

TURBULENCE ATMOSPHERIQUE ET OBSERVATION DES ETOILES DOUBLES

ATMOSPHERIC TURBULENCE AND DOUBLE STARS OBSERVATION

Daniel Bonneau

Astronome honoraire à l'observatoire de la Côte d'Azur, collaborateur bénévole du Laboratoire Lagrange.
Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France.

Résumé

Lors des observations astronomiques depuis le sol, la qualité dégradée des images formées au foyer d'un télescope est un handicap, notamment pour l'étude des étoiles doubles visuelles qui nécessite une haute résolution angulaire.

En effet, les fluctuations thermiques induites par la turbulence atmosphérique engendrent des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air perturbant la propagation de la lumière à travers l'atmosphère terrestre; ce phénomène constitue la turbulence optique. La lumière d'une étoile est reçue sur la pupille du télescope comme une surface d'onde bosselée rapidement variable dont la diffraction dans le télescope produit les images observées. Le paramètre de Fried, l'angle d'isoplanétisme, et le temps de cohérence caractérisent la turbulence optique.

On en déduit les propriétés des images à courte ou à longue pose enregistrées au foyer du télescope ainsi que les effets de la turbulence optique sur ces images, la scintillation, l'agitation et l'étalement.

L'accent sera mis sur l'impact de ces effets lors de l'observation des étoiles doubles. La scintillation crée un bruit photométrique qui limite la précision des mesures photométriques lors d'observation de binaires à éclipses. L'agitation couplée à l'étalement limite la performance des observations de binaires spectroscopiques surtout en termes de magnitude limite. L'étalement des images impacte fortement l'observation des étoiles doubles visuelles basée sur des mesures de position astrométriques.

Pour les couples serrés dont la séparation est au plus égale à l'angle d'isoplanétisme, la résolution angulaire théorique du télescope peut être atteinte en utilisant les techniques du Lucky Imaging, de l'interférométrie des tavelures ou de l'optique adaptative. Pour les couples plus écartés, la performance des observations sera limitée par l'étalement des images stellaires.

En conclusion, pour exploiter au mieux leur instrument, il est conseillé aux observateurs d'étoiles doubles d'optimiser leur programme d'observation en fonction des conditions de turbulence atmosphérique.

Abstract

For ground-based astronomical observations, the poor quality of images formed at the focus of a telescope is a handicap, especially for the study of visual double stars which requires high angular resolution.

Indeed, thermal fluctuations induced by atmospheric turbulence generate fluctuations in the refractive index of the air, disrupting the propagation of light through the Earth's atmosphere; this phenomenon constitutes optical turbulence. The light from a star is received at the telescope's pupil as a rapidly changing, bumpy wavefront, the diffraction of which within the telescope produces the observed images. The Fried parameter, the isoplanetic angle, and the coherence time characterize the optical turbulence.

From this we can deduce the properties of short or long exposure images recorded at the focus of the telescope as well as the effects of optical turbulence on these images, scintillation, tip-tilt and seeing.

We focus on the impact of these effects on the observation of double stars. When observing eclipsing binaries, photometric measurements are impacted by the photometric noise caused by scintillation. Particularly in terms of limit magnitude, the spectroscopic binary observations are limited by the tip-tilt coupled to the seeing. The seeing strongly impacts the observation of visual double stars based on astrometric position measurements.

For close pairs whose separation is at most equal to the isoplanetic angle, the theoretical angular resolution of the telescope can be achieved using Lucky Imaging techniques, speckle interferometry or adaptive optics. For more widely separated pairs, the performance of observations will be limited by the seeing of stellar images.

In conclusion, to make the best use of their instrument, double star observers must optimize their observation program according to atmospheric turbulence conditions.

Keywords. Atmospheric turbulence, Optical turbulence, binaries : visual, eclipsing, spectroscopic



1. Introduction

Depuis longtemps, les observateurs ont constaté que la qualité des images observées au foyer d'un télescope est loin d'être aussi bonne que celle attendue compte-tenu de la qualité de l'optique utilisée. Cela est dû au fait que lorsque l'on observe depuis le sol terrestre, la lumière des astres traverse l'atmosphère terrestre, qui se révèle être un milieu certes assez transparent, mais le plus souvent de mauvaise qualité optique.

Les astronomes amateurs observateurs d'étoiles doubles, notamment ceux qui cherchent à mesurer les étoiles doubles visuelles, ne peuvent donc pas ignorer les effets de la turbulence atmosphérique dont dépendent le choix des étoiles de leurs programmes d'observation ainsi que la qualité de leurs mesures qu'ils publient.

La compréhension de la turbulence atmosphérique et comment lutter contre ses effets sont des sujets importants abordés notamment dans le cadre de l'imagerie astronomique à haute résolution angulaire [1].

Cet article fait suite à l'exposé fait devant la commission des étoiles doubles de la SAF lors de sa réunion à l'Observatoire de Lille le 27 septembre 2025, motivé par l'article sur les effets optiques de la turbulence atmosphérique dans les images astronomiques [2] publié en 2022 dans le cadre du numéro spécial des Comptes-rendus physiques de l'Académie des sciences dédié au rôle de la réfraction atmosphérique dans les observations astronomiques (éditeurs Pierre Léna et Luc Detwiller).

Il évoque tout d'abord, l'origine et la localisation de la turbulence atmosphérique (parties 1 et 2), puis la formation d'une turbulence optique caractérisée par le paramètre de Fried, l'angle d'isoplanétisme et le temps de cohérence (partie 3).

Après un bref rappel de la formation des images au foyer d'un télescope et de la relation entre l'objet et son image (partie 4), la partie 5 est consacrée aux effets de la turbulence optique au foyer du télescope : la scintillation, l'agitation et l'étalement dont l'impact dépend du temps de pose des images. Quelques éléments sont donnés pour répondre à la question que faire en présence de turbulence atmosphérique ?

La dernière partie traite plus spécifiquement des effets de la turbulence atmosphérique sur les observations d'étoiles doubles, spectroscopiques, photométriques et visuelles en distinguant les couples serrés ou écartés par rapport au champ d'isoplanétisme.

2. Une atmosphère turbulente

Même par beau temps, un simple regard nous montre souvent que l'atmosphère à travers laquelle nous observons les astres est loin d'être un milieu clair et tranquille. Les formes complexes et variables des nuages suffisent à imaginer que l'air atmosphérique est le siège d'une forte agitation, appelée *turbulence atmosphérique*.

2.1. La turbulence atmosphérique

L'atmosphère terrestre [3] est le siège d'une énergie à la fois thermique et cinétique produite par le rayonnement solaire, le rayonnement du sol, la convection et les effets de cisaillement des vents. Comme cela est évoqué par la figure 1, cette énergie est transférée à travers l'atmosphère selon le processus de *cascade de Kolmogorov* des plus grands tourbillons (dont la taille caractéristique est appelée l'*échelle externe* L_0) vers les plus petits (avec une taille caractéristique désignée par l'*échelle interne* l_0) qui la dissipent [4].

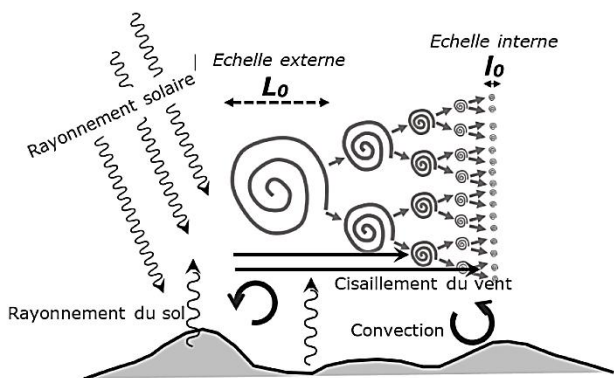


Figure 1. Représentation schématique de la production de turbulence dans l'atmosphère selon le processus des cascades de Kolmogorov.

Ces phénomènes se traduisent par une agitation permanente de l'air atmosphérique que l'on désigne par le terme de *turbulence atmosphérique*. Initialement, cette turbulence est représentée au début des années 1940 par le *Modèle de turbulence de Kolmogorov* illustré par la figure 2.

La quantité d'énergie cinétique contenue dans les tourbillons turbulents en fonction de leurs tailles est exprimée par la densité spectrale de l'énergie cinétique $E(k)$ qui suit une loi de puissance $\propto k^{-5/3}$ dans la zone inertielle ($1/L_0 < k < 1/l_0$) de la forme :

$$E(k) = C_k \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

Avec, C_k , la constante de Kolmogorov, ϵ le taux de production (ou de dissipation) d'énergie et la variable d'espace k .

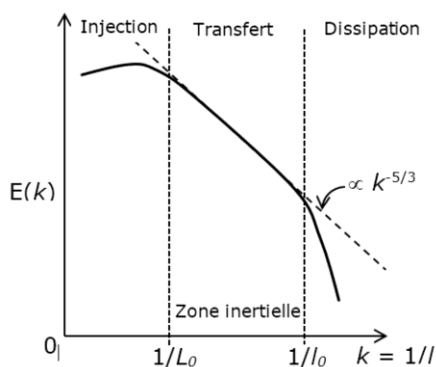


Figure 2. Modèle de Kolmogorov de la turbulence atmosphérique.

C'est en raison de la viscosité de l'air que l'énergie cinétique se dissipe sous la forme d'énergie thermique dont les fluctuations engendrent celle de l'humidité et de l'indice de réfraction, causes de la *turbulence optique* dont on parle dans la partie 3.

2.2. Localisation de la turbulence atmosphérique

Le figure 3 donne un schéma de la structure de la partie basse de l'atmosphère terrestre où se développe la turbulence atmosphérique. La *troposphère* s'étend à partir du sol jusqu'à une altitude variable de 8 km à 15 km. Siège des phénomènes météorologiques, la troposphère apparaît structurée en quatre zones :

La *couche limite du sol* (CLS), dans laquelle se situe l'observatoire, est d'une épaisseur de quelques dizaines de mètres, variable selon un cycle diurne ;

La *couche limite atmosphérique* (CLA), dont l'épaisseur atteint quelques km en fonction des propriétés du sol suivant une échelle de temps de quelques minutes à plusieurs heures ;

L'*atmosphère libre* située au-dessus de la CLA, dans laquelle la circulation de l'air est insensible aux effets du sol ;

La *tropopause*, frontière entre la troposphère et la stratosphère, dont l'altitude varie en fonction de la latitude et où circulent des vents violents, les *courants-jets* (*jet-streams*).

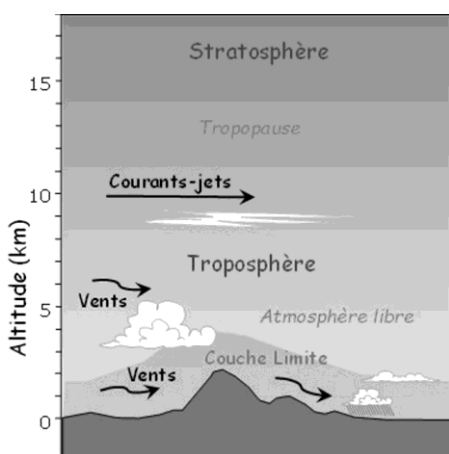


Figure 3. Représentation schématique de la structure de la troposphère, partie basse de l'atmosphère terrestre dans laquelle se développe la turbulence atmosphérique.

La troposphère est le siège de mouvements verticaux (convection thermique) et horizontaux (vents) qui lui donnent une structure en couches constituant un milieu physiquement inhomogène et agité propice au développement de la turbulence.

En l'absence de nuages, l'atmosphère terrestre constitue un milieu transparent aux longueurs d'ondes visibles et infrarouge mais sa médiocre qualité optique est la principale cause de la dégradation des images astronomiques. Généralement, la turbulence atmosphérique est forte dans les régions proches du sol (CLS et CLA), devient plus faible dans l'atmosphère libre mais est souvent très forte dans la tropopause.

La qualité des observations dépendra donc en premier lieu des conditions météorologiques, caractérisées surtout par la présence de vents à différentes altitudes, mais aussi du choix de l'implantation de l'observatoire, notamment en raison de la perturbation de la circulation atmosphérique par les reliefs environnants.

3. L'atmosphère un milieu optique turbulent

Le phénomène de turbulence qui se développe dans une couche atmosphérique produit des fluctuations de température et d'humidité se traduisant par des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. Ces fluctuations sont à l'origine du phénomène appelé *turbulence optique*, révélé par les *ombres volantes* (un éclaircissement irrégulier du sol observable notamment lors des éclipses de Soleil) et la dégradation des images astronomiques quelle que soit la qualité optique du télescope.

3.1. L'indice de réfraction de l'air

Une observation astronomique consiste à recueillir avec un télescope la lumière reçue des astres étudiés. Il convient ici de se rappeler la nature duale de la lumière, à la fois *onde électromagnétique* et particule (le *photon*). L'onde lumineuse est caractérisée par la longueur d'onde λ ou sa fréquence $\nu = c/\lambda$, c étant la vitesse de propagation de l'onde dans le vide. Le photon est caractérisé par son énergie $E = h\nu = hc/\lambda$, h étant la *constante de Planck*.

Dans un milieu optique, une onde lumineuse se propage à la vitesse de phase $v_\phi = c/n$, formule dans laquelle n désigne l'*indice de réfraction* du milieu.

La *phase* désigne le décalage de propagation d'une onde lors de sa propagation dans l'espace. Le *front d'onde* est l'ensemble des points de la surface de même hauteur de l'onde. Dans un milieu homogène, la vitesse et la phase des ondes sont constantes et le front d'onde est plan (voir figure 4 a). Dans un milieu inhomogène, les vitesses et les phases sont variables dans l'espace et le front d'onde est déformé (voir figure 4 b).

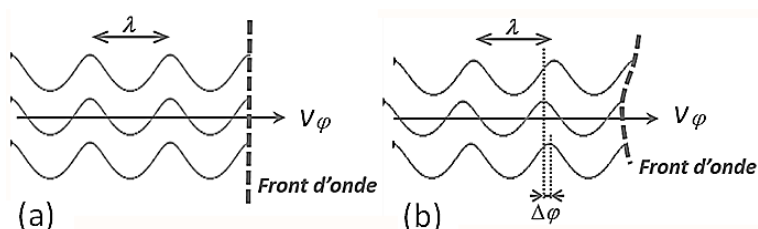


Figure 4. Notion de front d'onde. Propagation d'une onde lumineuse de longueur d'onde λ . Dans un milieu optique homogène (a), le front d'onde est plan. Dans un milieu inhomogène (b), des écarts de phase $\Delta\phi$ apparaissent et le front d'onde est déformé.

L'indice de réfraction de l'air n , est souvent exprimé sous la forme de co-indice N , en fonction de la pression P (en hPa), de la température T (en K) et de l'humidité caractérisée par la pression de vapeur d'eau contenue dans l'air e (hPa) :

$$N = (n - 1)10^6 = 77,6 \frac{P}{T} + 3,7310^5 \frac{e}{T^2}$$

Comme l'humidité de l'air dépend de sa température, les fluctuations de température et de pression se traduisent par des fluctuations de l'indice de réfraction de l'air atmosphérique dans l'espace et le temps.

3.2. La turbulence optique

Les fluctuations de pression, température et d'humidité de l'air font que l'atmosphère à travers laquelle on observe est un milieu optique inhomogène turbulent dont les propriétés ont été décrites au début des années 1960 par Valerian IlichTatarski [5]. En supposant que les inhomogénéités de la température de l'air constituent des bulles dont la distribution des tailles suit un spectre de Kolmogorov, il exprime le spectre de puissance des fluctuations d'indice par la relation :

$$\phi_n(\vec{k}) = 0,033 (2\pi)^{-2/3} C_n^2 k^{-11/3}$$

Dans laquelle C_n^2 est la *constante de structure des fluctuations de l'indice n* et $k = |\vec{k}|$ la variable d'espace.

Comme une onde lumineuse se propage dans l'air à la vitesse $v = c/n$, les fluctuations de l'indice optique de l'air font que les ondes lumineuses venant d'une étoile se propagent à travers l'atmosphère à des vitesses différentes, les écarts de phase de ces ondes lumineuses produisant la déformation du front d'onde.

Ainsi, alors que du fait de sa grande distance, la lumière d'une étoile reçue sur la Terre au-dessus de l'atmosphère peut être assimilée à une onde plane, l'onde observée au sol se présente sous la forme d'un front d'onde cabossé et fluctuant dans le temps et l'espace constitué par la figure de diffraction de Fresnel produite par les couches turbulentes traversées par la lumière stellaire comme cela est illustré par la figure 5.

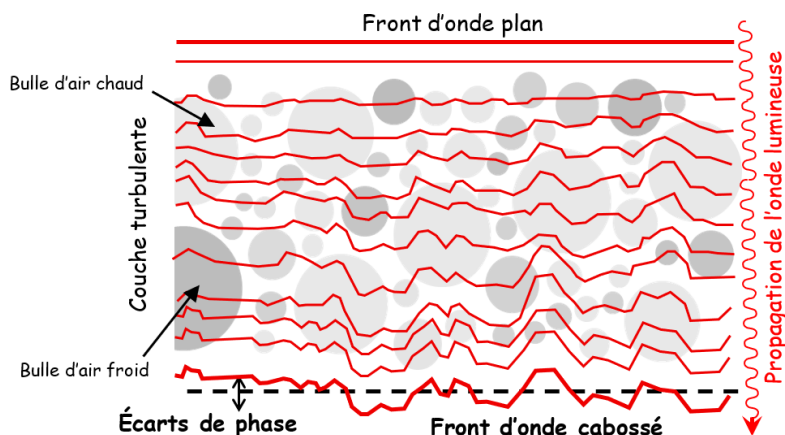


Figure 5. La turbulence optique est générée par les fluctuations de l'indice de réfraction de l'air. La vitesse de propagation de l'onde variant en fonction de la température des bulles d'air, après avoir traversé la couche turbulente le front d'onde plan à l'entrée dans l'atmosphère présente des déphasages locaux et devient un front d'onde cabossé.

4. Caractérisation de la turbulence optique

Pour caractériser la turbulence optique, il faut d'une part connaître l'intensité des fluctuations de l'indice de réfraction de l'atmosphère dans laquelle elle est créée et d'autre part déterminer les paramètres qui caractérisent les propriétés spatio-temporelles du front d'onde qui arrive au niveau du sol.

4.1 Détermination du profil vertical de la turbulence optique

L'intensité des fluctuations de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude est caractérisée par la constante de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$. Celle-ci peut être déterminée à partir de mesures in-situ de la température en fonction de l'altitude faites au moyen d'un ballon sonde et de mesures des grandeurs météorologiques. La mesure du profil de la constante de structure des fluctuations de la température $C_T^2(h)$ ($K m^{-2/3}$) permet le calcul de $C_n^2(h)$.

À partir de 1975, des méthodes ont été développées pour déterminer $C_n^2(h)$ à partir de la mesure des propriétés des images stellaires ou du bord solaire.

4.2 Paramètres caractéristiques de la turbulence optique

Le front d'onde produit par la turbulence optique est caractérisé par deux paramètres spatiaux, le *paramètre de Fried* et l'*angle d'isoplanétisme* ainsi qu'un paramètre temporel, le *temps de cohérence*. L'expression de ces paramètres en fonction de la constante de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$ a été donnée par David Larry Fried vers le milieu des années 1960.

4.2.1 Paramètre de Fried

Ce paramètre, noté r_0 , est défini comme la taille de l'aire de cohérence sur laquelle le déphasage du front d'onde est < 1 rad, soit un écart de la surface d'onde $\Delta\phi < \lambda/6$.

La valeur du paramètre de Fried r_0 en fonction de $C_n^2(h)$, de la longueur d'onde λ et de la distance zénithale γ d'observation est donnée par [6] :

$$r_0 = 0,1846 \lambda^{6/5} \left(\frac{1}{\cos \gamma} \right)^{-3/5} \left[\int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}$$

Étant donné son fort chromatisme avec $r_0 \propto \lambda^{6/5}$, la valeur de r_0 augmente du visible vers l'infrarouge. Si dans le visible ($\lambda \sim 0,55 \mu m$) $r_0 \sim 10 cm$, alors dans le proche infrarouge ($\lambda \sim 2,2 \mu m$) $r_0 \sim 53 cm$.

D'un point de vue pratique (Figure 6), la valeur de r_0 est le diamètre d'une pupille circulaire formant une image limitée par la diffraction (tache d'Airy) de même résolution que l'image dégradée par la turbulence obtenue avec le télescope [7].

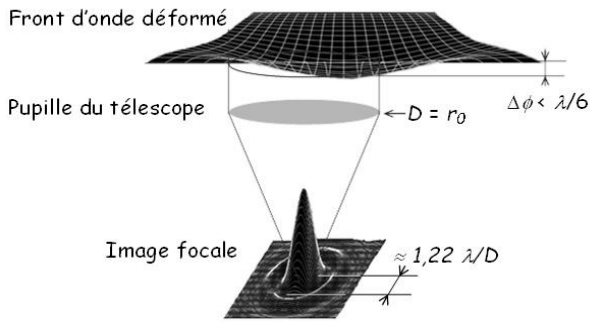


Figure 6. Définition du paramètre de Fried.
L'écart de phase sur le front d'onde $\Delta\phi < \lambda/6$ sur la surface de la pupille du télescope de diamètre $D = r_0$. La résolution angulaire de l'image est limitée par la diffraction.

4.2.2 Angle d'isoplanétisme

Ce paramètre est lié à la perte de cohérence entre les fronts d'onde reçus de deux étoiles dont les directions de visée font un angle θ . Les faisceaux lumineux des deux étoiles ne traversent pas exactement les mêmes couches turbulentes et les fronts d'onde reçus par la pupille du télescope ne sont plus en phase.

L'angle d'isoplanétisme θ_0 est défini par l'écart angulaire pour lequel le déphasage des fronts d'onde

$D_\phi(\theta\bar{h}) \leq 1 \text{ rad}^2$, \bar{h} étant l'altitude moyenne des couches turbulentes (Figure 7). On peut alors considérer que les images des deux étoiles sont affectées de la même façon par la turbulence optique. La valeur du paramètre θ_0 en fonction de $C_n^2(h)$, de la longueur d'onde λ et la distance zénithale γ d'observation est donnée par [8] :

$$\theta_0 = 0,088\lambda^{6/5} \left(\frac{1}{\cos\gamma} \right)^{8/5} \left[\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}$$

L'angle d'isoplanétisme s'exprime en fonction de la valeur du paramètre de Fried r_0 et de l'altitude moyenne \bar{h} des couches turbulentes :

$$\theta_0 \approx 0,314 \frac{r_0}{\bar{h}}$$

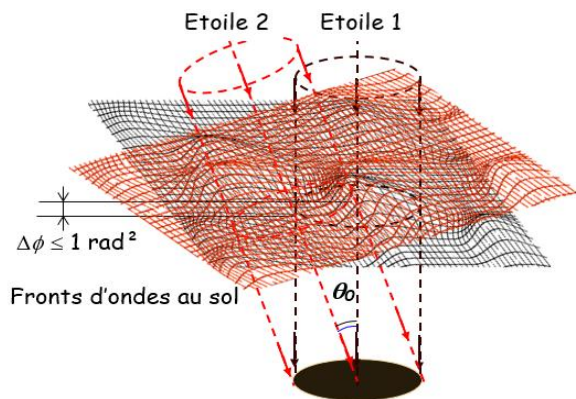


Figure 7. L'angle d'isoplanétisme est défini comme l'écart angulaire θ_0 de deux étoiles pour lequel le déphasage entre les deux fronts d'onde $\Delta\phi \leq 1 \text{ rad}^2$. Les images des deux étoiles sont alors affectées de la même façon par la turbulence optique.

On note que $\theta_0 \propto \lambda^{6/5}$ entraîne un fort chromatisme de l'angle d'isoplanétisme. Une valeur approximative de l'angle d'isoplanétisme est donnée par $\theta_0 (") \approx 0,647 \frac{r_0(\text{cm})}{\bar{h}(\text{km})}$ et des valeurs typiques sont données dans la table 1 pour une valeur de $r_0 \approx 10 \text{ cm}$ dans le visible.

L'angle d'isoplanétisme est alors de l'ordre de 1" à 3". Des observations réalisées dans l'infrarouge avec les mêmes conditions de turbulence optique donnent un angle d'isoplanétisme environ 5 fois plus grand.

Table 1. Valeurs typiques de l'angle d'isoplanétisme pour un $r_0 \approx 10 \text{ cm}$ dans le visible.

$\bar{h}(\text{km})$	$\theta_0(")$
~2	~3,3
~5	~1,3
~10	~0,6

4.2.3 Temps de cohérence

Ce paramètre est la valeur du temps caractéristique de l'évolution de la turbulence optique. En un point du front d'onde reçu sur la pupille du télescope, la turbulence optique est produite par la succession des écrans de phase indépendants produits par chaque couche d'altitude h , en translation sous l'effet du vent à la vitesse $v(h)$.

Le *Temps de cohérence* τ_0 est défini comme la durée mise par le front d'onde pour se déplacer de la distance r_0 sur laquelle la variation de phase du front d'onde reste < 1 rad (Figure 8) ; il est donné en fonction des valeurs du paramètre de Fried r_0 et de la vitesse moyenne des vents \bar{v} par :

$$\tau_0 \approx \frac{r_0}{\bar{v}}$$

Éclairement de la pupille par les ombres volantes

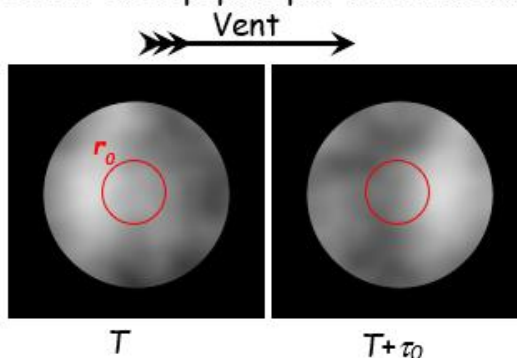


Figure 8. Le temps de cohérence de la turbulence optique τ_0 est la durée mise par le front d'onde pour se déplacer de la distance r_0 .

Des valeurs typiques du temps de cohérence pour des valeurs de $r_0 \sim 10$ cm dans le visible sont données dans la table 2.

Table 2. Valeurs typiques du temps de cohérence pour un $r_0 \approx 10$ cm dans le visible.

\bar{v} (km/h)	τ_0 (s)
~ 10	$\sim 0,033$
~ 25	$\sim 0,014$
~ 50	$\sim 0,007$

D'un point de vue pratique, le temps de cohérence peut être considéré comme la valeur du temps de pose pendant lequel on peut considérer la turbulence optique figée.

5. Formation des images au foyer d'un télescope

Les images au foyer d'un télescope sont produites par la diffraction de la partie du front d'onde plan reçu de l'étoile intercepté par la pupille du télescope ; deux cas de figure se présentent alors.

5.1. Pour un télescope placé dans l'espace

Avant de parvenir au télescope, la lumière de l'étoile observée se propage dans le vide et arrive sur la pupille du télescope sous la forme d'un front d'onde plan (Figure 9 a). L'image observée au foyer du télescope ne dépend que de la qualité optique du télescope et sa résolution angulaire est en principe limitée par la diffraction [9].

5.2. Pour un télescope au sol

Avant de parvenir au télescope, la lumière de l'étoile a traversé l'atmosphère terrestre et le front d'onde intercepté par la pupille du télescope résulte des effets de la turbulence optique (Figure 9 b). L'image observée au foyer du télescope résulte donc de la diffraction d'une partie du front d'onde bosselée. Sa qualité dépend donc non seulement de celle de l'optique du télescope mais surtout de l'intensité de la turbulence optique pendant l'observation [10].

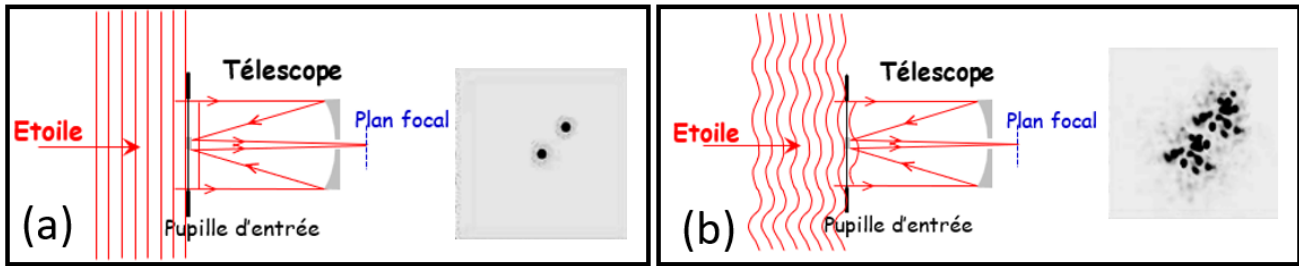


Figure 9. Principe de la formation des images au foyer d'un télescope dans l'espace (a) et au sol (b).

5.3 Relation objet – image

Concernant la relation entre l'objet observé et son image formée au foyer d'un télescope, on se limitera ici à rappeler quelques notions de base, cette question étant traitée en détails par ailleurs [9].

L'image $I(\vec{\alpha})$ enregistrée au foyer du télescope, s'exprime sous la forme d'une relation de convolution :

$$I(\vec{\alpha}) = O(\vec{\alpha}) * S(\vec{\alpha})$$

Dans laquelle, $O(\vec{\alpha})$ est la distribution de l'éclairement sur l'objet, $\vec{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y)$ distance angulaire sur le ciel, variable en fonction du temps et de la longueur d'onde λ de l'observation. Le terme $S(\vec{\alpha})$ est la *fonction d'étalement de point* qui est donnée par l'image d'une source ponctuelle observée dans les mêmes conditions.

En optique et en imagerie, on utilise souvent la fréquence spatiale \vec{f} associée à la distance angulaire $\vec{\alpha}$: $\vec{f} = 1/\vec{\alpha} = (f_u, f_v)$. Dans le domaine des fréquences spatiales, la relation objet - image est exprimée par la formule :

$$\tilde{I}(\vec{f}) = \tilde{O}(\vec{f}) \cdot \tilde{S}(\vec{f})$$

Dans laquelle $\tilde{I}(\vec{f}) = TF[I(\vec{\alpha})]$ et $\tilde{O}(\vec{f}) = TF[O(\vec{\alpha})]$ sont les transformées de Fourier (TF) de la fonction d'éclairement de l'image et de l'objet.

La transformée de Fourier de la *fonction d'étalement de point*, $\tilde{S}(\vec{f}) = TF[S(\vec{\alpha})]$, est appelée *fonction de transfert de modulation* du système optique télescope + atmosphère. Lors d'une observation au foyer d'un télescope au sol, les fonctions $S(\vec{\alpha})$ et $\tilde{S}(\vec{f})$ résultent des propriétés optiques du télescope mais aussi, et surtout, des propriétés de la turbulence optique.

En pratique, la *fonction d'étalement de point* et *fonction de transfert de modulation* sont déterminées par l'observation d'une étoile simple.

6. Effets de la turbulence optique au foyer du télescope

Le front d'onde intercepté par la pupille du télescope constitue un écran de phase dont les cellules cohérentes ont la taille du paramètre de Fried r_0 . Pour une observation effectuée depuis le sol, les effets de la turbulence optique se traduisent dans l'image d'une étoile par trois effets : la *scintillation*, l'*agitation* et l'*étalement*.

6.1. Scintillation

Cet effet, visible à l'œil nu, se traduit par des fluctuations aléatoires de l'intensité lumineuse des images de l'étoile observée. Le front d'onde bosselé reçu au sol produit localement des focalisations ou défocalisations des rayons lumineux qui se traduisent par un éclairement non uniforme visible sous l'aspect d'ombres volantes dont la taille caractéristique est $\approx r_0$ (Figure 10). Cet effet est caractérisé à partir des mesures de l'intensité lumineuse I^2 instantanée de l'étoile, par l'indice de scintillation :

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = 19,12 \lambda^{-7/6} \left(\frac{1}{\cos \gamma} \right)^{11/6} \int_0^\infty h^{5/6} C_n^2(h) dh$$

Fonction de la constante de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$, de la longueur d'onde λ et la distance zénithale γ , la scintillation stellaire apparaît :

- Sensible à la turbulence des couches de grande altitude ;
- Croître pour des observations à faible hauteur sur l'horizon ;
- Décroître pour des observations faites dans l'infrarouge.

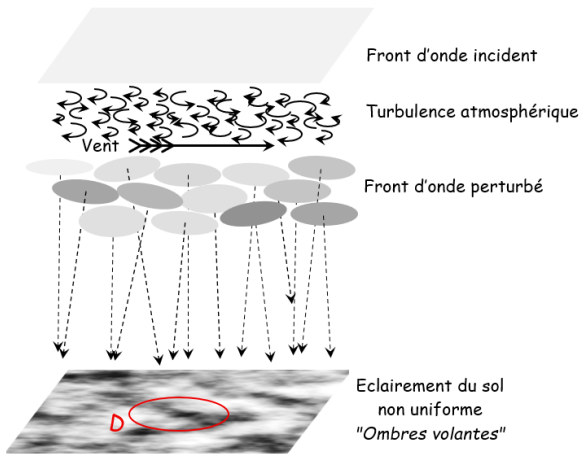


Figure 10. La scintillation atmosphérique.

Le front d'onde reçu au sol produit localement des focalisations ou défocalisations des rayons lumineux qui se traduisent par un éclairage non uniforme visible sous l'aspect d'ombres volantes dont la taille caractéristique est $\approx r_0$.

La scintillation est d'autant plus intense que le diamètre de la pupille $D \lesssim r_0$.

Pour une pupille de petit diamètre ($D \lesssim r_0$), la scintillation est intense. Quand le diamètre de la pupille augmente ($D > r_0$), la scintillation diminue par effet de moyenne. Sur des images à pose courte, les ombres volantes sont figées sur la pupille ; dans une image à pose longue, les ombres volantes traversant la pupille pendant le temps de pose, la scintillation est réduite par moyenne temporelle, en fonction de la vitesse du vent.

La scintillation produite par la turbulence optique est un effet particulièrement sensible dans les mesures de photométrie stellaire pour lesquelles elle génère un *bruit scintillation* B_I qui contribue au bruit de mesure photométrique B_T avec $B_T^2 = B_Q^2 + B_I^2$. Le bruit de détection $B_Q = 1/\sqrt{\langle S \rangle}$ où $\langle S \rangle$ est la valeur moyenne du signal, est diminué en accroissant la durée de la mesure. Le bruit de scintillation $B_I = \sqrt{\sigma_I^2}$ est à moyenne temporelle nulle, mais est d'autant plus grand que la turbulence optique est importante.

Une estimation du bruit de scintillation peut être obtenue par l'approximation de Young (1967) révisée par J. Osborn et al. [11]:

$$\sigma_I \approx 0,00418 C_I D^{-2/3} t^{-1/2} X^{3/2} \exp(-h_{obs}/H_0) \approx \Delta I / \langle I \rangle$$

Cette expression est fonction des paramètres : D le diamètre du télescope (m) ; $X = 1/\cos \gamma$ la masse d'air ; t le temps d'intégration (s) ; h_{obs} , l'altitude de l'observatoire (m) ; H_0 , l'échelle de hauteur de la turbulence atmosphérique (≈ 8000 m) et C_I un coefficient de correction empirique ($\approx 1,53$) proposée par J. Osborn et al.

Cette expression montre que le bruit de scintillation décroît quand on augmente le diamètre du télescope, le temps d'intégration et l'altitude de l'observatoire et augmente quand la distance zénithale de l'étoile visée augmente. Des estimations du bruit de scintillation (en millimag) en fonction des paramètres sont données dans la table 3.

Table 3. Evolution du bruit de scintillation en fonction des paramètres d'observation

(a) Estimations du bruit de scintillation σ_I (en millimag) pour des temps d'intégration $t = 10$ s et 100 s en fonction de la masse d'air X pour un télescope de diamètre $D = 30$ cm.

(b) Estimations du bruit de scintillation σ_I (en millimag) pour $t = 10$ s et $h = 100$ m en fonction de la masse d'air X pour des télescopes de différents diamètres D (cm).

(a)			(b)				
X/t (s)	10	100	X/D (cm)	10	20	30	50
1,0	4,5	2	1,0	9	6	4,5	3
1,5	8	3	1,5	15	9,5	8	5
3,0	24	11	3,0	50	31	24	17

On constate que le bruit de scintillation introduit une incertitude de mesure en magnitude de quelques à ~ 50 millimag.

Vouloir affranchir les mesures photométriques des effets de la scintillation atmosphérique a été un argument pour le développement de missions spatiales (CoRot, Kepler, Tess, Plato) dédiées aux observations photométriques, notamment pour développer les programmes de détection des exoplanètes par la méthode des transits.

6.2 Agitation

Cet effet, nettement visible à l'oculaire d'un télescope de petit diamètre, se traduit par un déplacement aléatoire de l'image instantanée au foyer du télescope. Désigné par les termes d'*agitation* ou *tip-tilt*, cet effet est dû aux fluctuations de l'angle d'arrivée des rayons lumineux produites par les variations aléatoires de l'inclinaison des zones cohérentes du front d'onde intercepté par la pupille du télescope (Figure 11). Les valeurs de l'angle d'arrivée restent voisines à l'échelle du paramètre de Fried r_0 .

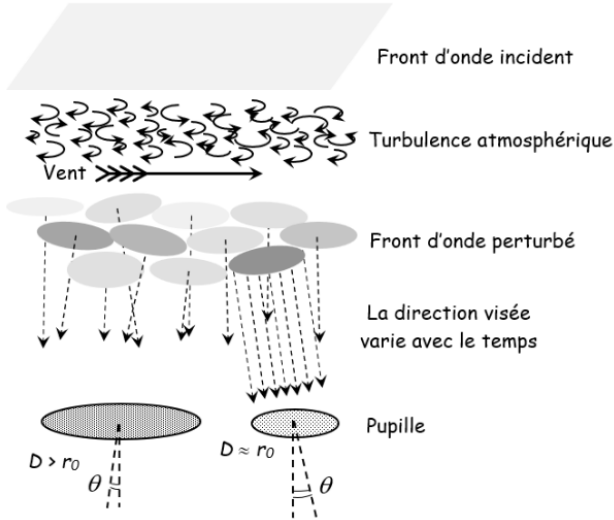


Figure 11. L'agitation atmosphérique (tip-tilt).

Elle est produite par les fluctuations de l'angle d'arrivée des rayons lumineux produites par les variations aléatoires de l'inclinaison des zones cohérentes du front d'onde intercepté par la pupille du télescope.

Les angles d'arrivée sont voisins à l'échelle du paramètre de Fried r_0 . L'agitation diminue par effet de moyenne quand D/r_0 croît.

L'agitation atmosphérique provoque le déplacement incessant du photocentre des images stellaires à pose courte et, par effet de moyenne, se traduit par l'étalement des images à pose longue. L'agitation des images est caractérisée par la variance σ_A^2 (exprimé en arcsec²) de l'angle d'arrivée θ donné par la position instantanée du photocentre de l'image dans le plan focal du télescope.

Pour une observation au zénith, une estimation de sa valeur est donnée par :

$$\sigma_A^2 \approx 0,36 \left(\frac{\lambda}{D}\right)^2 \left(\frac{D}{r_0(\lambda)}\right)^{5/3}$$

L'agitation atmosphérique génère un bruit $B_A = \sqrt{\sigma_A^2}$ dans les mesures de position astrométrique de l'étoile au foyer du télescope.

Avec, $\frac{\lambda}{D} \approx 0,206 \frac{\lambda[\mu\text{m}]}{D[\text{m}]}$ (en arcsec) et $r_0(\lambda) = r_0(0,55) \left(\frac{\lambda}{0,55}\right)^{6/5}$, on peut estimer les fluctuations de position de l'image en fonction du diamètre D (en m) du télescope, de la longueur d'onde λ (en μm) d'observation et de la qualité de la turbulence optique caractérisée par le paramètre de Fried r_0 (en m) :

$$\sigma_A('') \approx 0,1236 \left(\frac{\lambda}{D}\right) \left(\frac{D}{r_0(\lambda)}\right)^{5/6} \sim 3,155 D^{-1/6} r_0(0,55)^{-5/6}$$

Comme le montre la figure 12, à λ et r_0 fixés (seeing fixé), l'agitation décroît quand le diamètre D du télescope augmente. A λ et D fixés, l'agitation décroît quand la turbulence optique diminue.

L'agitation augmente quand la distance zénithale de l'étoile augmente car $\sigma_A \propto \left(\frac{1}{\cos \gamma}\right)^{3/2}$.

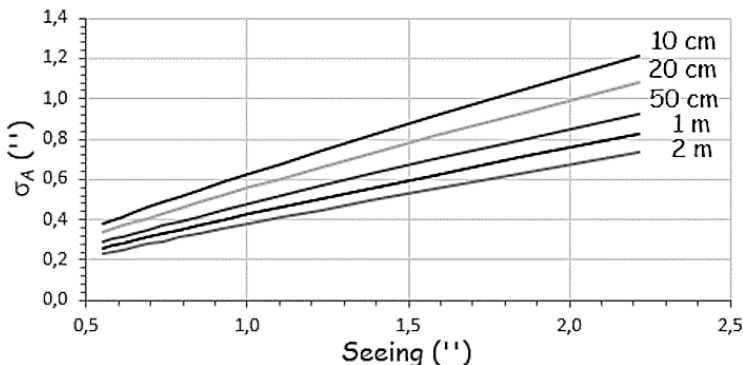


Figure 12. Estimation du bruit d'agitation σ_A (en ") en fonction du seeing (en ") pour différentes valeurs du diamètre du télescope pour une observation faite au zénith.

L'agitation introduit une erreur dans la mesure de position du photocentre des images à pose courte et limite à la précision des mesures astrométriques faites depuis le sol.

Vouloir s'affranchir des effets de l'agitation atmosphérique a donc été un argument fort pour le développement de l'astrométrie spatiale (HIPPARCOS et GAIA).

6.3 Étalement

Cet effet est une conséquence de la perte de cohérence du front d'onde sur la pupille du télescope quand le diamètre D de celle-ci devient plus grand que la valeur du paramètre de Fried r_0 .

Alors que la figure de diffraction pour une source ponctuelle (comme une étoile) devrait être d'autant plus petite que le diamètre de la pupille est grand, l'image d'une étoile observée depuis le sol apparaît d'autant plus étalée que la pupille est grande. Cet étalement de l'image est un effet de la turbulence optique (Figure 13).

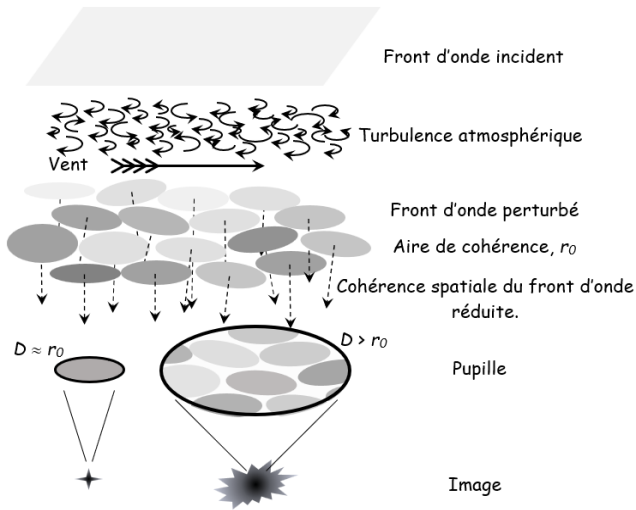


Figure 13. L'étalement des images

Au foyer du télescope, l'image d'une étoile paraît d'autant plus étendue que le rapport D/r_0 est grand.

Cela résulte de la perte de cohérence sur la partie du front d'onde perturbé intercepté par la pupille du télescope.

On observe que l'image stellaire formée au foyer du télescope, représentée par la tache de seeing ($\sim \lambda/r_0$) est beaucoup plus étendue que la tache de diffraction de ce télescope ($\sim \lambda/D$). Pour les observations astronomiques, l'effet de l'étalement atmosphérique produit à la fois une perte de résolution angulaire et une perte en sensibilité du fait de l'étalement de l'énergie lumineuse au foyer du télescope. L'importance de cet effet dépend du rapport D/r_0 et de la durée τ de la pose de chaque image.

6.3.1 Image instantanée

Pour une image instantanée, la structure du front d'onde est figée sur la pupille du télescope.

Pour une étoile simple, l'image formée au foyer du télescope est alors la fonction de transfert de modulation instantanée $\tilde{S}(\vec{f})$ évoquée au §4.3. La valeur de $\tilde{S}(\vec{f})$ est donnée par la fonction d'autocorrélation (AC) de l'amplitude de l'éclairement de la pupille du télescope par la lumière stellaire.

En l'absence de turbulence optique, la pupille du télescope de diamètre D est uniformément éclairée et l'on a :

$$\tilde{S}(\vec{f}) = \frac{AC[P(\vec{u})]}{\mathcal{P}} = T(\vec{f})$$

Formule dans laquelle $P(\vec{u})$ est la fonction pupille (décrivant la forme de la pupille du télescope) en fonction de la variable d'espace dans le plan pupille $\vec{u} = \frac{\vec{r}}{\lambda}$ et l'aire de la pupille $\mathcal{P} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{\lambda}\right)^2$.

En présence de turbulence optique, l'expression de $\tilde{S}(\vec{f})$ devient :

$$\tilde{S}(\vec{f}) = \frac{AC[\psi(\vec{u}) P(\vec{u})]}{\mathcal{P}}$$

Dans laquelle $\psi(\vec{u})$ est l'amplitude complexe du front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique. Dans le cas d'une pupille circulaire, les expressions de $\tilde{S}(\vec{f})$ sont montrées dans la figure 14.

L'image instantanée d'une étoile simple représente la fonction d'étalement du point, $S(\vec{\alpha}) = |\mathcal{A}(\vec{\alpha})|^2$ avec $\mathcal{A}(\vec{\alpha})$ l'amplitude complexe diffractée, transformée de Fourier (TF) de la distribution de l'éclairement de la pupille du télescope, $\mathcal{A}(\vec{\alpha}) = TF[\psi(\vec{r}) P(\vec{r})]$, \vec{r} étant une variable de position dans le plan pupille. Dans le cas d'une pupille circulaire, les expressions de $S(\vec{\alpha})$ sont montrées dans la figure 15.

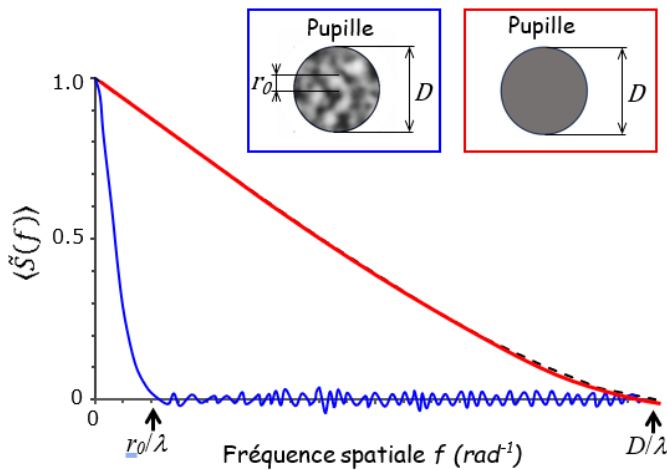
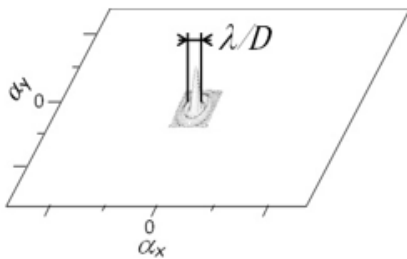


Figure 14. Fonction de transfert de modulation instantanée $\tilde{S}(\vec{f})$ d'un télescope, en l'absence (rouge) et en présence (bleu) de turbulence optique.

En l'absence de turbulence, l'image d'une source ponctuelle est la figure de diffraction théorique du télescope c'est-à-dire une tache d'Airy dans le cas d'une pupille circulaire dont le diamètre angulaire λ/D fixe la résolution angulaire des observations.

En présence d'une turbulence caractérisée par un paramètre de Fried r_0 , l'image d'une source ponctuelle résultant de la diffraction du front d'onde perturbé intercepté par la pupille du télescope, apparaît comme une tache dont le diamètre est $\sim \lambda/r_0$, constituée de grains lumineux (les *tavelures* ou *speckles*) de taille caractéristique $\sim \lambda/D$.

En l'absence de turbulence



En présence de turbulence

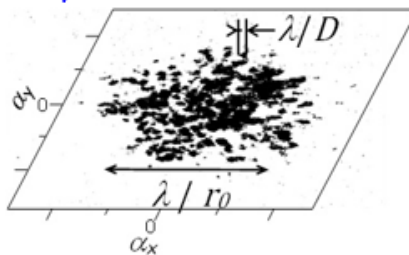


Figure 15. Fonction d'étalement de point $S(\vec{\alpha})$ pour une image stellaire au foyer d'un télescope en l'absence (à gauche) et en présence de turbulence atmosphérique (à droite).

6.3.2 Image à pose longue

L'image de l'étoile est enregistrée avec un temps de pose τ beaucoup plus long que le *temps de cohérence* τ_0 de la turbulence optique (§3.2.3.). Pour des observations photographiques, cela correspondait à des temps de pose allant de l'ordre de la seconde (images planétaires) à plusieurs heures (images du ciel profond). Une image à pose longue est donc la somme des images instantanées sur la durée de la pose.

L'image d'une étoile simple se présente sous la forme d'une tache lumineuse circulaire plus ou moins étalée associée à la fonction de transfert de modulation moyenne $\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle = B(\vec{f}) T(\vec{f})$ formule dans laquelle $B(\vec{f})$ est la fonction de cohérence spatiale du front d'onde perturbé et $T(\vec{f})$ fonction de transfert du télescope.

Au foyer d'un télescope de diamètre $D > r_0$, on a :

$$\langle \tilde{S}(\vec{f}) \rangle \approx B(\vec{f}) = \exp \left[-3,44 \left(\frac{\lambda f}{r_0} \right)^{5/3} \right]$$

En présence d'une turbulence caractérisée par le paramètre de Fried r_0 , la pupille du télescope produit un filtrage des fréquences spatiales, ne transmettant efficacement que les fréquences $f \leq f_0$ avec $f_0 = r_0/\lambda$.

L'image d'une étoile simple se présente sous la forme d'une tache à peu près circulaire, la résolution angulaire des observations étant alors limitée par la valeur de l'*angle de seeing* $\epsilon \approx 0,976 \lambda/r_0$ défini comme la largeur à mi-hauteur de l'image à pose longue d'une étoile simple [7].

En pratique, on peut estimer l'angle de seeing $\epsilon'' \approx 20,13 \lambda(\mu\text{m})/r_0(\lambda(\text{cm}))$, avec $r_0(\lambda) = r_0(0,55) \left(\frac{\lambda}{0,55} \right)^{6/5}$.

Comme $\epsilon \propto \lambda^{-1/5}$, l'angle de seeing est peu chromatique.

6.3.3 Image à pose courte

En pratique, l'image est dite à pose courte si elle est enregistrée avec un temps de pose d'une durée τ comparable au temps de cohérence de la turbulence optique τ_0 . Pour une étoile simple, cette image est analogue à une image instantanée (§5.3.1.). Elle contient de l'information à haute résolution angulaire jusqu'à la fréquence spatiale $f_D = D/\lambda$ imposée par le diamètre de la pupille D et la longueur d'onde d'observation λ .

Pour ne pas perdre cette information, lors du traitement d'un grand nombre d'images stellaires, il faut moyenner le carré du module du spectre de puissance $\langle |\tilde{I}(\vec{f})|^2 \rangle$ des images à pose courte. L'observation d'une étoile simple permet d'obtenir la fonction de transfert de modulation $\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle$ qui au foyer d'un télescope de diamètre $D > r_0$ est désignée comme la *fonction de transfert speckle* (Figure 16) :

$$\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle \simeq \langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle + \frac{\sigma}{P} T(\vec{f})$$

Le premier terme est associé à la fonction de transfert de modulation moyenne de l'image longue pose pour les fréquences spatiales $f \lesssim r_0/\lambda$ (§5.3.2.). Le second terme représente la contribution des hautes fréquences spatiales, $r_0/\lambda < f \leq D/\lambda$, pour laquelle $\sigma = 0,342 (r_0/\lambda)^2$ est l'aire de cohérence de Fried et P l'aire de la pupille (§5.3.1.). Malgré la présence de turbulence atmosphérique, la pupille du télescope transmet de façon atténuée les fréquences jusqu'à la fréquence de coupure imposée par la diffraction $f \approx D/\lambda$. Le facteur d'atténuation est l'inverse du nombre de tavelure $N_{tav} = \frac{P}{\sigma} \sim 2,3 \left(\frac{D}{r_0}\right)^2$.

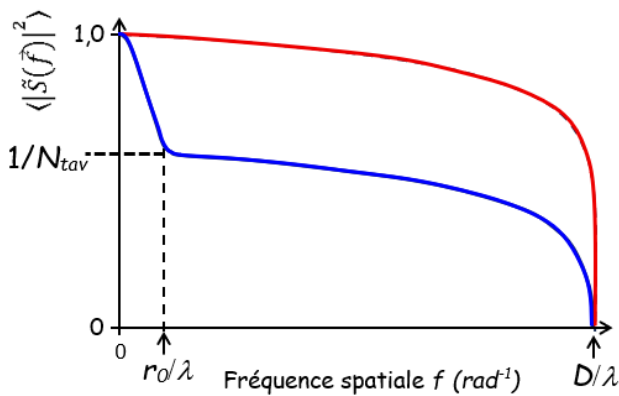


Figure 16. Fonction de transfert speckle $\langle |\tilde{S}(\vec{f})|^2 \rangle$ pour des images à pose courte.

En l'absence de turbulence (en rouge), transmission à peu près uniformément de toutes les fréquences spatiales $f \lesssim D/\lambda$. En présence de turbulence (en bleu), la fonction présente un lobe basses fréquences pour $f \lesssim r_0/\lambda$, mais transmet de façon atténuée les fréquences $r_0/\lambda < f \leq D/\lambda$.

En pratique en examinant l'aspect des images stellaires à courte pose, on peut distinguer deux cas en fonction du rapport D/r_0 comme illustré sur la figure 17.

Par forte turbulence, $D \gg r_0$, l'image apparaît comme une distribution relativement uniforme de tavelures de taille $\approx \lambda/D$ dans une tache de taille $\sim \lambda/r_0$.

On peut caractériser ces images par le *Rapport de Srehl* : $S = I_{max}/I_0$, rapport de l'Intensité maximale de l'image I_{max} sur l'Intensité maximale de la tache de diffraction I_0 obtenue en l'absence de turbulence. Le rapport de Srehl est fonction de l'écart de phase δ (rad) sur la pupille : $S \approx \exp[-\delta^2] \leq 1$.

Si la turbulence est faible, $D \gtrsim r_0$ et le nombre de tavelures diminue et celles-ci sont d'intensité non uniforme et quelques tavelures plus intenses apparaissent. Dans une longue série d'images, si les déformations du front d'onde perturbé sont < 1 rad, il peut arriver qu'une image soit limitée par la diffraction avec rapport de Srehl $S > 0,37$.

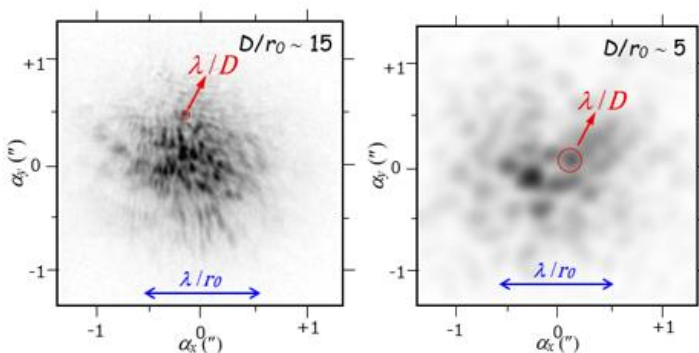


Figure 17. Aspect des images stellaires à pose courte en fonction du rapport D/r_0 .

En pratique, que faire en présence de turbulence atmosphérique ?

L'agitation et l'étalement des images apparaissent comme les effets dominants de la turbulence atmosphérique, responsables de la dégradation de la qualité des observations astronomiques, notamment celles des étoiles doubles. L'image stellaire présente un flou (*image blurring*) qui produit une perte en résolution angulaire que l'on peut chercher à réduire de différentes façons :

- En recherchant de meilleures conditions d'observations, en sélectionnant les nuits bénéficiant d'une faible turbulence atmosphérique caractérisées par un grand r_0 et des vents faibles.
- En utilisant un dispositif de guidage rapide (correcteur de tip-tilt) pour éliminer l'effet de l'agitation des images à pose courte [12][13].

Avec ces méthodes, la résolution angulaire des images reste généralement limitée à $\approx \lambda/r_0$ par le seeing.

Mais on peut aussi :

- Utiliser la technique du *Lucky imaging* consistant en l'addition d'images sélectionnées par un tri sévère des images à pose courte [14].
- Utiliser la technique de l'interférométrie des tavelures, inventée en 1970 par Antoine Labeyrie [15], qui s'est révélée très efficace notamment pour l'observation des étoiles doubles.
- Utiliser l'*optique adaptative*, technique basée sur la correction en temps réel des aberrations optiques du front d'onde reçu par le télescope [16]. Cette technique est largement utilisée sur les grands télescopes optiques.

Ces méthodes d'observation permettent de retrouver la résolution angulaire des images limitée par la diffraction $\approx \lambda/D$ mais seulement dans le champ d'isoplanétisme imposé par la turbulence optique (§3.2.2.).

7. Effet de la turbulence atmosphérique sur les observations d'étoiles doubles

7.1 Binaires photométriques

Les astronomes amateurs contribuent depuis longtemps à l'observation des étoiles variables et notamment à celles dont la cause de variabilité extrinsèque est la présence d'une autre étoile orbitant autour de l'étoile principale, constituant un système binaire désigné comme *étoiles doubles à éclipses*. On note également dans ce domaine, le développement de collaboration entre astronomes professionnels et amateurs dans le cadre de programmes PROAM [17] [18].

Les composantes du système sont généralement non résolues angulairement par le télescope. Les paramètres de l'orbite et le rapport des flux lumineux des composantes sont dérivés de l'analyse de la courbe de lumière montrant la variation temporelle du flux stellaire total observé. Cette analyse conduit également à l'estimation de la morphologie du système et notamment à la taille des composantes. L'observation des binaires à éclipses est basée sur la mesure du flux lumineux stellaire, résultant de l'addition des flux des deux composantes. Cette mesure est obtenue par l'application d'une technique de photométrie astronomique.

Pour ces observations photométriques, la turbulence atmosphérique agit par l'effet de *scintillation* (§5.1.) qui impacte les mesures du flux lumineux comme le signale l'AAVSO dans son *Guide pour la photométrie CCD* [19]. Les effets d'*agitation* (§5.2.) et d'*étalement* (§5.3.) se combinent pour étaler la lumière stellaire ce qui tend à dégrader les performances en termes de magnitude limite des images stellaires enregistrées.

7.2 Binaires spectroscopiques

L'observation des binaires spectroscopiques a longtemps été un domaine réservé des astronomes professionnels, mais depuis quelques années on note l'apparition de contributions d'astronomes amateurs, souvent dans le cadre de programmes PROAM [20].

Les composantes du système sont généralement non résolues angulairement par le télescope. Les paramètres de l'orbite sont déduits de l'analyse de la courbe de variation temporelle des vitesses radiales. La mesure de la vitesse radiale est tirée de l'analyse du spectre stellaire du système résultant de l'addition des spectres de chacune des composantes.

Si la différence de magnitude est faible, le spectre apparait composite et les raies spectrales sont dédoublées ce qui permet la détermination de l'orbite des composantes autour du centre de masse du système (type SB2). La différence de magnitude peut être estimée.

Pour une forte différence de magnitude, seules les raies du spectre de la composante brillante sont mesurables et son orbite déterminée (type SB1).

Dans certains cas intermédiaires, il est possible d'analyser le spectre composite observé avec un spectre calculé en combinant ceux de deux étoiles modélisées et ainsi d'en déduire le spectre de chacune des composantes, transformant une binaire initialement de type SB1 en binaire SB2.

Le spectre est obtenu généralement au moyen de spectrographes à fente par l'enregistrement d'images avec des temps de pose longs.

Pour ces observations, la turbulence atmosphérique agit par les effets d'*agitation* (§5.2.) et d'*étalement* (5.3.) des images. Ces deux effets se combinent pour étaler le flux lumineux stellaire ce qui tend à dégrader le rapport signal sur bruit des spectres instantanés enregistrés.

Cet effet peut être limité en augmentant le nombre d'images enregistrées en allongeant le temps de pose total, mais il en résulte une baisse de la magnitude limite des étoiles observables.

7.3 Binaires visuelles

Les astronomes amateurs ont également contribué depuis longtemps à l'observation des étoiles doubles au côté des astronomes professionnels. Les composantes du système sont résolues par le télescope et l'observation d'une étoile double visuelle consiste en la mesure de la position relative des deux composantes sur le plan du ciel (séparation angulaire ρ et orientation θ) et à l'estimation de leur différence de magnitude.

Si les deux composantes du couple sont liées par la gravitation, elles constituent un système binaire dont l'orbite relative est obtenue à partir de l'étude de la variation temporelle de la position relative des deux composantes.

Pour les couples serrés, dont la séparation est généralement inférieure à l'*angle d'isoplanétisme* (§ 3.3.2.), cette mesure astrométrique est obtenue au moyen d'une technique d'astrométrie basée sur l'analyse de séries d'images à pose courtes, par *Lucky imaging* ou *interférométrie des tavelures*.

Pour les couples plus écartés, on peut utiliser une méthode d'astrométrie différentielle sur des images à pose longue. Une estimation de la différence de magnitude des composantes peut également être obtenue pour un couple bien séparé, une technique de photométrie différentielle permettant d'estimer le rapport des flux lumineux des composantes.

Dans le cas des binaires visuelles, deux facteurs limitent la sensibilité des observations :

- La séparation angulaire des composantes par rapport à la résolution angulaire de l'observation ;
- La différence de magnitude entre les deux composantes par rapport à la sensibilité photométrique.

La turbulence atmosphérique agit surtout par les effets d'*étalement* (§5.3.) et d'*agitation* (§5.2.). Deux cas sont à envisager :

- Les couples dits *serrés* avec une séparation inférieure à l'*angle d'isoplanétisme* ;
- Les couples dits *écartés*, avec une séparation supérieure à l'*angle d'isoplanétisme*.

Ces effets dégradent la précision des mesures astrométriques et l'effet de la *scintillation* (§5.1.) peut également intervenir pour les mesures photométriques.

7.3.1 Couples serrés à composantes dans le champ d'isoplanétisme

Dans le cas d'une binaire dont la séparation angulaire des composantes est plus petite que l'angle d'isoplanétisme, comme le montre la figure 18, la lumière de chacune des étoiles traverse les mêmes couches atmosphériques et est donc affectée de la même façon par la turbulence optique. Les images à pose courte de chaque composante présentent donc des structures tavelées identiques et sont affectées du même mouvement d'agitation.

Cela est dû au fait que la lumière de chacune des étoiles traverse les mêmes couches atmosphériques et est donc affectée de la même façon par la turbulence optique.

Pour une observation faite au foyer d'un télescope de diamètre D à la longueur d'onde λ , avec une turbulence optique caractérisée par un paramètre de Fried r_0 , dans chaque image, d'étalement $\sim \lambda/r_0$, les tavelures ont une dimension caractéristique $\sim \lambda/D$ et constituent des paires reproduisant le couple stellaire.

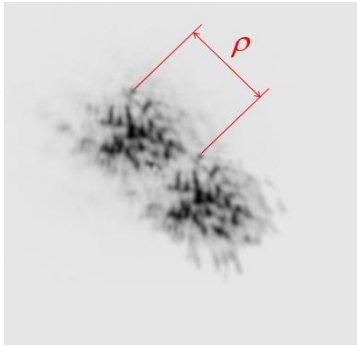


Figure 18. Image à courte pose d'une étoile double visuelle serrée.

Les deux images ne diffèrent que par leur intensité, liée à la différence des magnitudes de leurs composantes.

Les nombreuses tavelures ont une dimension caractéristique $\approx \lambda/D$ et constituent des paires reproduisant le couple stellaire malgré l'étalement des images de largeur $\sim \lambda/r_0$.

Dans le cas d'une binaire serrée, la distance angulaire de chaque paire de tavelures donne une mesure de la séparation angulaire ρ , jusqu'à des valeurs voisines du pouvoir de résolution du télescope $\approx \lambda/D$ nettement inférieures à l'étendue des images imposées par la turbulence atmosphérique. En pratique, deux cas se présentent en fonction de la qualité de la turbulence atmosphérique.

Par faible turbulence avec $D \leq r_0$

La technique du *Lucky Imaging* peut être utilisée pour traiter les images à pose courte enregistrées et obtenir les mesures des couples observés. Cette technique est basée sur la mesure des rares images limitées par la diffraction présentes dans une longue série d'images à pose courte. En 1978, Fried a estimé la probabilité d'avoir des images à courte pose avec un rapport de Strehl $S \geq 0,37$ malgré un rapport $D/r_0 \geq 3,5$ [21] :

$$P \sim 5,6 \exp[-0,1557 (D/r_0)^2]$$

Bien que cette probabilité devienne très faible par forte turbulence, la technique *Lucky Imaging* s'est avérée puissante pour l'obtention de mesures d'étoiles doubles. Utilisant l'enregistrement d'une séquence d'images à pose courte, cette technique est basée sur un tri sévère des meilleures images qui sont ensuite composées (méthode du *shift and add*) ; la mesure est effectuée sur l'image composite finale. Elle est largement utilisée par les astronomes amateurs [22].

Par forte turbulence avec $D \gg r_0$

La technique de l'*Interférométrie des tavelures* permet de s'affranchir des effets de la turbulence, de conserver la finesse des détails visibles dans les images à courte pose et ainsi de faire la mesure d'une étoile double avec une précision limitée par le pouvoir de résolution du télescope.

Utilisant l'enregistrement d'une séquence d'images à pose courte, cette technique est basée initialement sur la somme des spectres de puissances ou des fonctions d'autocorrélation des images dont on extrait la mesure de l'étoile double avec une précision limitée par le pouvoir de résolution du télescope.

Un inconvénient de cette méthode est la détermination du paramètre d'orientation du couple avec une ambiguïté de 180°. Celle-ci est levée par l'emploi d'une technique de traitement des images basée sur le calcul de la fonction d'autocorrélation vectorielle dirigée inventée dans les années 1990.

L'*interférométrie des tavelures* est largement utilisée par les astronomes amateurs [23][24][25].

Effets pervers de la turbulence atmosphérique

Pour terminer cette partie, il convient de mentionner ici que les effets de la turbulence atmosphérique ne sont pas éliminés par les méthodes d'observations comme l'interférométrie des tavelures. Attention aux *fantômes optiques* (FO), comme les appelle Andrei Tokovinin [26]. Il s'agit de pics secondaires qui apparaissent dans la fonction d'autocorrélation des images à pose courte et qui se révèlent être des artefacts et non la signature de la présence d'un compagnon stellaire, comme le montre la figure 19.

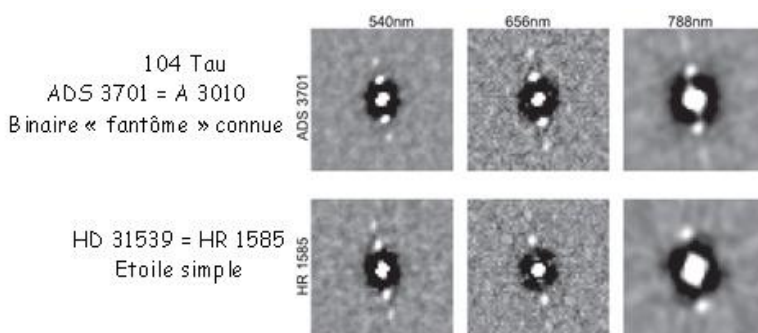


Figure 19. Fantômes optiques (FO). Exemples de FO observés le 20/02/2016. Télescope SOAR, $D = 4,1$ m Cerro Pachón, Chili. (D'après la figure 3 [25])

Je résume ici les résultats de l'analyse du phénomène FO effectuée par Andrei Tokovinin :

- Phénomène apparaissant pour des objets observés dans une même zone du ciel ;
- Apparitions et disparitions sur une échelle de temps de plusieurs minutes ;
- La séparation du « compagnon » augmente proportionnellement à la longueur d'onde ;
- Les angles de position des « compagnons » confinés dans une plage étroite proche de la direction NS ;
- Phénomène apparaissant durant des nuits avec un vent très faible ou nul ;
- Interprétable comme l'effet d'une perturbation quasi périodique de la phase du front d'onde ;

La nature des FO est inconnue, mais il pourrait s'agir d'un phénomène atmosphérique transitoire.

Le phénomène des *fantômes optiques* pourrait donc expliquer certaines fausses découvertes d'étoiles doubles.

7.3.2 Couples écartés à composantes hors du champ d'isoplanétisme

Dans le cas d'une binaire dont la séparation angulaire des composantes est plus grande que l'angle d'isoplanétisme, comme le montre la figure 19, les images à pose courte de chaque composante présentent des structures tavelées différentes et sont affectées des mouvements d'agitations incohérents. Cela est dû au fait que les lumières de chacune des étoiles ne traversent pas les mêmes couches atmosphériques et ne sont donc pas affectées de la même façon par la turbulence optique.

Pour une observation faite au foyer d'un télescope de diamètre D à la longueur d'onde λ , avec une turbulence optique caractérisée par un paramètre de Fried r_0 , dans chaque image d'étalement $\sim \lambda/r_0$, les tavelures ont toujours une dimension caractéristique $\approx \lambda/D$, mais ne constituent plus des paires reproduisant l'étoile double.

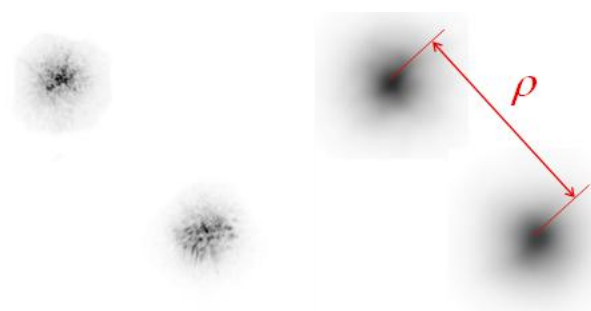


Figure 19. Images d'une étoile double visuelle écartée.

À gauche, image du couple à pose courte dans laquelle les tavelures ont une dimension caractéristique $\approx \lambda/D$ mais ne constituent pas des paires reproduisant l'étoile double alors que l'étalement des images est $\sim \lambda/r_0$.

À droite, image du couple à pose longue permettant la mesure de la séparation angulaire du couple stellaire représenté par la paire de taches de seeing de largeur à mi-hauteur $\sim \lambda/r_0$.

Dans le cas d'une binaire écartée, la technique de l'interférométrie des tavelures ne s'applique pas. Les valeurs de ρ et θ sont déterminées en employant une technique d'astrométrie à petit champ pour mesurer la position des deux taches de seeing de largeur à mi-hauteur $\sim \lambda/r_0$ obtenue en intégrant les images à pose courte sur une pose longue. Dans ce cas, le pouvoir séparateur de l'observation limité par le seeing est donc inférieur à la résolution angulaire du télescope $\approx \lambda/D$.

8. Conclusion

L'origine et la localisation de la turbulence atmosphérique ainsi que les effets de la turbulence optique sur les images astronomiques sont maintenant bien compris. Les études théoriques de la propagation de la lumière à travers l'atmosphère turbulente sont à la base des développements de techniques qui ont permis :

- D'augmenter la résolution angulaire des observations en présence de turbulence avec le *Lucky Imaging* et l'*interférométrie des tavelures* ;
- D'éliminer les effets de la turbulence avec l'*optique adaptative* ;
- De développer des outils de mesure (*moniteurs de seeing*) utilisés pour étudier la qualité d'un site d'observation et même établir des prévisions de la valeur du seeing.

Pour l'observation des étoiles binaires spectroscopiques ou des binaires à éclipses, les effets de la turbulence atmosphérique entraînent essentiellement une limitation des performances en termes de magnitude limite des étoiles observables pour un télescope et un site donné.

Pour les binaires visuelles, la performance des observations est surtout caractérisée par la résolution angulaire atteinte qui fixe la séparation des couples les plus serrés que l'on peut espérer mesurer. L'emploi des techniques de *lucky imaging* ou d'*interférométrie des tavelures* permet en principe de s'affranchir de l'effet du seeing et d'atteindre la

résolution angulaire théorique du télescope, mais cela uniquement pour des couples dont la séparation angulaire est inférieure à la valeur de l'angle d'isoplanétisme.

L'expérience montre, notamment dans le cas des étoiles doubles, que le temps d'observation passé au télescope pour enregistrer des données est bien inférieur à celui qui est nécessaire pour traiter ces données et en extraire les mesures de qualité nécessaires pour réaliser le programme scientifique qui a motivé ces observations.

Si un conseil doit être donné aux observateurs, le plus important me semble être celui de bien adapter leur programme d'observation à la qualité de la nuit pour éviter autant que possible de perdre leur temps à traiter des données de piètre qualité obtenues en raison de mauvaises conditions de turbulence atmosphérique.

Remerciements

Pour la préparation de cet article, j'ai utilisé le *NASA's Astrophysics Data System* ainsi que le Service des Bibliothèques de l'OCA que je tiens à remercier.

Références

- [1] B. Trégon, Comprendre la turbulence atmosphérique en imagerie astronomique, <https://www.btreigon-astro.org/home/comprendre-la-turbulence/>
- [2] D. Bonneau, Les effets optiques de la turbulence atmosphérique dans les images astronomiques, 2023, CRPHYS 23S, 269B. <https://comptes-rendus.academie-sciences.fr/physique/item/10.5802/crphys.101.pdf>
- [3] René Moreau, L'atmosphère et l'enveloppe gazeuse de la Terre, <https://www.encyclopedie-environnement.org/air/atmosphere-et-lenveloppe-gazeuse-de-terre/>
- [4] A. N. Kolmogorov, The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, Dan. S.S.S.R. 1941, **30**, 301-305.
- [5] V. I. Tatarskii, Wave Propagation in a Turbulent Medium, Dover, New York, 1961.
- [6] D. L. Fried, Statistics of a geometric representation of wavefront distortion, 1965, J. Opt. Soc. Am. **55**, 1427.
- [7] D. L. Fried, Limiting resolution looking down through the atmosphere, 1966, J. Opt. Soc. Am. **56**, 1380.
- [8] D. L. Fried, Anisoplanatism in adaptive optics, 1982, J. Opt. Soc. Am. **72**, 52.
- [9] P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, F. Mignard, D. Pelat, L. Mugnier, L'observation en Astrophysique, EdP Sciences/CNRS, Editions, Paris, 2008.
- [10] F. Roddier, The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy, 1981, Prog. Opt. **19**, 281.
- [11] J. Osborn, et al. Atmospheric scintillation in astronomical photometry, M. N. R. A. S. **452** (2015), p. 1707-1716. <https://arxiv.org/pdf/1506.06921>
- [12] S. S. Olivier, Tip-tilt compensation for astronomical imaging, J. Opt. Soc. Am. A **11** (1994), p. 368-378
- [13] https://www.btreigon-astro.org/home/comprendre-la-turbulence/#dans_la_zone_disoplanetisme_agitation_tiptilt
- [14] J. Hecquet, G. Coupinot, Gain en résolution par superposition de poses courtes recentrées, J. Opt. (Paris) **16** (1985), p. 21-26. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0150-536X/16/1/002/pdf>
- [15] A. Labeyrie, Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star, 1970, A&A **6**, 85. <https://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1970A%26A.....6...85L>
- [16] G. Rousset et T. Fusco, Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques, 2023, CRPhys. **23S**, 293. <https://comptes-rendus.academie-sciences.fr/physique/item/10.5802/crphys.111.pdf>
- [17] L. Corp, L'observation des étoiles de types binaires à éclipses - aspects théoriques, 2020, ED **1**, 11. <https://etoilesdoubles.org/revue/ED-2020-01/ED-2020-01-Corp.pdf>
- [18] L. Corp, L'observation des étoiles de types binaires à éclipses - aspects pratiques, 2021, ED **3**, 15. <https://etoilesdoubles.org/revue/ED-2021-03/ED-2021-03-CORP.pdf>
- [19] AVSO : Guide pour la photométrie CCD. https://www.aavso.org/sites/default/files/publications_files/ccd_photometry_guide/CCDPhotometryGuide-French/guide_complet.pdf
- [20] G. Bertrand, Introduction à l'étude des étoiles doubles spectroscopiques, 2023, ED **3**, 3.

<https://etoilesdoubles.org/revue/ED-2023-06/ED-2023-06-BERTRAND.pdf>

[21] D. L. Fried, Probability of getting a lucky short-exposure image through turbulence, 1978, J. Opt. Soc. Am. **68**, 1651.

[22] Dans Observing and measuring visual double stars Ed. R. W. Argyle, Springer 2012 ; R. Anton, Chap. 16, Lucky Imaging.

[23] B. Tregon, Initiation à l'interférométrie des tavelures – 1ère partie, 2020, ED **1**,21.

<https://etoilesdoubles.org/revue/ED-2020-01/ED-2020-01-Tregon.pdf>

[24] J. Serot, Initiation à l'interférométrie des tavelures – 2eme partie, 2021, ED **3**, 21.

<https://etoilesdoubles.org/revue/ED-2021-03/ED-2021-03-SEROT.pdf>

[25] Dans Observing and measuring visual double stars Ed. R. W. Argyle, 2012 ; N. Turner, Chap. 18, Astrometric Speckle Interferometry for the Amateur.

[26] A. Tokovinin, Speckle Interferometry at SOAR in 2016 and 2017, 2018, AJ **155**, 235

<https://arxiv.org/pdf/1804.10553>



Daniel Bonneau

Une thèse de troisième cycle en Astrophysique effectuée à l'observatoire de Meudon sous la direction d'Antoine Labeyrie, m'a amené à découvrir le monde étoiles doubles et à participer à l'aventure de la renaissance des observations à haute résolution angulaire. Entre 1972 et 1991, je me suis surtout consacré à la détermination des paramètres stellaires fondamentaux (masses et températures) et au sondage de la structure de l'atmosphère étendue d'étoiles géantes froides par interférométrie des tavelures. Ensuite, mes recherches ont eu essentiellement pour thème l'étude des phénomènes de perte et de transfert de masse dans les systèmes binaires massifs (type Be binaires, beta Lyrae, Wolf-Rayet) et la détermination des paramètres stellaires au moyen d'observations par interférométrie optique à grande base. Depuis 2011, je suis astronome honoraire à l'Observatoire de la Côte d'Azur, collaborateur scientifique bénévole du laboratoire Lagrange.