

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 46 (1918)

Artikel: Sur la vitesse de propagation d'un signal optique dans un milieu absorbant
Autor: Schidlof, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-743190>

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: 28.03.2026

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

la température comme agent pouvant provoquer l'éclosion du Papillon. Elles ont consisté à placer des chrysalides de plusieurs espèces dans une étuve à 35° dès le jour de leur formation. Non seulement la durée de la nymphose a été considérablement raccourcie, mais les éclosions se sont produites à n'importe quel moment de la journée. La conclusion à retenir de ces expériences est que la chrysalide, lorsqu'elle se développe en milieu chaud trouve les éléments thermiques nécessaires à son éclosion dès qu'elle est à maturation; tandis que dans le milieu normal, la chrysalide à maturation est obligée d'attendre une élévation de température ou une diminution de la pression atmosphérique pour s'ouvrir.

Une autre série d'expériences a été pratiquée avec des chrysalides à maturation de *Pieris brassicae* et de *Vanessa urticae* que nous plaçons brusquement dans une étuve à 38° ; au bout de deux ou trois heures, on constate parfaitement que la partie antérieure du thorax, là où se trouvent les fourreaux, se gonfle comme si elle allait éclater; puis l'éclosion survient peu après.

Le mécanisme résultant d'une augmentation de chaleur s'explique par le fait d'une dilatation des tissus et des liquides du corps du Papillon dans sa chrysalide, ce qui produit au sein de celle-ci une poussée intérieure, agissant du dedans au dehors, et qui est capable de provoquer la déhiscence des fourreaux.

Séance du 16 mai 1918.

Amé PICTET. — *Essais de synthèse dans le domaine des sucres.*

Une note sera publiée ultérieurement.

A. SCHIDLOF. — *Sur la vitesse de propagation d'un signal optique dans un milieu absorbant.*

La vitesse de propagation du front d'une onde électromagnétique est, comme l'on sait, indépendante de la nature du milieu où chemine l'onde et égale à la vitesse de la lumière dans le vide c . Quant à la queue de l'onde, sa vitesse sera nulle, si le milieu est absorbant, parce que, dans un pareil milieu, tout

ébranlement une fois excité persiste indéfiniment, quoique avec une intensité qui décroît très rapidement avec le temps. Ni l'une ni l'autre de ces vitesses ne peut être assimilée à celle d'un signal optique, produit en laissant passer ou en arrêtant une onde lumineuse, qui se propage dans le milieu en question.

S'il s'agit d'un milieu dont le pouvoir absorbant est nul ou négligeable, on peut considérer la *vitesse du groupe d'ondes*

$$U = \frac{c}{n - T \frac{dn}{dT}} \quad (1)$$

comme représentant à *la limite* une vitesse avec laquelle on peut transmettre un signal optique, donné au moyen d'une onde monochromatique de période T , n étant l'indice de réfraction du milieu pour la lumière de période T . Il importe de prouver que U est effectivement une vitesse de signal possible.

Dans ce but, envisageons le groupe d'ondes résultant de la superposition de deux vibrations monochromatiques simples de même amplitude, dont les périodes sont respectivement T et $T + \Delta T$ et les longueurs d'ondes, dans le milieu considéré, λ et $\lambda + \Delta\lambda$. On démontre facilement que la période τ de la variation de l'amplitude des groupes d'ondes est:

$$\tau = 2T \frac{c}{nU} \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (2)$$

Le rapport $\frac{c}{nU}$ étant généralement de l'ordre de grandeur de l'unité, la période τ comprendra un nombre énorme de périodes T si $\Delta\lambda$ est petit en comparaison de λ .

Imaginons alors que, pour donner le signal, on utilise un obturateur synchrone qui s'ouvre ou qui se ferme automatiquement à l'instant où l'amplitude du groupe est nulle. Le jeu de cet obturateur n'entraîne pas de perturbation dans l'état du groupe d'ondes et, d'autre part, τ peut être supposé tellement grand vis-à-vis de T que l'état stationnaire est atteint en tout endroit et à toute époque où l'amplitude du groupe présente une valeur différente de zéro.

Puisque U est une vitesse de signal possible, cette quantité ne peut devenir ni plus grande que c , ni négative. Or, d'après la

formule (1) U serait $> c$ si n présente une valeur minimum inférieure à l'unité ($\frac{dn}{dT} = 0$), et U serait négatif si $T \frac{dn}{dT}$ est positif et $> n$. Il peut en effet arriver que $\frac{dn}{dT}$ soit nul ou > 0 et que n soit < 1 , mais seulement pour des corps dont la dispersion est *anormale* et, dans ce cas, le corps présente toujours un pouvoir absorbant plus ou moins élevé pour les ondes monochromatiques en question. La formule (1) cesse alors d'être applicable, et elle doit être remplacée par une autre qui fait intervenir le *coefficient d'extinction* α du milieu. Nous appelons ainsi la quantité

$$\alpha = \frac{2\pi\kappa}{\lambda}$$

caractéristique pour l'amortissement des ondes monochromatiques de période T . κ est l'*indice d'absorption* du corps.

Un calcul analogue à celui qui conduit à la formule (1) fournit pour la vitesse du groupe d'ondes dans un milieu absorbant l'expression :

$$U' = \frac{U}{1 + \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{d\alpha}{d\lambda}}. \quad (3)$$

Transformons la formule (3) en y introduisant la valeur de U tirée de (1) et en utilisant la relation

$$\lambda = \frac{cT}{n}.$$

On obtient après réduction :

$$U' = \frac{c}{n(1 - \kappa) - T \frac{dn}{dT} + T \frac{d(n\kappa)}{dT}}. \quad (4)$$

La formule (4) serait dépourvue de toute signification si le dénominateur de la fraction pouvait devenir négatif ou même seulement < 1 . Nous avons donc la condition :

$$n(1 - \kappa) - T \frac{dn}{dT} + T \frac{d(n\kappa)}{dT} > 1 \quad (5)$$

qui conduit à quelques conclusions relatives aux constantes optiques n et κ des corps absorbants. Remarquons que l'indice

de réfraction n peut devenir aussi petit qu'on veut, même si la dispersion est anormale ($\frac{dn}{dT} > 0$), à condition que la dérivée $\frac{d(nz)}{dT}$ présente une valeur positive suffisamment grande. En ce qui concerne les propriétés optiques des métaux, les expériences montrent que la dérivée en question est toujours positive¹ et que l'inégalité (5) est satisfaite.

Alex. MÜLLER. — *Note sur la limite du spectre continu des rayons X et la loi des quanta.*

D'après la théorie des quanta, une longueur d'onde limite existe dans le spectre continu des rayons X. Cette limite a été constatée par plusieurs auteurs, mais les différents travaux ne sont pas toujours en concordance. Il y avait donc un intérêt à tenter de nouvelles recherches.

Le rayonnement émis par un tube à rayons X de construction spéciale a été analysé au moyen d'un spectromètre à cristal tournant; et les rayons diffractés ont été enregistrés sur une plaque photographique. Le spectre continu ainsi obtenu était limité par une tête de bande, dont la longueur d'onde a été déterminée par rapport à la raie K_α du cuivre. Ayant mesuré le potentiel V aux bornes du tube, la constante h de PLANCK est donnée par l'équation connue: $h = e \cdot V \cdot \lambda / c$. En outre, l'expérience suivante a été faite. En employant deux anticathodes différentes (en cuivre et en argent), deux bandes ont été photographiées sur la même plaque, le potentiel V étant le même dans les deux cas. Ce potentiel V était supérieur au potentiel qui est nécessaire pour exciter le rayonnement « K » du cuivre, mais il était au-dessous de la tension caractéristique de l'argent. Dans les limites d'erreur correspondant aux variations du potentiel, les deux bandes coïncidaient entièrement. La construction spéciale du tube a permis d'obtenir ces résultats en employant une source d'énergie électrique très faible (courant fourni par une machine électrostatique, intensité du courant 0,4 à 0,5 milliampères. Variations du potentiel 1 à 2 %; temps

¹ Cf. FÖRSTERLING, K. et FRÉEDERICKSZ, V. *Ann. der Phys.* (4) 1913, t. 40, p. 201-232.