



INSTITUT DE FRANCE
Académie des sciences

Comptes Rendus

Physique

Laurent Koechlin et Luc Dettwiller

Correction de la dispersion atmosphérique dans l'imagerie par les grands télescopes et les interféromètres astronomiques

Volume 23, Special Issue S1 (2022), p. 345-364


Published online: 11 April 2023

Issue date: 27 October 2023

<https://doi.org/10.5802/crphys.112>

Part of Special Issue: Astronomie, atmosphères et réfraction

Guest editors: Pierre Léna (Professeur émérite, Observatoire de Paris et Université Paris Cité, membre de l'Académie des sciences) and Luc Dettwiller (Université Jean Monnet Saint-Etienne, CNRS, Institut d'Optique Graduate School, Laboratoire Hubert Curien UMR 5516, F-42023, SAINT-ETIENNE, France)

 This article is licensed under the
CREATIVE COMMONS ATTRIBUTION 4.0 INTERNATIONAL LICENSE.
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



*Les Comptes Rendus. Physique sont membres du
Centre Mersenne pour l'édition scientifique ouverte*

www.centre-mersenne.org

e-ISSN : 1878-1535



Astronomy, Atmospheres and Refraction / *Astronomie, atmosphères et réfraction*

Correction de la dispersion atmosphérique dans l'imagerie par les grands télescopes et les interféromètres astronomiques

Correction of atmospheric dispersion in imaging by large telescopes and stellar interferometers

Laurent Koechlin^a et Luc Dettwiller^{*,b}

^a Astronome émérite, Institut de recherches en astrophysique et planétologie, Université de Toulouse, CNRS, France

^b Université Jean Monnet Saint-Etienne, CNRS, Institut d'Optique Graduate School, Laboratoire Hubert Curien UMR 5516, F-42023, SAINT-ETIENNE, France

Courriels: prenom.nom@irap.omp.eu (L. Koechlin), dettwiller.luc@gmail.com (L. Dettwiller)

Résumé. Les très grands télescopes et les divers interféromètres optiques permettent d'accéder à des résolutions angulaires inégalées et fournissent des données scientifiques de première importance, mais au prix de contraintes instrumentales qui demandent des équipements complexes. La correction de la dispersion atmosphérique (i.e. de la variation d'indice de l'air avec la longueur d'onde) est l'une d'elles. Cette dispersion se présente sous trois formes : la dispersion angulaire (l'image d'une étoile est étalée en un petit spectre) ; la dispersion longitudinale (i.e. en différence de marche entre voies d'un interféromètre, pour la correction de laquelle nous proposons une technique nouvelle à notre connaissance) ; enfin la dispersion latérale, liée à la coloration de la scintillation. On évoque aussi la question de la stabilisation de la différence de marche dans les interféromètres optiques.

Abstract. The very large telescopes and the various optical interferometers provide access to unparalleled angular resolutions and provide scientific data of primary importance, but at the price of instrumental constraints that require complex equipment. The correction of the atmospheric dispersion (i.e. of the variation of the air refractive index versus the wavelength) is one of these constraints. This dispersion comes in three forms: the angular dispersion (the image of a star is spread out into a small spectrum); the dispersion in optical path difference in an interferometer (for the correction of which we propose a new technique to our knowledge); and the lateral dispersion that is related to the apparition of colours in the scintillation. The question of stabilizing the optical path difference in optical interferometers is also raised.

Mots-clés. Haute résolution angulaire, Interféromètres astronomiques, Interférométrie des tavelures, Dispersion, Prismes de Risley, Interféromètre achromatique de Sinton.

Keywords. High angular resolution, Stellar interferometers, Speckle interferometry, Dispersion, Risley prisms, Sinton's achromatic interferometer.

* Auteur correspondant.

Published online: 11 April 2023, Issue date: 27 October 2023

1. Introduction

« L'air est la plus mauvaise partie de l'instrument », comme l'écrivait l'astronome André Danjon (1890–1967) cité par l'opticien Jean Texereau (1919–2014), qui ajoutait : « Que nous le voulions ou non, l'air atmosphérique et tous ses défauts font partie de l'instrument » [1, chap. XV]. L'agitation atmosphérique (ou turbulence) induit un temps de corrélation τ_c (ou temps de cohérence atmosphérique) et un rayon de cohérence r_0 (ou paramètre de Fried) variable avec la longueur d'onde λ_0 dans le vide [2, p. 68–76 et 239–246] — ou encore avec le nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda_0$. Ce sont des facteurs déterminants pour la magnitude limite observable et la précision des mesures : la turbulence atmosphérique froisse et incline aléatoirement les fronts d'onde arrivant sur l'observateur S , car l'indice de réfraction n de l'air dépend de sa température absolue T et sa pression p (voir le sous-paragraphe 6.1 de notre « panorama historique [...] » [3] dans ce numéro spécial, et le document [4] qui lui est lié, pour des indications précises sur ces variations ainsi que sur l'influence de l'humidité, du taux de CO_2 , et de l'ionisation); T et p varient à des fréquences de l'ordre de $1/\tau_c$, soit jusqu'à quelques centaines de hertz.

De plus, n dépend de λ_0 — selon des relations dites « de dispersion » et qui sont rappelées dans le sous-paragraphe 6.2 de [3]. Le « chromatisme » (*alias*, les « effets dispersifs » qui en résultent), perturbe les observations de trois façons différentes, donc selon diverses modalités :

- la dispersion angulaire, faisant que pour un point A d'un astre de distance zénithale Z donnée, sa distance zénithale apparente est $Z' = Z - \chi_S$, où χ_S désigne la valeur angulaire de la réfraction astronomique en S et dépend de λ_0 ;
- la dispersion dite longitudinale [5], i.e. celle en différence de marche δ_{AP} (entre deux voies d'un interféromètre astronomique) du point A au point P sur le récepteur, car les trajets des rayons dans l'air n'ont pas la même longueur pour chacune des voies, donc la différence des chemins optiques correspondants dépend aussi de λ_0 . Quand on observe en bande spectrale large, on rencontre donc toutes les difficultés classiques liées aux interféromètres dispersifs, notamment une dégradation du signal de visibilité — quelle que soit la technique de recombinaison des faisceaux lumineux utilisée à la sortie de l'ensemble des voies ou des télescopes, qu'elle produise des franges ou une teinte plate. Cette dégradation affecte aussi la mesure du signal par modulation du chemin optique avec ou sans utilisation de fibres optiques ;
- la dispersion latérale de faisceaux arrivant depuis A sur l'instrument, car selon leur longueur d'onde ceux-ci sont passés en des endroits différents de l'atmosphère — effet (iii) de [6], parfois appelé *chromatic shear* [7]. Ce phénomène a déjà été étudié dès 1893 par Rayleigh [8], dans un modèle de Terre plate et d'atmosphère stratifiée (le principe de son calcul est présenté en Annexe). Il est responsable d'un *chromatic anisoplanatism* [9, 10], et il fait l'objet d'une discussion numérique récente aux sous-paragraphe 2.7 et 3.4 de [11], dans un modèle d'atmosphère à symétrie sphérique pour la première fois.

Ces trois effets dispersifs dus à un air inhomogène n'ont rien à voir avec la dispersion *intrinsèque* due à la diffraction (les dimensions d'une figure de diffraction dépendent de λ_0) ou aux interférences (dans un interféromètre dépourvu de matériau dispersif, l'emplacement des franges dépend déjà de λ_0). C'est à cause de cette dispersion que William M. Sinton (1925–2004) a conçu, pour étudier les étoiles doubles serrées, un interféromètre astronomique achromatique [12–14] — i.e. ne donnant idéalement, en lumière blanche, que des franges blanches. Sauf au paragraphe A.3 de l'annexe, nous ne considérons pas ces effets propres à la diffraction, mais seulement ceux dus au milieu matériel dans lequel se propage la lumière.

Pour obtenir le signal interférométrique donné par le réseau de télescopes formant un interféromètre astronomique, il peut être plus avantageux de mesurer le flux dans des plans pupille

(i.e. conjugués du plan du diaphragme d'ouverture) — Danjon avait déjà proposé en 1955 d'observer dans un plan pupille plutôt que dans un plan image [15]. L'avantage est notable lorsque le bruit de mesure n'est pas le bruit de photons du signal. Dans ce cas, on recombine les faisceaux émergents collimatés en les superposant, grâce à des lames séparatrices, de façon qu'ils soient parallèles entre eux; cela produit des teintes plates dans chacun des canaux issus de la lame séparatrice. Alors on module temporellement δ_{AP} avec une amplitude de $\lambda_0/4$, à une fréquence de quelques dizaines à quelques centaines de hertz — toujours supérieure à $1/\tau_c$, afin d'utiliser la technique de détection synchrone qui permet d'extraire le signal interférométrique en réduisant l'effet du bruit ambiant.

La mesure sera d'autant plus précise que les fronts d'onde issus des télescopes individuels du réseau seront bien corrigés des aberrations. L'optique adaptative (voir [16] dans ce numéro spécial) permet d'aplanir et limiter les déformations des fronts d'onde causées par la turbulence, sans toutefois corriger le chromatisme.

Ensuite, d'une part la correction de dispersion angulaire, dans chaque faisceau issu d'un télescope avant recombinaison, rend parallèles entre eux les fronts d'onde aux différentes longueurs d'onde de la bande passante utilisée, d'autre part la correction de dispersion longitudinale égale l'écart entre les fronts d'onde émergents parallèles issus d'un même front d'onde incident, quelle que soit la longueur d'onde.

Enfin, il faut optimiser la fréquence de modulation (assimilable à l'inverse d'un temps de pose, qui détermine le bruit de photons) en tenant compte des fluctuations de l'écart entre fronts d'onde, mentionné ci-dessus (variation en piston), pendant la durée d'une période de la modulation servant à la détection synchrone — car ces fluctuations affectent aussi le bruit de mesure. Elles sont plus faibles dans le domaine infrarouge que dans le visible (ainsi que la dispersion).

Nous allons maintenant détailler, dans l'ordre, les trois effets de la dispersion de l'indice n . Le premier, affectant la position angulaire de l'image de A , impacte toutes les observations astronomiques à haute résolution effectuées depuis le sol; les corrections développées pour certaines peuvent aussi s'avérer utiles pour toutes. Le deuxième effet concerne la dispersion longitudinale dans les interféromètres astronomiques; il fausse la mesure du degré de cohérence — ou « visibilité complexe » — de la lumière issue de l'astre observé. Quant au troisième effet, il donne une première explication de la scintillation colorée de l'image des étoiles dans le cadre de l'optique géométrique, très incomplète toutefois car des effets diffractifs peuvent parfois jouer un grand rôle dans ce phénomène qui est une source majeure de bruit pour les mesures astronomiques [17]; ce troisième effet n'est pas corrigeable dans les instruments au sol, et on le considère majoritairement comme faisant partie des erreurs résiduelles [18].

Enfin, nous rappellerons brièvement un progrès récent (2004) permettant d'augmenter le temps de pose dans les interféromètres astronomiques, et donc leur magnitude limite observable: il s'agit de l'observation d'interférences en mode à référencement de phase, autorisant des mesures relatives de position à une précision angulaire de 10^{-5} seconde d'arc [19], voire mieux [20].

2. Dispersion angulaire

La découverte de la dispersion angulaire due à l'atmosphère revient à Pierre Bouguer (1698–1758) qui, venant d'inventer son héliomètre en 1748 [21] pour tenter de détecter l'aplatissement solaire (voir le paragraphe 1 de [22] dans ce numéro spécial), constata que les images solaires sont irisées de bleu et de rouge sur les parties supérieure et inférieure du limbe; Bouguer interpréta correctement ces irisations, en termes de variation spectrale de réfraction astronomique [23]. On peut observer facilement à l'œil ces irisations avec des instruments d'amateur visant des astres

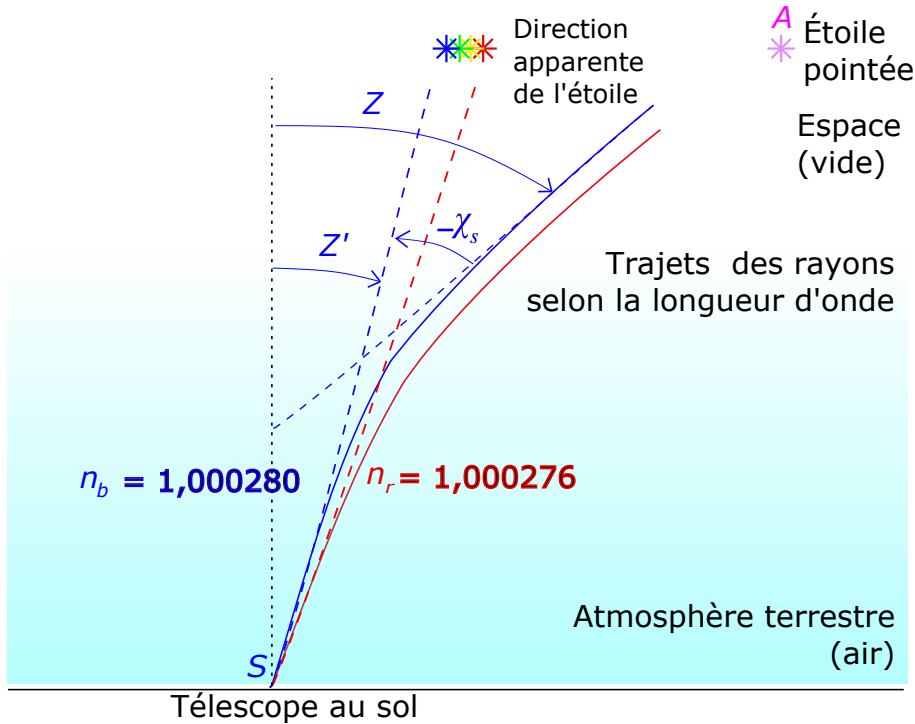


FIGURE 1. Dispersion angulaire due à l'atmosphère : la direction apparente de l'étoile pointée varie à cause de la variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde λ_0 . En traits pleins, trajet des rayons lumineux pour deux longueurs d'onde : 460 nm (bleu) et 650 nm (rouge), avec les indices de réfraction n_b et n_r de l'air à 15 °C et 1 atm indiqués pour ces deux longueurs d'onde. Les angles Z' et $-\chi_s$ dépendent de λ_0 mais ne sont notés ici que pour la raie à 460 nm; les valeurs de $-\chi_s$ pour 460 nm et 650 nm, ainsi que leur différence, sont très exagérées sur ce schéma.

proches de l'horizon (voir la Fig. 6 de notre exposé des « propriétés remarquables de la réfraction astronomique [...] » [24] dans ce numéro spécial, et la Figure 1 ci-dessus). François Arago (1786–1853) fut le premier à mesurer, dès 1812, la dispersion de l'indice de l'air (ainsi que d'autres gaz, en 1815); pour cela, il utilisait justement l'effet angulaire, de deux façons différentes entre 1812 et 1815 [25, p. 738–741] — voir le sous-paragraphe 6.2 de [3] pour plus de détails historiques.

Cette dispersion angulaire perturbe toutes les observations astronomiques faites depuis le sol, dès que l'on cherche des résolutions meilleures que la seconde d'arc dans l'imagerie en « lumière blanche » (i.e. ayant une large bande spectrale); il en est de même si l'on veut une haute résolution spectrale dans l'observation spectroscopique des astres.

George B. Airy (1801–1892) semble être le premier à vouloir corriger la dispersion angulaire due à l'atmosphère dans les observations visuelles, grâce à un oculaire correcteur [26]. En ce qui concerne les « interféromètres oculaires » dédiés à l'étude des étoiles doubles serrées [27, p. 49–97], il est suivi par John A. Anderson (1876–1959) qui veut compenser de même cet effet dispersif [28]; puis viennent Albert Brown et Harold Hoxie en 1928 [29], William S. Finsen (1905–1979) [30–32] et Sinton [12, 13] à partir de 1951. Il est apparu, dès 1941, que, sans cette correction, les mesures d'étoiles binaires par interférométrie ne sont pas dignes de confiance pour $Z' > 45^\circ$ selon Raymond H. Wilson Jr. (1911–1989) [33], et même déjà pour $Z' > 30^\circ$ selon Hamilton M. Jeffers (1893–1978) en 1947 [34].

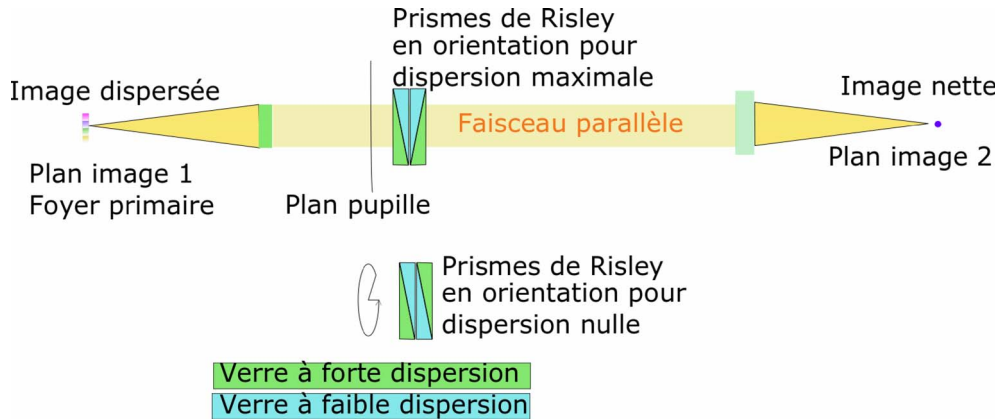


FIGURE 2. Système des prismes de Risley (vu en coupe); la lumière se propage de gauche à droite.

Pour les acquisitions d’images à haute résolution angulaire (i.e. meilleure que $0,1''$), on sait depuis longtemps corriger cet étalement spectral (dépendant de la distance zénithale apparente Z') qui dégrade les images dès que la bande passante dépasse quelques dizaines de nanomètres. La valeur de Z' à partir de laquelle cette correction devient nécessaire dépend de la bande passante utilisée et de la résolution angulaire visée; elle est souvent requise dès que $Z' > 30^\circ$.

Cette dispersion angulaire dépend des conditions de température et de pression sur le trajet du faisceau, entre son entrée dans l’atmosphère terrestre et le télescope. Diverses formules approchées donnant la déviation χ_S des rayons lumineux en fonction de Z' et λ_0 sont recensées dans [3,24], où est rappelé également le calcul de $\partial\chi_S/\partial\lambda_0$ à Z fixé [24, sous-paragraphe 9.1].

En interférométrie astronomique, la dispersion angulaire affecte les mesures, que la recombinaison des faisceaux se fasse dans un plan image (auquel cas on obtient de petits spectres d’orientations différentes, qui sont difficiles à superposer), ou dans un plan pupille (auquel cas on obtient des fronts d’onde d’inclinaison variable, laquelle pourra affecter l’efficacité de la modulation en phase).

Nous présentons ci-dessous trois types de correction de la dispersion angulaire.

2.1. Correction par prismes de Risley

Ce dispositif [35] est constitué d’un ensemble de deux paires identiques de prismes collés tête-bêche, et constitués de verres différents (Figure 2). Une paire (dite d’Amici) n’introduit aucune déviation pour la longueur d’onde moyenne λ_m de la bande spectrale où on observe, car l’angle de chacun de ses prismes est calculé en fonction de l’autre pour que la déviation due au premier prisme soit compensée par une déviation opposée due au second pour λ_m . Si en outre les verres ont le même indice pour λ_m , on peut prendre des prismes de même angle; alors chaque paire est équivalente à une lame à faces parallèles pour λ_m , mais non pour les autres longueurs d’onde car les verres sont différents. Chaque paire introduit donc une dispersion de direction orientable mais d’amplitude fixe. La rotation d’une paire par rapport à l’autre permet d’introduire une dispersion résultante ajustable en amplitude; la rotation de tout le dispositif permet de choisir la direction de dispersion due à l’ensemble. On adapte celle-ci pour qu’elle compense la dispersion introduite par l’atmosphère.

Comme l’objet céleste pointé change de hauteur et d’azimut à cause de la rotation de la Terre, le réglage des prismes de Risley doit évoluer pour compenser la dispersion atmosphérique.

Le fait que l'atmosphère et le dispositif des prismes de Risley produisent (en fonction de σ) des déviations différentes au deuxième ordre en $\sigma - \lambda_m^{-1}$ implique que la correction n'est pas parfaite, mais suffisante pour des bandes passantes de quelques dizaines de nanomètres.

Il pourrait être utile, dans le cas d'interféromètres à plusieurs télescopes, d'introduire ce dispositif dans chaque faisceau individuel avant de les recombinaison; mais cela se ferait au prix de contraintes supplémentaires en termes de chemins optiques — car leur égalité précise doit être respectée sur toute la bande passante, en incluant les systèmes de correction de dispersion angulaire. Dans le cas d'interféromètres à un seul télescope, de tels dispositifs peuvent notamment être utilisés en interférométrie des tavelures (*speckle interferometry*). L'usage en optique de ce nom commun est dû au physicien Émile Verdet dans les années 1860, puis à l'astrophysicien Pierre Léna vers 1977. Dans tous les cas, pour que la formation d'image par ce dispositif soit rigoureusement stigmatique, il est bon que la partie de l'instrument qui le précède soit afocale, de façon à ce que la lumière incidente sur lui en provenance de A forme un faisceau parallèle; on réalise cela dans les interféromètres astronomiques ainsi que dans les instruments destinés à l'analyse des tavelures.

De plus, avec un grossissement intrinsèque important pour cette partie afocale, son grandissement est très inférieur à 1 en valeur absolue, et cela permet de faire passer le faisceau lumineux utile au travers de prismes de petite dimension. Pour minimiser le risque de vignettage par ce dispositif, on le place au voisinage d'un plan pupille.

2.2. Correction par réseau déplaçable

Entre 1971 et 1976, Antoine Labeyrie et ses collaborateurs ont effectué plusieurs missions d'acquisition de données stellaires par analyse de la figure de *speckle* au télescope Hale (de 5 m) du mont Palomar. Leurs dispositifs d'observation, qui ne diffèrent entre eux que par quelques variantes, sont progressivement décrits dans les articles subséquents [36, 37], mais leurs prémices se trouvaient déjà dans leurs premières publications (dont [38]) sur l'exploitation de la figure de *speckle*. Par contre les méthodes de traitement optique puis numérique des images brutes acquises ont beaucoup évolué au cours de cette période.

Dans cette technique d'observation, la dispersion angulaire doit être impérativement combattue. Cela se fait en deux temps : d'abord, par un monochromateur volontairement grossier, en utilisant un réseau (placé très près du plan focal (IF) primaire ou Cassegrain du télescope, qui agit donc essentiellement sur l'imagerie pupillaire), on limite à 25 nm la largeur spectrale de la bande transmise par le système (ce qui est avantageux aussi au sens de l'analyse spectrale de l'objet étudié); ensuite, en jouant sur le petit écart volontaire entre (IF) et le réseau, on profite du petit effet de celui-ci sur l'image de l'astre pour qu'il compense quasiment le petit effet de dispersion angulaire due à l'atmosphère sur une bande de largeur sélectionnable manuellement en cours d'observation (10, 20 ou 40 nm).

2.3. Correction en faisceau non parallèle

Lorsqu'avec un télescope unique les observations à haute résolution angulaire, permises par l'optique adaptative, sont effectuées en bande étroite, la dispersion angulaire due à l'atmosphère peut être tolérée. Ce n'est plus le cas pour des observations à bande large. Au sous-paragraphe 2.1 nous avons déjà signalé que la correction par des prismes (ceux de Risley par exemple) préserve le stigmatisme rigoureux si la lumière incidente sur eux en provenance de A forme un faisceau parallèle; mais usuellement il n'y a pas un tel faisceau dans un télescope, où les ouvertures relatives des faisceaux en un foyer Cassegrain vont typiquement de 1/25 à 1/8, ou bien même jusqu'à 1/2,5 en un foyer primaire.

Le système optique comprenant le télescope unique mentionné ci-dessus est rendu non invariant par rotation quand on lui adjoint des prismes, même de petit angle; et dans des faisceaux convergents comme ceux mentionnés ci-dessus, ils introduisent en plus des aberrations diverses. Certaines d'entre elles, négligeables au foyer Cassegrain, prédominent au foyer primaire où l'ouverture relative est plus grande. Alors, dans le cas d'un système utilisant un prisme seul, elles sont intolérables et nécessitent un traitement spécifique, qui a été mené par Wynne & Worswick [39]; leur réduction est facilitée si l'on utilise des paires de prismes collés équivalentes à des lames à faces parallèles pour la longueur d'onde moyenne (voir le sous-paragraphe 2.1), et les aberrations à d'autres longueurs d'onde peuvent être diminuées si l'interface entre les prismes collés est courbe. D'autres dispositifs utilisent aussi des dioptries courbes, et le réglage de la correction de dispersion atmosphérique s'effectue en les inclinant [40, 41].

Pour s'adapter aux contraintes de certains instruments (initialement des spectrographes), Avila *et al.* ont inventé un type de correcteur de dispersion, où l'amplitude de la correction ne se règle pas en tournant un composant par rapport à un autre, mais simplement en le translatant dans la direction de l'axe optique du télescope [42] — ce qui évite des rotations d'axes optiques. Goncharov *et al.* ont repris ce principe pour l'appliquer aux télescopes extrêmement grands (*ELT*) du futur [6].

3. Dispersion longitudinale

Cette dispersion est différente de la précédente : c'est maintenant la variation de δ_{AP} , toujours en fonction de λ_0 ; au sens des modifications de fronts d'onde, décrites en termes de polynômes de Zernike, c'est un *piston* — alors que la variation exposée dans le paragraphe précédent était un *tilt*. La première mise en évidence expérimentale de $d\delta_{AP}/d\lambda_0$ dû à l'air remonte à Ketteler en 1865 : il en a tiré une mesure interférentielle de la dispersion de n en utilisant des miroirs de Jamin [43].

Dans les interféromètres oculaires, la dispersion de δ_{AP} est assez petite pour ne pas altérer significativement la visibilité des franges, et ceci était encore à peu près vrai avec les interféromètres de type périscopique [27, p. 30–42] de Michelson et Pease, dont la poutre (de 20 pieds pour l'instrument fabriqué en 1920 [44], 50 pieds pour celui achevé en 1929) portant les deux périscopes était montée sur un télescope unique. Mais dès les débuts, en 1974, de l'interférométrie astronomique à plusieurs télescopes, laquelle a permis une forte augmentation de longueur de la ligne de base, il était clair que la dispersion de δ_{AP} due à l'air devait dorénavant être corrigée [45].

3.1. Quasi-achromatisme de la différence de marche avant les télescopes (T_1) et (T_2) situés à la même altitude

Afin de simplifier l'exposé, nous ne considérons pour l'instant qu'un interféromètre astronomique à deux voies (1) et (2), chacune passant par un seul télescope — (T_1) ou (T_2). Soit O_1 (resp. O_2) le centre de la pupille d'entrée de (T_1) — resp. (T_2); considérons le chemin optique (AO_1) sur le rayon lumineux de A à O_1 — même principe pour (AO_2) — et leur différence $\Delta_A := (AO_2) - (AO_1)$ (le symbole $:=$ indiquant une définition ou bien une notation). Pour un modèle de Terre plate et d'atmosphère stratifiée (qui est satisfaisant seulement si $\|\mathbf{O}_1 \mathbf{O}_2\|$ est très petit devant le rayon terrestre et Z pas trop proche de 90°), en supposant aussi l'égalité des altitudes de O_1 et O_2 , la partie courbe (à cause de la réfraction astronomique due à l'inhomogénéité de l'atmosphère) du rayon lumineux allant de A à O_2 se déduit, par translation (de vecteur $\mathbf{B} := \mathbf{O}_1 \mathbf{O}_2$), de celle du rayon lumineux allant de A à O_1 (voir la Figure 3); alors les chemins optiques de ces

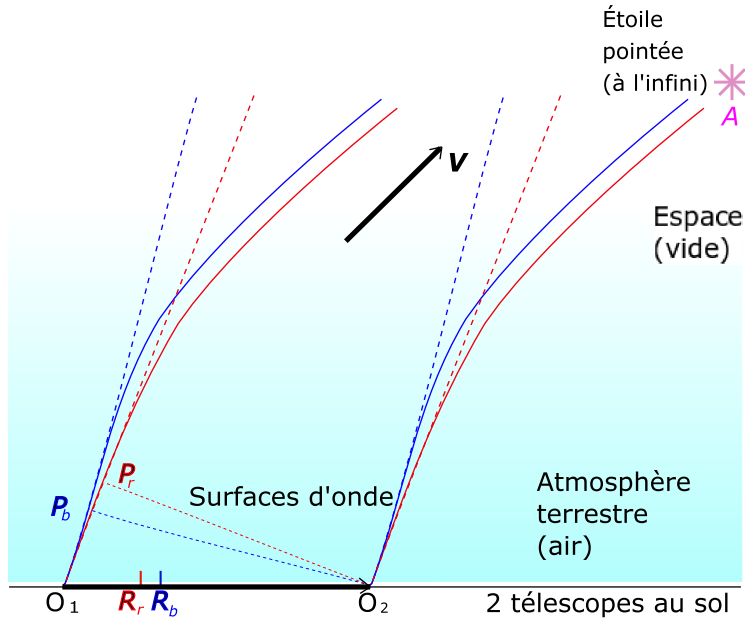


FIGURE 3. Dispersion longitudinale : son principe reprend celui de la Figure 1 mais avec deux télescopes au lieu d'un. Les pupilles d'entrée des télescopes (T_1) et (T_2) sont centrées en O_1 et O_2 sur une base horizontale au sol caractérisée par le vecteur $\mathbf{B} := \mathbf{O}_1\mathbf{O}_2$. Les segments O_2P_b et O_2P_r sont des coupes, par le plan de la figure, de surfaces d'onde en provenance du point A de l'étoile pour des longueurs d'onde dans le bleu et dans le rouge; ces surfaces d'onde sont différentes à cause de la variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde. Les points R_r et R_b sont les positions du recombineur optique permettant d'obtenir une différence de marche nulle respectivement pour le rouge et pour le bleu. Si l'on veut que R_r et R_b soient au même endroit, il faut ajouter dans le montage une correction de dispersion tenant compte de plusieurs effets (voir texte).

parties courbes sont égaux et s'éliminent dans Δ_A , qui ne fait plus intervenir n — donc ne dépend plus de λ_0 — et s'écrit

$$\Delta_A = -\mathbf{O}_1\mathbf{O}_2 \cdot \mathbf{V} = -\|\mathbf{B}\|(\cos \alpha)(\sin Z) \quad (1)$$

où \mathbf{V} désigne le vecteur unitaire dans la direction de A (voir la Figure 3), et α son azimut par rapport à \mathbf{B} (appelé aussi « base » de l'interféromètre). La base était orientée Nord-Sud dans le cas du prototype d'interféromètre à deux télescopes (I2T) en 1974 à Nice [45].

Pour Z voisin de 90° le modèle de Terre plate ne convient plus, et le caractère dispersif de Δ_A réapparaît légèrement lorsqu'en outre $\alpha \neq \pm 90^\circ$; mais dans la pratique le problème correspondant ne se pose pas, car les observations avec les interféromètres astronomiques évitent une valeur de Z voisine de 90° , à cause de problèmes liés à la réfraction astronomique entre autres.

Le modèle d'atmosphère stratifiée ne convient pas non plus si on veut tenir compte de la turbulence, et dans ce cas le caractère dispersif de Δ_A apparaît encore. En effet, la turbulence atmosphérique au-dessus des télescopes introduit des variations aléatoires (piston) de (AO_1) et (AO_2) , mais celles-ci ne dépasseront pas quelques dixièmes de millimètres, même pour les très grandes valeurs de $\|\mathbf{B}\|$. La fluctuation ΔL_{12} de Δ_A due à la turbulence ne dépassera pas non plus quelques centaines de micromètres. Bien que la fluctuation de déphasage correspondant à ΔL_{12}

soit importante, sa variation avec la longueur d'onde reste de l'ordre de 2π , ce qui est compatible avec l'observation des interférences moyennant un prisme à vision directe, comme le faisait déjà Michelson en 1920 — voir le sous-paragraphe 3.5.

3.2. Compensation de Δ_A par une ligne à retard dans le vide

Afin de satisfaire la condition de cohérence temporelle nécessaire pour observer des interférences en lumière blanche, on veut que $|\delta_{AP}|$ ne dépasse pas quelques micromètres. Or les points d'observation P sur le récepteur sont choisis tels que δ_{AP} soit quasiment égal (à quelques micromètres près aussi) à la différence de marche $\delta_{AA'}$, entre les deux voies, de A jusqu'à (pour chaque longueur d'onde) son image paraxiale A' — celle-ci étant la même par construction pour les voies (1) et (2) de tout réseau de télescopes à synthèse d'ouverture. De plus, le stigmatisme approché fait que la valeur de $\delta_{AA'}$ est indépendante du choix des deux rayons lumineux allant, par les voies (1) et (2) respectivement, de A à A' dans le cadre de l'optique de Gauss; sans perte de généralité, on peut alors considérer ceux qui passent par O_1 et O_2 respectivement, et écrire

$$\delta_{AA'} = \Delta_A + (O_2A') - (O_1A') := \Delta_A + \Delta'_A. \quad (2)$$

Donc la cohérence temporelle requise ci-dessus sera bien réalisée en P , et parfaitement en A' , si $\Delta'_A = -\Delta_A$; pour réaliser cela, de manière ajustable au cours du temps puisque Δ_A varie temporellement (ainsi que Z et α) à cause de la rotation de la Terre, on dispose sur l'une des voies — disons sur (2) conventionnellement — une ligne à retard, où passe la lumière qui émerge de (T_2) avant d'arriver au recombineur de faisceaux, afin d'ajuster au cours du temps (mais sans altérer la coïncidence des images de A fournies par les deux voies) le chemin optique (O_2A') du rayon allant de O_2 à A' . Tandis que la ligne à retard évolue au cours du temps, on veut qu'elle assure à toute date $\Delta'_A = -\Delta_A$ aussi pour toutes les longueurs d'onde λ_0 du spectre utilisé (aux effets de turbulence près, qui s'avèrent négligeables de ce point de vue, comme on l'a montré au sous-paragraphe 3.1); le plus simple conceptuellement est donc de placer cette ligne dans un tube à vide, afin que la *variation temporelle* de (O_2A') soit indépendante de λ_0 . Cette option technologique était celle de l'interféromètre Mark III au Mont Wilson (Californie) [46], COAST près de Cambridge (Angleterre) [47], NPOI près de Flagstaff (Arizona) [48]. Des tubes à vide sont utilisés aussi dans le réseau CHARA au Mont Wilson (où ils ne couvrent pas l'intégralité du trajet optique jusqu'au recombineur de faisceau); en outre les télescopes ne sont pas à la même altitude, si bien qu'une correction de dispersion longitudinale demeure nécessaire [49]. Au sous-paragraphe 3.4, des interféromètres qui se passent de ces onéreux tubes à vide sont mentionnés, et une idée d'amélioration est proposée.

3.3. Turbulence atmosphérique et dispersion

Les déformations rapides du front d'onde, causées par la turbulence atmosphérique, créent un effet de piston qui perturbe l'égalité des chemins optiques au point de recombinaison dans un interféromètre à plusieurs télescopes. Nous ne l'abordons ici que brièvement car son étude ne relève pas de la dispersion, quoiqu'elle lui soit historiquement reliée. Le principe de l'observation d'un astre par un interféromètre étant d'analyser la variation de cohérence spatiale de la lumière reçue, sans être gêné par la variation de cohérence temporelle, les différences de marche doivent rester petites devant la longueur de cohérence $\lambda^2/\Delta\lambda_0$ (où $\Delta\lambda_0$ est la largeur de la bande passante utilisée).

Les prototypes d'interféromètres des années 1980 disposaient d'un asservissement qui maintenait, en valeur absolue, la différence de marche $\delta_{AA'}$ petite devant la longueur de cohérence.

C'est le « cohérençage », qui permet de mesurer le module du degré de cohérence spatiale de la lumière reçue en provenance de l'astre observé, alors que son argument reste inconnu à cause des fluctuations de $\delta_{AA'}$ dues à la turbulence. La technique de cohérençage considère $\varphi := 2\pi\delta_{AA'}/\lambda_0$ et peut utiliser notamment un prisme ou un réseau pour accéder à un signal d'erreur : $d\varphi/d\lambda_0$, qui s'annule pour $\delta_{AA'} = 0$ car $\delta_{AA'}$ a préalablement été rendu indépendant de λ_0 grâce aux corrections de dispersion. La mesure de $d\varphi/d\lambda_0$ permet de contrôler $|\delta_{AA'}|$ pour qu'il reste petit devant $\lambda^2/\Delta\lambda_0$.

Une autre méthode existe, plus précise que le cohérençage, mais plus difficile à mettre en œuvre : il s'agit du « cophasage », où l'on asservit $|\delta_{AA'}|$ de façon qu'il reste petit devant λ . Le cophasage permet d'obtenir simultanément le module et l'argument (i.e. la phase) du degré de cohérence, afin de reconstruire des images d'objets étendus. Nous ne nous étendrons pas ici sur les diverses méthodes utilisées — par exemple, celle utilisant la clôture pour retrouver la phase [50].

Pour atteindre $|\delta_{AA'}| \ll \lambda$ il faut mesurer $\delta_{AA'}$ en quelques millisecondes [2], selon les conditions météorologiques, dans le visible. Cela dégrade la magnitude limite, à moins d'utiliser une étoile guide dans le champ d'isoplanétisme de l'objet observé — quelques secondes d'arc au mieux. C'est faisable dans des cas particuliers, par exemple pour étudier des systèmes d'étoiles multiples où l'on se sert de la composante brillante pour mesurer $\delta_{AA'}$, puis on referme une boucle d'asservissement à l'aide d'une petite ligne à retard rapide — c'est le mode d'observation dit à référencement de phase. Celui-ci a été mis en œuvre dans l'infrarouge (l'effet de la turbulence et la dispersion y étant moins intenses que dans le visible) au *Palomar Testbed Interferometer* (à trois télescopes) et a donné des mesures sur plusieurs étoiles [19]. Il fonctionnait dans le visible avec l'interféromètre SUSI auprès de Narrabri (Australie) [51]. Il est couramment opérationnel dans l'infrarouge proche sur l'instrument GRAVITY au VLTI (mont Paranal, Chili), dont les caractéristiques instrumentales sont données dans l'article de Gillessen *et al.* [52]; et des résultats d'observations récentes sont donnés dans les articles d'Abuter *et al.* [53], Nowak *et al.* [54].

3.4. Compensation de Δ_A par une ligne à retard dans l'air

Si, comme dans bien d'autres interféromètres (ISI [55], SUSI [51], le VLTI [56] et le LBTI [57]) on préfère laisser la ligne à retard dans l'air ambiant, donc au voisinage du sol, il faut calculer non seulement les déplacements qui vont égaliser entre eux Δ'_A et $-\Delta_A$ pour une longueur d'onde donnée de la bande spectrale utilisée, mais encore la dispersion causée sur ces grandeurs par l'air dans les trajets au sol, que l'on suppose à température et pression constante — car, même s'ils ne sont pas sous vide, ils sont au moins protégés grâce à un ensemble de passages aménagés (appelé « le métro » au VLTI [58, p. 191–192]). Avec une ligne à retard ordinaire sur la voie (2) le chromatisme de Δ'_A est beaucoup plus grand que celui de $-\Delta_A$, donc il faudra compenser cet excès de chromatisme par des dispersions équivalentes avec une lame à faces parallèles compensatrice (habituellement en verre) d'épaisseur e ajustable, mise sur (1) entre A' et la sortie de (T_1).

Pour fixer les idées, considérons que quand α vaut $\pm 90^\circ$ (ce qui donne Δ_A nul), l'interféromètre est symétrique par rapport au plan médiateur de O_1O_2 , donc Δ'_A et $\delta_{AA'}$ sont nuls aussi, pour tout λ_0 . Ensuite, quand $\alpha \neq \pm 90^\circ$, alors Δ_A est non nul et indépendant de λ_0 (en négligeant la turbulence); pour le compenser on agit sur la ligne à retard de façon que sur (2) elle fasse varier de l la longueur parcourue dans l'air par les rayons issus de (T_2), et on place après (T_1) la lame compensatrice normalement aux rayons.

Prenons l'exemple d'un interféromètre opérant aux longueurs d'onde du visible, et décrivons partiellement l'effet de la dispersion de l'air à l'aide de son pouvoir dispersif, défini par $(n_F - n_C)/(n_d - 1)$, où n_F et n_C désignent ses indices respectifs pour les raies F bleue

(à $\lambda_0 \cong 486$ nm) et C rouge (à 656 nm) de l'hydrogène, et n_d celui pour la raie d (de l'hélium, à 588 nm), tous les trois pour le même couple (T, p) ; sa constringence ν (ou « nombre d'Abbe ») est son inverse, quasi indépendant de (T, p) , valant 89,4 pour l'air — pour des valeurs concernant d'autres gaz, voir le paragraphe 9 de [24]. En outre, on utilisera la dispersion secondaire de l'air, $q := (n_F - n_d)/(n_F - n_C) \cong 0,703$. En remplaçant les lettres minuscules par des majuscules, on définit les paramètres correspondants pour le verre utilisé comme compensateur de dispersion : son pouvoir dispersif $1/V := (N_F - N_C)/(N_d - 1)$ et sa dispersion secondaire $Q := (N_F - N_d)/(N_F - N_C)$.

On profite des deux degrés de liberté l et e pour imposer que la compensation se produise avec la raie C, i.e. que

$$n_C l - (N_C - n_C)e = -\Delta_A, \quad (3)$$

et de même avec la raie F. Cela donne un système de deux équations à deux inconnues, dont on tire déjà [59, p. 961]

$$l = -(N_F - n_F - N_C + n_C)\Delta_A / (N_F n_C - N_C n_F) \neq -\Delta_A. \quad (4)$$

Grâce à ces deux degrés de liberté on peut ainsi obtenir $\delta_{AA'}$ nul pour les raies C et F comme souhaité; mais au lieu de l'avoir nul aussi pour la raie d on obtient comme expressions de sa valeur, considérée comme un défaut non nul dans ce cas,

$$\delta_{AA'} = n_d l - (N_d - n_d)e + \Delta_A = \left[1 - \frac{(N_F - N_C)n_d - (n_F - n_C)N_d}{N_F n_C - N_C n_F} \right] \Delta_A \quad (5)$$

que l'on sait exprimer aussi à l'aide des paramètres N_d , V et Q du verre donnés par les constructeurs.

On connaît depuis 1988 [59, p. 970] une douzaine de verres qui donnent une compensation à $0,3 \lambda_0$ près sur le domaine [450 nm, 700 nm] pour $|\Delta_A| \cong 30$ m; et dans ce cas $e \sim 1$ cm avec eux. Le réglage fin de e peut être réalisé à l'aide d'un compensateur d'Arago — i.e. deux prismes identiques de petit angle, mis en contact tête-bêche, pour reconstituer une lame à faces parallèles d'épaisseur continûment variable par glissement d'un des prismes sur l'autre.

La compensation peut être encore meilleure avec deux lames de verres différents, en se donnant un critère plus général que l'annulation de $\delta_{AA'}$: celle de la variation chromatique de $\delta_{AA'}/\lambda_0$ jusqu'au troisième ordre en $\sigma - \lambda_m^{-1}$ inclus [60]. Si l'on veut aussi que la compensation soit correcte sur plusieurs bandes spectrales simultanément, donc avec plusieurs valeurs de λ_m à la fois, on adopte plutôt un critère du type moindres carrés avec des pondérations différentes sur les diverses bandes [61].

Pour un réseau à N télescopes de même altitude, on doit mettre en place un dispositif compensateur de chemin optique pour au moins $N - 1$ faisceaux, tel une ligne à retard, afin de compenser, pour le faisceau passant par le télescope (T_i) , la portion de différence de marche $-\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}$ correspondant à des trajets au-dessus de l'atmosphère — le vecteur horizontal \mathbf{B}_i reliant un point O de référence, dans la zone de recombinaison des faisceaux, au centre O_i de la pupille d'entrée de (T_i) . Le vecteur \mathbf{V} est évidemment le même pour tous les télescopes du réseau, il dépend de l'angle horaire et de la déclinaison de l'objet pointé. Selon la direction de pointage, les valeurs de $|\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}|$ peuvent aller de 0 m à une fraction importante de la dimension du réseau interférométrique (plus d'une centaine de mètres). La dispersion à corriger dépend uniquement de $\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}$ et, ici encore, des caractéristiques physiques de l'air supposé homogène dans les trajets au sol.

Quand $\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}$ est négatif, on peut essayer de compenser la différence de marche et de corriger son chromatisme de la façon suivante : d'une part, en agissant sur la ligne à retard située entre O et la sortie de (T_i) de façon qu'elle *retranche* au trajet lumineux dans l'air au sol — de relation de dispersion $n_S(\lambda_0)$ — la longueur donnée positive $-\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}$, ce qui utilise un des deux degrés de

liberté évoqués précédemment (celui correspondant à l) ; d'autre part, en mettant sous incidence normale sur ce trajet une lame de verre d'épaisseur e_i , de relation de dispersion $N(\lambda_0)$. Il est alors tentant, sur le plan formel, d'exploiter le second degré de liberté (celui correspondant à e_i) pour réaliser à la longueur d'onde λ_m la compensation traduite, pour tout i , par

$$n_S(\lambda_m)\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V} + [N(\lambda_m) - n_S(\lambda_m)]e_i = \mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}, \quad (6)$$

ce qui revient à

$$e_i = -[n_S(\lambda_m) - 1]\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V} / [N(\lambda_m) - n_S(\lambda_m)] \quad (7)$$

qui est positif pour $\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V} < 0$. Comme les épaisseurs réelles de verre doivent être toujours positives, on introduit dans le faisceau émergent du télescope (T_i) une épaisseur de verre e'_i telle que

$$e'_i = e_{max} + e_i \quad (8)$$

où $e_i < 0$ pour $\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V} > 0$, et e_{max} est une valeur positive — un majorant de l'ensemble des $(-e_i)$ que l'on prévoit pour les divers faisceaux. Mais $n_S(\lambda_0) - 1$ et $N(\lambda_0) - n_S(\lambda_0)$ ne sont pas ajustés pour être quasi proportionnels (on a déjà utilisé tous les degrés de libertés), et dans le cas d'une large bande passante la correction de chromatisme basée sur l'équation (7) et l'utilisation d'une lame compensatrice du même verre sur chaque voie ne sera pas suffisante [59, p. 960–961].

Nous proposons alors de remplacer ces lames compensatrices en verre par des tubes de même longueur et de même température, que nous appelons « tubes à pression », fermés par des paires identiques de fenêtres sur chaque voie (donc leur caractère dispersif s'élimine dans les *différences* de marche), et à l'intérieur desquels on mettrait de l'air à une haute pression réglable ; dans l'hypothèse (voir le sous-paragraphe 6.1 de [3] dans ce numéro spécial) où la réfractivité η de l'air est, à température donnée, proportionnelle à sa pression jusqu'à des valeurs de l'ordre de 50 atm, la correction produite par une *variation* de pression judicieusement proportionnelle à $-\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}$ serait parfaite. Un problème posé par les fenêtres serait lié aux réflexions parasites qu'elles provoquent, ainsi qu'aux pertes (comme pour les lignes à retard sous vide) ; il faudrait au moins les munir de bons traitements antireflet.

Comme la Terre tourne, pour un objet céleste donné les $\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{V}$ changent au cours du temps ; donc les interféromètres au sol doivent compenser les différences de marche de manière dynamique, et ajuster les différentes corrections chromatiques au cours du temps — ce qui est possible pour des lames de verre avec des compensateurs d'Arago par exemple, ou bien pour des tubes à pression, en ajustant leurs pressions.

3.5. Utilisation d'un disperseur

Déjà en 1920 Michelson utilisait un disperseur (par ex., un prisme à vision directe) pour faciliter l'observation des interférences en lumière blanche [44] : une ligne verticale dans l'image donnée par ce disperseur (dont la direction de dispersion est traditionnellement horizontale) correspond à une longueur d'onde donnée, mais à $\Delta\lambda$ près (à cause, par exemple, de la diffraction due aux bords de celui-ci, et de la largeur la fente d'entrée qui le précède, etc.) ; or $\Delta\lambda$ est beaucoup plus petit que $(760 - 380) \text{ nm} = 380 \text{ nm}$, donc avec disperseur il sera beaucoup plus facile d'avoir une variation chromatique de l'ordre d'interférences petite devant 1 (i.e. de satisfaire la condition usuelle de cohérence temporelle pour les interférences) dans cet intervalle spectral $\Delta\lambda$ restreint — plutôt que dans tout le visible. Quand $\Delta\lambda$ est négligeable, et que la différence de marche δ affectant la lumière entrant dans le disperseur ne dépend pas de la position des points d'entrée, alors on observe le spectre cannelé correspondant à δ , avec des cannelures verticales sombres ou claires correspondant à un ensemble discret de longueurs d'onde.

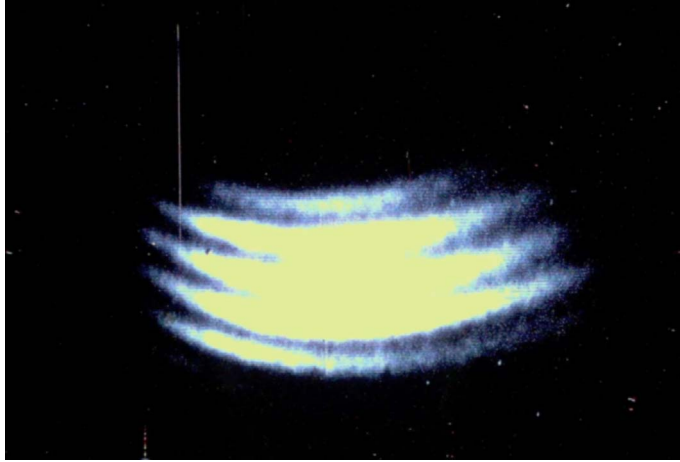


FIGURE 4. Cannelures fortement non monotones, données par le prototype d'interféromètre à deux télescopes (I2T) et vues au travers d'un prisme à vision directe, sans correction de dispersion longitudinale © Photo : I2T, Observatoire de la Côte d'Azur (OCA).

Mais quand on observe au travers d'un prisme à vision directe (dispersant horizontalement) l'image censée être celle de la tache d'Airy où δ varie avec la position verticale grâce à un interféromètre à deux voies, et si l'étalement de l'image produit par la dispersion est beaucoup plus grand que le diamètre de cette tache d'Airy, alors on se trouve dans la situation précédente où $\Delta\lambda$ est négligeable; cependant les cannelures obtenues ne sont plus verticales, à cause de la variation de δ avec la position sur la tache d'Airy. Si les cannelures sont fortement non monotones (comme sur la Figure 4), cela témoigne d'un net chromatisme de δ , qui empêche l'existence d'interférences en amont du disperser — d'où, par opposition, le fait que les cannelures sont aussi appelées « franges dispersées ». Ce dispositif ne vise pas à corriger la dispersion atmosphérique : il ne fait que séparer les différents éléments spectraux de manière à les traiter séparément dans des « canaux spectraux » différents; dans chaque canal individuel la finesse spectrale est bien meilleure que dans l'image brute, la longueur de cohérence est accrue d'autant, ainsi que la tolérance sur $d\varphi/d\lambda_0$ (ce qui correspond dans la pratique à une tolérance sur le contrôle des chemins optiques). La juxtaposition de l'image des franges, alors bien visibles dans les canaux spectraux juxtaposés compte tenu de leur finesse, forme des cannelures. Notons que la différence de marche de A à P , en tant que fonction de P et λ_0 , n'est pas *a priori* à variables séparables.

Mais si une cannelure est faiblement non monotone et présente un point stationnaire dont la position horizontale correspond à peu près au milieu du spectre utilisé (ainsi qu'au maximum de sensibilité du système), alors la position verticale de ce point stationnaire correspond à celle d'une frange achromatique peu avant le disperser; la Figure 5 présente un cas similaire.

Cela peut se rencontrer en interférométrie astronomique, si le caractère dispersif de l'air ne joue quasiment plus, donc s'il a été éliminé — soit par une mise sous vide de toute ligne à retard, soit par l'installation d'un dispositif correcteur. Dans ce cas, les interférences existent à l'entrée du disperser — voir la Figure 6.

Signalons enfin que si les corrections de dispersion ont rendu les cannelures équidistantes en nombre d'onde σ , le disperser à prisme ou à réseau ne les met pas équidistantes sur le récepteur, car sur lui l'échelle en σ n'est pas linéaire [62]. Ce fait était gênant pour un traitement numérique du signal, mais on savait le corriger en utilisant judicieusement le dispositif optique qui traite le chromatisme de $\delta_{AA'}$ [62]; on pouvait le corriger aussi par un prétraitement numérique qui compensait en même temps la distorsion due à la caméra [63].

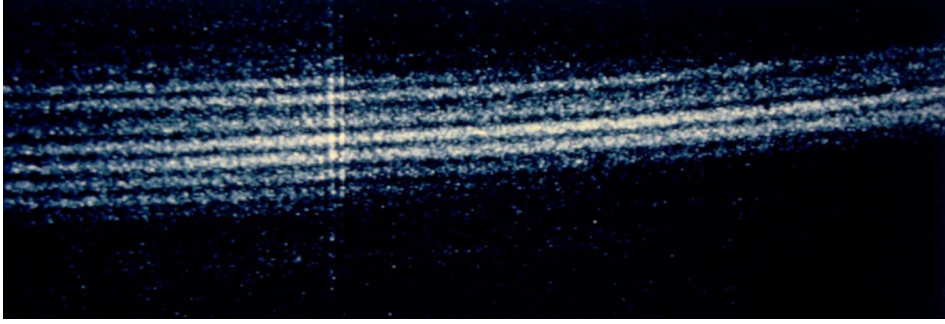


FIGURE 5. Cannelures faiblement non monotones (d'environ $0,5 \mu\text{m}$ à $0,6 \mu\text{m}$ de gauche à droite), obtenues en dispersant l'image d'une étoile (corrigée du deuxième effet de la dispersion atmosphérique) qui est observée, au travers d'un réseau blazé, par une caméra à comptage de photons connectée à un ordinateur © Photo : Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T), OCA.

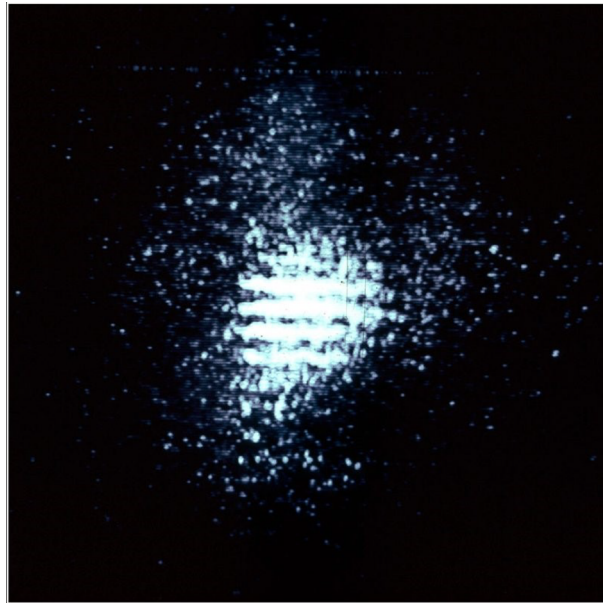


FIGURE 6. Franges d'interférences obtenues dans la tache d'Airy, avec I2T visant Véga (à une dizaine de degrés du zénith) depuis l'observatoire de Nice en 1974; vu la faible distance zénithale, et la bande passante [$0,5 \mu\text{m}$, $0,65 \mu\text{m}$], aucune correction de dispersion n'était nécessaire. © Photo : A. Labeyrie.

4. Conclusion

La correction de dispersion atmosphérique, de même que la correction de front d'onde [64] (i.e. l'optique adaptative), sont les prérequis de l'obtention d'une haute résolution angulaire depuis le sol sur de grands télescopes ou des interféromètres optiques. La première correction est relativement plus simple à mettre en œuvre car il s'agit de corriger un effet dont les fluctuations rapides restent négligeables même à très haute résolution angulaire; on peut donc se contenter de corriger son évolution lente, liée à la rotation de la Terre.

À l'avenir, la dispersion atmosphérique ne sera plus, peut-on espérer, une difficulté à surmonter, mais paradoxalement un atout pour permettre à l'optique adaptative, à l'aide d'étoiles artificielles, formées par laser et réémettant à plusieurs longueurs d'onde, de corriger le *tilt* (*alias* l'agitation de l'image) dans l'observation d'objets faibles — voir le sous-paragraphe 4.3.1 de [16] dans ce numéro spécial.

L'utilisation d'étoiles artificielles de référence fonctionne d'ores et déjà pour corriger l'étalement de l'image d'un objet peu lumineux, mais celle-là ne permet pas encore de neutraliser son agitation, car la position apparente de l'étoile laser dans la couche de sodium atmosphérique est insensible à l'agitation due à la turbulence de l'air : le faisceau traverse l'atmosphère dans un sens puis dans l'autre et, pour une longueur d'onde donnée, les deux effets sont opposés donc se compensent. Mais — et c'est là que la dispersion atmosphérique revient en scène — si l'étoile laser était observée à plusieurs longueurs d'onde suffisamment séparées, on aurait (outre la longueur d'onde initiale) une ou plusieurs nouvelles longueurs d'onde au retour ; et l'on pourrait alors tirer parti des fluctuations de la différence de position apparente de l'étoile guide pour deux longueurs d'onde (ou plus), due à la dispersion angulaire atmosphérique, afin de déterminer le *tilt* et corriger ainsi l'agitation de l'image de l'objet astronomique observé [65]. Par contre la mise en œuvre de cette idée semble encore inexistante : il est difficile de disposer d'un laser assez puissant pour qu'un effet d'optique non linéaire dans la stratosphère fournisse une étoile laser, qui renvoie vers le télescope une lumière de longueur d'onde nettement différente de celle du faisceau laser et de puissance suffisante.

Conflit d'intérêt

Les auteurs n'ont aucun conflit d'intérêt à déclarer.

Remerciement

Les auteurs tiennent à remercier Pierre Léna pour sa relecture et ses conseils avisés.

Annexe A. Dispersion latérale

Pour une longueur d'onde donnée, on considère un rayon lumineux (R) venant d'une étoile à l'infini et arrivant sur l'observateur S ; il est quasiment confondu avec l'axe Sx (d'origine prise en S) parallèle à son asymptote. En supposant l'atmosphère à symétrie sphérique par rapport au centre de la Terre, le rayon est dans le plan xSy qui contient la verticale de S — voir la Figure A1 et ses notations utilisées pour le calcul de Lord Rayleigh [8].

A.1. Estimation du déplacement latéral

À l'échelle du rayon terrestre, la faible épaisseur de l'atmosphère supposée à symétrie sphérique permet (sauf pour Z trop proche de 90°) une approximation intéressante, en utilisant l'expression $\mathbf{n} \cdot \mathbf{grad} \ln n$ de la courbure du rayon lumineux (R), où \mathbf{n} est le 2^e vecteur de la base de Frenet, donc unitaire normal à (R) ([66, p. 169], [67, p. 124]) : la courbure étant quasiment d^2y/dx^2 — car (R) est dans xSy et quasi confondu avec Sx — et n étant voisin de 1, il vient

$$\frac{d^2y}{dx^2} \cong \mathbf{grad} n \cdot \mathbf{u}_y \cong \frac{dn}{dx} \tan Z \quad (\text{A1})$$

où $n(x)$ désigne l'indice de l'air sur (R) au point d'abscisse x . On intègre une première fois en tenant compte de $\eta(\infty) = 0$ (réfractivité du vide) ainsi que de $(dy/dx)(\infty) = 0$ par définition de

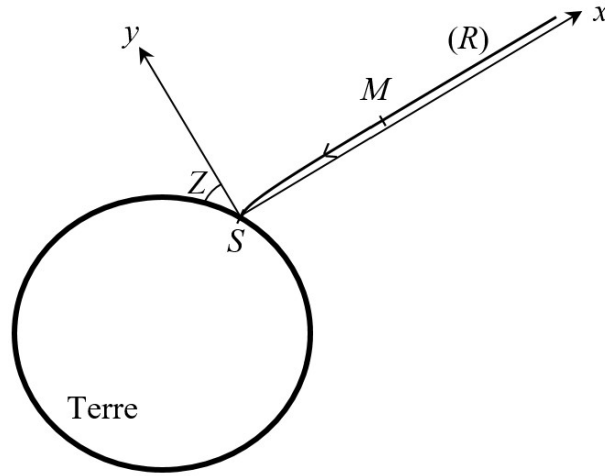


FIGURE A1. Repère orthonormé Sxy (d'origine prise en S) définissant les coordonnées des points courants $M|_y^x$ du rayon lumineux (R) considéré dans le calcul de Lord Rayleigh; l'axe Sy des ordonnées est dirigé par le vecteur unitaire u_y .

l'axe Sx , puis une seconde fois en se rappelant que $y(0) = 0$ car (R) arrive à l'origine; alors on obtient

$$y(x) \cong (\tan Z) \int_0^x \eta(x') dx'. \quad (\text{A2})$$

Compte tenu de la loi empirique de Gladstone–Dale

$$\eta \cong C \mu \quad (\text{A3})$$

appliquée à l'air (de masse volumique μ) — voir le sous-paragraphe 6.1 de [3] dans ce numéro spécial pour plus d'informations sur la validité de cette loi empirique —, et en négligeant la variation de composition de l'air avec l'altitude (ce qui fait que C ne varie qu'avec λ_0), et en supposant que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique mais pas forcément à température T uniforme, on a

$$y(x) \cong (\tan Z) C \int_0^x \mu(x') dx' \quad \text{et} \quad \frac{1}{\cos Z} \frac{dp}{dx} \cong -\mu g \quad (\text{A4})$$

où p désigne la pression et g la norme du champ de pesanteur.

Une bonne approximation de $y(x)$ s'en déduit facilement, si on considère que g est uniforme sur la portion de (R) située dans l'atmosphère dans un premier temps, et si on assimile l'air à un gaz parfait dans un second temps :

$$y(x) \cong \frac{C \tan Z}{g \cos Z} [p(0) - p(x)] \cong \frac{RC \tan Z}{M_a g \cos Z} [T(0)\mu(0) - T(x)\mu(x)] \quad (\text{A5})$$

(où R est la constante des gaz parfaits et M_a la masse molaire de l'air). On voit apparaître, pour la température $T(x)$, l'échelle de hauteur de l'atmosphère :

$$H(x) := \frac{RT(x)}{M_a g}. \quad (\text{A6})$$

D'où le résultat simple :

$$y(x) \cong \frac{\sin Z}{\cos^2 Z} [H(0)\eta(0) - H(x)\eta(x)]. \quad (\text{A7})$$

Considérons maintenant deux rayons de deux longueurs d'ondes différentes (celles des raies C et F définies au sous-paragraphe 3.4) venant de la même étoile à l'infini et arrivant en S ; pour F par rapport à C, la valeur de C est augmentée de $\Delta C = C/\nu$ (où $\nu \cong 89,4$ est la constringence de l'air) et donc sur le rayon pour F l'ordonnée en x est accrue, par rapport au rayon pour la raie C, de

$$\Delta y(x) \cong \frac{\sin Z}{\cos^2 Z} \frac{H(0)\eta(0) - H(x)\eta(x)}{\nu} = \frac{\sin Z}{\cos^2 Z} \frac{H(0)\eta(0)}{\nu} \left[1 - \frac{p(x)}{p(0)} \right]. \quad (\text{A8})$$

Avec $H(0) \sim 8$ km (qui est aussi la hauteur réduite de l'atmosphère — voir le paragraphe 4.1 de [24] de ce numéro spécial) et $\eta(0) \cong 2,9 \times 10^{-4}$ on trouve $\Delta y(\infty) \sim (\sin Z / \cos^2 Z) \times 2,6 \text{ cm} \cong 85 \text{ cm}$ pour $Z \cong 80^\circ$; au niveau de la tropopause $p(x)/p(0) \sim 10^{-1}$.

A.2. Conséquences sur la coloration de la scintillation

La scintillation lors de l'observation d'un astre est surtout causée par des couches turbulentes (plus hautes que celles responsables de l'agitation et de l'étalement de l'image dans un instrument en plaine, qui sont presque toujours décorrélés de la scintillation) entre 5 et 11 km d'altitude, où siègent des fluctuations de température de 0,1–1 K typiquement.

L'échelle interne de longueur des fluctuations de température dans l'air turbulent est de l'ordre de quelques centimètres. Donc les faisceaux reçus par une pupille d'entrée de 10 cm de diamètre ou moins, en provenance d'une étoile située assez bas sur l'horizon, pour les raies C (rouge) et F (bleue), peuvent avoir traversé des cellules différentes d'air dans une des couches turbulentes de l'atmosphère; il est alors possible que pour les rayons rouges par exemple, la cellule traversée forme une caustique (de quelques centimètres de largeur) sur la pupille, mais pas celle traversée par les rayons bleus, donc que le flux de la composante rouge du spectre reçu par l'instrument soit très renforcé. Bien sûr, ceci fluctue au gré des mouvements apparents des cellules et de l'étoile par rapport à l'instrument. La coloration de la scintillation n'est pas tant due à l'aberration chromatique des couches turbulentes qu'à la dispersion par l'air situé entre elles et l'observateur. S'il n'y a qu'une couche turbulente, les caustiques des différentes longueurs d'onde sont simplement décalées, d'où l'intercorrélacion des flux spectraux pour différentes longueurs d'onde.

Cette explication de la scintillation colorée est bien corroborée par l'observation du spectre de la pseudo-image de l'étoile bas sur l'horizon, dans des conditions atmosphériques ordinaires : si l'étoile est à l'ouest, les fluctuations de luminosité du spectre se propagent du rouge au bleu, et en sens contraire si elle trouve à l'est. Car en provenance de l'étoile, les rayons bleus reçus par l'observateur ont leurs trajets au-dessus de ceux des rayons rouges arrivant sur le même observateur; donc quand elle est à l'ouest elle se couche, et quand l'air est assez calme ce sont les rouges qui passent dans une cellule d'air donnée avant les bleus, ainsi la fluctuation de luminosité due à cette cellule apparaît-elle dans le rouge avant de se manifester dans le bleu.

Lorsque Z diminue, $\Delta y(\infty)$ diminue fortement aussi, et l'angle d'incidence des rayons sur la couche turbulente décroît; tout ceci conduit à ce que les rayons rouge et bleu évoqués ci-dessus ne peuvent plus traverser des cellules d'air bien différentes, et des colorations dans l'image de l'étoile subsistent mais sont plus difficilement détectables. Toutes les étoiles proches de l'horizon scintillent; si on ne voit pas les couleurs, c'est que l'étoile n'est pas assez lumineuse (vision scotopique). D'ailleurs en plaine la scintillation elle-même croît avec Z (ce qu'Arago fit mesurer en 1851 avec son scintillomètre par Mathieu et Goujon, car auparavant les connaissances sur ce point étaient contradictoires); mais la scintillation sature vers $Z \cong 60^\circ$ ou 70° (en fonction de l'ouverture de l'instrument, du site et de l'état de l'atmosphère), voire décroît ensuite.

A.3. Intervention de la dispersion intrinsèque à la diffraction

Dans le cas où dominent les effets ondulatoires, la scintillation décroît en fonction de λ_0 (et son temps de corrélation en est une fonction croissante — comme les dimensions caractéristiques des figures de diffraction de Fresnel dues aux turbulences atmosphériques); ces effets avaient déjà été entrevus par Arago en 1814 — le premier à donner une explication sérieuse de la scintillation. Mais pour les temps caractéristiques des scintillations sensibles à l'œil, les effets géométriques l'emportent — d'où l'intérêt de la discussion présentée ci-dessus.

L'inhomogénéité de l'air n'est pas la seule cause de courbure des rayons lumineux; la diffraction par une couche turbulente en est une autre, et il se peut que celle-ci l'emporte sur celle-là. En effet, à une distance z d'un obstacle, la diffraction de Fresnel en éclairage collimaté (de longueur d'onde centrale λ dans le milieu où il se propage) fait apparaître une longueur caractéristique $d = \sqrt{\lambda z}$, et donc une déviation d'angle caractéristique $d/z = \sqrt{\lambda/z}$; alors z est la longueur de Rayleigh associée à d . Dans une figure de diffraction de Fresnel à la distance z , les longueurs caractéristiques des variations de l'intensité ne peuvent pas être nettement plus petites que d . Avec $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ et $z = 10 \text{ km}$ on trouve $d \cong 7 \text{ cm}$, qui est petit devant l'échelle externe de longueur des cellules atmosphériques dont le défilement (selon l'hypothèse de Taylor ou de la « turbulence gelée ») à une dizaine de mètres par seconde [2, p. 75] provoque un temps de scintillation assez long pour être perçu par l'œil; dans ce cas, la scintillation peut être étudiée par l'optique géométrique. Mais il se produit un effet coopératif entre les fluctuations d'intensité dues à la diffraction et celles dues aux déviations fluctuantes prédites par l'optique géométrique lors de la traversée d'un milieu turbulent : quand celles-ci sont de l'ordre de $\sqrt{\lambda/z}$, ou avec les cellules atmosphériques de dimension voisine de d (l'intervention de λ dans $\sqrt{\lambda/z}$ comme dans d venant de la dispersion intrinsèque à la diffraction), la scintillation est bien plus forte, et l'étude géométrique de la scintillation s'avère insuffisante [17].

Références

- [1] J. Texereau, *La construction du télescope d'amateur*, 2^e éd., Société Astronomique de France, Paris, 1961.
- [2] P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, F. Mignard, D. Pelat, *L'observation en astrophysique*, 3^e éd., EDP Sciences, Les Ulis, 2008.
- [3] L. Dettwiller, « Panorama historique de l'étude de la réfraction astronomique : une histoire méconnue entre optique, mathématiques et géodésie », *C. R. Phys.* **23** (2022), n° S1, p. 13-62.
- [4] L. Dettwiller, « Short review on the refractive index of air as a function of temperature, pressure, humidity and ionization », 2022, *preprint*, <https://arxiv.org/abs/2204.02603>.
- [5] T. A. ten Brummelaar, « Differential path considerations in optical stellar interferometry », *Appl. Opt.* **34** (1994), p. 2214-2219.
- [6] A. V. Goncharov, N. Devaney, C. Dainty, « Atmospheric dispersion compensation for extremely large telescopes », *Opt. Express* **15** (2007), p. 1534-1542.
- [7] T. Nakajima, « Zenith-distance dependence of chromatic shear effect: a limiting factor for an extreme adaptive optics system », *Astrophys. J.* **652** (2006), p. 1782-1786.
- [8] Lord Rayleigh, « On the theory of stellar scintillation », *Phil. Mag.* **36** (1893), p. 129-142.
- [9] N. Devaney, A. V. Goncharov, C. J. Dainty, « Chromatic effects of the atmosphere on astronomical adaptive optics », *Appl. Opt.* **47** (2008), p. 1072-1081.
- [10] R. J. Sasiela, « Strehl ratios with various types of anisoplanatism », *J. Opt. Soc. Am.* **A 9** (1992), p. 1398-1406.
- [11] H. Labrijj, O. Herscovici-Schiller, F. Cassaing, « Computation of the lateral shift due to atmospheric refraction », *Astron. Astrophys.* **662** (2022), article n° A61, (15 p.).
- [12] W. M. Sinton, « On an achromatic stellar interferometer », *Astron. J.* **56** (1951), p. 140-141.
- [13] W. M. Sinton, « An achromatic stellar interferometer », *Astron. J.* **59** (1954), p. 369-375.
- [14] W. S. Finsen, « A critical evaluation of Sinton's achromatic interferometer », *J. Observateurs* **38** (1955), p. 217-220.
- [15] A. Danjon, « On the interferometric measurement of small angular distances », *Vist. Astron.* **1** (1955), p. 377-385.
- [16] G. Rousset, T. Fusco, « Optique adaptative : correction des effets de la turbulence atmosphérique sur les images astronomiques », *C. R. Phys.* **23** (2022), n° S1, p. 293-344.
- [17] A. T. Young, « Saturation of scintillation », *J. Opt. Soc. Am.* **60** (1970), p. 1495-1500.

- [18] J. A. van den Born, W. Jellema, « Quantification of the expected residual dispersion of the MICADO Near-IR imaging instrument », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **496** (2020), p. 4266-4275.
- [19] M. M. Colavita, J. K. Wallace, B. E. Hines, Y. Gursel, F. Malbet, D. L. Palmer, X. P. Pan, M. Shao, J. W. Yu, A. F. Boden, P. J. Dumont, J. Gubler, C. D. Koresko, S. R. Kulkarni, B. F. Lane, D. W. Mobley, G. T. van Belle, « The Palomar testbed interferometer », *Astrophys. J.* **510** (1999), p. 505-521.
- [20] Gravity Collaboration, R. Abuter *et al.*, « First light for GRAVITY: Phase referencing optical interferometry for the Very Large Telescope Interferometer », *Astron. Astrophys.* **602** (2017), article n° A94, (23 p.).
- [21] « Sur la mesure du diamètre des plus grandes planètes », *Hist. Acad. R. Sci. année 1748* (1752), p. 87-94.
- [22] L. Dettwiller, « L'invariant de Bouguer et ses conséquences : commentaire historique », *C. R. Phys.* **23** (2022), n° S1, p. 415-452.
- [23] P. Bouguer, « De la mesure du diamètre des plus grandes planètes : Description d'un nouvel Instrument qu'on peut nommer Héliomètre, propre à les déterminer; & Observations sur le Soleil », *Mém. Acad. R. Sci. année 1748* (1752), p. 11-34.
- [24] L. Dettwiller, « Propriétés remarquables de la réfraction astronomique dans une atmosphère à symétrie sphérique », *C. R. Phys.* **23** (2022), n° S1, p. 63-102.
- [25] F. Arago, « Sur les pouvoirs dispersifs », in *Œuvres complètes*, t. 11 (J.-A. Barral, éd.), vol. 2, Gide, Paris, 1859, p. 733-748.
- [26] G. B. Airy, « On the Eye-piece for correction of atmospheric dispersion », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **30** (1870), p. 57-59.
- [27] D. Bonneau, *Mieux voir les étoiles – 1^{er} siècle de l'interférométrie optique*, EDP Sciences, Les Ulis, 2019.
- [28] J. A. Anderson, « Applications of Michelson's interferometer method to the measurement of close double stars », *Astrophys. J.* **51** (1920), p. 263-275.
- [29] A. F. Brown, H. J. Hoxie, « Double stars measured by interference method », *Popular Astron.* **36** (1928), p. 385-387.
- [30] W. S. Finsen, « Compensation for atmospheric dispersion in double star interferometry », *Mon. Notes Astron. Soc. S. Afr.* **10** (1951), p. 7-8.
- [31] W. S. Finsen, « The significance of atmospheric dispersion in astronomical interferometry », *Circ. Union Observ. Johannesburg* **112** (1951), p. 82-86.
- [32] W. S. Finsen, « The Airy-Simms eyepiece for neutralizing atmospheric dispersion », *Observatory* **87** (1967), p. 41-42.
- [33] R. H. Wilson, « Construction and use of an interferometer for measurement of close double stars with the eighteen-inch refractor. Continuation of the use of the interferometer for close double star measurements at Flower Observatory », in *Publications of the University of Pennsylvania*, Astronomical Series, vol. 6, University of Pennsylvania Press, Philadelphie, 1941, part IV, p. 1-32.
- [34] H. M. Jeffers, « Measures of double stars », *Lick Obs. Bull.* **19** (1947), p. 175-181.
- [35] C. G. Wynne, « Correction of atmospheric dispersion in the infrared », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **282** (1996), p. 863-867.
- [36] D. Y. Gezari, A. Labeyrie, R. V. Stachnik, « Speckle interferometry: diffraction-limited measurements of nine stars with the 200-inch telescope », *Astrophys. J.* **173** (1972), p. L1-L5.
- [37] D. Bonneau, A. Labeyrie, « Speckle interferometry: color-dependent limb darkening evidenced on alpha Orionis and omicron Ceti », *Astrophys. J.* **181** (1973), p. L1-L4.
- [38] A. Labeyrie, « Attainment of diffraction limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images », *Astron. Astrophys.* **6** (1970), p. 85-87.
- [39] C. G. Wynne, S. P. Worswick, « Atmospheric dispersion correctors at the Cassegrain focus », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **220** (1986), p. 657-670.
- [40] C. G. Wynne, « A new form of atmospheric dispersion corrector », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262** (1993), p. 741-748.
- [41] C. G. Wynne, « Atmospheric dispersion in very large telescopes with adaptive optics », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **285** (1997), p. 130-134.
- [42] G. Avila, G. Rupprecht, J. M. Beckers, « Atmospheric dispersion correction for the FORS focal reducers at ESO VLT », *Proc. SPIE* **2871** (1996), p. 1135-1143.
- [43] E. Ketteler, « Ueber die Dispersion des Lichts in den Gasen », *Ann. Phys. (Leipzig)* **200** (1865), p. 390-406.
- [44] A. A. Michelson, « Some recent application of interference methods », *Proc. Phys. Soc. Lond.* **33** (1920), p. 275-285.
- [45] A. Labeyrie, « Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes », *Astrophys. J.* **196** (1975), p. L71-L75.
- [46] C. A. Hummel, J. T. Armstrong, A. Quirrenbach, D. F. Buscher, D. Morkuzevich, N. M. Elias II, « Very high precision orbit of Capella by long baseline interferometry », *Astron. J.* **107** (1994), p. 1859-1867.
- [47] J. E. Baldwin, M. G. Beckett, R. C. Boyesen, D. Burns, D. F. Buscher, G. C. Cox, C. A. Haniff, C. D. Mackay, N. S. Nightingale, J. Rogers, P. A. G. Scheuer, T. R. Scott, P. G. Tuthill, P. J. Warner, D. M. A. Wilson, R. W. Wilson, « The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of Capella at two epochs », *Astron. Astrophys.* **306** (1996), p. L1-L16.
- [48] J. T. Armstrong, D. Mozurkewich, L. J. Rickard, D. J. Hutter, J. A. Benson, P. F. Bowers, N. M. Elias II, C. A. Hummel, K. J. Johnston, D. F. Buscher, J. H. Clark III, L. Ha, L.-C. Ling, N. M. White, R. S. Simon, « The navy prototype optical interferometer », *Astrophys. J.* **496** (1998), p. 550-571.
- [49] T. A. ten Brummelaar, H. A. McAllister, S. T. Ridgway, W. G. Bagnuolo Jr., N. H. Turner, L. Sturmann, J. Sturmann, D. H.

- Berger, C. E. Ogden, R. Cadman, W. I. Hartkopf, C. H. Hopper, M. A. Shure, « First results from the CHARA array. II. A description of the instrument », *Astrophys. J.* **628** (2005), p. 453-465.
- [50] F. Roddier, « Triple correlation as a phase closure technique », *Opt. Commun.* **60** (1986), p. 145-148.
- [51] Y. Kok, M. J. Ireland, P. G. Tuthill, J. G. Robertson, B. A. Warrington, A. C. Rizzuto, W. J. Tango, « Phase-referenced interferometry and narrow-angle astrometry with SUSI », *J. Astron. Instrum.* **2** (2013), p. 1340011-1-1340011-32.
- [52] S. Gillessen, G. Perrin, W. Brandner, C. Straubmeier, F. Eisenhauer, S. Rabien, A. Eckart, P. Lena, R. Genzel, T. Paumard, S. Hippler, « GRAVITY: the adaptive-optics-assisted two-object beam combiner for the VLTI », *Proc. SPIE* **6268** (2006), p. 626811-1-626811-9.
- [53] Gravity Collaboration, R. Abuter *et al.*, « Detection of orbital motions near the last stable circular orbit of the massive black hole SgrA* », *Astron. Astrophys.* **618** (2018), article n° L10, (15 p.).
- [54] Gravity Collaboration, M. Nowak *et al.*, « Direct confirmation of the radial velocity planet β Pictoris c », *Astron. Astrophys.* **642** (2020), article n° L2, (8 p.).
- [55] D. D. S. Hale, M. Bester, W. C. Danchi, W. Fitelson, S. Hoss, E. A. Lipman, J. D. Monnier, P. G. Tuthill, C. H. Townes, « The Berkeley infrared spatial interferometer: a heterodyne stellar interferometer for the mid-infrared », *Astrophys. J.* **537** (2000), p. 998-1012.
- [56] A. Glindemann, J. Argomedo, R. Amestica, P. Ballester, B. Bauvir *et al.*, « The VLTI – A status report », *Proc. SPIE* **4838** (2003), p. 89-100.
- [57] J. M. Hill, R. F. Green, J. H. Slagle, « The Large Binocular Telescope », *Proc. SPIE* **6267** (2006), p. 1-15.
- [58] P. Léna, *Une histoire de flou – Miroirs, trous noirs et autres mondes*, Le Pommier, Paris, 2019.
- [59] M. G. Lacasse, W. A. Traub, « Glass compensation for an air filled delay line », in *High-Resolution Imaging by Interferometry* (F. Merkle, éd.), European Southern Observatory, Garching bei München (RFA), 1988, p. 959-970.
- [60] W. J. Tango, « Dispersion in stellar interferometry », *Appl. Opt.* **29** (1990), p. 516-521.
- [61] C. Pannetier, D. Mourard, F. Cassaing, S. Lagarde, J.-B. Le Bouquin, J. Monnier, J. Sturmman, T. ten Brummelaar, « Compensation of differential dispersion: application to multiband stellar interferometry », *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **507** (2021), p. 1369-1380.
- [62] P. R. Lawson, J. Davis, « Dispersion compensation in stellar interferometry », *Appl. Opt.* **35** (1996), p. 612-620.
- [63] L. Koechlin, P. R. Lawson, D. Mourard, A. Blazit, D. Bonneau, F. Morand, P. Stee, I. Tallon-Bosc, F. Vakili, « Dispersed fringe tracking with the multi- r_0 apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes », *Appl. Opt.* **35** (1996), p. 3002-3009.
- [64] E. P. Wallner, « Minimizing atmospheric dispersion effects in compensated imaging », *J. Opt. Soc. Am.* **67** (1977), p. 407-409.
- [65] R. Foy, A. Migus, F. Biraben, G. Grynberg, P. R. McCullough, M. Tallon, « The polychromatic artificial sodium star: a new concept for correcting the atmospheric tilt », *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **111** (1995), p. 569-578.
- [66] J.-P. Pérez, *Optique géométrique et ondulatoire*, 4^e éd., Masson, Paris, 1994.
- [67] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics – Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 6^e éd., Pergamon Press, Oxford, 1980.