l'absence de turbulence atmosphérique.

L'amplitude complexe collectée sur la pupille de l'instrument est le produit de l'amplitude complexe de l'onde  $\Psi_0(\vec{u})$  arrivant sur la pupille par la fonction de transmission  $P(\vec{u})$  valant 1 sur la surface collectrice et 0 ailleurs. Par conséquent, l'amplitude complexe  $U(\vec{r})$  au foyer de l'instrument est donnée par la transformée de Fourier de l'amplitude complexe collectée soit

$$U(\vec{r}) = \hat{\Psi}_0\left(\frac{\vec{r}}{\lambda F}\right) * \hat{P}\left(\frac{\vec{r}}{\lambda F}\right) \quad (1.38)$$

La distribution d'intensité observable est alors  $I(\vec{r}) = |U(\vec{r})|^2$ .

## 1.2 Optimisation des techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire

De nombreuses techniques d'observation à Haute Résolution Angulaire ont été mises au point pour s'affranchir des effets de la turbulence. Elles restituent une partie de l'information à haute fréquence spatiale filtrée par l'atmosphère. Parmi les plus utilisées, l'interférométrie des tavelures (A. Labeyrie 1970 [80]) fige les effets de la turbulence par une succession de poses courtes. Elle restitue, après traitement des images, l'information à haute fréquence spatiale mais rend difficile la restitution de la phase de l'objet observé. L'optique adaptative s'est largement développée au cours des vingt dernières années car elle permet de corriger en temps réel une partie considérable des déformations du front d'onde. La méthode de "Lucky exposures" (D.L. Fried 1978 [56]) effectue une sélection des images de bonne qualité dont la probabilité d'obtention diminue fortement avec l'augmentation du diamètre du télescope. D'autres techniques ont été proposées utilisant par exemple un filtrage spatial réalisé par fibres optiques (G. Perrin 2006 [107]). Toutes ces techniques nécessitent une connaissance précise des effets de la turbulence atmosphérique pour pouvoir les corriger de manière optimale.

L'interférométrie directe permet d'obtenir de l'information à Haute Résolution Angulaire sur l'objet observé. Son mode opérationnel est contraint par les effets de l'atmosphère. Les déformations spatiales aux grandes échelles du front d'onde peuvent être analysées grâce aux grandes bases de mesure accessibles. On étudie dans la suite ces déformations à grandes échelles et l'extraction des paramètres atmosphériques correspondants à l'aide d'un type particulier d'interféromètre, fonctionnant en recombinaison multi-axiale en mode cohérencé. L'information obtenue sur les déformations du front d'onde à grande échelle peut alors être utilisée pour optimiser toutes les techniques d'observations HRA. On aborde ensuite quelques aspects liés à l'optimisation des systèmes d'optique adaptative par la connaissance des déformations aux grandes échelles du front d'onde.

### 1.2.1 Interférométrie optique

Le besoin de haute résolution angulaire et les limitations technologiques dans la construction des très grands télescopes ont contribué à développer des interféromètres avec de grandes bases. L'interférence des faisceaux permet d'effectuer une mesure du spectre spatial de l'objet à la fréquence spatiale  $\frac{B}{\lambda}$  où  $B$  est la projection sur le ciel de la base au sol. La résolution est alors équivalente à celle d'un télescope dont le diamètre serait égal à la base projetée entre les deux télescopes de l'interféromètre.

T. Young (1804 [167]) fût le premier à réaliser une expérience mettant en évidence la nature ondulatoire de la lumière. Il observe des franges d'interférence derrière un écran percé de deux trous éclairés par une source lumineuse. H. Fizeau (1868) proposa de placer l'écran devant une lunette pour séparer les étoiles doubles serrées ou pour résoudre le diamètre des étoiles. A.A. Michelson (1891 [96]) fût le premier à résoudre des satellites de Jupiter par interférence en plaçant un masque percé de 2 fentes sur un télescope. Il utilisa ensuite des miroirs placés sur une poutre pour mesurer le diamètre de l'étoile  $\alpha$ Orionis (A. A. Michelson & F. G. Pease 1921 [97]). Puis, A. Labeyrie est parvenu à obtenir des interférences dans le visible à partir de deux télescopes indépendants (1975 A. Labeyrie [81]). L'expérience fût renouvelée avec des télescopes de grandes tailles grâce au GI2T<sup>11</sup>.

La turbulence atmosphérique entraîne des pertes de cohérence aléatoires entre les faisceaux issus des deux ouvertures. Un rayonnement est cohérent s'il possède une phase uniforme ; à l'intérieur du domaine de cohérence, le rayonnement peut interférer avec lui-même. Il est possible de montrer que les faisceaux ne peuvent interférer que si la différence de trajet optique de l'onde entre les deux bras de l'interféromètre est inférieure à la longueur de cohérence  $\ell_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ . Il est relativement plus aisé d'obtenir des franges d'interférence dans l'infrarouge que dans le visible (ou dans les domaines radio). L'observation à large bande spectrale apporte plus de photons mais réduit la longueur de cohérence  $\ell_c$ . Il est toutefois possible de disperser le champ de franges sur un ensemble de canaux spectraux de largeur  $\delta\lambda$  couvrant la bande  $\Delta\lambda$  permettant d'obtenir une longueur de cohérence opératoire plus élevée  $\ell_c = \frac{\lambda^2}{\delta\lambda}$ , typiquement de l'ordre du millimètre. L'imagerie directe à partir d'un interféromètre à plusieurs télescopes est possible si les faisceaux sont cophasés à mieux qu'une fraction de longueur d'onde (A. Labeyrie 1996 [82], F. Patru 2007 [106]). Ce mode de recombinaison est techniquement difficile à mettre en oeuvre et nécessite une correction élevée des déformations du front d'onde.

De nombreux interféromètres à très grandes bases utilisent un mode de recombinaison coaxiale où les faisceaux issus des deux télescopes interfèrent dans le plan pupille. Ils donnent au foyer de l'interféromètre une teinte uniforme dont l'intensité, mesurable avec un détecteur monopixel, dépend de la différence de marche entre les deux ondes. L'interférogramme est alors obtenu temporellement en faisant varier la différence de marche grâce à un miroir monté sur un piezo. Ce type de recombinaison est utilisée par les interféromètres ISI<sup>12</sup>, SUSI<sup>13</sup>, COAST<sup>14</sup>, IOTA<sup>15</sup>, NPOI<sup>16</sup>, PTI<sup>17</sup>, CHARA<sup>18</sup> et Keck. Dans le cas des interféromètres GI2T/REGAIN (D. Mourard *et al* 2001 [99]) et VLTI/AMBER (R. Petrov *et al* 2007 [108]), une recombinaison multi-axiale est utilisée : les deux faisceaux arrivent parallèlement pour former le plan pupille et l'écart entre

<sup>11</sup>Grand Interféromètre à 2 télescopes

<sup>12</sup>Infrared Spatial Interferometer

<sup>13</sup>Sydney University Stellar Interferometer

<sup>14</sup>Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope

<sup>15</sup>Infrared-Optical Telescope Array

<sup>16</sup>Navy Prototype Optical Interferometer

<sup>17</sup>Palomar Testbed Interferometer

<sup>18</sup>Center for High Angular Resolution Astronomy

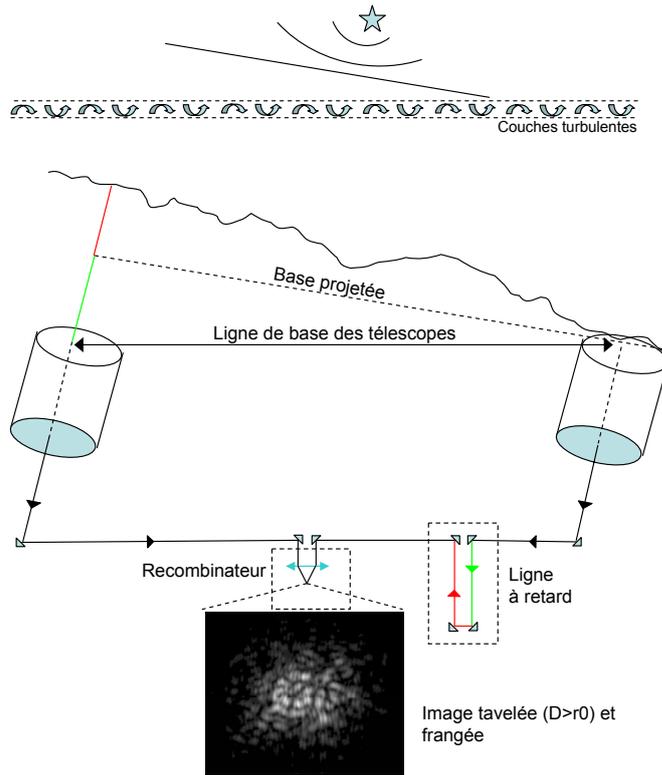


FIG. 1.14 – Représentation schématique d'un interféromètre de Michelson à reconfiguration multi-axiale. La différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est compensée grâce à une ligne à retard variable. Les faisceaux provenant des télescopes interfèrent dans le plan image du recombineur. On distingue alors les franges dans l'image tavelée.

les deux sous-pupilles est fixé quelle que soit la longueur réelle de la base de l'interféromètre. En l'absence de turbulence atmosphérique, on obtient au foyer de l'interféromètre une tache d'Airy frangée. L'interfrange est fixée par l'écart entre les deux sous-pupilles. On peut enregistrer alors directement l'interférogramme codé spatialement à l'aide d'un détecteur multi-pixels. En présence de turbulence, l'image est frangée et tavelée (Fig. 1.14). Pour atténuer l'effet d'étalement dû à la perte de cohérence spatiale sur la pupille de l'instrument, il est possible de diaphragmer la pupille d'entrée afin de ne conserver qu'un nombre minimum d'aire de cohérence.

L'intensité observée au foyer de l'interféromètre à recombinaison multi-axiale s'exprime comme le module au carré de l'amplitude complexe de l'onde collectée sur la pupille (Eq. 1.38). L'expression de l'intensité observable par un interféromètre à deux télescopes est fonction des intensités relatives à chaque télescope et d'un terme d'interférence où interviennent les termes de phase respectives

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\text{Re} [\langle \varphi_1(x, y) \varphi_2^*(x, y) \rangle P_1(x, y) P_2^*(x, y)] \quad (1.39)$$

Dans le cas où les intensités des deux faisceaux sont identiques et égales à  $I_0(x, y)$  et en tenant compte d'une différence de marche aléatoire  $\delta$ , l'intensité observable devient (S. Robbe 1996 [122])

$$I(x, y) = 2I_0(x, y) \left( 1 + V(\vec{B}) \cos\left(2\pi \frac{bx}{\lambda F}\right) \right). \quad (1.40)$$

où  $V(\vec{B})$  est la visibilité des franges pour la base  $\vec{B}$  et  $b$  est la séparation des pupilles de sortie dans le plan pupille.

F. Roddier & P. Léna (1984 [130]) ont donné l'expression de la densité spectrale moyenne pour des images courtes poses permettant de mesurer la visibilité. Elle est formée de plusieurs pics (Fig.1.15) dont le "pic seeing" dépendant des conditions atmosphériques et le "pic speckle" dépendant des conditions atmosphériques et de la disposition des pupilles interférométriques. Ces deux pics basses fréquences peuvent être utilisés pour extraire le paramètre de Fried. Deux "pics franges" symétriques et à hautes fréquences correspondent aux franges d'interférence. Ces pics peuvent servir à la détermination de l'échelle externe et de la fonction de structure de la phase en mesurant leur déplacement dépendant de la différence de marche entre les deux faisceaux.

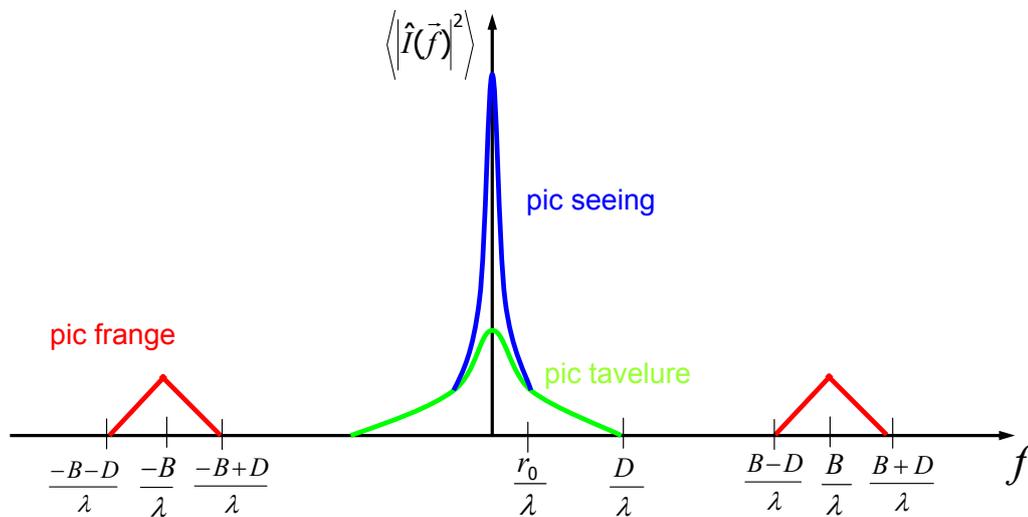


FIG. 1.15 – Représentation schématique de la densité spectrale dans le cas d'un interféromètre de Michelson (F. Roddier et P. Léna 1984 [130]).

Les perturbations du front d'onde dues à la turbulence atmosphérique ont pour effet principal une perte de contraste des franges. L'effet de piston différentiel, correspondant à un décalage temporel de l'arrivée du front d'onde sur chaque télescope, entraîne des fluctuations aléatoires de la différence de marche et ainsi une translation aléatoire des franges d'interférence. La différence de marche doit être alors compensée en temps réel par une Ligne A Retard variable. M. Tallon & I. Tallon-Bosc (1992 [146]) ont montré que la re-configuration des pupilles en interférométrie multi-axiale n'a pour effet qu'un simple décalage des composantes à hautes fréquences spatiales du spectre de l'objet.

En mode de franges dispersées, l'existence d'une différence de marche (OPD) amène l'inclinaison des franges par rapport à l'axe de dispersion (S. Robbe 1996 [122]). Le décalage observé des franges d'interférence se traduit par un déplacement de la position des pics franges dans le spectre de puissance. L. Koechlin *et al* (1996 [74]) ont montré que la différence de marche résiduelle entre les bras de l'interféromètre GI2T est proportionnelle au décalage spectral du pic franges par rapport à l'axe des fréquences spectrales. On peut donc mesurer l'écart-type de la différence de marche qui est proportionnel à la la fonction de structure de la phase (F. Roddier 1981

[126], R. Conan 2000 [43]), soit

$$\sigma_{OPD} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{D_\varphi(\vec{B}, \mathcal{L}_0)}. \quad (1.41)$$

On peut estimer la valeur de l'échelle externe en comparant la valeur de  $\sigma_{OPD}$  mesurée avec celles obtenues théoriquement pour différentes valeurs d'échelle externe et une base donnée.

La valeur de l'échelle externe est particulièrement importante pour mesurer la différence de marche atmosphérique entre les bras de l'interféromètre. J.M. Mariotti & G.P. di Benedetto (1984 [91]) et J. Davis *et al* (1995 [47]) ont montré que les valeurs de la différence de marche sont beaucoup plus faibles que celles prédites par le modèle de Kolmogorov lorsque les bases de mesures sont décimétriques. D'autres procédures basées sur l'analyse du spectre temporel de la position des franges permettent de mesurer l'échelle externe. Elles utilisent généralement l'hypothèse que les structures turbulentes sont figées et se déplace en bloc suivant le sens du vent ("hypothèse de Taylor") des couches turbulentes (J. M. Conan *et al* 1995 [39]). M. M. Colavita *et al* (1987 [37]) estimèrent une valeur d'échelle externe supérieure à 2km avec l'interféromètre Mark III. Plus tard, des valeurs décimétriques d'échelle externe furent mesurées par D. Buscher *et al* (1995 [34]) avec le même instrument. N. Nightingale & D. Buscher (1991 [102]) obtinrent des mesures métriques de l'échelle externe à l'Observatoire de La Palma alors que C. A. Haniff *et al* (1994 [69]) ont obtenu de très grandes valeurs au même observatoire. Avec l'interféromètre ISI, M. Bester *et al* (1992 [22]) trouvèrent des valeurs comprises entre 5 et 20m. R. P. Linfield *et al* (2001 [86]) mesurèrent des échelles externes comprises entre 10 et 25m avec l'interféromètre PTI. B. Sorrente *et al* (2001 [143]) ont mesuré une échelle externe comprise entre 20 et 120m de valeur moyenne 40m avec l'interféromètre I2T. D'autres méthodes ont été utilisées. Ainsi, P. Berio *et al* (1997 [20]) utilisèrent l'atténuation de la visibilité due à la décorrélation spectrale avec l'interféromètre GI2T. A. Ziad *et al* (2004 [173]) ont extrait l'échelle externe de la mesure de la vitesse des franges obtenue avec PTI en la comparant à des mesures effectuées avec GSM. Les observations simultanées d'instruments indépendants et les comparaisons de leurs résultats limitent les mauvaises interprétations et peuvent donner des informations spatiales et temporelles sur différentes échelles.

Lorsque les fronts d'onde sont basculés l'un par rapport à l'autre sur les pupilles (différence de tilt due à la turbulence atmosphérique), les effets peuvent être ramenés à une perte de contraste des franges d'interférences. Dans le cas de l'interférométrie co-axiale, la teinte n'est plus uniforme spatialement et ces fluctuations brouillent l'interférogramme reconstitué temporellement à partir du détecteur mono-pixel. Pour une recombinaison multi-axiale, une différence de tilt entre les deux faisceaux entraîne une mauvaise superposition des taches d'Airy provenant des sous-pupilles. Les franges sont alors présentes uniquement dans l'intersection entre les deux taches, diminuant ainsi le contraste des franges.

Chaque effet atmosphérique se traduit par un terme supplémentaire de phase ou d'amplitude qui se multiplie au terme de visibilité. Par conséquent, le contraste des franges mesuré est atténué par des facteurs liés à la présence de tavelures, au piston différentiel ou à la différence relative de tilt. L'estimation de la visibilité "vraie", due à la cohérence du front d'onde issu de l'objet céleste observé, doit donc tenir compte de ces atténuations. Le facteur d'atténuation  $q_p$  de la visibilité dû au piston différentiel est donné par (F. Roddier 1981 [126], S. Robbe 1996 [122])

$$q_p = e^{-\frac{1}{2}D_\varphi(\vec{B})} \quad (1.42)$$

D'autres facteurs aléatoires ou systématiques contribuent à dégrader le contraste des franges. Une différence de photométrie entre les deux télescopes dues à l'atmosphère ou à une transmission imparfaite des pièces optiques entraîne une atténuation supplémentaire de la visibilité. Les

aberrations des télescopes entraînent des dégradations qui peuvent être liés aux défauts des pièces optiques mais aussi aux variations de température. Les conditions thermiques dans la propagation des faisceaux depuis les télescopes jusqu'au recombineur peuvent aussi dégrader le contraste des franges. La rotation de champ différentielle entre les deux faisceaux et la dispersion atmosphérique due à la chromaticité de l'indice de réfraction de l'air peuvent être corrigées par un système optique adapté (D. Mourard *et al* 2001 [99]).

## 1.2.2 Systèmes d'optique adaptative

L'optique adaptative est une technologie qui a été développée pour corriger les fluctuations du front d'onde et restituer en temps réel les fréquences spatiales filtrées par l'atmosphère. Une mesure des perturbations de phase sur la pupille permet, après analyse, de commander un dispositif opto-mécanique de correction optique des défauts de phase et d'acquérir des images longue pose avec une résolution proche de la résolution théorique de l'instrument.

Initialement proposé par H. W. Babcock (1953 [13]), le premier système d'optique adaptative opérationnel dédié à l'observation astronomique (G. Rousset *et al* 1990 [133]) a fourni des images corrigées dans le domaine infra-rouge. Tous les télescopes de la classe des 8-10m en sont maintenant équipés et les travaux actuels de recherche portent sur l'amélioration des performances de ces systèmes. De nombreuses découvertes astronomiques ont été possibles grâce aux systèmes d'optique adaptative dont la découverte d'un trou noir au centre de notre galaxie (R. Genzel *et al* 2003 [64]) ou la première détection directe d'une exo-planète (G. Chauvin *et al* 2004 [35]) à l'aide du système VLTI/NAOS (G. Rousset *et al* 2003 [134]). Un système d'optique adaptative classique est schématisé sur la Fig.1.16. La mesure du front d'onde perturbé est effectuée par un analyseur de

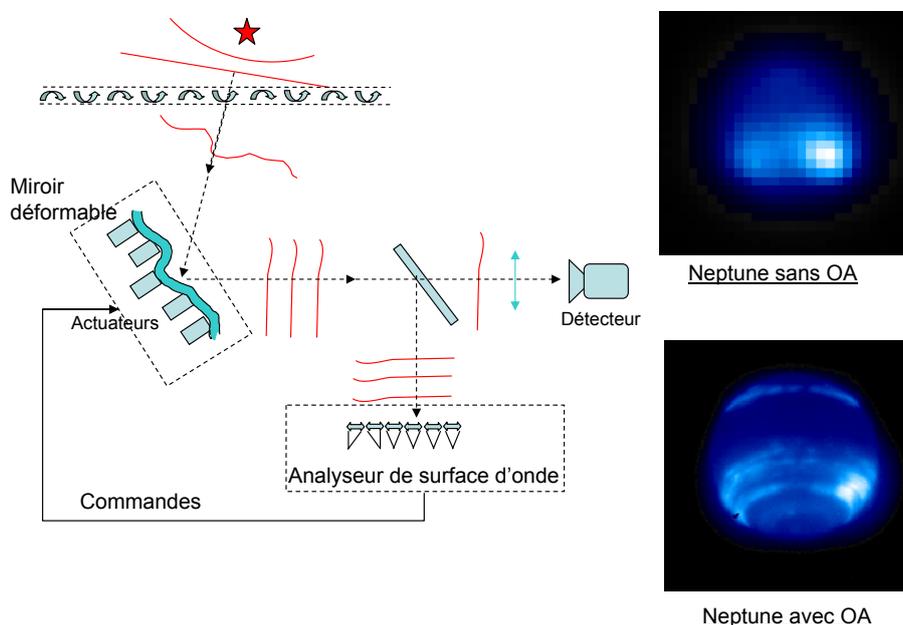


FIG. 1.16 – Schéma d'un système d'optique adaptative classique. Images de Neptune prises à partir du Keck II équipé d'un système d'optique adaptative (P. Wizinowich *et al* 2000 [166]) opérant en bande J (proche infra-rouge, temps d'exposition 180s) le 25 Mai 1999. Neptune a été directement utilisée comme référence pour l'analyse des déformations du front d'onde.

surface d'onde (G. Rousset 1994 [132]). Son principe consiste à mesurer le gradient de la phase sur la pupille segmentée en sous-pupilles (analyseur "Shack-Hartmann") ou à partir d'un prisme à 4 faces (analyseur à pyramide, R. Ragazzoni 1996 [114]). Il est possible aussi d'analyser la surface d'onde en mesurant le laplacien de la phase (analyseur de courbure, F. Roddier 1988 [127]). L'échantillonnage spatial de la phase à la fréquence spatiale  $2r_0/\lambda$  est nécessaire. De plus, le temps de réponse doit être compatible avec le temps de cohérence caractéristique de l'atmosphère.

Après analyse des déformations du front d'onde, une correction est apportée par un miroir déformable qui compense les avances et les retards de phase. Les miroirs déformables se composent d'une couche réfléchissante et flexible. Ils peuvent être déformés grâce à des pistons piezo-électriques, ou actionneurs, qui exercent une poussée mécanique locale sur la surface du miroir ("Stack Array Mirror"). La poussée peut s'exercer par les forces électrostatiques d'électrodes dans le cas des "miroirs électrostatiques". Il existe aussi des "miroirs bimorphes" constitués de plaques diélectriques à géométrie annulaire qui, en se déformant, donne une courbure au miroir. De nouvelles technologies (A. Liotard 2006 [87]) sont à l'étude pour construire des miroirs capables d'atteindre des courses de  $10\mu m$  indispensables pour les observations des grands télescopes dans les longueurs d'onde optique. Le nombre et la position des actionneurs ainsi que la forme que ces derniers donnent au miroir déformable lorsqu'ils sont actionnés, caractérisent spatialement le miroir déformable. La fréquence spatiale maximale qu'un miroir déformable peut corriger est  $f = 2/d_{act}$  où  $d_{act}$  est la distance entre les actionneurs répartis uniformément sous le miroir. Les performances des systèmes d'optique adaptative peuvent être mesurées en évaluant la variance de la phase résiduelle. Si le système corrige parfaitement jusqu'à l'ordre radial  $n$ , J. M. Conan (1994 [38]) et T. Fusco *et al* (2004 [60]) ont montré que la variance de la phase résiduelle est donné pour  $n$  grand par

$$\sigma_{res}^2 \simeq 0.458 \left( \frac{D}{(n+1)r_0} \right)^{3/5}. \quad (1.43)$$

La commande fait le lien entre l'analyseur de front d'onde et le miroir déformable. Elle définit les tensions à appliquer aux actionneurs pour effectuer la correction et doit s'opérer en temps réel. On distingue la reconstruction zonale qui détermine la phase en chaque point de la pupille et la reconstruction modale qui décompose la commande sur la base de polynômes tels que les polynômes de Zernike (G. Rousset 1994 [132]).

Après analyse du front d'onde et décomposition des fluctuations de la phase, une commande est envoyée aux actionneurs du miroir déformable pour corriger les déformations du front d'onde. La variance des fluctuations de phase à l'entrée du télescope ou la variance des coefficients des polynômes de Zernike peuvent être décrites à partir des modèles de turbulence vus précédemment. Les basculements du front d'onde causés par l'atmosphère sont les perturbations les plus amples et ils impliquent un mouvement rapide de l'image au foyer du télescope. Les premiers ordres de la décomposition sont les plus énergétiques et sont très dépendants de la valeur de l'échelle externe. Cette dernière est donc un paramètre important dans les choix technologiques des composants à utiliser. Il est possible d'insérer un correcteur de tilt en amont du miroir déformable pour diminuer considérablement la variance des fluctuations de phase et réduire les contraintes sur la course maximale des miroirs déformables. La correction du basculement est parfois assurée par un miroir plan installé sur une monture orientable suivant deux axes et capable de s'orienter très rapidement.

La variance des coefficients des polynômes de Zernike est donnée dans le cadre du modèle de vK par (R. Conan 2000 [40]) :

$$\langle a_j^2 \rangle = 3.9 \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} (n+1) \int_0^\infty dx \frac{J_{n+1}^2(x)}{x \left( x^2 + \frac{(\pi D)^2}{\mathcal{L}_0^2} \right)^{11/6}}. \quad (1.44)$$

où  $n$  est l'ordre radial du polynôme  $j$  de Zernike.

La Fig.1.17 représente la variance des coefficients des polynômes de Zernike lorsque  $\mathcal{L}_0 = 10m$ ,  $r_0(\lambda = 0.5\mu m) = 0.1m$ , pour une couche située à  $h = 1km$  ainsi que la variance du tilt en fonction du diamètre du télescope pour plusieurs valeurs de l'échelle externe. Lorsque le diamètre

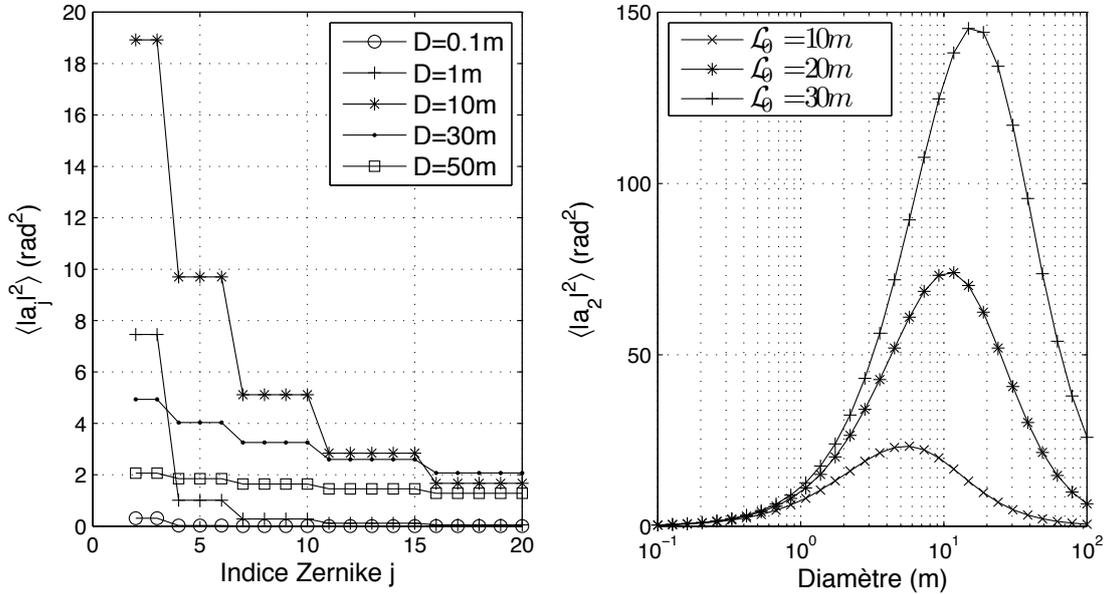


FIG. 1.17 – Variance des coefficients des polynômes de Zernike en fonction de son indice  $j$  lorsque  $\mathcal{L}_0 = 10m$ ,  $r_0(\lambda = 0.5\mu m) = 0.1m$  (à gauche), ainsi que la variance du tilt ( $j = 2$ ) en fonction du diamètre du télescope pour plusieurs valeurs de l'échelle externe (à droite).

est supérieur à l'échelle externe, le basculement du front d'onde est moyenné sur la pupille et la variance totale du tilt diminue.

Il est technologiquement difficile d'atteindre la résolution théorique d'un télescope pour un système d'optique adaptative classique. La qualité de l'image après correction dépend de la variance résiduelle de la phase : elle peut se décomposer comme la somme des variances des différentes erreurs intervenantes. Différents bruits interviennent dans les mesures, de par l'échantillonnage spatial fini des déformations dû à l'analyseur, du nombre fini de degrés de liberté du miroir déformable et du délai temporel entre la détection et la correction des déformations. D'autres erreurs peuvent intervenir, liées à la calibration du système d'optique adaptative, aux aberrations non vues ou aux bruits de mesures, tel que le bruit de photon ou le bruit de lecture. Enfin on distingue des erreurs directement dépendantes des effets atmosphériques tels que la scintillation ou les effets diffractifs. On peut ajouter à cela des erreurs liées à une analyse des déformations sur une référence hors-axe. Lorsque l'analyse du front d'onde se fait sur une partie de la lumière provenant de l'objet de science observé, les performances du système sont limitées par la magnitude de l'objet. Pour les objets faibles, il est possible d'effectuer l'analyse de front d'onde sur une étoile de référence plus lumineuse située à distance angulaire proche de l'objet. Cependant, les faisceaux issus de l'objet et de l'étoile de référence ne traversent pas exactement les mêmes volumes de l'atmosphère turbulente. Il en résulte que lorsque la séparation angulaire entre l'objet et l'étoile de référence augmente, les corrélations entre les fronts d'onde diminuent. La proportion du ciel accessible par correction sur des étoiles naturelles de référence demeure limitée (M. Le Louarn *et al* 1998 [84]).

R. Foy & A. Labeyrie (1985 [53]) ont proposé d'utiliser une étoile artificielle créée à partir d'un faisceau laser excitant les atomes de la couche de sodium de l'atmosphère située à une

centaine de kilomètres d'altitude. Cette étoile laser peut être positionnée à une distance angulaire très proche de l'objet de science. Elle permet au système de s'affranchir des limitations imposées par la distribution aléatoire des étoiles naturelles brillantes nécessaire à l'analyse du front d'onde. Cette technique est toutefois affectée par une autre forme d'anisoplanétisme, "l'effet de cône" dû à la distance finie de l'étoile laser. Le volume de turbulence traversé par le front d'onde issu de l'étoile laser est conique et non pas cylindrique comme dans le cas d'une source naturelle. Des techniques de tomographie de l'atmosphère utilisant plusieurs étoiles laser peuvent être utilisées pour corriger cet effet (M. Tallon & R. Foy 1990 [145]). De plus, du fait de la double traversée de l'atmosphère par le faisceau laser, le tip-tilt ne peut pas être directement extrait quand l'étoile de référence est artificielle. Il est possible d'avoir recours à une étoile naturelle pour déterminer le tip-tilt. L'angle d'isoplanétisme du tilt étant plus élevé que l'angle d'isoplanétisme il est possible d'utiliser des étoiles naturelles situées à plus grandes distances angulaires de l'objet de science. D'autres techniques ont été proposées pour résoudre ce problème d'indétermination du tilt lorsque une étoile laser est utilisée (R. Foy *et al* 1995 [54], M. S. Belen'kii *et al* 1999 [16], M. S. Belen'kii 2000 [15], S. Esposito *et al* 2000 [49]).

La variance des fluctuations de phase sur la pupille due à la différence de tilt entre deux faisceaux séparés d'une distance angulaire  $\theta$  est donné par (R. J. Sasiela & J. D. Shelton 1993 [141])

$$\sigma_T^2 = \frac{666.9}{16} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^\infty C_N^2(h) dh \int_0^\infty df f \left( f^2 + \frac{1}{\mathcal{L}_0^2} \right)^{-\frac{11}{6}} \left( \frac{J_2(fD/2)}{fD/2} \right)^2 (1 - J_0(f\theta h)). \quad (1.45)$$

La Fig.1.18 représente l'écart-type de la phase due à la différence de tip-tilt en fonction de la séparation angulaire. L'effet de l'échelle externe devient important pour les grandes séparations

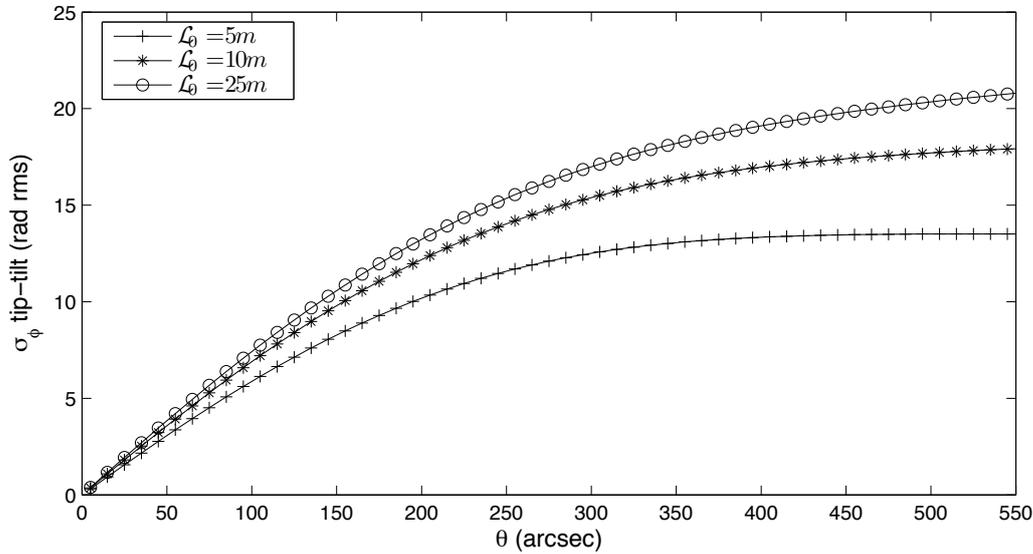


FIG. 1.18 – Ecart-type des fluctuations de phase due à la différence de tilt entre deux faisceaux en fonction de la séparation angulaire pour plusieurs valeurs d'échelle externe lorsque  $r_0(\lambda = 0.5\mu m) = 0.2m$ , pour une couche située à  $h = 5km$  et pour un diamètre de télescope  $D = 10m$ .

angulaires. Les corrélations subsistent jusqu'à ce que la séparation des faisceaux à l'altitude considérée soit équivalente à l'échelle externe après quoi la fonction sature.

La phase arrivant sur le télescope est différente dans toutes les directions d'observation puisque à chaque direction correspond une section différente du volume de turbulence traversé. Les correc-

tions effectuées par le miroir déformable sont basées sur l'analyse des déformations du front d'onde issu d'une étoile de référence dans une direction particulière du ciel. Il en résulte une erreur supplémentaire due à l'anisoplanétisme. J. Beckers (1988 [14]) a proposé d'utiliser plusieurs miroirs déformables pour corriger cet effet et effectuer ainsi des observations à grand champ. Plusieurs étoiles de référence permettent d'analyser les déformations à corriger. Deux approches différentes peuvent être utilisées : à chaque étoile de référence, d'un groupe d'au moins trois étoiles, est associé un analyseur de front d'onde permettant de reconstruire le volume de turbulence (approche "orientée objet") ou bien les déformations sont analysées suivant certaines couches et corrigées par des miroirs conjugués optiquement sur ces même couches (approche "orientée couche", R. Ragazzoni 1999 [115], R. Ragazzoni *et al* 2002 [116]). Dans ce cas, les aberrations provenant d'une couche analysée peuvent être entièrement corrigées si l'échantillonnage spatial de l'analyseur et le nombre d'actuateurs sont suffisamment grands. De plus, une correction des basses fréquences spatiales des déformations dues aux couches d'altitudes voisines est apportée. Cette correction diminue lorsque l'altitude considérée s'éloigne de l'altitude de conjugaison (F. Rigaut *et al* 2000 [121]). L'altitude de conjugaison des miroirs déformables doit donc être choisie judicieusement sur les couches les plus turbulentes. Pour ces deux approches, une connaissance volumique des propriétés du front d'onde et par conséquent la profilométrie des paramètres de la turbulence atmosphérique tels que  $C_N^2(h)$  et  $\mathcal{L}_0(h)$  sont importants pour quantifier l'amplitude des effets atmosphériques en altitude.

Différents niveaux de correction peuvent être requis suivant les applications et plusieurs techniques sont en cours d'élaboration. Les observations à grand champ seront possibles grâce aux systèmes MCAO<sup>19</sup> qui analysent le volume de turbulence atmosphérique à partir de plusieurs analyseurs et corrigent le front d'onde dans plusieurs directions et plusieurs altitudes en utilisant plusieurs miroirs déformables. Les systèmes MOAO<sup>20</sup> (F. Assemat *et al* 2007 [8]) permettront d'obtenir des corrections locales sur des régions spécifiques du champ. Les systèmes GLAO<sup>21</sup> (F. Rigaut *et al* 2002 [119], A. Tokovinin 2004 [151]) augmenteront le champ de vue corrigé avec un seul miroir déformable en diminuant les effets de la turbulence des basses couches de l'atmosphère à l'aide de plusieurs analyseurs de front d'onde issus de différentes directions du ciel. D'autres applications requiert un niveau élevé de correction, notamment en coronographie pour réaliser des observations à très haute dynamique, pour lesquelles des systèmes XAO<sup>22</sup> spécifiques doivent être développés (R. Conan *et al* 2004 [41]). Toutes ces techniques nécessitent l'utilisation d'étoiles laser afin d'assurer une plus grande couverture du ciel. La réalisation des systèmes d'optique adaptative qui équiperont les ELT est un défi technologique dont les performances et les spécifications constituent aujourd'hui un sujet d'études (T. Fusco *et al* 1999 [61], M. Le Louarn *et al* 2000 [85]). Le dimensionnement de ces systèmes est contraint par les effets de la turbulence atmosphérique et particulièrement par la valeur de l'échelle externe compte tenu de la largeur du front d'onde arrivant sur le télescope. Leurs performances peuvent être estimées par simulation : R. Conan *et al* (2003 [42]) ont montré qu'un ELT peut obtenir des images à la limite de diffraction sur un site approprié où l'échelle externe est inférieure à 25m et le paramètre de Fried supérieur à 15cm. Une connaissance précise des lois gouvernant les déformations du front d'onde arrivant au sol est nécessaire pour la spécification des contraintes techniques et l'optimisation de tels systèmes.

---

<sup>19</sup>Optique Adaptative Multi-Conjuguée

<sup>20</sup>Multi-Object Adaptive Optics

<sup>21</sup>Ground Layer Adaptive Optics

<sup>22</sup>eXtreme Adaptive Optics