

Sur les conditions aux limites dans les problèmes de diffraction par les milieux périodiques

Autor(en): **Patry, J. / Weigle, J.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **19 (1937)**

PDF erstellt am: **15.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-741870>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

et

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

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

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

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.

Dans les problèmes traités jusqu'ici (rayons X et cristaux, lumière et ultra-sons), on a négligé les ondes réfléchies, qui par suite de très petites fluctuations de la constante diélectrique, doivent avoir une intensité extrêmement petite. Cependant, différents problèmes importants (réseau optique, par exemple) font intervenir des ondes réfléchies intenses; il est en plus intéressant de voir si les conditions aux limites complètes peuvent en principe être satisfaites par les ondes dont on dispose.

Les conditions aux limites forment une généralisation des formules de Fresnel et pour une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence, elles peuvent s'inscrire:

$$E_0^i + E_0^r = \sum_l E_0^l \quad (E_0^i - E_0^r) \cotg \varphi_0^i = \sum_l E_0^l \cotg \varphi_0^l \quad (1 a)$$

$$E_m^r = \sum_l E_m^l \quad E_m^r \cotg \varphi_m^r = \sum_l E_m^l \cotg \varphi_m^l . \quad (2 a)$$

Alors que pour une polarisation dans le plan d'incidence elles deviennent:

$$(D_0^i + D_0^r) \sin \varphi_0^i = \sum_l D_0^l \sin \varphi_0^l ;$$

$$(E_0^i - E_0^r) \cos \varphi_0^i = \sum_l E_0^l \cos (\varphi_0^l + \alpha_0^l) \quad (1 b)$$

$$D_m^r \sin \varphi_m^r = \sum_l D_m^l \sin \varphi_m^l ;$$

$$E_m^r \cos \varphi_m^r = \sum_l E_m^l \cos (\varphi_m^l + \alpha_m^l) . \quad (2 b)$$

E_m^r et D_m^r , E_m^l et D_m^l sont respectivement les vecteurs champ et déplacement électrique des ondes réfléchies et diffractées, l'indice m indiquant une même vitesse tangentielle. L'angle φ_m^l est l'angle du vecteur d'onde avec la normale à la surface et l'angle α_m^l , l'angle entre E_m^l et D_m^l . Les équations (1 a) et 1 b) s'appliquent au groupe m , dont fait partie l'onde incidente E_0^i et D_0^i . On voit que pour chaque groupe m on a deux équations. D'un autre côté, la théorie donne d'une façon générale qu'il y a autant de groupe m qu'il y a d'ondes l dans chaque groupe. Le nombre des inconnues est donc de $n(n+1)$ si n est le nombre des groupes. Comme il y a $2n$ équations de conditions

aux limites, et qu'on a des rapports d'amplitude entre chaque onde d'indice l , ce qui donne $n(n - 1)$ équations, le système est complètement déterminé.

Nous avons pu montrer que l'amplitude relative des ondes réfléchies était du même ordre de grandeur que les différences relatives entre les vecteurs des ondes de même indice m . Dans les deux cas étudiés: rayons X et cristaux, lumière et ondes ultra-sonores, ces ondes sont en effet négligeables.

Nous avons aussi pu calculer complètement un cas numérique, pouvant s'apparenter à un réseau optique. Nous avons choisi un milieu stratifié dont la périodicité est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde et dont les fluctuations sinusoïdales de la constante diélectrique sont relativement grandes. Les ondes réfléchies ne sont plus négligeables et nos calculs montrent très nettement quelle orientation il faut donner au réseau par rapport à la direction de l'onde incidente pour avoir des intensités maxima dans les différents ordres. L'angle de Bragg joue alors un rôle important.

Enfin, nous avons appliqué ces mêmes considérations au problème de la propagation de la lumière dans les cristaux, lorsque la longueur d'onde, par conséquent, est beaucoup plus grande que la périodicité. En première approximation la théorie classique est vérifiée, mais des ondes latérales et de surface sont présentes qui ne joueront un rôle que lorsque le rapport entre la longueur d'onde et la périodicité diminuera.

*Institut de Physique.
Université de Genève.*

R. Extermann et J. Weigle. — *Réflexion de Bragg sur un milieu perturbé par des ultra-sons.*

Nous avons donné dans de précédents travaux la théorie de la diffraction d'une onde lumineuse plane qui traverse un milieu perturbé par des ultra-sons. La face d'entrée de l'onde lumineuse était alors supposée parallèle à la direction \vec{b} dans laquelle le milieu est périodique.

Il est intéressant d'établir la théorie de la réflexion de la lumière sur une face perpendiculaire à cette direction; ce sera