



HAL
open science

QUELQUES RICHESSES PÉDAGOGIQUES D'UNE IDÉE SIMPLE : LE TEST DE RONCHI

Luc Dettwiller

► **To cite this version:**

Luc Dettwiller. QUELQUES RICHESSES PÉDAGOGIQUES D'UNE IDÉE SIMPLE : LE TEST DE RONCHI. Master. 2007. sfo-00361399

HAL Id: sfo-00361399

<https://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/sfo-00361399>

Submitted on 14 Feb 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Quelques richesses pédagogiques d'une idée simple : le test de Ronchi

par **Luc DETTWILLER**

Lycée Blaise Pascal - 63037 Clermont-Ferrand Cedex
dettwiller.luc@voila.fr

RÉSUMÉ

Pour des étudiants en physique au niveau bac + 2 ou 3, la pratique du test de RONCHI et de quelques variantes en lumière blanche peut être l'occasion d'une riche ouverture pédagogique, en permettant de :

- ◆ *profiter de la sensibilité de ce test d'aberrations géométriques des systèmes pas trop ouverts pour révéler aussi, de façon très spectaculaire avec le système (L) testé, son aberration chromatique qui n'était pas visible directement à l'œil nu ;*
- ◆ *voir concrètement la dualité théorique fondamentale (optique géométrique / optique ondulatoire) à l'œuvre dans ce test au niveau de la formation des bandes de l'image finale rétinienne ou photographique (i.e. du ronchigramme) ;*
- ◆ *comprendre la fécondité de cette dualité en élaborant une variante avec un interféromètre de Michelson ;*
- ◆ *découvrir la possibilité de compenser une dispersion – ici, celle manifestée par l'aberration chromatique de (L) – par une autre – celle intrinsèque aux interférences de cette dernière expérience – en obtenant un ensemble de franges quasi achromatiques en lumière blanche !*

INTRODUCTION

Observant en 1923 les moirés produits par la superposition d'une graduation micrométrique avec son image quand elles sont placées auprès du centre d'un miroir sphérique, le physicien italien Vasco RONCHI eut aussitôt l'idée de s'en servir pour contrôler les aberrations dues au miroir. L'interprétation de ces moirés étant délicate, il conçut promptement un test qui donne des figures plus facilement compréhensibles [1], qu'il publia dans sa thèse (et utilisa peu après pour contrôler la qualité des objectifs des lunettes historiques de GALILÉE et de TORRICELLI) : en formant l'image réelle d'un point source par un système (L) (cf. figure 1 page ci-après) et en plaçant de front dans le faisceau lumineux (F) émergent de (L) un réseau (R) d'amplitude (ayant typiquement cinq bandes *rectilignes* sombres par millimètre) auprès du point de convergence de (F), on observerait sur un écran de front (E) interceptant (F) plus loin, d'après l'optique géométrique, la projection conique de (R) sur (E) si (F) était parfaitement conique ; mais ce n'est pas le cas à

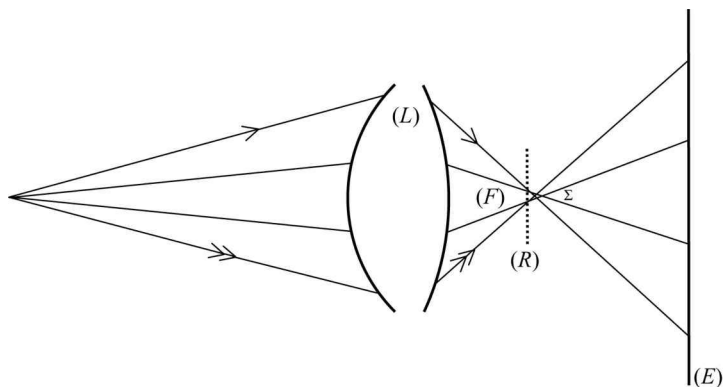


Figure 1 : Schéma de principe du test de RONCHI ; (R) doit être placé très près du « point » de convergence – ou peu avant ou peu après – de (F) formé ici par un système (L) ayant une aberration sphérique normale, *i.e.* sous-correctée.

cause des aberrations de (L), (F) est seulement quasi conique et la figure (ou « ronchigramme ») observée sur (E) est formée de bandes claires et sombres *incurvées* – de façon d'autant plus sensible que le rapport des distances successives entre (E), le « point » de convergence de (F), et (R), est grand. Les formes des bandes du ronchigramme sont caractéristiques des aberrations présentes ; ces courbes sont bien répertoriées pour les aberrations du 3^e ordre, notamment l'aberration sphérique (*cf.* par exemple notre figure 3), la coma, l'astigmatisme ([2], p. 326-331). Comme une légère courbure des bandes peut être facilement décelée, pour des systèmes d'ouverture relative 1/10 la sensibilité de ce test atteint un cinquième de longueur d'onde pour l'écart aberrant au niveau des surfaces d'ondes émergentes.

En 1929, la première application de ce test à l'optique astronomique moderne fut réalisée par ANDERSON et PORTER ; depuis, la facilité de sa mise en œuvre a rendu cette méthode très prisée des astronomes amateurs et professionnels [2]. On peut en effet interpréter aisément les figures fournies par cette méthode, et en déduire la nature des aberrations qu'elles révèlent, en utilisant les lois de l'optique géométrique. Mais comme le réseau (R) comporte typiquement cinq traits par millimètre, il faut s'attendre à ce que la diffraction joue un rôle perceptible. C'est le cas en effet ; cependant, il est remarquable que non seulement elle altère peu la figure observée, mais encore qu'elle rende compte de la formation de l'image obtenue (y compris la géométrie des bandes) en faisant intervenir aussi les interférences [2-4].

À l'occasion de l'encadrement d'un TIPE (Travaux d'initiative personnelle encadrés), j'ai réalisé plusieurs expériences basées sur le test de RONCHI avec le matériel de mon lycée. Mais au lieu de pratiquer ce test en lumière monochromatique, j'ai utilisé une lumière blanche, et l'interprétation des résultats obtenus s'est révélée particulièrement intéressante sur le plan pédagogique comme nous le verrons dès maintenant.

1. LE TEST DE RONCHI EN LUMIÈRE BLANCHE : UN RÉVÉLATEUR SPECTACULAIRE DE L'ABERRATION CHROMATIQUE

Une photographie du montage est montrée sur la figure 2 ; à l'extrémité droite se trouve une diapositive comportant entre autres un réseau de RONCHI (R) – facile à fabriquer soi-même en cas de besoin [5] – ayant 4,5 traits par millimètre. Le système (L) dont on teste les aberrations est la lentille mince convergente (de 20 cm de focale) placée peu avant, formant du trou (S) éloigné une image réelle et réduite : ceci est important, car le diamètre de (S) étant de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre, celui de son image doit être nettement plus petit que la largeur des bandes de (R) pour que le ronchigramme ne soit pas brouillé – et soit presque identique à celui que produirait un trou (S) ponctuel ; alors pour simplifier toute l'analyse qui suit, nous considérerons dorénavant que (S) est ponctuel. Mais même si celui-ci est éclairé par une puissante lampe quartz-iode (visible du côté gauche de la figure 2) dont le condenseur forme l'image du filament sur (S), la petitesse de ce trou fait que l'observation du ronchigramme en projection sur un écran (E) qu'on placerait après (R) serait peu lumineuse.



Figure 2 : Montage de RONCHI au lycée ; le trou (S) doit être assez petit (sur la photographie, à cause de la profondeur de champ insuffisante, (S) paraît bien plus gros qu'il n'était en réalité !).

Il est alors nettement préférable de remplacer l'observation sur (E) par une observation aérienne, en mettant son œil (O) juste derrière (R), de façon qu'il recueille presque entièrement (F) et qu'il accomode sur la pupille de sortie de (L) ; alors si on veut rendre cette observation à nouveau collective, il suffit de remplacer (O) par une caméra, ou un appareil photo numérique – c'est ainsi qu'ont été obtenues les figures 3 et 4. En outre, cette technique présente l'avantage d'une plus grande simplicité dans l'analyse théorique selon l'optique ondulatoire, car la formation de cette variante de ronchigramme est aussi celle d'une image par (O) – or, d'une part la théorie ondulatoire de la formation des images est bien connue [6-9], d'autre part elle est plus simple dans la limite du cas parfaitement cohérent qui nous intéresse où (S) est ponctuel.

L'observation à l'œil nu des sections transversales de (F) par un écran montrait une aberration sphérique usuelle – confirmée par la forme des bandes des ronchigrammes (cf. figure 3) – mais pas d'aberration chromatique ; pourtant, les vives couleurs de la figure 3 en révèlent une et prouvent la grande sensibilité de ce test (due à celle de l'œil) au chromatisme. Une observation similaire avait déjà été faite par TORALDO DI FRANCIA en 1942 [10].

Cette propriété est bien sûr intéressante pour montrer l'aberration chromatique de

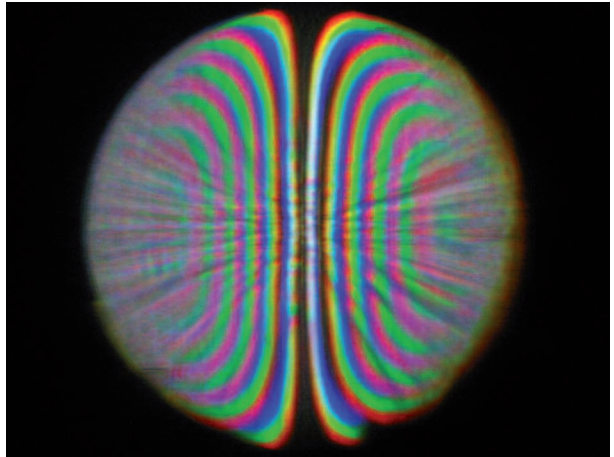


Figure 3a : Le sommet Σ de la caustique de (F) est en face d'une bande sombre de (R), et plus loin de celui-ci que les points de convergence des rayons marginaux – comme sur la figure 1.

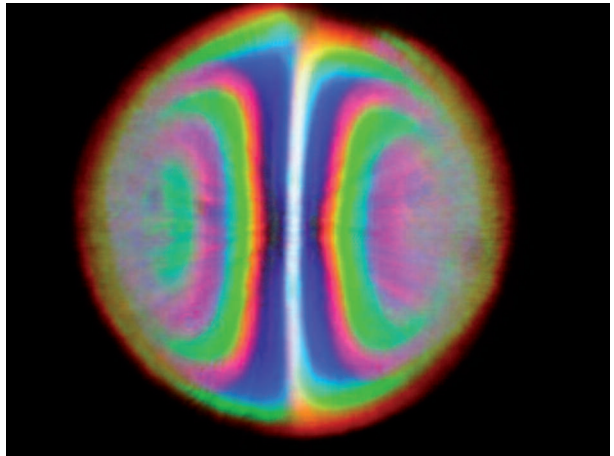


Figure 3b : Σ est plus près de (R) que pour a) – mais du même côté de celui-ci que dans le cas a) – et en face d'une bande claire de (R).

(L); mais elle complique l'analyse quantitative des aberrations géométriques de (L), pour lesquelles il vaut mieux procéder en lumière quasimonochromatique avec ce test de RONCHI. Cependant, s'il s'agit de tester la qualité d'un miroir (L) sphérique ou parabolique, on peut pratiquer tranquillement un test de RONCHI en lumière blanche : depuis NEWTON et son télescope, on pense à utiliser des optiques à miroirs pour éviter l'aberration chromatique !

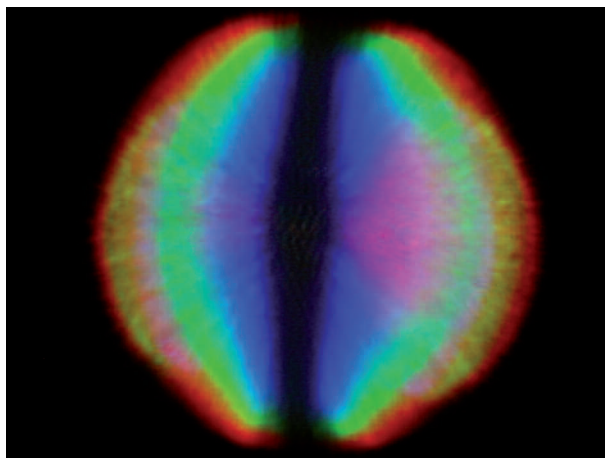


Figure 3c : Σ est en face d'une bande sombre, mais de l'autre côté de (R) que dans les cas a) et b).

Figure 3 : Ronchigrammes obtenus pour diverses positions longitudinales ou transversales de (R) – ils sont, dans la variante présentée ici, des images de la pupille de sortie de (L) formées à l'intérieur de l'appareil photo qui remplace l'œil (O) et vient se mettre après (R) ; les stries radiales « en double éventail », particulièrement visibles sur la figure 3a, mais aussi 3b, sont des parasites dus aux défauts de la pellicule de la diapositive comportant (R).

2. MANIFESTATION DE LA DIFFRACTION DANS LA FORMATION DES IMAGES GÉOMÉTRIQUES

La dualité d'explications de la formation des images (soit en termes de rayons obéissant à l'optique géométrique, soit en termes d'interférences entre les ondes diffractées depuis l'objet jusqu'à l'image) a été perçue dès 1873 grâce aux expériences d'ABBE réalisées en éclairage cohérent (cf. [6], p. 42-44 ; [7], p. 129-131 ; [9, 11-12]) ; nous observerons ici qu'elle élucide certains détails des ronchigrammes, inexplicables par l'optique géométrique.

2.1. Rappels sur la théorie ondulatoire de formation des images

On peut résumer qualitativement (cf. [6-9] pour une approche quantitative) la théorie ondulatoire de la formation des images en éclairage cohérent de la façon suivante, pour chaque composante spectrale : à partir de la distribution d'amplitude complexe A_o sur le plan objet, la propagation produit (selon les formules paraxiales de la diffraction de FRESNEL) une autre distribution d'amplitude A_e sur la pupille d'entrée du système optique – d'axe (Δ) – dont nous négligerons d'abord les aberrations géométriques ; celui-ci (si on néglige ensuite la diffraction due aux dimensions finies de ses diaphragmes autres

que d'ouverture⁽¹⁾) transforme A_E en une distribution A_S sur la pupille de sortie, homothétique de A_E à un facteur de proportionnalité près et aussi un facteur de phase sphérique qui joue un grand rôle ; en effet ce dernier permet qu'à nouveau la propagation, **en négligeant enfin l'effet du support borné de A_S** (i.e. de la valeur non nulle du rapport de la longueur d'onde λ – dans l'espace image – au diamètre D de la pupille de sortie), produise à partir de A_S une distribution d'amplitude complexe A_I sur le plan image (à la distance d du plan de la pupille de sortie), homothétique de A_O à un facteur de proportionnalité près – et encore un autre facteur de phase sphérique, qui ne joue aucun rôle pour l'éclairage de l'image.

Ce résultat est extrêmement intéressant : il montre que les formules paraxiales de la propagation-diffraction de FRESNEL reliant A_O à A_E et A_S à A_I , avec leurs facteurs de phase sphérique plus celui entre A_E et A_S , se combinent de façon que la relation entre A_O et A_I coïncide avec celle déduite de l'optique géométrique – contrairement aux relations usuelles entre A_O et A_E , A_S et A_I ! Autrement dit, cette coïncidence annule l'effet de la diffraction dans la relation paraxiale entre A_O et A_I , à la limite où λ/D tend vers zéro ; mais la démonstration de ce résultat n'utilise pas le fait que le rapport de λ à une longueur caractéristique de l'objet (ou du support de A_O) tende vers zéro !

Cette approche permet aussi de traduire, de façon ondulatoire, l'effet des aberrations du système et celui de la diffraction par le diaphragme d'ouverture : il suffit d'introduire, dans la relation entre A_E et A_S , une multiplication par la fonction pupille P_S ; son argument traduit l'écart aberrant produit sur la surface d'onde au niveau de la pupille de sortie par rapport à un système parfait de référence, et le support borné de P_S traduit la valeur finie de D . Alors, aux facteurs constants et de phase sphérique et d'homothétie près, la relation entre les distributions $A_O(\mathbf{r})$ et $A_I(\mathbf{r})$ – où \mathbf{r} désigne un vecteur position dans le plan image – est une convolution par la *réponse percussionnelle*⁽²⁾ $PSF(\mathbf{r})$ proportionnelle à $\tilde{P}_S(\mathbf{r}/\lambda d)$ – où \tilde{P}_S désigne la transformée de FOURIER de P_S – qui tient compte de

- (1) Ceux-ci jouent très peu, comme nous l'apprend l'approximation de l'optique géométrique, sur les caractéristiques de l'image d'un objet situé (conformément à l'approximation paraxiale) dans le champ de pleine lumière du système.
- (2) Son sigle PSF provient de son appellation anglaise *Point Spread Function*, qui résume bien la définition de la réponse percussionnelle : c'est, pour chaque composante spectrale en éclairage spatialement cohérent, la distribution bidimensionnelle d'amplitude complexe (dépourvue du facteur de phase sphérique commun à toute l'image) due à un point source placé à l'origine O du plan objet. Dans le cas académique d'un système centré, optiquement parfait, à pupille de sortie circulaire de diamètre D , PSF est proportionnelle à une fonction d'AIRY (dite aussi « fonction sombrero ») $2J_1(u)/u$ où J_1 désigne la fonction de BESSEL

la diffraction par le diaphragme d'ouverture, et des aberrations. Il est aussi intéressant de transposer cette relation dans l'espace des fréquences spatiales \mathbf{f} , où elle prend la forme d'un filtrage par la *fonction de transfert de modulation* $P_s(-\lambda d \mathbf{f})$ qui est la transformée de FOURIER bidimensionnelle de la réponse percussionnelle.

2.2. Conséquences observables sur les ronchigrammes

Afin d'appliquer cette théorie à l'étude des ronchigrammes, puisqu'ils sont formés aussi en éclairage spatialement cohérent, prenons comme plan objet celui de la pupille de sortie de (L), et cherchons comment (O) – précédé de (R) – en forme l'image finale. Pour simplifier, supposons (O) parfait et négligeons la diffraction par son diaphragme d'ouverture, ce qui revient à le supposer infiniment grand ; dans ce cas, le réseau (R) devient la pupille d'entrée du système $\{(R), (O)\}$, et nous tenons donc compte de la diffraction par (R) – ce que la théorie géométrique ne fait pas.

L'influence de la diffraction par (R) peut très facilement être mise en évidence expérimentalement avec le montage de la figure 2 : il suffit d'insérer un objet facilement reconnaissable quasiment sur la pupille de sortie de (L), et d'analyser son image en tant que partie du ronchigramme (*cf.* les photographies de la figure 4, page ci-après) pour y reconnaître l'effet d'une réponse percussionnelle *PSF* multiple⁽³⁾ à cause de cette diffraction. À l'œil nu, cette multiplicité – inexplicable par l'optique géométrique – était bien visible aussi lors de l'observation aérienne de l'image du bord de la pupille de sortie de (L), mais on ne la voit guère sur la figure 4 car il était trop difficile de la faire apparaître correctement sur les images fournies par mon appareil photo numérique compact.

De plus, sachant que notre réseau (R) était formé de bandes claires et sombres bien tranchées, une observation minutieuse de la figure 3 révèle encore une altération des bandes du ronchigramme (évidente par les bords flous des bandes blanches des figures 3b ou 3a) allant jusqu'à l'apparition de bandes surnuméraires (comme les deux faibles bandes blanches secondaires encadrant une bande blanche principale passant près du centre de la figure 3a ou 3b). Nous allons voir que ceci s'explique toujours par la diffraction due essentiellement aux traits de (R) ! La diffraction par les bords de (R) et par le diaphragme d'ouverture de (O) ne fait qu'augmenter légèrement le flou des bandes du ronchigramme.

2.3. Théorie simplifiée de l'influence de la diffraction par le réseau de RONCHI

Explication concernant *PSF*

L'essentiel de la diffraction par (R) étant dû à ses nombreux traits équidistants – et

d'ordre 1, $u = \pi D r / (\lambda d)$, r étant la norme du vecteur position $\mathbf{r} \equiv \mathbf{O'M}$ d'un point M quelconque du plan image, et O' le point image géométrique de O .

(3) Par opposition, la fonction *sombbrero* ne forme pas une *PSF* « multiple », car elle présente un seul « maximum principal ».

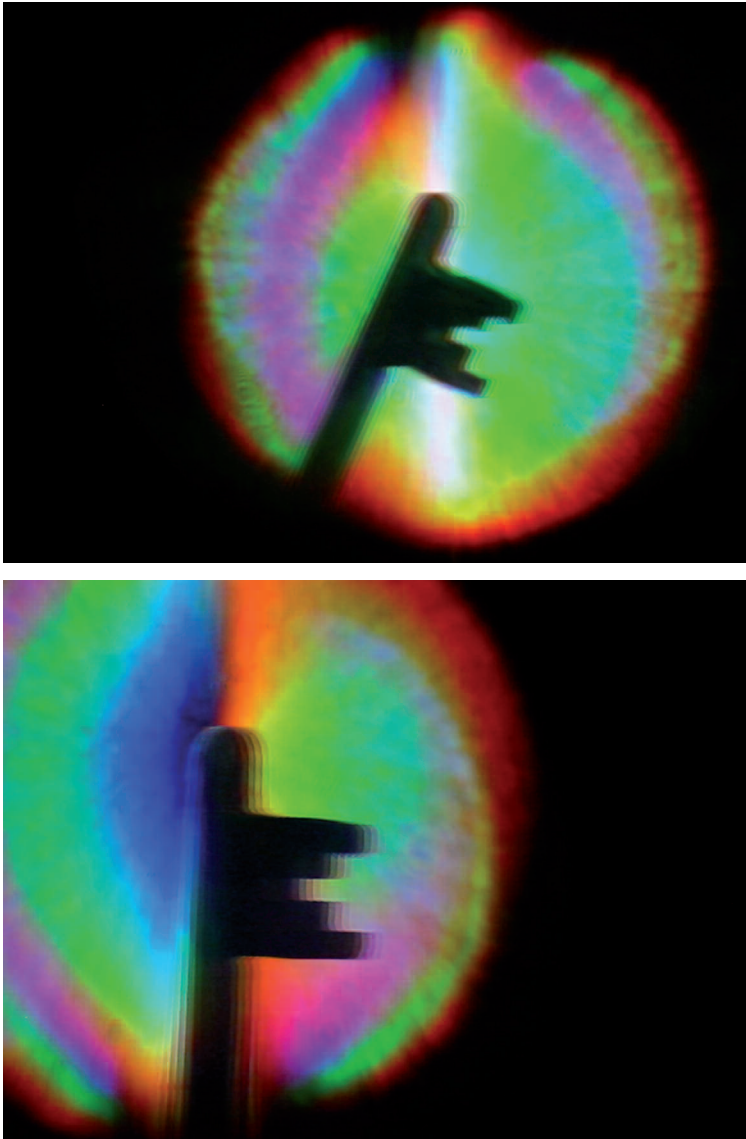


Figure 4 : La clé placée au niveau de (L) – qui est ici une lentille mince – a, comme sa pupille de sortie, une image multiple à cause de la diffraction par (R) : on voit l'ordre zéro et bien deux ordres diffractés de chaque côté ; les interférences entre ces multiples composantes cohérentes de l'image expliquent la formation des bandes du ronchigramme, de façon plus fondamentale que la théorie géométrique – par la projection conique des traits du réseau, qui ne rend pas compte de la multiplicité de PSF . Les deux photographies ne diffèrent que par leur échelle, l'orientation de la clé et la position de (R) par rapport à (F).

non pas aux bords de (R) – on va négliger (comme pour le diaphragme d’ouverture de (O) depuis le paragraphe 2.2.) l’étendue finie de (R) et considérer que, après choix judicieux de l’axe des abscisses (d’origine sur (Δ) , et orienté par le vecteur unitaire \mathbf{u}_x), son coefficient de transmission en amplitude (pour une composante spectrale) est une fonction $\tau(X)$ périodique, de période p (le pas du réseau). Alors, la réponse percussionnelle est proportionnelle à la distribution de DIRAC fonction de l’ordonnée, multipliée par un peigne de DIRAC fonction de X et par la transformée de FOURIER d’une période de $\tau(X)$: cela veut dire que, pour une composante spectrale, l’image d’un point est une série (limitée aux grands angles d’émergence) de points équidistants, d’intensités proportionnelles au carré du module de la transformée de FOURIER d’une période de $\tau(X)$, alignés parallèlement à l’axe des abscisses ; en ce sens, *PSF* est « multiple », ce qui explique la pluralité des images de la clé sur la figure 4.

On peut justifier facilement cette propriété en disant que, d’après l’approximation parabolique⁽⁴⁾ des ondes sphériques, l’amplitude complexe d’une composante spectrale de l’ondelette provoquée par le point C situé sur (Δ) et dans le plan de la pupille de sortie de (L) s’écrit, juste avant (R) , $A_0 \exp\left(i k_a \frac{\mathbf{R}^2}{2d_{CR}}\right)$ où A_0 est une constante, $k_a = 2\pi/\lambda_a$ la norme du vecteur d’onde dans l’air, \mathbf{R} le vecteur position dans (R) avec son origine aussi sur (Δ) et dans (R) , et d_{CR} la distance entre C et (R) . Alors juste après (R) , cette amplitude complexe devient, en vertu de la décomposition de $\tau(X)$ en série de FOURIER (de coefficients c_l)

$$\begin{aligned} \tau(X)A_0 \exp\left(i k_a \frac{\mathbf{R}^2}{2d_{CR}}\right) &= \exp\left(i k_a \frac{\mathbf{R}^2}{2d_{CR}}\right) A_0 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} c_l \exp\left(i 2\pi l \frac{X}{p}\right) \\ &= A_0 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \left\{ c_l \exp\left[-i \frac{k_a}{2d_{CR}} \left(l \frac{\lambda_a d_{CR}}{p}\right)^2\right] \right\} \exp\left[i \frac{k_a}{2d_{CR}} \left(\mathbf{R} + l \frac{\lambda_a d_{CR}}{p} \mathbf{u}_x\right)^2\right] \end{aligned}$$

et c’est la même que celle qui serait fournie, dans le plan du réseau, mais en son absence, par l’ensemble des ondelettes d’amplitudes proportionnelles à $c_l \exp\left[-i \frac{k_a}{2d_{CR}} \left(l \frac{\lambda_a d_{CR}}{p}\right)^2\right]$ émises par une infinité de points alignés parallèlement à l’axe des abscisses, comportant C et équidistants de $e \equiv \lambda_a d_{CR}/p$ (où λ_a désigne la longueur d’onde, dans l’air, de la composante spectrale considérée). Notons que ce calcul s’applique à un réseau (R) de motif quelconque, y compris un réseau de phase ; en 1941 une intéressante propriété de ce cas a été découverte expérimentalement [13] puis expliquée théoriquement [14].

(4) Elle est déjà présente dans la théorie résumée au paragraphe 2.1., où on néglige aussi les variations des facteurs d’inclinaison, etc. : en résumé, ce ne sont que des théories paraxiales.

Mesures

C'est cette valeur de l'écart e , compté au niveau de la clé, que l'on peut mesurer sur la figure 4 en sachant que la plus grande dimension du panneton est 11 mm : on trouve $e \sim 0,5$ à $0,6$ mm (selon les côtés choisis, etc.). Comme $d_{cr} \sim 0,2$ m et $p \sim 0,2$ mm, cela correspond à $\lambda_a \sim 0,5$ à $0,6 \mu\text{m}$: cette fourchette est satisfaisante, car elle encadre le maximum de sensibilité de l'œil. Notons qu'un effet visuel altère certainement la perception des couleurs des bords de la clé (cf. figure 4) : comme e est proportionnel à λ_a , les images multiples d'ordre $l \neq 0$ devraient présenter sur leurs bords des irisations rouges dans la partie noire de l'image de la clé, avec une largeur proportionnelle à $|l|$; mais ces irisations étaient peu visibles à l'œil nu (guère plus que sur la figure 4), vraisemblablement à cause de leur faible largeur et de leur basse luminance. Enfin, observons que si les bandes claires et sombres du réseau de RONCHI avaient la même largeur, c_l serait égal à zéro pour l pair non nul, donc sur la figure 4 il manquerait toutes les images d'ordre pair de la clé sauf celle d'ordre zéro ; ce n'était pas le cas ici (car les bandes claires de (R) étaient nettement moins larges que les bandes sombres), et la comparaison numérique de la longueur d'onde et de l'écart entre les images et le confirme.

Altérations des bandes d'un ronchigramme monochromatique non aberrant, par rapport à la projection conique du réseau

Supposons ici qu'en plus (L) est parfait, comme (O) . Alors en poursuivant les calculs littéraires ébauchés dans ce sous-paragraphe, on retrouve un résultat attendu : le ronchigramme est identique à l'image, fournie par (O) , de la figure de diffraction de FRESNEL inverse, sur la pupille de sortie de (L) , du réseau (R) éclairé par un faisceau conique parfait. Or on sait que cette diffraction inverse produit une figure dont le pas est celui de (R) multiplié par le grandissement de la projection conique déjà invoquée (donc il ne dépend pas de λ_a si (L) est exempt d'aberration chromatique) ; mais le profil d'intensité I de cette figure n'est pas homothétique du profil de $|\tau(X)|^2$, à cause de la diffraction de FRESNEL. Par exemple, si $\tau(X)$ a un profil en créneau valant 0 ou 1 (donc $|\tau(X)|^2$ aussi), les bords des bandes de (R) sont parfaitement nets ; il n'en est pas de même pour I dont le profil ne sera pas créneau à cause des différentes valeurs des déphasages inhérents à la propagation des diverses fréquences spatiales de τ , ce qui va aussi créer des maxima secondaires dans les plages où l'explication géométrique aurait prévu I nul.

Pour certaines valeurs (dépendant de λ_a) de la distance d_{zR} entre (R) , supposé infini éclairé uniformément, et le sommet Σ du faisceau conique émergent de (L) , supposé parfait, la diffraction inverse considérée ci-dessus produirait (dans l'approximation de FRESNEL) la même distribution d'intensité que celle déduite par projection conique de (R)

à partir du sommet Σ : c'est une version de l'effet TALBOT⁽⁵⁾. Pour d'autres valeurs $d'_{\Sigma R}$, situées entre les précédentes, l'altération due à cette diffraction se limiterait à un décalage d'une demi-période spatiale de la projection conique de (R) s'il était infini (effet TALBOT décalé) ; et pour d'autres valeurs $d''_{\Sigma R}$, placées entre les $d_{\Sigma R}$ et les $d'_{\Sigma R}$, cette diffraction peut produire des bandes de très faible contraste, donc un ronchigramme très altéré [15].

Mais l'absence d'altération due à l'effet TALBOT n'est qu'idéale : cela ne fonctionne pas parfaitement, d'une part à cause de la finitude de la pupille de sortie de (L) et donc de la partie éclairée de (R) – ou encore la diffraction par ses bords – et d'autre part à cause des approximations paraxiales des formules de diffraction de FRESNEL.

Achromatisme éventuel des bandes principales du ronchigramme

On vient de dire que le pas de la figure de diffraction de FRESNEL par (R) ne dépend pas de λ_a si (L) est achromatique. On peut le comprendre encore en raisonnant physiquement avec le faisceau quasi conique incident sur (R) , plutôt qu'avec le principe d'HUYGHENS-FRESNEL : la décomposition de $\tau(X)$ en série de FOURIER montre facilement que (R) démultiplie aussi tout le faisceau quasi conique issu de (R) ; les bandes du ronchigramme sont les franges d'interférences⁽⁶⁾ de ces multiples faisceaux quasi coniques donnés par (R) et dont les axes ont des directions différentes. Et comme l'intervalle entre leurs sommets est proportionnel à λ_a si d_{CR} est indépendant de λ_a , l'interfrange est quasi indépendant de λ_a à assez grande distance – compatible avec l'approximation de FRESNEL.

Mais cela n'implique pas que la distribution spatiale de l'intensité spectrale sur le ronchigramme soit indépendante de λ_a : par exemple, si pour certaines longueurs d'onde il se produisait idéalement l'effet TALBOT, pour d'autres il se produirait l'effet TALBOT décalé ; donc si $\tau(X)$ présentait des zéros, le spectre de la lumière formant le ronchigramme serait cannelé en certains de ses points ! En supposant $\tau(X)$ et (L) achromatiques, le ronchigramme ne serait pas achromatique pour autant – à cause de la diffraction de FRESNEL – *a priori*.

Cependant, si le dispositif expérimental était assez symétrique pour que les maxima principaux de cette figure de diffraction de FRESNEL soient à la même place et quasiment à la même hauteur pour toutes les longueurs d'onde, ces maxima seraient achromatiques.

On voit donc que les effets ondulatoires rendent le chromatisme des ronchigrammes bien plus complexe que ce que prévoit l'explication géométrique – *i.e.* une absence de chromatisme si $\tau(X)$ et (L) sont achromatiques !

(5) découvert par William Henry FOX TALBOT en 1836 et expliqué par Lord RAYLEIGH en 1881.

(6) Cela explique naturellement aussi l'altération des bandes du ronchigramme.

3. VARIANTE AVEC UN INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON EN COIN D'AIR : TEST PAR FRANGES DE DÉCALAGE LATÉRAL

Si on remplace (R) par les franges rectilignes d'interférences au niveau des miroirs d'un interféromètre de MICHELSON réglé en coin d'air d'angle α (cf. figure 5), la théorie ondulatoire s'impose pour expliquer la figure obtenue après la sortie de l'interféromètre : il se forme des franges d'interférences, à deux ondes (donc de profil sinusoïdal) et non localisées (car (S) est quasi ponctuel). Celles-là se mêlent aux deux images de la pupille de sortie de (L), formées par chacune des voies de l'interféromètre respectivement – par (O) : ces images sont en effet décalées latéralement, et spatialement cohérentes [16].

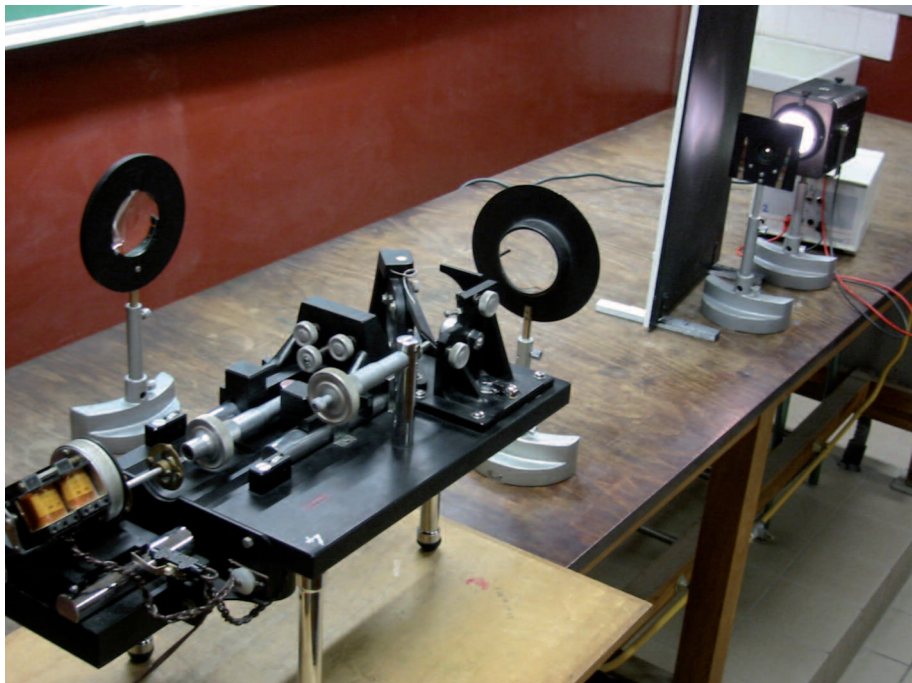


Figure 5 : Test de la lentille (L) – au centre de la photo – par les franges de décalage latéral. Il importe de prendre le trou (S) assez petit (cf. remarque sur la figure 2), et de former par (L) l'image de (S) au voisinage des miroirs ; mais on peut remplacer la lampe blanche par une lampe au sodium pour faciliter l'obtention d'une bonne cohérence temporelle. La dernière lentille du montage (sur la partie gauche de cette photo) permet une observation aérienne des franges de décalage latéral – plutôt que sur un écran (E) comme pour la figure 6 – ce qui donne des photographies plus lumineuses ; celles de la figure 7 ont été obtenues ainsi.

3.1. Avec une lumière de largeur spectrale négligeable

Les franges ainsi formées sont identiques aux bandes que donneraient, selon l'explication géométrique du test de RONCHI, les franges rectilignes du coin d'air (C) au niveau

des miroirs qui joueraient le rôle de (R) – et subiraient quasiment une projection conique ! En effet, la théorie ondulatoire du test de RONCHI montre qu'un réseau fictif de coefficient de transmission $\tau(X) = \cos(2\pi \alpha X/\lambda_0)$, proportionnel à la distribution conventionnelle d'amplitude sur (C) – dont le carré est sinusoïdal décalé, de période $\lambda_0/2\alpha$ – dédoublerait le faisceau quasi conique incident en deux faisceaux d'ordre $+1$ et -1 qui coïncideraient avec les faisceaux émergents du coin ; or on vient de dire (en discutant d'achromatisme) que les bandes de l'explication géométrique coïncident aussi avec les franges de l'explication ondulatoire à assez grande distance... Ceci rend compte de l'analogie de forme des bandes de la figure 3 et des franges des figures 6-7 !

Les franges obtenues directement sur un écran (E) placé après l'interféromètre de MICHELSON sont montrées par la figure 6. Pour rendre moins critique le réglage de l'épaisseur de (C), on l'a éclairé par une lumière spectralement assez fine comme celle de la raie D du sodium, ce qui permet aussi de cacher les effets de l'aberration chromatique de (L). La luminance de la lampe au sodium – éclairant le trou (S) – est plus faible que celle de la lampe quartz-iode, et (E) produit une diffusion ; tout ceci conduit à une observation peu lumineuse, donc pour obtenir la photographie de la figure 6 il a fallu pousser au maximum la sensibilité (d'où le grain de l'image), et augmenter numériquement le contraste.

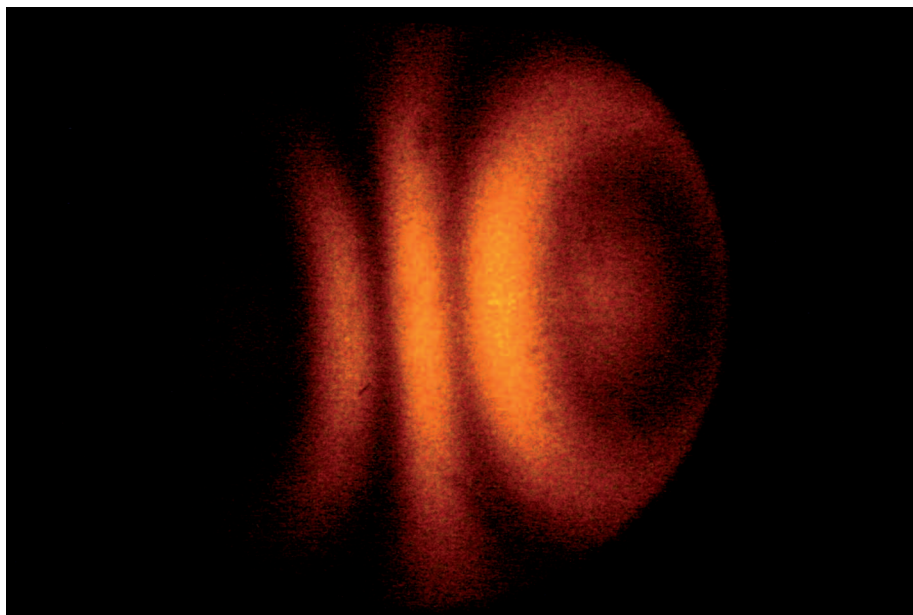


Figure 6 : Franges de décalage latéral avec aberration sphérique ; on notera que, par rapport aux bandes blanches de la figure 3a, le profil d'intensité de ces franges semble nettement plus sinusoïdal.

Remarque : Un réseau d'amplitude concret à profil sinusoïdal aurait plutôt un coefficient de transmission de module voisin de $|\tau(X)| = \tau_0 + \tau_1 \cos(2\pi \gamma X)$, où τ_0 , τ_1 et γ sont des constantes ; alors, il produirait par diffraction non pas deux, mais trois faisceaux émergents, et le profil d'intensité de leurs franges d'interférences serait *non* sinusoïdal, comme le carré de $|\tau(X)|$.

3.2. Avec une lumière blanche : combinaison de plusieurs chromatismes

En synthétisant les idées précédentes, on conçoit que pour les franges sur (*E*) dans l'expérience ci-dessus, si on met l'arête de (*C*) auprès du diamètre d'un des miroirs de l'interféromètre et que (*S*) est éclairé par une lampe blanche, les chromatismes de (*L*) et des franges de (*C*) vont se manifester simultanément et donc se combiner. Les franges sur (*C*) sont rectilignes, d'interfrange proportionnel à λ_0 pour chaque composante spectrale ; ici elles se parent des célèbres teintes de NEWTON.

Dans un premier temps, supposons (*L*) dépourvu d'aberrations géométriques : il ne serait affecté que par l'aberration chromatique. Alors, l'analogie géométrique avec le test de RONCHI considérerait que chaque composante spectrale du faisceau (*F*) est formée de rayons passant rigoureusement par son sommet Σ qui dépend de λ_0 . Pour chaque composante spectrale, selon l'explication géométrique, l'espace entre les franges sur (*E*) est inversement proportionnel à la distance $d_{\Sigma C}$ entre Σ et le coin (*C*) qui est fixe. Si (*S*) se trouve sur l'axe (Δ) de (*L*), et que cet axe coupe (*C*) sur son arête quasi-normalement à ses faces, le chromatisme des franges sur (*E*) ne peut venir que de celui de $\lambda_0/d_{\Sigma C}$: si ce rapport était quasi indépendant de λ_0 , ces franges seraient quasiment blanches. À ma connaissance, un tel résultat était inédit ; j'ai tenté de l'approcher expérimentalement, et j'ai obtenu en effet (cf. figure 7) des ensembles de franges relativement achromatiques sur (*E*) – par comparaison avec les teintes de NEWTON des franges rectilignes présentes sur (*C*) !

Mais la forme courbe des franges, bien visible sur une des images de la figure 7, est caractéristique d'une aberration sphérique pour l'image de (*S*) par (*L*) ; selon l'analogie géométrique, pour une composante spectrale, le grandissement de la projection conique n'est plus uniforme car les rayons marginaux de (*F*) ne passent plus par l'image paraxiale Σ de (*S*). Dans ce cas, l'étude du chromatisme de ces franges devient beaucoup plus compliquée, car les franges de chaque composante spectrale dépendent de deux paramètres qui varient avec λ_0 : le rapport $\lambda_0/d_{\Sigma C}$, et l'aberration sphérique longitudinale $\delta x'$ en fonction de la hauteur d'incidence h ; d'ailleurs, c'est dans la variation de $\delta x'(h)$ avec λ_0 que réside la différence, concernant les systèmes centrés, entre les achromats, les apochromats et les semi-apochromats [17].

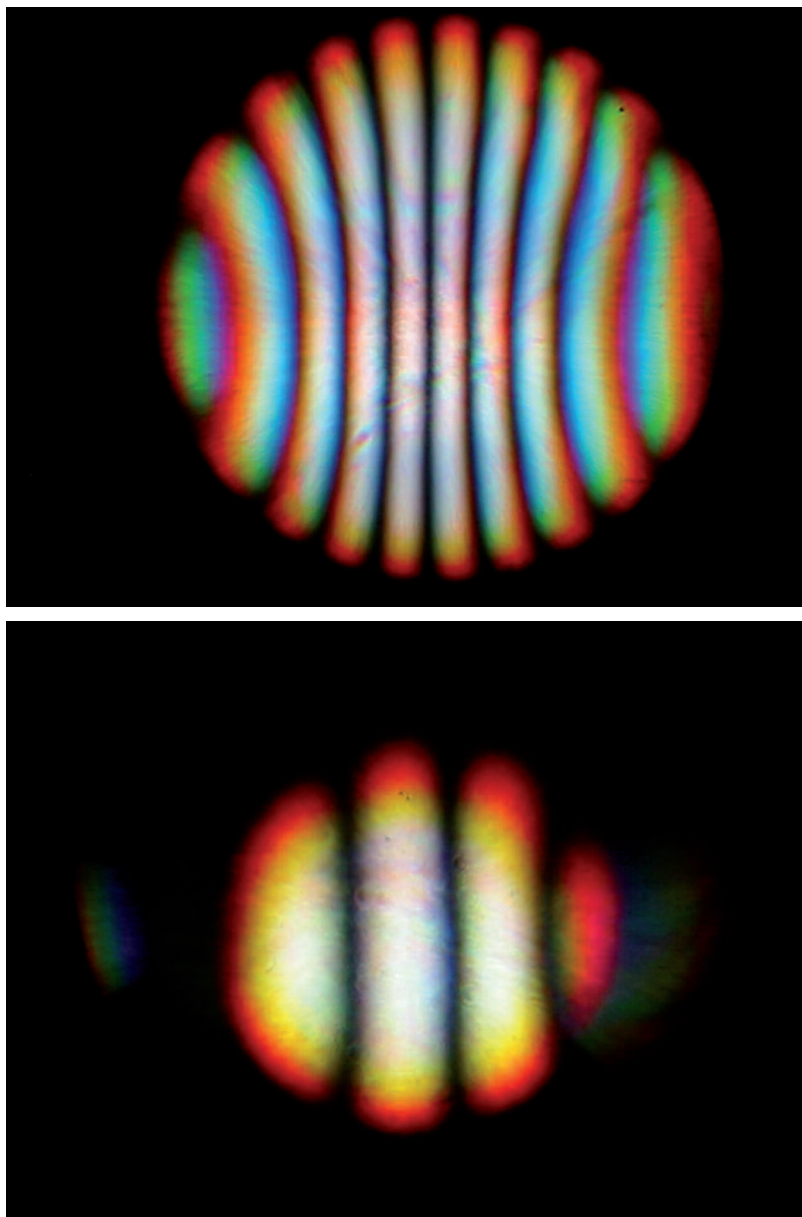


Figure 7 : Ensembles relativement achromatiques de franges par décalage latéral, pour divers angles de (C) ; l'obtention de cet achromatisme approché exige un positionnement relatif judicieux de (S) , (L) et (C) .

CONCLUSION

Dans cet article, mon but essentiel n'était pas d'exposer en détail le test de RONCHI, ni d'étudier sa sensibilité ou ses nombreuses applications récentes utilisant des variantes diverses ; pour tout cela, le lecteur intéressé pourra se reporter avec profit à la référence [2]. Mon propos était de montrer qu'une expérience au départ très simple (celle discutée aux paragraphes 1 et 2) peut s'avérer pleine de rebondissements d'une grande richesse pédagogique : elle révèle, de façon très esthétique, une aberration chromatique – invisible, dans la configuration de la figure 2, à l'œil nu sans le réseau RONCHI – sur l'image du trou source ; elle laisse entrevoir le processus de formation des images par diffractions et déphasages successifs (*cf.* figure 4) ; elle illustre la dualité optique géométrique / optique ondulatoire par l'analogie entre les bandes de projection conique de la figure 3 et les franges d'interférences de la figure 6 ; elle enrichit la gamme des phénomènes chromatiques en optique et m'a permis de prédire puis de vérifier l'existence, inédite dans ce type d'expériences à ma connaissance, d'ensembles de franges d'interférences quasi achromatiques. Tout cela illustre pleinement la fécondité de la recherche d'une compréhension profonde – car unifiée – de phénomènes qui, pourtant, semblaient à première vue bien différents.

BIBLIOGRAPHIE ET NETOGRAPHIE

- [1] RONCHI V. « Due Nuovi Metodi per lo Studio delle Superficie e dei Sistemi Ottici », *Ann. Sci. Norm. Super. Pisa*, 1923, **15**, p. 1-50. Disponible à l'adresse URL : http://www.numdam.org/numdam-bin/item?id=ASNSP_1927_1_15_A1_0
- [2] CORNEJO-RODRIGUEZ A. « Ronchi Test », in D. MALACARA éd., *Optical shop testing*, 2^e édition, New York : Wiley, 1992, chap. 9.
- [3] RONCHI V. « Sur la nature interférentielle des franges d'ombre dans l'essai des systèmes optiques ». *Rev. Opt.*, 1926, **5**, p. 441.
- [4] TORALDO DI FRANCIA G. « Sulla Frange d'Interferenza delle Onde Aberranti ». *Ottica*, 1941, **6**, p. 151.
- [5] LEQUÈVRE F. (Page consultée le 31 janvier 2008), *Le test de Ronchi*, [En ligne]. Adresse URL : <http://www.astrosurf.com/tests/ronchi/ronchi.htm> (il y est dit que pour fabriquer un réseau de RONCHI, il suffit d'imprimer un réseau de bandes noir et blanc et de le photographier avec un film à très fort contraste comme le TP2415, de façon à obtenir environ cinq traits au millimètre sur le négatif ; mais il faut éventuellement se méfier de l'opacité imparfaite des zones sombres de la photographie).
- [6] MARÉCHAL A. et FRANÇON M. *Diffraction Structure des images – Influence de la cohérence de la lumière*. Paris : Masson, 1970.
- [7] GOODMAN J.W. *Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie*. Paris : Masson, 1972 (en particulier le chap. 5).
- [8] KLEIN M. V. *Optics*. New York : Wiley, 1970, chap. 9.

- [9] PÉREZ J.-P. *Optique géométrique et ondulatoire – avec 200 exercices et problèmes résolus*. 4^e édition, Paris : Masson, 1994, chap. 30.
- [10] TORALDO DI FRANCIA G. « La Prova dell'Aberrazione Cromatica con l'Interferometro a Reticolo ». *Ottica*, 1942, **7**, p. 302.
- [11] BORN M. et WOLF E. *Principles of optics – Electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light*. Oxford : Pergamon, 1980, p. 419-424.
- [12] BRUHAT G. *Cours de physique générale – Optique*. Paris : Masson, 1992, p. 302-304.
- [13] PALLOTINO P. « Sulla Dissimmetria delle Frange Dell'Interferometro Ronchi a Reticolo ». *Ottica*, 1941, **6**, p. 26.
- [14] TORALDO DI FRANCIA G. « Saggio di una Teoria Generale dei Reticoli ». *Ottica*, 1941, **6**, p. 258.
- [15] MALACARA D. et CORNEJO A. « The Talbot Effect in the Ronchi Test ». *Bol. Inst. Tonantzintla*, 1974, **1**, p. 193-196.
- [16] MANTRAVADI M. V. « Lateral Shearing Interferometers », in D. MALACARA éd., *Optical shop testing*, 2^e édition, New York : Wiley, 1992, chap. 4.
- [17] DETTWILLER L. *Les instruments d'optique – Étude théorique, expérimentale et pratique*. 2^e édition, Paris : Ellipses, 2002, p. 61-63.



Luc DETTWILLER
 Professeur en PC*
 Lycée Blaise Pascal
 Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme)