

**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles  
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève  
**Band:** 26 (1944)

**Artikel:** Diffusion des ondes ultrasonores par les ondes thermiques  
**Autor:** Bauer, E.H. / Weigle, Jean  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-742732>

#### 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:** 08.01.2026

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

A basse température, le cristal est homogène pour les phases, mais inhomogène au point de vue des forces, les derniers domaines transformés étant restés sous tension. Lorsqu'alors on élève la température, ces petits domaines se transforment les premiers, puis les phénomènes suivent un chemin inverse de celui décrit ci-dessus. Toutefois la différence entre les deux coefficients de dilatation produit cette fois un étalement en température plus petit que précédemment, ce qui explique la dissymétrie que l'on observe en plus de l'hystérèse entre les deux sens de transformation.

Ainsi, en tenant compte des ruptures, on trouve finalement que l'intervalle séparant les températures pour lesquelles la plus grande partie du cristal se transforme est de l'ordre de 0,5° C. Cela correspond bien avec les données expérimentales.

Beaucoup d'autres détails expérimentaux se trouvent aussi expliqués.

Il n'y a donc rien d'extraordinaire dans la transformation du NH<sub>4</sub>Cl et, pour expliquer celle-ci, il n'est pas nécessaire de faire appel à des phénomènes nouveaux, comme ce qu'on a appelé une transformation du second ordre.

Nous pensons que des phénomènes semblables à ceux du NH<sub>4</sub>Cl doivent se produire chaque fois que, dans une transformation, les variations de volume entre les deux phases sont suffisamment petites pour que le cristal soit assez fort mécaniquement pour ne pas se briser immédiatement lors de la transformation. La limite d'élasticité du cristal déterminera alors l'étalement en température de la transformation.

Le travail complet sera publié prochainement dans les Helvetica Physica Acta.

**E. H. Bauer et Jean Weigle.** — *Diffusion des ondes ultrasoires par les ondes thermiques.*

On sait que, pour expliquer toute une série de phénomènes comme la dilatation ou la conductibilité thermique, on est obligé d'admettre que les forces qui lient les uns aux autres les atomes d'un cristal sont anharmoniques. Lorsqu'on décrit le

cristal comme un continu, cette anharmonicité peut être introduite dans l'équation des ondes mécaniques. Il suffit, par exemple, d'écrire que la vitesse de propagation dépend de la densité et des coefficients élastiques instantanés. On voit alors immédiatement que le principe de superposition des ondes n'est plus vérifié. Car, en effet, une onde de compression, par exemple, produit une stratification de la densité. Pour une autre onde, tout se passera alors comme si le milieu dans lequel elle se propage était devenu une sorte de cristal (milieu périodique). Cet effet (du deuxième ordre) est en général négligeable, mais on sait que, dans certaines conditions particulières sur l'orientation des ondes (conditions d'interférence de Laue, loi de Bragg), des fluctuations même très petites de l'indice de réfraction peuvent donner, par une sorte de résonance, des ondes diffractées ou « réfléchies » suivant Bragg, dont l'intensité n'est pas négligeable. Les conditions d'interférence sont toutefois différentes de celles qu'on trouve pour les rayons X dans les cristaux par le fait que le réseau constitué par l'onde diffractante se meut avec une vitesse presque égale à celle de l'onde diffractée. Ce sont ces conditions que nous étudions d'une façon précise dans ce travail. Ces calculs nous semblent être importants car ils pourraient fournir la base d'une explication de la conductibilité calorifique, du frottement intérieur des cristaux, ainsi que de l'absorption anormale que subissent les ondes ultrasonores dans certains liquides. On sait en effet que le mouvement thermique des atomes d'un cristal est décrit, depuis Debye, par des ondes dont les longueurs d'ondes s'échelonnent entre les dimensions du cristal et les dimensions des atomes. Pour expliquer l'amortissement d'un mouvement mécanique (onde incidente) par le frottement interne et la transformation de l'énergie du mouvement en énergie thermique, on pourrait dire que l'onde mécanique incidente (de très grande longueur d'onde) est diffractée par les ondes thermiques. Or, d'une façon générale, une onde ne peut pas être diffractée par un réseau plus fin que la longueur d'onde. Il faut montrer, pour que notre explication soit possible, que, dans la diffraction d'une onde par une autre, ces phénomènes se produisent et que le résultat de la diffraction est une onde dont la longueur d'onde

est de l'ordre de grandeur de la structure du « réseau » diffractant.

Or, en résolvant les équations d'onde dans un milieu pour lequel on a donné les relations qui permettent de calculer la vitesse de propagation en fonction de la densité et des constantes élastiques, on trouve que les conditions d'interférences s'expriment comme suit :

Appelons  $\vec{k}_1$  le vecteur de l'onde diffractée de fréquence  $v_1$  et  $\vec{k}_2, \vec{v}_2, \vec{k}_3, v_3$  les vecteurs et les fréquences de l'onde incidente et de l'onde diffractante respectivement, on a alors :

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_2 + \vec{k}_1 \quad (1)$$

$$v_3 = v_2 \pm v_1 . \quad (2)$$

Si  $\frac{v}{h} = \text{constante}$  (vitesse de propagation), on voit sans peine que ces relations ne seraient vérifiées que pour des ondes marchant dans la même direction et la superposition de ces ondes donnant un problème compliqué ne produirait pas de diffusion. Si, par contre, il y a dispersion et que les ondes se propagent avec une vitesse qui augmente avec la fréquence, il y aura diffusion latérale. Lorsque  $k_2 \ll k_1$ , on voit que  $k_3 \cong k_1$ , c'est-à-dire que l'onde diffractée a à peu près la même longueur d'onde et la même direction que l'onde diffractante. Le phénomène est du reste irréversible car, s'il est vrai que l'onde diffractante peut se « réfléchir » sur l'onde que nous avons appelée incidente, l'onde diffractée a cette fois de nouveau une longueur d'onde et la direction de l'onde qui se diffracte. On pourrait interpréter les équations (1) et (2) en disant que l'onde incidente de fréquence  $v_2$  se « réfléchissant » en Bragg sur l'onde  $v_1$ , elle est modulée par effet Doppler et l'onde réfléchie a alors les fréquences  $v_2 \pm v_1$ . Les longueurs d'onde correspondant à ces fréquences doivent alors être calculées d'après la loi de dispersion pour être introduites dans la loi de Bragg généralisée, qui devient :

$$k_2 \sin \theta_2 = k_3 \sin \theta_3$$

$$k_3 \cos \theta_3 - k_2 \cos \theta_2 = k_1$$

$\theta_2$  et  $\theta_3$  étant les angles de Bragg pour l'onde incidente et l'onde diffractée respectivement.

Ainsi, d'une façon générale, nous obtenons bien les conditions que nous avions trouvées nécessaires pour expliquer comment une onde mécanique se transformait petit à petit en chaleur.

Il est vrai que nous avons dû supposer une loi de dispersion donnant une augmentation de la vitesse avec la fréquence, alors qu'on sait qu'en général c'est le contraire qui se produit. Cependant, il y a dans un cristal trois sortes d'ondes (qui dégénèrent en ondes longitudinales et transversales dans le cas d'un corps isotrope) ayant trois lois de dispersion différentes. On peut alors montrer que les « réflexions » suivant (1) et (2) peuvent avoir lieu, les ondes longitudinales donnant, lors de la réflexion, des ondes transversales et inversement.

**E. H. Bauer et Jean Weigle.** — *Etablissement de l'équilibre thermique : Frottement intérieur des solides.*

Pour montrer comment les considérations générales de la note précédente peuvent être appliquées, nous avons calculé le coefficient d'amortissement des ondes longitudinales dans un milieu hypothétique particulièrement simple. Nous supposons qu'il ne peut propager que des ondes longitudinales dont la loi de dispersion est donnée par

$$\varphi = C k \left( 1 + \frac{2k_l}{k} \right) \quad (1)$$

C étant la vitesse des ondes de grandes longueurs d'onde et  $k_l$  l'inverse de la longueur d'onde la plus petite. Cette loi de dispersion assure que, jusqu'à des longueurs d'onde de l'ordre de celles de la lumière, la dispersion est inobservables ( $< 10^{-3}$ , ce qui est un fait expérimental). On trouve alors, pour des longueurs d'onde très grandes, que l'angle  $\theta$  d'incidence pour la réflexion sur d'autres ondes (d'une longueur assez différente de celle de l'onde incidente) est

$$\cos \theta = \frac{k_l}{k + k_l} .$$