

Bulletin de l'Union des Physiciens

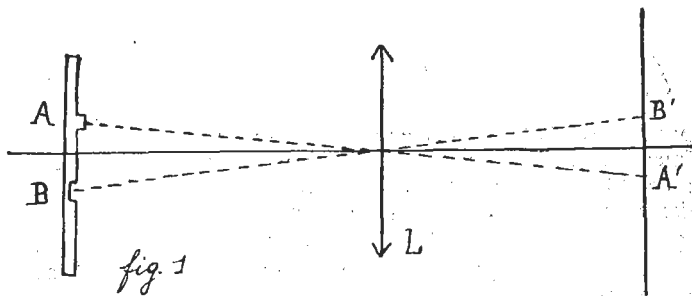
Association des Professeurs de Sciences physiques,
des Lycées et Collèges classiques, modernes et
techniques de France

Publication subventionnée par la Confédération des Sociétés
scientifiques françaises, à l'aide des fonds alloués par le Parlement

La technique de contraste de phase

A l'époque où tous les progrès de l'optique semblent liés aux théories quantiques il est intéressant de constater qu'il est encore possible de faire œuvre féconde et originale en faisant appel aux notions classiques de l'optique ondulatoire, familières à Fresnel. Je veux parler de la technique du contraste de phase imaginée il y a une douzaine d'années par le physicien hollandais F. ZERNIKE, technique qui est en train de renouveler la microscopie et d'étendre son domaine d'investigation, en rendant visibles des objets transparents qui, par leur faible contraste, échappent d'ordinaire à l'œil de l'observateur.

Considérons un exemple (fig. 1) :

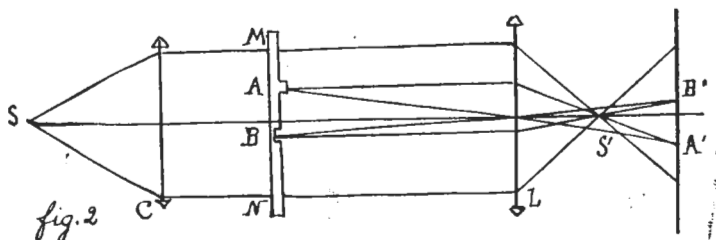


Prenons comme objet une lame à faces parallèles transparente qui présente des accidents de relief : ressaut en A, cavité en B et formons à l'aide d'un système optique L une image A'B' de cet objet, image que nous examinons soit en la recueillant sur un écran, soit en regardant l'image aérienne à travers un oculaire. Les images A' et B' des accidents de relief de notre lame seront très peu

visibles. En effet, les vibrations lumineuses de la source qui traversent l'objet transparent subiront simplement en A et en B des variations de chemin optique qui seront différentes du retard optique subi aux autres points de la lame et qui se traduiront par des modifications de phase différentes en A' et en B'. Mais, comme l'œil de l'observateur n'est pas à même d'apprécier les variations de phase d'une vibration lumineuse, l'aspect des points A' et B' de l'image sera le même que celui des autres points de l'image de la lame et les accidents de relief échapperont à l'observateur.

L'idée de Zernike (1) est de transformer les variations de phase subies par les vibrations lumineuses incidentes en A et en B en variations de l'amplitude lumineuse, c'est-à-dire de l'intensité, de façon à faire apparaître un contraste de luminosité aux endroits A' et B' de l'image.

Pour atteindre ce but, il est tout d'abord nécessaire d'éclairer l'objet à examiner par des vibrations lumineuses incidentes ayant, en tous les points de l'objet transparent, des phases déterminées, c'est-à-dire d'éclairer l'objet en lumière cohérente. Ceci est facile. Il suffit (fig. 2) par exemple, d'utiliser une source lumineuse S



ponctuelle dont le faisceau divergent sera transformé en faisceau parallèle par le condenseur C. Tous les points du plan objet AB seront ainsi atteints au même instant par des vibrations synchrones de forme

$$V_0 = A_0 \cos \omega t$$

et l'onde plane ayant traversé la lame AB aura subi derrière les accidents de relief A et B de la lame des modifications de phase qui seront légèrement différentes de la modification uniforme subie aux endroits où l'épaisseur de la lame est constante. En effet, le retard de phase subi à la traversée de la lame, proportionnel à l'épaisseur optique de celle-ci, est donné par la formule

$$\Phi = 2\pi \frac{d}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} ne.$$

Aux endroits où il y a des accidents de relief $\Delta e = \varepsilon$, la variation relative de phase sera donnée par

$$\Delta \Phi = \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) \varepsilon$$

l'indice de l'air étant assimilé à l'unité. Or les vibrations ayant franchi l'objet AB iront, après traversée du système optique stigmatique L, former l'image A'B', et nous savons qu'en vertu du principe de Fermat la distance optique sera constante pour tous les rayons allant du plan objet AB au plan image conjugué A'B'. La variation relative de phase φ , occasionnée par les irrégularités de relief de l'objet, sera donc conservée pour les vibrations qui franchiront le plan image.

Si, sur l'ensemble de la surface image A'B', nous représentons les vibrations de l'onde lumineuse par

$$V_0 = A \cos \omega t'$$

en choisissant convenablement l'origine des temps, il faut, aux points images A' et B' correspondant aux accidents de relief les représenter par

$$V' = A \cos (\omega t' - \varphi)$$

le signe de φ étant relié au signe de l'accident de relief ε (positif pour l'image d'un ressaut A' et négatif pour l'image d'une cavité B').

Si le déphasage φ reste petit par rapport à $\frac{\pi}{2}$ (c'est-à-dire si la variation de chemin optique causée par l'accident de relief reste petite par rapport à $\frac{\lambda}{4}$ qui est de l'ordre de 1.000 Å) nous pouvons écrire, en confondant $\cos \varphi$ avec l'unité et $\sin \varphi$ avec φ :

$$V' = A \cos \omega t' + A \varphi \sin \omega t'.$$

Tout se passe donc comme si à la vibration

$$V_0 = A \cos \omega t'$$

qui correspond à l'onde normale ayant traversé une lame sans accidents de relief, il fallait ajouter la vibration supplémentaire

$$V_1 = A \varphi \sin \omega t' = A \varphi \cos \left(\omega t' - \frac{\pi}{2} \right)$$

vibration dont la faible amplitude est proportionnelle à φ et qui se trouve en quadrature de phase avec la vibration de l'onde normale.

Si — et c'est là l'idée de Zernike — il est possible d'établir entre les vibrations V_0' et V_1' , un déphasage supplémentaire de $\pm \frac{\pi}{2}$, ces vibrations au lieu de se trouver en quadrature, se trouveront en accord ou en opposition

de phase et leur superposition va transformer l'amplitude résultante en

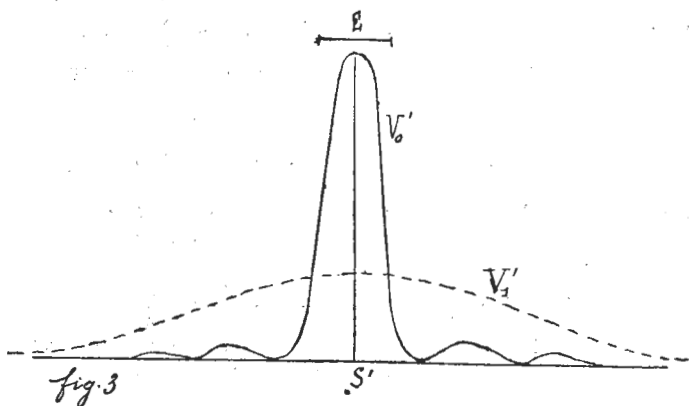
$$A(1 \pm \varphi).$$

Ainsi la différence de phase aura été transformée en une variation d'intensité

$$A^2(1 \pm \varphi)^2 \approx A^2(1 \pm 2\varphi).$$

Mais pour y arriver il faut que les deux composantes de vibration V'_0 et V'_1 soient physiquement séparables. Or, le montage expérimental de la figure 2 réalise cette séparation : Avant d'aller former l'image $A'B'$ du plan objet AB les rayons lumineux, après avoir franchi le système optique L , passeront par l'image S' de la source ponctuelle S . Ici la diffraction intervient. La vibration $V'_0 = A \cos \omega t'$ est issue de toute la surface MN du plan AB qui joue le rôle d'un diaphragme largement ouvert. L'image S' donnée par la vibration V'_0 sera donc très fine. Aux vibrations $V'_1 = A \varphi \sin \omega t'$ au contraire, produites par les accidents de relief de la lame AB , correspondent des ouvertures de diaphragmes représentées par l'étendue latérale, très faible, de ces accidents de relief. Ils iront donc former dans le plan de l'image géométrique S' des taches de diffraction beaucoup plus larges avant de se réunir aux vibrations V'_0 aux points A' et B' , images de A et B .

La figure 3 montre la répartition des intensités lumi-

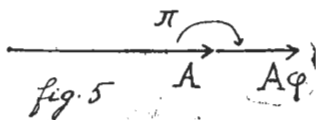
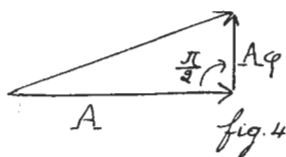


neuses correspondant aux deux vibrations V'_0 et V'_1 dans le plan de front de l'image S' .

C'est donc dans ce plan que la séparation des deux vibrations est pratiquement réalisée. Si dans ce plan on

couvre la tache de diffraction fine de V'_0 par un petit écran E mince et opaque, une fraction importante des vibrations V'_1 passera à côté de l'écran et ces vibrations iront former dans le plan $A'B'$, des images apparaissant en blanc sur fond noir, des accidents de relief de la lame (ou plus généralement des altérations de chemin optique subies par les rayons incidents). On reconnaît là le principe de la méthode de Toepler ou « Schlieren methode » dont le « Foucaultage » des objectifs est une application particulière. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne nous renseigne pas sur le sens des accidents de relief. L'image d'un ressaut comme celle d'une cavité apparaîtront en clair sur fond sombre.

L'innovation de Zernike consiste à remplacer l'écran opaque E par une lame très mince transparente (ou mieux, semi-transparente comme nous verrons plus loin) dont l'épaisseur optique soit exactement $\frac{\lambda}{4}$ ou $(4K \pm 1) \frac{\lambda}{4}$, K étant un nombre entier positif ou négatif. Cette lamelle mince porte le nom de *lamelle de contraste de phase*. Les vibrations directes V'_0 traversent cette lamelle et subissent une retardation de phase de $2K\pi \pm \frac{\pi}{2}$, alors que les vibrations V'_1 , fortement diffractées, passent en grande partie à côté de la lamelle, et leur phase reste inchangée. Nous aurons donc à composer en A' ou B'



les vibrations

$V''_0 = A \cos \left(\omega t' \mp \frac{\pi}{2} \right)$ et $V'_1 = A \varphi \cos \left(\omega t' - \frac{\pi}{2} \right)$ qui maintenant, au lieu de se trouver en quadrature (fig. 4) se trouveront soit en accord de phase (fig. 5), soit en opposition de phase.

Les figures 4 et 5 représentent les constructions de Fresnel de la vibration résultante.

Dans le cas de la figure 5 qui correspond à une épaisseur $\frac{\lambda}{4}$ ou $\frac{5\lambda}{4}$ ou encore $-\frac{3\lambda}{4}$ de la lamelle, il y aura addition des amplitudes pour les images des ressauts (A')

pour lesquels $\varphi > 0$ et soustraction pour les images des cavités (B') pour lesquels $\varphi < 0$, l'amplitude résultante étant, en tous les cas, représentée par l'expression algébrique

$$A(1 + \varphi)$$

et l'intensité correspondante par

$$I = A^2(1 + \varphi)^2 \approx A^2(1 + 2\varphi)$$

Les ressauts de la lame AB se révéleront donc, dans le plan image, par une brillance supérieure, les creux par une brillance inférieure à celle du reste de l'image. Nous dirons que le contraste de phase est positif et le simple examen de l'image nous renseignera sur le relief de la lame AB qui sert d'objet. Si au contraire l'épaisseur optique de la lamelle de contraste de phase correspond à $-\frac{\lambda}{4}$ ou à $+\frac{3\lambda}{4}$, l'amplitude résultante sera

$$A(1 - \varphi)$$

et les contrastes de luminosité seront inversés : les creux apparaîtront plus clairs, les ressauts plus sombres que le reste de la surface examinée. Nous dirons que le contraste de phase est négatif.

Il est possible d'accroître considérablement la sensibilité de la méthode en affaiblissant l'amplitude de la vibration directe V'_0 . La lamelle de contraste de phase joue alors un double rôle : elle produit le déphasage utile et elle fonctionne comme lame absorbante de façon à réduire l'amplitude lumineuse des radiations qui la traversent, à $\frac{1}{n}$ de sa valeur. Nous aurons donc à composer

$$\frac{A}{n} + A\varphi = \frac{A}{n}(1 + n\varphi)$$

ce qui revient à amplifier l'effet des accidents de relief.

Exemple numérique : Supposons que $n = 10$, c'est-à-dire que la lamelle de contraste affaiblisse les amplitudes à $1/10$ de leur valeur initiale, ou l'intensité lumineuse à $1/100$ de l'intensité incidente. L'amplitude résultante deviendra

$$\frac{A}{10}(1 + 10\varphi)$$

et l'intensité correspondante

$$\frac{A^2}{100}(1 + 20\varphi).$$

L'œil apprécie facilement des variations de brillance de 4 %, soit

$$20\varphi = 4 \cdot 10^{-2}$$

$$\varphi = 2 \cdot 10^{-3} = 2\pi \cdot \frac{10^{-3}}{\pi}$$

$$\text{Or} \quad \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{\delta}{\lambda}. \quad \text{D'où } \delta = \frac{\lambda}{3 \cdot 10^3}$$

L'œil pourra donc ainsi apprécier sans difficultés des variations de chemin optique de l'ordre de 2 à 3 Å, donc des accidents de relief de quelques angströms.

Nous approchons des dimensions moléculaires. Une assise monomoléculaire d'acide gras (20 à 30 Å d'épaisseur) pourra se voir aisément, à la condition d'être discontinue.

Après avoir exposé le principe du procédé de contraste de phase, nous ferons quelques remarques et nous donnerons quelques indications sur la réalisation pratique :

Notons que la méthode permet de déceler toute altération de chemin optique, c'est-à-dire aussi bien des inégalités d'indice de réfraction que des inégalités d'épaisseur. Lorsqu'on approche du plan objet, sur lequel on met au point le système optique, un ajutage dont s'échappe un mince filet de gaz carbonique, on distingue parfaitement, à cause de la variation d'indice qu'il produit, le jet de gaz dans le champ de vision. Dans l'examen de certains objets transparents (infusions dans l'eau) le gain de contraste réalisé par la technique de Zernike est remarquable. Ceci explique que c'est surtout en microscopie, et parmi les biologistes, que les applications de cette nouvelle méthode se sont répandues (2). Mais l'opticien aussi en tire grand profit. Dans l'examen des inégalités de surface et d'indice des objectifs (lentilles et miroir), la méthode de contraste de phase remplace avantageusement la méthode du Foucaultage (obturation de l'image S' par une lame de couteau). Elle est aussi sensible et elle renseigne sur le sens des défauts. Aussi est-ce dans le but de perfectionner les méthodes d'examen des objectifs que l'astro-physicien Bernard LYOT à Meudon a imaginé, indépendamment de Zernike, cette technique (3).

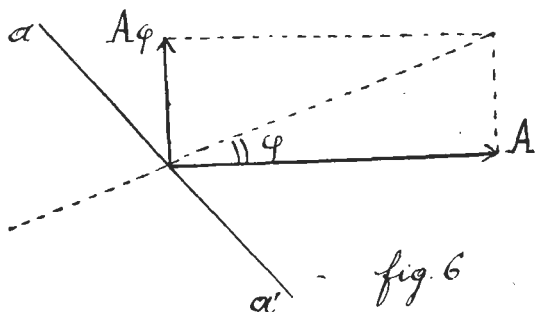
Disons maintenant quelques mots sur les réalisations : Pour simplifier le raisonnement, nous avons admis que la source lumineuse S était ponctuelle. Mais, pour avoir une luminosité suffisante, il est avantageux d'utiliser des sources filiformes. On peut remplacer la source S par une fente rectiligne. Il faut alors réaliser une lamelle de contraste de phase rectiligne. On peut dans ce but tracer sur une lame de verre d'épaisseur uniforme un sillon étroit de profondeur $\frac{\lambda}{4}$ ou encore un trait de vernis en relief d'épaisseur convenable. Le sillon peut être creusé par atta-

que lente à l'acide fluorhydrique. On obtient la profondeur convenable par tâtonnement. On fait coïncider ce sillon avec l'image F' de la fente.

Lyot obtient un dispositif d'épaisseur réglable en intercalant entre deux plaques de verre à faces parallèles, un très mince couteau de verre de forme légèrement prismatique qu'il déplace à l'aide d'une vis micrométrique pour obtenir le réglage d'épaisseur qui donne le contraste optimum. L'emploi d'une source rectiligne présente cependant des inconvénients. Elle favorise la vision des accidents de relief linéaires qui sont parallèles à la fente-source et qui diffractent la lumière dans une direction normale à l'image de la fente. Les stries de l'objet perpendiculaires à la fente passent inaperçues. De plus les images des accidents de relief sont bordées de franges de diffraction, qu'une théorie complète explique et qui compliquent l'observation (4). On atténue beaucoup ces franges et on obtient un effet indépendant de l'orientation des objets à examiner en utilisant une fente-source annulaire et une lamelle de contraste de phase à sillon également annulaire couvrant l'image de la fente. Un dépôt mince métallique produit l'absorption désirée. A l'Institut d'Optique de Paris, on a réalisé des lamelles de contraste de phase en déposant sur verre un filet d'Aluminium qui réalise à la fois l'épaisseur optique $\frac{\lambda}{4}$ et l'atténuation convenable de l'amplitude.

On peut imaginer des variantes et des perfectionnements. Au lieu d'utiliser une lamelle de contraste d'épaisseur une fois $\frac{\lambda}{4}$ et d'opérer en lumière blanche, on peut utiliser une lamelle qui soit $(4K - 1) \frac{\lambda}{4}$ pour les radiations rouges et $(4K + 1) \frac{\lambda}{4}$ pour les radiations violettes, et supprimer par un filtre les radiations vertes de façon à opérer en teinte sensible pourpre. Le dispositif agira en sens contraire sur les deux extrémités du spectre (contraste négatif pour le rouge, positif pour le bleu) et les accidents de relief apparaîtront, suivant leur signe, en bleu ou en rouge. Comme l'œil est encore plus sensible aux variations de teintes qu'aux inégalités de brillance, on pourra reconnaître ainsi des détails très fins dans la structure d'un objet transparent. Enfin, on peut combiner la technique de contraste de phase avec les techniques polarimétriques (5). Si l'on polarise la lumière incidente et si l'on réussit, par l'emploi judicieux de polaroïds ou de

lames demi-cercles convenablement découpés, à rendre orthogonales les vibrations V'_0 et V'_1 , on peut utiliser une lame quart d'onde pour déphaser convenablement ces deux vibrations. Un analyseur permettra ensuite, par sa simple rotation, d'atténuer d'une manière continue l'amplitude de la vibration principale et d'adapter le contraste à la profondeur des accidents de relief. On pourra ainsi, et très rapidement, évaluer quantitativement la variation de chemin optique. L'accident de relief apparaîtra complètement noir (fig. 6) lorsque la section principale de l'ana-



lyseur $a a'$ sera perpendiculaire à la résultante des deux vibrations orthogonales V'_0 et V'_1 , d'amplitude A et $A\varphi$. Pour obtenir ce résultat il suffit de tourner l'analyseur précisément de l'angle φ à partir de l'orientation qui réalise l'extinction du fond (analyseur perpendiculaire à \vec{A}). Le déphasage φ sera donc facile à mesurer et on en déduira l'épaisseur optique

$$\delta = \lambda \frac{\varphi}{2\pi} \text{ du défaut.}$$

Il convient cependant de remarquer, en terminant, que l'effet de contraste obtenu ne dépend pas seulement de la profondeur optique de l'accident de relief ou d'indice qu'on examine, mais aussi de sa largeur. L'examen de la figure 3 montre en effet que la partie centrale de la tache de diffraction de la vibration V'_1 traverse obligatoirement la lamelle de contraste de phase, et cette fraction ne subit pas le déphasage par rapport à V'_0 . Lorsque les dimensions latérales de l'accident de relief sont petites et que la tache de diffraction correspondante est large, on peut négliger cette fraction centrale, et nos formules s'appliquent. Mais elles ne s'appliquent plus aux accidents larges qui donnent des taches de diffractions fines. L'effet de contraste obtenu diminue donc lorsque la largeur de l'acci-

dent de relief augmente. Les objets larges et d'épaisseur uniforme échappent à l'observation. Pour pouvoir examiner des objets aussi larges que possible il convient de rendre la source filiforme aussi fine que possible et d'utiliser des faisceaux incidents de grande ouverture. Enfin la rainure de la lamelle de contraste de phase, en sillon ou en relief, devra elle aussi être aussi fine que possible et coïncider exactement avec l'image de la source. La réalisation et le réglage des très bonnes lamelles de contraste de phase est donc une opération délicate.

La technique de contraste de phase montre le parti qu'on peut tirer de l'emploi systématique de lumière cohérente et de la réalisation de déphasages adéquates. Dans une très belle conférence faite à Paris à la Société Française de Physique en octobre 1946, F. Zernike a montré comment on pouvait généraliser cette technique et transformer aussi les aspects des franges d'interférence ou de diffraction en leur superposant de la lumière cohérente de phase convenable.

Références bibliographiques

- (1) F. ZERNIKE, *Monthly Notices Royal astronom. Society*, 94, 1934, p. 377.
 — *Physica*, 1, 1934, p. 689.
 — *Zeitschrift für technische Physik*, 16, 1935, p. 454.
 — *Physica*, 9, 1942, p. 686 et p. 974.
- (2) A. KÖHLER et W. LOOS, *Naturwissenschaften*, 29, 1941, p. 49.
 M. LACHENAUD, *Revue d'Optique*, 26, 1947, p. 205.
- (3) B. LYOT, *Comptes rendus Ac. Sciences*, 222, 1946, p. 765.
- (4) M. FRANÇON, *Revue d'Optique*, 25, 1946, p. 257.
- (5) H. OSTERBERG, *Journal Optical Soc. America*, 36, 1946, p. 710 et 37, 1947, p. 726.
 A. KASTLER, *Revue d'Optique*, à paraître.
 A. KASTLER et R. MONTARNAL, *Nature* (London), 161, 1948, p. 357.
 R. MONTARNAL, *Diplôme d'Etudes Supérieures*, Paris 1948, à paraître dans la « *Revue d'Optique* ».

A. KASTLER,

Professeur à l'Ecole Normale Supérieure.