Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 7 (1925)

Artikel: Sur un nouveau mode d'emploi du réfractomètre de Jamin
Autor: Counson, Léon
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-740677

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 08.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

SUR UN
nouveau mode d'emploi du réfractomètre de Jamin[1][1]

PAR

Léon COUNSON

(Avec 3 fig.)

Le réfractomètre interférentiel de Jamin est d'un emploi facile pour la détermination de variations d'indice d'un fluide transparent dont la réfringence change par suite de modifications qui se produisent lentement et simultanément dans toute la masse du fluide. On peut, en effet, tant que la constitution du fluide ne change pas, suivre le défilé des franges d'interférence en lumière monochromatique. Les faisceaux interférants traversent chacun une colonne l du milieu étudié; la variable n'agit que sur une des colonnes. Quand les indices des deux fluides sont égaux tous deux à n, une certaine frange est au zéro de l'échelle micrométrique de la lunette d'observation. Si l'indice du fluide d'une des colonnes passe lentement à la valeur n', le chemin optique correspondant croît de $(n'-n)l$; il passe N franges au zéro du micromètre et l'on a:

$$(n' - n)\, l = N\lambda \,. \qquad [6, 7, 8]$$

Ce mode d'emploi n'est pas applicable, si simplement, à l'étude de la variation de l'indice de réfraction de solutions à concentrations variables ou même de mélanges de gaz dont on fait varier la composition. Le phénomène de diffusion du corps

[1] Les chiffres entre crochets se rapportent aux indications bibliographiques placées à la fin de cette note.

dissous dans le solvant altère l'aspect d'ensemble des franges d'interférence, et le dénombrement de celles-ci par défilé n'est plus possible. Comme d'autre part les franges sont monochromatiques, on ne peut, après établissement de l'équilibre dans le nouveau fluide, dénombrer les franges qui ont passé au zéro du micromètre au cours de la transformation. On doit avoir recours à des observations auxiliaires en lumière blanche. Dans un système de franges interférentielles en lumière blanche, il existe une frange achromatique noire, ou blanche, ou d'intensité intermédiaire, mais toujours d'un aspect distinct du reste du système de franges. De la position de la frange achromatique dans le premier état du fluide et de la position dans le second état, en tenant compte en outre du déplacement de la frange achromatique par dispersion, on peut déduire le nombre de franges monochromatiques qui ont passé au zéro de l'échelle micrométrique aux cours des transformations du fluide entre les deux états [1, 2].

Ces manipulations sont laborieuses et le repérage de la frange achromatique n'est pas très précis. J'ai indiqué, dans une communication à la section de physique du Congrès de l'A.F.A.S., à Liége [1], un moyen d'apporter le maximum de précision dans le repérage de la frange achromatique. On peut, en outre, réduire les manipulations .

* * *

Entre le rayon SAB d'incidence i qui est réfléchi par la face antérieure d'une lame de verre, plan-parallèle, d'épaisseur e, d'indice n, et le rayon SACDP transmis dans la lame et réfléchi par la face postérieure, il y a à l'émergence une différence de marche $\Delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$ (fig. 1).

Le réfractomètre de Jamin consiste en deux lames plans-parallèles, d'épaisseur c, d'indice n, placées de telle sorte qu'un rayon SA tombe sur L_1 sous l'angle i_1, sur la lame L_2 sous l'angle i_2. La différence de marche à l'émergence en P est:

$$\Delta = 2e\left[\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \sqrt{n^2 - \sin^2 i_2}\right] .$$

[1] *De l'emploi de la lumière blanche dans les réfractomètres interférentiels.*

Pour avoir la vibration résultante des vibrations émanant du point d'émergence P on fait converger les rayons dans le plan focal principal d'une lentille. Au point F de ce plan, les chemins optiques depuis P sont les mêmes, tandis que les phases diffèrent: l'amplitude du mouvement résultant est donc bien celle du mouvement vibratoire que l'on étudie. Pratiquement on a affaire à une infinité de faisceaux cylindriques ayant toutes les directions possibles entre certaines limites. Comme l'amplitude du mouvement résultant est une fonction de la direction, l'in-

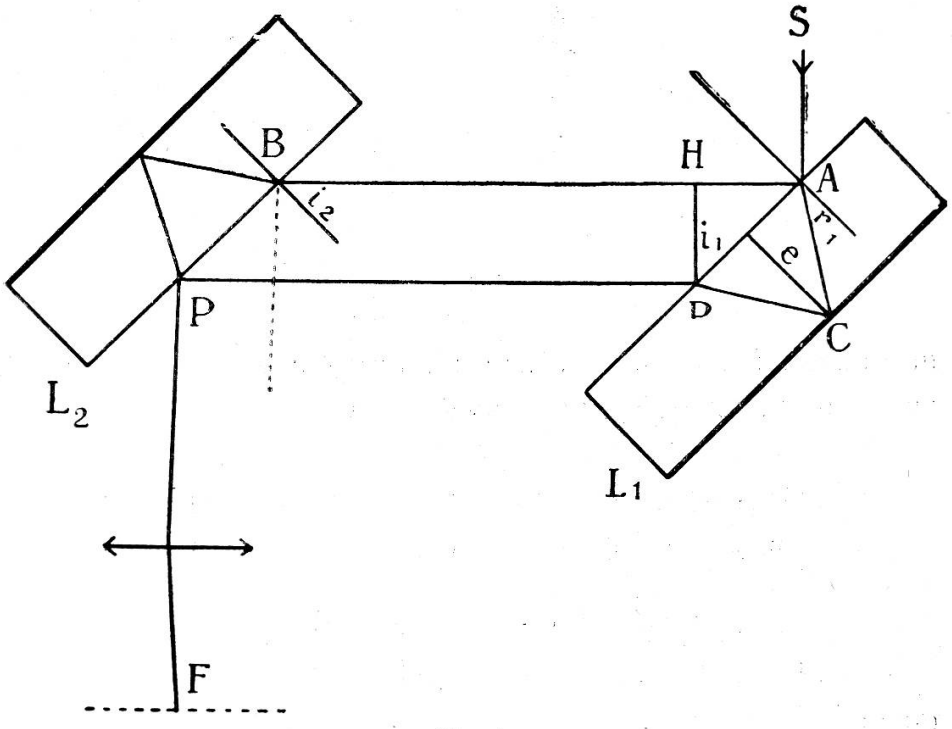

Fig. 1.

tensité varie d'une manière continue dans le plan d'observation. Ce plan est le plan réticulaire d'une lunette réglée pour l'infini: on y voit un système de franges localisées à l'infini.

Plaçons les deux miroirs M_1, M_2 (fig. 3) du réfractomètre de telle sorte que leur intersection soit horizontale. Traçons (fig. 2) une sphère de centre 0, de rayon 1 entre les lames. Les normales aux deux lames ont leurs traces en n_1 et n_2, faisant entre elles un angle 2φ. L'axe de la lunette fait l'angle I avec leur bissectrice; le plan de cette bissectrice et de l'axe de la lunette est

horizontal. Lorsque l'appareil est en ordre de marche, les miroirs sont à peu près parallèles, un rayon OR entre les

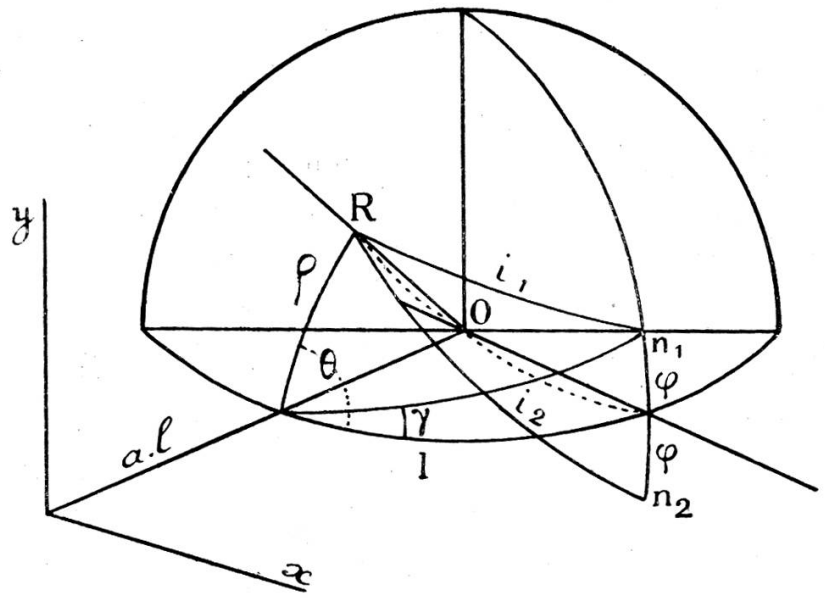

Fig. 2.

miroirs est à peu près horizontal. Les angles φ et ρ sont très petits, de même que γ, et on peut écrire:

$$\left.\begin{aligned} \cos i_1 &= \cos I \cos \rho + \sin I \sin \rho \cos (\theta - \gamma) \\ \cos i_2 &= \cos I \cos \rho + \sin I \sin \rho \cos (\theta + \gamma) \end{aligned}\right\},$$

$$\left.\begin{aligned} \cos i_1 &= \cos I + \rho \sin I \cos (\theta - \gamma) \\ \cos i_2 &= \cos I + \rho \sin I \cos (\theta + \gamma) \end{aligned}\right\}:$$

mais:

$$\cos (\theta - \gamma) = \cos \theta \cos \gamma + \sin \theta \sin \gamma ,$$

$$\cos (\theta + \gamma) = \cos \theta \cos \gamma - \sin \theta \sin \gamma ,$$

et

$$\left.\begin{aligned} \cos i_1 &= \cos I + \rho \sin I \cos \theta \cos \gamma + \rho \sin I \sin \theta \sin \gamma \\ \cos i_2 &= \cos I + \rho \sin I \cos \theta \cos \gamma - \rho \sin I \sin \theta \sin \gamma \end{aligned}\right\}.$$

En introduisant la relation $\operatorname{tg} \gamma = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\sin I}$, il vient:

$$\left.\begin{aligned} \cos i_1 &= \cos I + \rho \sin I \cos \theta + \rho \varphi \sin \theta \\ \cos i_2 &= \cos I + \rho \sin I \cos \theta - \rho \varphi \sin \theta \end{aligned}\right\}.$$

En remplaçant cos i_1 et cos i_2 par ces valeurs dans l'expression du retard on obtient:

$$\Delta = 4e\varphi \frac{\cos I}{\sqrt{n^2 - \sin^2 I}} \rho \sin \theta = 4e\varphi \frac{\cos I}{\sqrt{n^2 - \sin^2 I}} y \ .$$

Le retard est donc le même tout le long de y = constante; les franges sont horizontales. Leur équidistance égale la variation de y quand Δ varie de λ.

Dans le plan d'observation repéré par les coordonnées x, y, chaque frange est caractérisée par un numéro m qui reste le même tout de son long. L'épaisseur (y) des franges reste la même aussi longtemps que l'incidence initiale reste la même et que les angles i_1 et i_2 ne varient pas. Le point source peut donc être déplacé suivant une surface quelconque en avant du miroir M_1 sans que soit altérée la disposition des franges. En particulier deux fentes lumineuses donneront le même système de franges, abstraction faite de l'éclat des franges.

Le système relatif à une longueur d'onde λ est défini par $m = \varphi(y, \lambda)$. Les maximums (ou les minimums) d'intensité correspondent aux valeurs entières de m. Si on emploie de la lumière blanche on obtient la superposition d'une infinité de systèmes de franges entièrement indépendants au point de vue de l'interférence. La seule efficacité perceptible provient de la composition des amplitudes [11].

Considérons deux points lumineux voisins, l'un émettant une radiation jaune, l'autre l'ensemble des radiations formant la lumière blanche. Avec une lumière composée d'un nombre fini de longueurs d'ondes $\lambda_1, \lambda_2, \ldots \lambda_n$, il suffit, pour que les franges soient visibles, que leurs numéros diffèrent les uns des autres de nombres entiers pour une certaine ordonnée φ_0. Il y a en φ_0 une frange achromatique avec une lumière blanche; cette condition est impossible à réaliser pour $\varphi = \varphi_0$ sans que le numéro soit le même pour toutes les longueurs d'ondes. La frange achromatique est donc symétrique d'une frange du système monochromatique voisin. Le milieu de la frange achromatique approximativement noire ou blanche correspond à l'ordonnée φ_0, point milieu des alternances des différentes teintes du système en lumière blanche, vis-à-vis des raies unifor-

mément jaunes et noires du système en lumière monochromatique [3, 4, 10].

Soit, en avant du miroir M_1, une fente F dont la moitié gauche envoie de la lumière jaune et la moitié droite envoie de la lumière blanche. Cette double source est facilement réalisable: sur la face antérieure d'une lame de verre mat très mince et à grain fin on colle un prisme à réflexion totale. On éclaire directement la partie libre de la lame avec une flamme de sodium et on éclaire la partie latérale par réflexion de lumière blanche dans le prisme. La fente est formée par un écran à fente que l'on place parallèlement à la ligne de séparation des deux lumières contre la face postérieure de la lame de verre. Après un réglage rapide des miroirs du réfractomètre on obtient deux systèmes latéraux de franges.

Toute modification ultérieure dans l'aspect des franges est due au compensateur ou aux fluides contenus dans deux tubes placés parallèlement entre les miroirs.

Le compensateur de Jamin placé sur les trajets de deux rayons qui émergent en P (fig. 3) produit un retard:

$$\Delta_2 - \Delta_1 = s \cdot \frac{n-1}{n} \cdot \alpha \cdot \sin 2\varepsilon \ ,$$

s étant l'épaisseur de chacune des lames, α l'angle des deux lames, ε l'angle formé par la bissectrice de l'angle 2α avec l'azimut pour lequel les incidences des deux rayons sont $\pm\alpha$. Le passage des rayons à travers le compensateur ne modifie pas la direction des rayons entre les miroirs. Le nombre de franges qui défilent en lumière monochromatique pour une certaine rotation du compensateur n'est pas égal au nombre de franges auquel correspond le déplacement de la frange achromatique en lumière blanche: en effet, le retard $\Delta_2 - \Delta_1$ est fonction de la longueur d'onde de la lumière employée.

Il y a encore glissement de la frange achromatique par rapport au système de franges monochromatiques à cause de la dispersion du faisceau de lumière blanche par le fluide traversé.

La frange achromatique peut donc être utilisée comme frange origine à condition de corriger cette origine du double glissement dû à la rotation du compensateur et à la dispersion par le fluide étudié.

Soient, en avant du miroir M_1, deux fentes doublement éclairées, distantes de la longueur k. Pour un rayon SI partant de la fente f_1, on a:

$$IN = 2e \operatorname{tg} r \ ,$$

$$NL = NI \cos i = \frac{e \sin 2i}{n \cos r} \ .$$

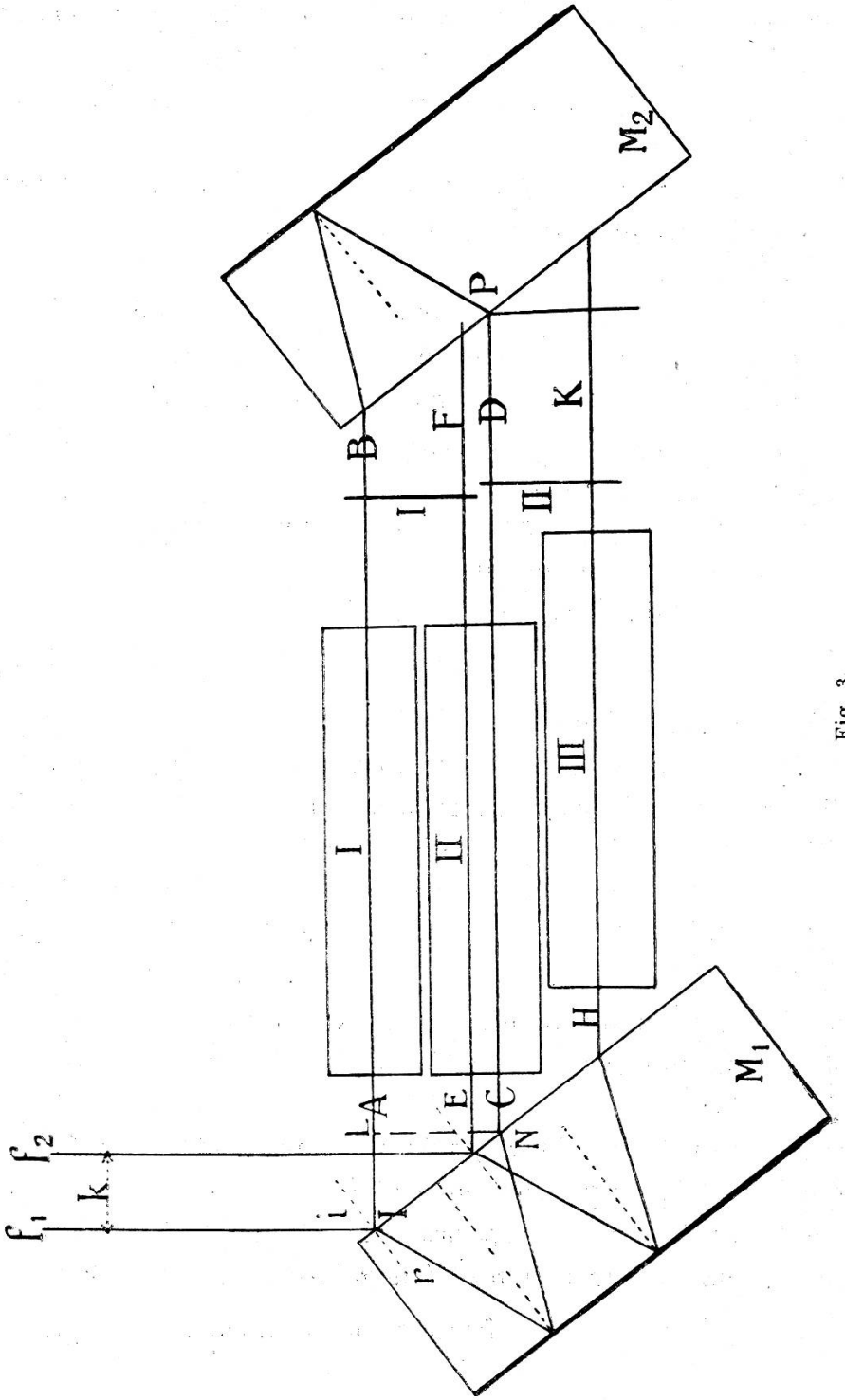

Fig. 3.

NL est maximum pour une valeur de i donnée par :

$$\sin^4 i - 2n^2 \sin^2 i + n^2 = 0 \quad . \quad [12]$$

Soit $n = 1{,}54$; NL est maximum pour $i = 49°$. A cette incidence correspond un angle $r = 30°$ et IN = 27 mm,70, pour $e = 24$ mm. La distance maximum de deux rayons interférant est alors 27,7 cos 49° = 20 mm,9. Deux miroirs de 50 mm de long éclairés par de la lumière à 49° comprennent entre eux, s'ils sont parallèles, un faisceau de largeur égale à 50 sin 41° = 32 mm,8.

Plaçons entre les miroirs trois tubes de 10 mm de calibre intérieur et de 1 mm d'épaisseur; ils occupent une largeur de 36 mm.

Un point S de la fente f_1 envoie un faisceau qui se scinde en deux rayons distants, entre les miroirs, de 21 mm.

Un point S′ de la fente f_2 envoie de même un faisceau qui forme entre les miroirs deux rayons distants de 21 mm. La distance k entre f_1 et f_2 peut être réglée de telle sorte que les quatre faisceaux entre les miroirs traversent les trois tubes dans l'ordre indiqué sur la figure ci-devant. On verra dans la lunette d'observation deux doubles systèmes de franges.

* * *

Soient à déterminer les variations de l'indice de réfraction d'une solution de chlorure de sodium avec la teneur en sel.

Plaçons les trois tubes remplis d'eau pure entre les miroirs. Les faisceaux lumineux, entre les miroirs, traversent les trois tubes et les deux lames du compensateur dans l'ordre suivant: AB, tube I, lame I; CD, tube II, lame II; EF, tube II, lame I; HK, tube III, lame II.

Après la mise au point, les deux franges achromatiques sont sur une même ordonnée, à une division a du micromètre de la lunette.

Pour une rotation de α degrés du compensateur, m franges monochromatiques passent en a et les franges achromatiques glissent de μ franges par rapport aux systèmes de franges monochromatiques. Une rotation de 1 degré au compensateur amène donc un glissement de $\frac{\mu}{\alpha}$ franges, de la raie achromatique par

rapport aux franges monochromatiques, lorsque le fluide traversé par les trois faisceaux est de l'eau pure.

Remplaçons l'eau du tube II par une solution très diluée de NaCl; les franges achromatiques disparaissent. Ramenons-les dans le champ de la lunette à la division a. Une rotation de β degrés du compensateur provoque le passage de n franges monochromatiques et un glissement égal à ν franges, des franges achromatiques. C'est-à-dire qu'une rotation de 1 degré au compensateur provoque un glissement de la frange achromatique égal à $\frac{\nu}{\beta}$ de frange.

Transposons les tubes II et I et amenons la frange achromatique EF, GH à la division 0 du micromètre. Tournons le compensateur jusqu'à amener la frange achromatique AB, CD au zéro du micromètre. Il passe N franges jaunes au zéro et la rotation du compensateur est de γ degrés. Du fait de cette rotation, l'origine a glissé de $\gamma . \frac{\mu}{\alpha}$ franges. La frange achromatique EF, GH a glissé de $\gamma . \frac{\nu}{\beta}$ franges. Les N franges doivent donc être augmentées ou diminuées de $\gamma\left(\frac{\nu}{\beta} \pm \frac{\mu}{\alpha}\right)$ franges, glissement dû à la dispersion de la solution. La variation d'indice correspond donc à un défilé de $N \pm \gamma\left(\frac{\nu}{\beta} \pm \frac{\mu}{\alpha}\right)$ franges.

BIBLIOGRAPHIE

1. L. H. Siertsema. *De Jamin'sche interferentiaalrefractor.* Gröningen, Wolters, 1890.
2. W. Hallwachs. *Annalen der Physik u. Chemie* 1892, XLVII, p. 380.
3. Cornu. *C. R.* 1881, 93, p. 809; *Journ. de Phys.* 1882, I, p. 293.
4. Mascart. *C. R.* 1889, 108, p. 591; *Journ. de Phys.* 1889, p. 445.
5. Doi. *Pr. phys. math. Soc. Japon* 1920; 38-43.
6. Cuthbertson. *Pr. R. Soc.* 1920; 152-159.
7. Hall et Peyne. *Phys. Rev.* 1922.
8. Posejpal. *Journ. de Phys.* 2, 1921 et 4, 1923.
9. Stoll. *Ann. d. Phys.* 1922, 69, p. 81.
10. Liesegang. *Phys. Zschr.* 1924, 23.
11. Nutting. *Phys. Rev.* 1903, 16, p. 129.
12. Billet. *Optique physique* I, p. 162.