Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 19 (1937)

Artikel: Biréfringence d'un milieu atomiquement stratifié
Autor: Weigle, Jean
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741869

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: 13.01.2026

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

des rayons X s'écoule par des chemins détournés pour sortir finalement du cristal comme si elle avait été réfléchie sur un plan de coefficient de réflexion nul, a reçu d'Ewald le nom d'action détournée.

Nous l'avons étudié théoriquement d'une façon détaillée et nous avons pu montrer que l'intensité de la réflexion apparente pouvait être du même ordre de grandeur que sur les plans de coefficient non nul. D'autre part, la largeur de la réflexion est comparable à celles qui se produisent sur ces plans. Enfin les phénomènes de polarisation montrent nettement que l'énergie s'écoulant dans la direction primitivement interdite n'a pu provenir directement de l'onde incidente.

Jean Weigle. — *Biréfringence d'un milieu atomiquement stratifié.*

Une méthode permettant de calculer comment les rayons X se propagent dans les cristaux a été donnée par Ewald et Laue. Dans ce problème, la longueur d'onde des rayons X est du même ordre de grandeur que la période du milieu matériel que forment les cristaux et les fluctuations de la densité de matière diffractante sont extrêmement petites. Une autre méthode applicable à l'étude de la propagation de la lumière dans les milieux stratifiés par des ondes ultra-sonores a été donnée récemment par Extermann et Wannier[1]; puis Extermann[2] a montré comment cette méthode se rattachait, en la généralisant considérablement, à la théorie d'Ewald-Laue. Le problème de la propagation de la lumière dans les milieux parcourus par les ondes ultra-sonores fait intervenir une longueur d'onde électromagnétique beaucoup plus petite que la périodicité du milieu matériel. Pour que la théorie de la propagation de la lumière dans les milieux périodiques soit complète, il serait nécessaire de montrer comment elle peut s'appliquer à un milieu dans lequel la périodicité est beaucoup plus petite que la longueur d'onde. Ce problème est du reste important au point de vue expérimental puisque c'est, en particulier, celui

[1] EXTERMANN et WANNIER, Helv. Phys. Act., *9*, 520, 1936.
[2] EXTERMANN, Helv. Phys. Act., *10*, 185, 1937.

que pose la propagation de la lumière dans les cristaux. On en trouvera ci-dessous la solution.

Un milieu stratifié dans une direction x est donné par sa constante diélectrique que nous exprimerons en série de Fourier

$$\varepsilon(x) = \sum_n \varepsilon_n e^{2\pi i n b x}$$

avec $b = \frac{1}{\Lambda}$, Λ étant la période de stratification. On aura besoin de

$$\psi(x) = \frac{1}{\varepsilon(x)} = \sum_m \psi_m e^{2\pi i m b x}$$

et des relations qui lient les ε_n aux ψ_m, à savoir

$$\left\{\begin{array}{ll} \sum_m \varepsilon_{n-m} \psi_m = 0 & (n \neq 0) \\ \sum \varepsilon_{-m} \psi_m = 1 . & \end{array}\right. \qquad (1)$$

En exprimant que les ondes de fréquence ν qui se propagent dans le milieu peuvent s'écrire

$$\vec{D} = \sum_m \vec{D}_m e^{2\pi i\left((\vec{k}_m \cdot \vec{r}) - \nu t\right)}$$

on trouve que

$$\vec{k}_m = \vec{k}_0 + m \vec{b}$$

et

$$\frac{k^2}{k_n^2} \vec{D}_n = \sum_m \psi_{n-m} \vec{D}_{m \perp k_n} \qquad (2)$$

$\vec{D}_{m \perp k_n}$ étant la composante de $\vec{D}_m$ perpendiculaire à $\vec{k}_n$ et $k = \frac{\nu}{c}$. Si maintenant on pose $k \ll b$, ce qui signifie que la longueur d'onde de la lumière est beaucoup plus grande que la période du milieu stratifié, les équations (2) deviennent:

$$\left\{\begin{array}{lllll} \cdots & & & & \\ \ldots + \psi_0 D'_{-1} & + \psi_{-1} D'_0 & + \psi_{-2} D'_1 & + \ldots & = 0 \\ \ldots + \psi_1 D'_1 & + \left(\psi_0 - \frac{k^2}{k_0^2}\right) D'_0 & + \psi_{-1} D'_1 & + \ldots & = 0 \\ \ldots + \psi_2 D'_{-1} & + \psi_1 D'_0 & + \psi_0 D'_1 & + \ldots & = 0 \\ \cdots & & & & \end{array}\right. \qquad (3)$$

pour les composantes D′ des $\overrightarrow{\mathrm{D}_i}$ perpendiculaires au plan (b, k_0) et

$$\left\{\begin{array}{lllll}
\cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot & \\
\ldots + \psi_0 \mathrm{D}''_{-1} & + \psi_{-1} \mathrm{D}''_0 \cos\theta & - \psi_{-2} \mathrm{D}''_1 & - \ldots = 0 & \\
\ldots + \psi_1 \mathrm{D}''_{-1} \cos\theta & + \left(\psi_0 - \frac{k^2}{k_0^2}\right) \mathrm{D}''_0 & - \psi_{-1} \mathrm{D}''_1 \cos\theta & - \ldots = 0 & (4) \\
\ldots - \psi_2 \mathrm{D}''_{-1} & - \psi_1 \mathrm{D}''_0 \cos\theta & + \psi_0 \mathrm{D}''_1 & + \ldots = 0 & \\
\cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot & \cdot\ \cdot\ \cdot &
\end{array}\right.$$

pour les composantes D″ contenues dans le plan (b, k_0), θ étant l'angle $(\vec{k}_0, \vec{b})$. Pour que les systèmes d'équations linéaires et homogènes (3) et (4) soient compatibles, il faut que les déterminants des coefficients s'annulent.

On a donc

$$\begin{vmatrix}
 & \vdots & \vdots & \vdots & \\
\cdots & \psi_0 & \psi_{-1} & \psi_{-2} & \cdots \\
\cdots & \psi_1 & \left(\psi_0 - \frac{k^2}{k_0^2}\right) & \psi_{-1} & \cdots \\
\cdots & \psi_2 & \psi_1 & \psi_0 & \cdots \\
 & \vdots & \vdots & \vdots &
\end{vmatrix} = 0 \qquad \text{pour (3)}$$

et

$$\begin{vmatrix}
 & \vdots & \vdots & \vdots & \\
\cdots & \psi_0 & \psi_{-1} & \psi_{-2} & \cdots \\
\cdots & \psi_1 & \left(\psi_0 - \frac{k^2}{k_0^2}\right)\frac{1}{\cos^2\theta} & \psi_{-1} & \cdots \\
\cdots & \psi_2 & \psi_1 & \psi_0 & \cdots \\
 & \vdots & \vdots & \vdots &
\end{vmatrix} = 0 \qquad \text{après quelques transformations pour (4).}$$

En comparant ces déterminants avec celui qu'on tirerait des équations (1), on voit immédiatement que l'on doit avoir

$$k_{\perp 0} = k\sqrt{\varepsilon_0} \qquad (5\,a)$$

et

$$k_{//0} = \frac{k}{\sqrt{\psi_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \cos^2\theta\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0\,\psi_0}\right)}} \ . \qquad (5\,b)$$

Les ondes se propageant dans le milieu stratifié donnent donc une double réfraction car, en effet, l'onde polarisée avec le vecteur $\vec{D}$ perpendiculaire à l'axe de stratification a une vitesse de propagation $v_{\perp} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}$, comme le montre (5 *a*), tandis que l'onde polarisée dans le plan contenant le vecteur d'onde et l'axe de stratification a une vitesse

$$v_{//} = c\sqrt{\psi_0\left[1 - \cos^2\theta\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0\,\psi_0}\right)\right]} \ .$$

Cette dernière varie avec l'orientation θ et est représentée en fonction de celle-ci par un ellipsoïde tandis que la première est donnée par une sphère. Ces deux surfaces ne sont autres que les surfaces de Fresnel.

On peut facilement vérifier ce résultat. La longueur d'onde de la lumière étant beaucoup plus grande que la périodicité, on peut supposer que les ondes électromagnétiques prennent la « moyenne » statique de la constante diélectrique. Celle-ci est alors un tenseur et les constantes diélectriques macroscopiques principales sont

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\psi_0} \qquad \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon_0 \ . \qquad (6)$$

En appliquant alors les formules classiques de Fresnel, à un milieu décrit par (6), on retrouve immédiatement les expressions (5 *a*) et (5 *b*).

J. Patry et J. Weigle. — *Sur les conditions aux limites dans les problèmes de diffraction par les milieux périodiques.*

La théorie de la diffraction des ondes par les milieux périodiques donne les ondes possibles à l'intérieur du milieu. Les conditions aux limites déterminent quelles seront, parmi ces ondes, celles qui seront excitées par une onde extérieure tombant sur le milieu.