JOURNAL

DE

MATHÉMATIQUES

PURES ET APPLIQUÉES

FONDÉ EN 1836 ET PUBLIÉ JUSQU'EN 1874

PAR JOSEPH LIOUVILLE

E. JABLONSKI

Sur une loi de Fresnel

Journal de mathématiques pures et appliquées 4e série, tome 2 (1886), p. 441-466.

<http://www.numdam.org/item?id=JMPA_1886_4_2__441_0>

Sur une loi de Fresnel;

PAR M. E. JABLONSKI,
Professeur au lycée Charlemagne.

1. La loi dont il s'agit a été formulée par Fresnel, sous forme d'hypothèse qui lui a servi à établir la théorie mécanique de la réfraction; c'est la suivante :

Dans deux milieux éthérés différents, les carrés des vitesses de propagation des ondes planes sont en raison inverse des densités de ces milieux.

C'est-à-dire que, si l'on désigne par δ la densité de l'éther libre, par δ' celle de l'éther qui pénètre un corps pondérable transparent, et par r l'indice de réfraction de ce corps, supposé isotrope, on a

$$r^2 = \frac{\delta'}{\delta}.$$

Dans ce même Journal (1), j'ai publié le résultat de mes recherches mathématiques sur les déformations que l'éther libre subit lorsqu'il pénètre dans un corps pondérable, et j'ai donné le moyen de les calculer en fonction des masses des particules pondérables et de leurs distances mutuelles.

(1) Mai et octobre 1884 (t. X).

Les formules trouvées donnent des résultats intimement liés à la structure du corps, et permettent sans aucune hypothèse nouvelle, autre que l'action à distance, de rendre compte des différences marquées que l'observation révèle dans l'état de l'éther qui pénètre un corps suivant les différents systèmes cristallins auxquels ce corps peut appartenir.

Ces formules ont fourni des résultats qui paraissent conformes aux données de l'expérience, et ont conduit, pour la classification des cristaux, en ce qui concerne leurs propriétés optiques et géométriques, à des lois que l'expérience seule n'avait pas encore données; il y a lieu de penser qu'elles ne sont pas contraires à la réalité, mais elles sont en désaccord complet avec la loi de Fresnel, rappelée plus haut, et l'objet de ce travail est de lever cette difficulté.

En désignant par $\frac{m^2\mu}{r^n}$ le terme prépondérant, aux très petites distances, de la fonction qui exprime l'action mutuelle de deux particules d'éther de masse m, à la distance r, μ étant une constante, et par g_1 une autre constante qui dépend de la structure du milieu (¹), on a trouvé

$$r^2 = (1 + g_1)^{n-1}$$

et

$$\frac{\delta'}{\delta} = \frac{1}{(1 + g_1)^3}$$

pour que la loi de Fresnel fût vraie, il faudrait

$$(1 + g_1)^{n+2} = 1,$$

d'où $n = -2$, c'est-à-dire que l'action mutuelle de deux particules d'éther croîtrait avec leur distance, ce qui ne peut être.

Indépendamment de nos formules, on pouvait voir *a priori* que la loi considérée est en contradiction avec le principe même de la théorie de Fresnel qui, comme celle de Cauchy, repose sur l'action à distance, action d'autant plus forte que la distance est plus faible. En effet, en partant de ce principe, Cauchy est parvenu à l'expression de la vitesse

(¹) Mai 1884, p. 165 et suivantes (t. X).

de propagation des vibrations transversales dont le carré est égal à

$$\frac{4-n}{2.3.5}\sum\frac{m\mu}{r^{n-1}},$$

le Σ se rapportant à tout le fluide éthéré.

Si n est positif et supérieur à 1, ce qui ne fait aucun doute, parce que l'action des particules les plus voisines est certainement prépondérante, la vitesse est d'autant plus grande que la distance moyenne des particules d'éther est plus petite et, par suite, que la densité est plus grande : c'est justement le contraire de ce que veut la loi de Fresnel.

Si l'on se reporte aux raisonnements par lesquels l'illustre physicien a été conduit aux équations qui donnent les intensités des rayons réfléchis et des rayons réfractés, on remarque qu'ils restent les mêmes, *quelle que soit la nature du fluide vibrant*.

Les conclusions subsisteraient donc pour un fluide hypothétique que l'on peut imaginer à volonté. Ainsi rien n'empêche d'étendre les conséquences trouvées à un fluide dont les particules se repousseraient suivant la loi $\frac{m^2\mu}{r^n}$, quand bien même ce fluide n'existerait pas dans la nature. Or, on a vu précédemment que, pour n positif, la loi de Fresnel n'est pas vérifiée.

Prise en rigueur, la loi de Fresnel est incompatible avec la dispersion; car, si un rayon de lumière blanche tombe sur un morceau de verre, par exemple, la dispersion n'existant pas dans le vide, toutes les ondes qui composent la lumière incidente ont même vitesse de propagation avant la réfraction, et acquièrent ensuite, selon la durée de leur vibration, c'est-à-dire selon leur couleur, des vitesses différentes dans l'éther qui pénètre le verre; il faudrait donc admettre pour cet éther autant de densités différentes qu'il y a de couleurs dans le spectre. Il est vrai que l'on pourrait n'appliquer la loi qu'en négligeant la dispersion; mais alors on ne satisferait plus à l'équation des forces vives, et c'est pour y satisfaire que l'on est obligé d'accepter la loi, ainsi qu'on le verra plus loin, lorsqu'on interprète d'une manière inexacte la théorie de la réfraction fondée sur le principe de la continuité.

Toutes ces raisons conduisent à penser que la loi de Fresnel est inexacte, d'autant plus qu'elle est *absolument inutile*. On peut voir dans ce même Journal ([1]) les formules relatives à la double réfraction uniaxiale et biaxiale; elles ont été établies sans le secours de la loi, et subsistent si on la rejette. Ces formules donnent toutes les lois connues de ces phénomènes, l'ellipsoïde de Huygens, la surface du quatrième degré de Fresnel, etc.; on peut consulter à ce sujet l'*Essai sur la lumière,* de Briot. Plus loin, nous montrerons que le calcul des intensités des rayons réfléchis et des rayons réfractés n'exige pas non plus cette loi. D'ailleurs, pour ne laisser aucun doute sur ce sujet important, je vais reprendre la théorie générale de la réfraction et de la réflexion, et l'appliquer au cas particulier considéré par Fresnel, et à l'occasion duquel il a énoncé la loi en question, puis au cas le plus général.

2. *Théorie générale de la réfraction et de la réflexion.* — La théorie de la réfraction et de la réflexion, telle que l'a donnée Cauchy et telle que la pressentait Fresnel lui-même, repose sur le principe de la continuité du mouvement, que l'on peut, ce me semble, énoncer de la manière suivante :

Lorsqu'un mouvement se transforme en un autre, l'état initial de celui qui prend naissance est justement l'état final du mouvement antérieur, c'est-à-dire l'état de ce mouvement en tous les points de l'espace où se fait la transformation.

Voyons comment on peut traduire analytiquement ce principe.

Soient ξ, η, ζ les déplacements comptés suivant trois axes rectangulaires; ce sont des fonctions du temps t et des coordonnées x, y, z de la position du point matériel à l'époque t. Soient

$$\begin{aligned}\xi &= \varphi(x, y, z, t),\\ \eta &= \psi(x, y, z, t),\\ \zeta &= \chi(x, y, z, t).\end{aligned}$$

Imaginons que ces fonctions soient définies par des équations aux différentielles partielles du deuxième ordre par rapport à x, y, z, et d'un

([1]) Mai 1884, p. 173 et suivantes.

ordre quelconque par rapport à t; cela a lieu effectivement pour le son, pour la lumière, pour la chaleur et pour le mouvement quelconque d'un fluide lorsqu'il y a une fonction de vitesses, et en particulier lorsqu'il est mis en mouvement par une percussion. On veut transformer le mouvement de toutes les particules qui sont, à un instant donné, sur une certaine surface, dite *surface de séparation*, en d'autres satisfaisant aussi à des équations aux différentielles partielles de même ordre que les précédentes, et cela de manière que le principe de continuité soit observé, c'est-à-dire que le nouveau mouvement soit la continuation du mouvement antérieur, ce qui est le cas de la nature. Soient, dans le nouveau mouvement,

$$\xi_1 = \varphi_1(x, y, z, t),$$
$$\eta_1 = \psi_1(x, y, z, t),$$
$$\zeta_1 = \chi_1(x, y, z, t)$$

les expressions des déplacements en un point; les fonctions φ_1, ψ_1, χ_1 seront complètement déterminées par les équations différentielles qui les lient, si l'état initial du mouvement est connu.

Or, pour fixer les idées, imaginons d'abord le cas où la transformation se ferait en tous les points d'un plan pris pour plan des xy, et dont l'équation serait, par suite, $z = 0$. Pour connaître l'état initial du nouveau mouvement, il faut avoir les valeurs de φ_1, ψ_1, χ_1 et $\frac{d\varphi_1}{dz}$, $\frac{d\psi_1}{dz}$, $\frac{d\chi_1}{dz}$ pour $z = 0$ et pour toutes les valeurs possibles des autres variables x, y, t. Le principe de continuité, sous la forme où nous l'avons présenté, donnera

$$\varphi_1 = \varphi, \qquad \frac{d\varphi_1}{dz} = \frac{d\varphi}{dz},$$
$$\psi_1 = \psi, \qquad \frac{d\psi_1}{dz} = \frac{d\psi}{dz},$$
$$\chi_1 = \chi, \qquad \frac{d\chi_1}{dz} = \frac{d\chi}{dz}$$

pour $z = 0$ et pour toutes les valeurs possibles de x, y, t.

Dans le cas le plus général, ces conditions ne sont pas plus difficiles à trouver.

Si la surface de séparation est une sphère, on emploiera les coordonnées sphériques ordinaires ρ, θ, ω, et si pour la sphère on a

$$\rho = r,$$

on écrira

$$\varphi_1 = \varphi, \qquad \frac{d\varphi_1}{d\rho} = \frac{d\varphi}{d\rho},$$

$$\psi_1 = \psi, \qquad \frac{d\psi_1}{d\rho} = \frac{d\psi}{d\rho},$$

$$\chi_1 = \chi, \qquad \frac{d\chi_1}{d\rho} = \frac{d\chi}{d\rho}$$

pour $\rho = r$ et pour toutes les valeurs possibles de θ, ω et t.

Si la surface n'est pas développable, on peut la considérer comme l'enveloppe d'un plan

$$x \sin\theta \cos\omega + y \sin\theta \sin\omega + z \cos\theta - f(\theta, \omega) = 0,$$

où θ et ω sont deux variables indépendantes : ce sont les angles propres à définir la direction de la normale au plan ; $f(\theta, \omega)$ est une fonction de ces variables dépendant de la nature de la surface, et une constante dans le cas particulier d'une sphère ayant pour centre l'origine. Les coordonnées d'un point de la surface sont données par cette équation jointe aux suivantes

$$x \cos\theta \cos\omega + y \cos\theta \sin\omega - z \sin\theta - \frac{df}{d\theta} = 0,$$

$$- x \sin\theta \sin\omega + y \sin\theta \cos\omega - \frac{df}{d\omega} = 0,$$

que l'on en déduit en différentiant la première successivement par rapport à θ et à ω. Actuellement, si à la première on substitue celle-ci :

$$x \sin\theta \cos\omega + y \sin\theta \sin\omega + z \cos\theta - f(\theta, \omega) = \rho,$$

ρ étant une variable indépendante, et qu'on l'adjoigne aux deux autres, on obtiendra une famille de surfaces dont la proposée fait partie, et qu'on retrouve pour $\rho = 0$.

On voit sans peine que ρ est une longueur portée sur la normale en un point de la surface considérée et dans une direction convenable suivant son signe. Les équations aux différentielles partielles par rapport à x, y, z se changent en équations aux différentielles partielles du même ordre par rapport à ρ, θ et ω qui constituent un système de coordonnées d'un usage très général et très commode pour notre objet.

Pour traduire le principe de continuité, on sera maintenant conduit à écrire que, pour $\rho = 0$ et pour toutes les valeurs possibles de θ, ω et t, on a

$$\varphi_1 = \varphi, \qquad \frac{d\varphi_1}{d\rho} = \frac{d\varphi}{d\rho},$$

$$\psi_1 = \psi, \qquad \frac{d\psi_1}{d\rho} = \frac{d\psi}{d\rho},$$

$$\chi_1 = \chi, \qquad \frac{d\chi_1}{d\rho} = \frac{d\chi}{d\rho}.$$

Si la surface est développable, θ et ω sont liées par une équation, ω peut être considéré comme fonction de θ; on conservera une des variables x, y ou z avec θ et ρ.

Dans certains cas particuliers, on peut simplifier la question par un choix de coordonnées indiqué par la nature de la surface de séparation. Ainsi, s'il s'agit d'un cône de révolution dont l'angle générateur serait θ', on dirigera l'axe des z suivant l'axe du cône, on prendra dans le plan perpendiculaire mené par le sommet deux axes rectangulaires quelconques Ox et Oy menés par ce point, puis on adoptera les coordonnées sphériques ordinaires ρ, θ, ω.

On aura alors, pour $\theta = \theta'$ et pour toutes les valeurs possibles de ω, ρ et t,

$$\varphi_1 = \varphi, \qquad \frac{d\varphi_1}{d\theta} = \frac{d\varphi}{d\theta},$$

$$\psi_1 = \psi, \qquad \frac{d\psi_1}{d\theta} = \frac{d\psi}{d\theta},$$

$$\chi_1 = \chi, \qquad \frac{d\chi_1}{d\theta} = \frac{d\chi}{d\theta},$$

et ainsi de suite dans chaque cas particulier.

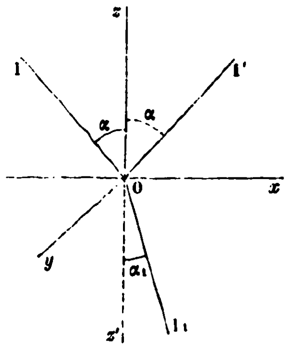
Les conditions générales trouvées, et qui ne sont que la traduction immédiate du principe énoncé plus haut, contiennent la théorie la plus complète de la réflexion et de la réfraction, et plus généralement encore de tous les changements que peuvent produire dans le mouvement d'un fluide ou d'une partie d'un fluide des obstacles, des forces nouvelles qui, à un certain instant, viendraient à être appliquées à tous les points ou à quelques-uns seulement, et enfin les variations sinon brusques, du moins très rapides de la densité et de la constitution du milieu. Elles ne supposent pas les mouvements très petits. Au fond, ces conditions n'expriment rien autre chose qu'une décomposition du mouvement incident en plusieurs autres, dont l'ensemble lui est rigoureusement équivalent.

Il est facile de voir que, moyennant ces conditions, la force vive totale du nouveau mouvement est la même dans son état initial que celle du mouvement incident dans son état final, en tous les points de la surface de séparation. En effet, en tout point, dans l'un et l'autre mouvement, la vitesse s'exprime de la même manière au moyen des fonctions φ, ψ et χ et de leurs dérivées partielles du premier ordre par rapport à t et par rapport aux coordonnées du point; or, d'après les conditions écrites en tous les points de la surface de séparation, ces fonctions et toutes leurs dérivées du premier ordre sont égales; les vitesses sont donc les mêmes. Les particules situées sur cette surface sont, dans l'un et l'autre cas, animées du même mouvement et, par suite, la force vive reste la même.

Mais, actuellement, deux cas sont à considérer, selon que le nouveau mouvement ou les composantes de ce mouvement vont continuer à se propager dans un milieu de même composition que celui où se propageait le mouvement incident, c'est le cas du mouvement réfléchi, ou dans un milieu de composition différente, c'est le cas du mouvement réfracté. Pour fixer les idées, considérons, ce qui suffit pour notre objet, un mouvement vibratoire que l'on peut toujours constituer d'ondes planes; dans le premier cas, la densité restant la même, il n'y a rien à changer aux amplitudes initiales tirées des conditions générales, pour que la force vive du mouvement réfléchi reste la même que sur la surface de séparation; dans le second cas, il n'en est plus ainsi, l'amplitude de chaque onde plane devra changer avec la densité, de façon que l'intensité reste la même. Dans ce dernier cas, les conditions générales ne sont plus suffisantes pour déterminer complètement le mouvement réfracté en un point qui n'est pas sur la surface de séparation; il faut y joindre l'équation des forces vives.

Nous allons appliquer ces considérations générales au cas simple étudié par Fresnel, et à d'autres plus étendus.

3. *Étude d'un cas particulier.* — La surface réfléchissante étant supposée plane, la surface de séparation sera un plan parallèle à cette surface et à une très petite distance, comparable au rayon de la sphère d'action d'une particule pondérable hors du corps. Nous la prendrons pour plan des xy, et nous prendrons pour direction positive de l'axe



des z la direction extérieure de la normale. Le rayon incident étant IO, nous prendrons le plan d'incidence IOZ pour plan des xz, et nous supposerons la vibration polarisée, rectiligne et s'exécutant perpendiculairement au plan d'incidence, c'est-à-dire suivant Oy.

Soient donc

$$\xi = 0, \qquad \eta = \mathrm{B}\,e^{i(ax+cz-st)}, \qquad \zeta = 0$$

les composantes de cette vibration persistante; B est l'amplitude, a, c, s sont réels, i est mis pour $\sqrt{-1}$.

Le plan des xy est censé séparer deux milieux éthérés, savoir l'éther libre au-dessus, et au-dessous l'éther modifié par la présence d'un corps pondérable isotrope. Dans chacun de ces milieux peuvent se propager des vibrations longitudinales et des vibrations transversales. Dans l'éther libre, pour une vibration transversale dont les composantes seraient

$$\xi = A\, e^{i(ax+by+cz-st)},$$
$$\eta = B\, e^{i(ax+by+cz-st)},$$
$$\zeta = C\, e^{i(ax+by+cz-st)},$$

on a

$$Aa + Bb + Cc = 0$$

et

$$s^2 = (g+h)(a^2+b^2+c^2),$$

g et h étant deux constantes ([1]).

Pour une vibration longitudinale, on a

$$\frac{A}{a} = \frac{B}{b} = \frac{C}{c}$$

et

$$s^2 = (g+3h)(a^2+b^2+c^2).$$

Dans l'éther modifié, on a des formules semblables; il suffit de remplacer g par $\frac{g}{(1+g_1)^{n-1}}$ et h par $\frac{h}{(1+g_1)^{n-1}}$ ([2]), abstraction faite de la dispersion.

Cela posé, imaginons que l'on décompose le mouvement incident en autant de vibrations qu'il peut s'en propager dans l'un et l'autre milieu, et conformément au principe de la continuité.

Soient

$$A'\, e^{i(a'x+b'y+c'z-s't)},$$
$$A''\, e^{i(a''x+b''y+c''z-s''t)},$$
$$\dots\dots\dots\dots$$
$$B'\, e^{i(a'x+b'y+c'z-s't)},$$
$$B''\, e^{i(a''x+b''y+c''z-s''t)},$$
$$\dots\dots\dots\dots$$
$$C'\, e^{i(a'x+b'y+c'z-s't)},$$
$$C''\, e^{i(a''x+b''y+c''z-s''t)},$$
$$\dots\dots\dots\dots$$

([1]) Mai 1884, p. 153, t. X.

([2]) Mai 1884, p. 169.

les composantes suivant les axes de coordonnées de ces vibrations dans le milieu supérieur. Soient, de même,

$$\begin{aligned}
&A_1 e^{i(a_1x+b_1y+c_1z-s_1t)},\\
&A_2 e^{i(a_2x+b_2y+c_2z-s_2t)},\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,\\
&B_1 e^{i(a_1x+b_1y+c_1z-s_1t)},\\
&B_2 e^{i(a_2x+b_2y+c_2z-s_2t)},\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,\\
&C_1 e^{i(a_1x+b_1y+c_1z-s_1t)},\\
&C_2 e^{i(a_2x+b_2y+c_2z-s_2t)},\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}$$

les composantes de vibrations ayant même longueur d'onde et même durée que celles qui se propagent dans le milieu inférieur, mais non même amplitude.

Les conditions générales données dans le numéro précédent sont ici, pour $z = 0$,

$$\begin{aligned}
&A' e^{i(a'x+b'y-s't)} + A'' e^{i(a''x+b''y-s''t)} + \ldots\\
&\qquad + A_1 e^{i(a_1x+b_1y-s_1t)} + A_2 e^{i(a_2x+b_2y-s_2t)} + \ldots = 0,\\
&B' e^{i(a'x+b'y-s't)} + B'' e^{i(a''x+b''y-s''t)} + \ldots\\
&\qquad + B_1 e^{i(a_1x+b_1y-s_1t)} + B_2 e^{i(a_2x+b_2y-s_2t)} + \ldots = B e^{i(ax-st)},\\
&C' e^{i(a'x+b'y+s't)} + C'' e^{i(a''x+b''y-s''t)} + \ldots\\
&\qquad + C_1 e^{i(a_1x+b_1y-s_1t)} + C_2 e^{i(a_2x+b_2y-s_2t)} + \ldots = 0,\\
&c' A' e^{i(a'x+b'y-s't)} + c'' A'' e^{i(a''x+b''y-s''t)} + \ldots\\
&\qquad + c_1 A_1 e^{i(a_1x+b_1y-s_1t)} + c_2 A_2 e^{i(a_2x+b_2y-s_2t)} + \ldots = 0,\\
&c' B' e^{i(a'x+b'y-s't)} + c'' B'' e^{i(a''x+b''y-s''t)} + \ldots\\
&\qquad + c_1 B_1 e^{i(a_1x+b_1y-s_1t)} + c_2 B_2 e^{i(a_2x+b_2y-s_2t)} + \ldots = c B e^{i(ax-st)},\\
&c' C' e^{i(a'x+b'y-s't)} + c'' C'' e^{i(a''x+b''y-s''t)} + \ldots\\
&\qquad + c_1 C_1 e^{i(a_1x+b_1y-s_1t)} + c_2 C_2 e^{i(a_2x+b_2y-s_2t)} + \ldots = 0.
\end{aligned}$$

Comme elles doivent avoir lieu pour toutes les valeurs possibles de x,

y, t, on en conclut

$$a' = a'' = \ldots = a_1 = a_2 = \ldots = a,$$
$$b' = b'' = \ldots = b_1 = b_2 = \ldots = 0,$$
$$s' = s'' = \ldots = s_1 = s_2 = \ldots = s.$$

Considérons la première vibration et supposons-la transversale. Dans le milieu supérieur, on a

$$(g+h)(a^2+c^2) = s^2$$

et

$$(g+h)(a'^2+c'^2) = s'^2;$$

donc, comme $a = a'$ et $s = s'$, on a

$$c'^2 = c^2 \qquad \text{ou} \qquad c' = \pm c.$$

Le signe + redonnerait l'onde incidente, il faut prendre le signe −. On a ainsi une vibration transversale réfléchie persistante. C'est la *seule*, car on n'a trouvé pour c' qu'une seule valeur admissible. Les cosinus directeurs de la normale à l'onde incidente, c'est-à-dire du rayon incident, étant $\frac{a}{\sqrt{a^2+c^2}}$, o et $\frac{c}{\sqrt{a^2+c^2}}$, ceux du rayon réfléchi répondant à la vibration transversale sont $\frac{a}{\sqrt{a^2+c^2}}$, o, $\frac{-c}{\sqrt{a^2+c^2}}$, par conséquent ce rayon est dans le plan d'incidence, et fait, avec la normale Oz de l'autre côté, le même angle que le rayon incident. Les longueurs d'onde I et I' du rayon incident et du rayon réfracté sont respectivement $\frac{2\pi}{\sqrt{a^2+c^2}}$ et $\frac{2\pi}{\sqrt{a'^2+c'^2}}$: elles sont donc égales. Enfin les durées de la vibration sont $\frac{2\pi}{s}$ et $\frac{2\pi}{s'}$, et, par suite, aussi les mêmes. On a, en outre,

$$A'a + C'c' = 0.$$

Prenons maintenant la seconde vibration, elle est nécessairement longitudinale. On a

$$(g+h)(a^2+c^2) = s^2$$

et

$$(g + 3h)(a''^2 + c''^2) = s''^2 = s^2.$$

Comme $a'' = a$, on en conclut

$$(g + 3h)(a^2 + c''^2) = (g + h)(a^2 + c^2).$$

De là deux valeurs de c'' égales et de signes contraires; il faudra prendre la valeur positive, car la négative donnerait une onde longitudinale incidente. On a, en outre,

$$\frac{A''}{a} = \frac{C''}{c''} \qquad \text{et} \qquad B'' = 0;$$

on aurait ainsi une vibration longitudinale réfléchie et une seule, mais on verra par la suite que son amplitude est nulle. Il ne peut pas y avoir, dans le milieu supérieur, l'éther libre, d'autre vibration.

Passons au milieu inférieur, qui est aussi isotrope par hypothèse; il ne peut y avoir aussi que deux vibrations, l'une transversale, l'autre longitudinale, pour une vibration incidente.

Supposons la première transversale; on aura

$$s_1^2 = \frac{g + h}{(1 + g_1)^{n-1}}(a_1^2 + c_1^2),$$

et l'on a toujours

$$s^2 = (g + h)(a^2 + c^2), \qquad s_1 = s, \qquad a_1 = a, \qquad r^2 = (1 + g_1)^{n-1};$$

donc

$$a_1^2 + c_1^2 = r^2(a^2 + c^2)$$

ou

$$c_1^2 = (r^2 - 1)a^2 + r^2 c^2;$$

on tire de là pour c_1 deux valeurs réelles égales et de signes contraires; il faut prendre la négative, car la positive donnerait une vibration incidente du milieu inférieur vers le milieu supérieur, ce qu'on ne suppose pas. On a, en outre,

$$A_1 a + C_1 c_1 = 0.$$

La dernière étant longitudinale, on a

$$s_2^2 = \frac{g+3h}{(1+g_1)^{n-1}}(a_2^2 + c_2^2),$$

et toujours

$$s^2 = (g+h)(a^2+c^2), \qquad a_2 = a, \qquad s_2 = s, \qquad r^2 = (1+g_1)^{n-1}:$$

donc

$$(a^2+c_2^2)(g+3h) = r^2(g+h)(a^2+c^2);$$

on tirerait de là deux valeurs de c_2, et on prendrait la négative : mais on verra que l'amplitude de cette dernière vibration serait nulle dans le cas considéré. On a aussi

$$\frac{A_2}{a} = \frac{C_2}{c_2} \qquad \text{et} \qquad B_2 = 0.$$

Actuellement, les douze inconnues A′, B′, C′, A″, ... sont liées par les douze équations linéaires

$$\begin{gathered}
A' + A'' + A_1 + A_2 = 0,\\
B' + B'' + B_1 + B_2 = B,\\
C' + C'' + C_1 + C_2 = 0;\\
c'A' + c''A'' + c_1A_1 + c_2A_2 = 0,\\
c'B' + c''B'' + c_1B_1 + c_2B_2 = cB,\\
c'C' + c''C'' + c_1C_1 + c_2C_2 = 0
\end{gathered}$$

fournies par le principe de continuité, et

$$\begin{aligned}
A'a' + C'c' &= 0,\\
B'' &= 0,\\
\frac{A''}{a} - \frac{C''}{c''} &= 0,\\
A_1a + C_1c_1 &= 0,\\
B_2 &= 0,\\
\frac{A_2}{a} - \frac{C_2}{c_2} &= 0;
\end{aligned}$$

on en conclut sans peine

$$A' = 0, \qquad A'' = 0, \qquad A_1 = 0, \qquad A_2 = 0,$$
$$C' = 0, \qquad C'' = 0, \qquad C_1 = 0, \qquad C_2 = 0.$$

Les seuls mouvements à considérer sont donc :

Dans le milieu supérieur, une vibration transversale réfléchie dont les composantes sont :

$$\xi' = 0, \qquad \eta_1 = B' e^{i(ax-st)}, \qquad \zeta' = 0$$

pour $z = 0$.

Et dans le milieu inférieur, une vibration transversale réfractée dont les composantes sont

$$\xi_1 = 0, \qquad \eta_1 = B_1 e^{i(ax-st)}, \qquad \zeta_1 = 0$$

pour $z = 0$.

Entre les amplitudes, on a les relations

$$B' + B_1 = B,$$
$$B'c' + B_1 c_1 = Bc.$$

Ainsi, en tout point de la surface de séparation, le mouvement incident se trouve décomposé en deux autres; les deux nouvelles vibrations sont, comme la première, transversales, persistantes et polarisées de la même manière. Tout cela est bien d'accord avec la théorie de Fresnel.

Si l'on appelle α_1 l'angle du rayon réfracté avec la direction Oz, et l_1 sa longueur d'onde, on aura

$$a = +\frac{2\pi}{l}\sin\alpha, \qquad a' = +\frac{2\pi}{l}\sin\alpha, \qquad a_1 = +\frac{2\pi}{l_1}\sin\alpha_1,$$
$$c = -\frac{2\pi}{l}\cos\alpha, \qquad c' = +\frac{2\pi}{l}\cos\alpha, \qquad c_1 = -\frac{2\pi}{l_1}\cos\alpha_1;$$

de la condition $a_1 = a$, on tire

$$\frac{\sin\alpha}{l} = \frac{\sin\alpha_1}{l_1},$$

c'est la loi de Descartes. On a aussi

$$\frac{c}{c_1} = \frac{1}{\mathrm{I}_1} \frac{\cos\alpha_1}{\cos\alpha}.$$

Les relations entre les amplitudes peuvent s'écrire

$$(1) \qquad \begin{cases} \mathrm{B} - \mathrm{B}' = \mathrm{B}_1, \\ \mathrm{B} + \mathrm{B}' = \mathrm{B}_1 \dfrac{c_1}{c}; \end{cases}$$

en les multipliant membre à membre,

$$\mathrm{B}^2 - \mathrm{B}'^2 = \mathrm{B}_1^2 \frac{c_1}{c}$$

ou

$$\mathrm{B}^2 \cos\alpha = \mathrm{B}'^2 \cos\alpha + \mathrm{B}_1^2 \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}_1} \cos\alpha_1.$$

Soient δ et δ' les densités moyennes des deux milieux éthérés; on peut écrire

$$\delta \mathrm{B}^2 \mathrm{I} \cos\alpha = \delta \mathrm{B}'^2 \mathrm{I}' \cos\alpha + \mathrm{B}_1^2 \frac{\mathrm{I}_2}{\mathrm{I}_1^2} \frac{\delta}{\delta'} \mathrm{I}_1 \delta' \cos\alpha_1.$$

Faisons

$$b_1 = \mathrm{B}_1 \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}_1} \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\delta'}},$$

on aura

$$(2) \qquad \delta \mathrm{B}^2 \mathrm{I} \cos\alpha = \delta' \mathrm{B}'^2 \mathrm{I}' \cos\alpha + b_1^2 \mathrm{I}_1 \delta' \cos\alpha_1,$$

ce qui veut dire que la force vive de l'onde incidente est égale à la somme des forces vives de l'onde réfléchie et d'une onde réfractée se propageant dans le milieu inférieur, et dont l'amplitude serait b_1.

Ici cesse l'accord avec la théorie de Fresnel. Dans cette théorie, on fait *comme si* b_1 *était égal à* B_1; on établit directement la première des équations (1) et l'équation (2); la seconde des équations (1) en est une conséquence.

La présente théorie donne directement, comme on l'a vu, les équations (I), et, si l'on veut que $B_1 = b_1$, il faut admettre que

$$\frac{1}{I_1}\frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\delta'}} = 1 \qquad \text{ou} \qquad \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\delta'}} = \frac{\omega}{\omega_0},$$

ω et ω_0 étant les vitesses de propagation des ondes dans le milieu inférieur et dans l'éther libre, ce qui est justement la loi en question.

En résumé, les équations (I) ont été établies sans rien supposer sur la loi qui lie les densités aux vitesses de propagation, ni sur la loi d'action mutuelle des particules fluides, et subsistent, quelle que soit cette loi; *mais, si l'on veut que l'amplitude* B_1, *calculée au moyen de ces équations et pour tout point de la surface de séparation, se conserve lorsque l'onde correspondante se propage dans le milieu inférieur*, il faut admettre la loi de Fresnel, ce qui ne se peut, pour les raisons données plus haut. Donc l'hypothèse à rejeter est, au fond, celle que faisait implicitement Fresnel, à savoir $b_1 = B_1$.

Conformément à la théorie générale, il convient donc de tirer les amplitudes B' et B_1 en tous les points de la surface de séparation des équations (I). L'amplitude pour la vibration réfléchie convient pour tous les points, parce qu'elle se propage dans le même milieu que la vibration incidente. Mais les équations (1) ne sont pas suffisantes, il faut y joindre l'équation des forces vives (2); d'où l'on tire

$$b_1 = B\frac{1}{I_1}\frac{\sqrt{\delta'}}{\sqrt{\delta}}.$$

b_1 est l'amplitude qui convient à l'onde réfractée en tous les points du milieu inférieur.

4. *Cas où la vibration est dans le plan d'incidence.* — Les axes étant choisis comme dans le cas précédent, soient

$$\xi = A e^{i(ax+cz-st)},$$
$$\eta = 0,$$
$$\zeta = C e^{i(ax+cz-st)}$$

les composantes suivant ces axes d'une vibration transversale incidente, c'est-à-dire telle que

$$Aa + Cc = o.$$

Il y a à considérer ici quatre vibrations, deux réfléchies, l'une transversale, l'autre longitudinale, et deux réfractées, l'une transversale, l'autre longitudinale, parce que le milieu réfringent est encore supposé isotrope.

1° Soient

$$A'e^{i(a'x+b'y+c'z-s't)},$$
$$B'e^{i(a'x+b'y+c'z-s't)},$$
$$C'e^{i(a'x+b'y+c'z-s't)}$$

les composantes suivant les axes de la vibration transversale réfléchie; le principe de continuité, appliqué comme on l'a dit, donne

$$a' = a, \qquad b' = a, \qquad s' = s,$$

et l'on a, en outre,

$$c' = -c, \qquad A'a - C'c = o.$$

2° Soient

$$A''e^{i(a''x+b''y+c''z-s''t)},$$
$$B''e^{i(a''x+b''y+c''z-s''t)},$$
$$C''e^{i(a''x+b''y+c''z-s''t)}$$

les composantes de la vibration longitudinale réfléchie, le principe de continuité donne

$$a'' = a, \qquad b'' = o, \qquad s'' = s,$$

et l'on a, en outre,

$$\frac{A''}{a''} = \frac{C''}{c''}, \qquad B'' = o,$$

qui expriment que la vibration est longitudinale; les équations du mouvement dans l'éther libre donnent ensuite

$$c''^2 = \frac{g+h}{g+3h}(a^2 + c^2) - a^2.$$

Si le second membre est positif, c'' est réel, et, pour avoir une onde plane réfléchie, il faut prendre pour c'' la valeur positive tirée de la précédente équation.

Si le second membre est négatif et égal à $-K^2$, il faut prendre pour c'' la valeur $-Ki$, alors la vibration est évanescente et devient insensible, elle s'éteint à une petite distance de la surface de séparation. Dans ce cas, il y a polarisation elliptique pour tous les rayons non évanescents, ce qui est en effet le cas le plus ordinaire, ainsi que l'a montré Jamin.

Mais cette polarisation elliptique est si faible pour les corps dont l'indice de réfraction est voisin de 1,40, que l'on peut la négliger dans ce cas, ce qui revient à considérer toutes les vibrations comme persistantes.

3° Soient

$$A_1 e^{i(a_1x+b_1y+c_1z-s_1t)},$$
$$B_1 e^{i(a_1x+b_1y+c_1z-s_1t)},$$
$$C_1 e^{i(a_1x+by+c_1z-s_1t)}$$

les composantes de la vibration transversale réfractée; le principe de continuité donne

$$a_1 = a, \qquad b_1 = 0, \qquad s_1 = s,$$

puis des équations du mouvement dans l'éther qui pénètre le milieu pondérable; on tire

$$a^2 + c_1^2 = r^2(a^2 + c^2),$$

r étant l'indice de réfraction, d'où

$$c_1^2 = a^2(r^2 - 1) + r^2c^2.$$

r étant supérieur à 1, la valeur de c_1^2 est toujours positive; on en tire pour c_1 une valeur réelle qui doit être prise avec le signe $-$, parce qu'il s'agit ici d'une vibration se propageant dans le milieu pondérable supposé du côté des z négatifs.

On a, en outre,

$$A_1a + C_1c_1 = 0,$$

qui exprime que la vibration est transversale.

4° Soient

$$A_2 e^{i(a_2x+b_2y+c_2z-s_2t)},$$
$$B_2 e^{i(a_2x+b_2y+c_2z-s_2t)},$$
$$C_2 e^{i(a_2x+b_2y+c_2z-s_2t)}$$

les composantes de la vibration longitudinale réfractée; le principe de continuité donne

$$a_2 = a, \qquad b_2 = 0, \qquad s_2 = s;$$

puis on tire des équations du mouvement

$$a_2^2 + c_2^2 = r^2 \frac{g+h}{g+3h}(a^2 + c^2),$$

d'où

$$c_2^2 = r^2 \frac{g+h}{g+3h}(a^2 + c^2) - a^2.$$

Comme on l'a dit plus haut, on supposera cette valeur de c_2^2 positive, et l'on prendra pour c_2 la valeur réelle qu'on tire de cette équation avec le signe $-$.

Comme la vibration est longitudinale, on aura ensuite

$$\frac{A_2}{a} = \frac{C_2}{c_2}, \qquad B_2 = 0.$$

Actuellement, il y a douze inconnues qui sont les amplitudes des composantes, savoir A', B', C', ...; A_2, B_2, C_2; la méthode générale fournit six équations qu'il faut joindre aux six autres précédemment écrites, et qui expriment que les vibrations sont transversales ou longitudinales : on a ainsi un système de douze équations linéaires à douze inconnues, savoir :

$$(1) \qquad A' + A'' + A_1 + A_2 = A,$$
$$(2) \qquad B' + B'' + B_1 + B_2 = 0,$$
$$(3) \qquad C' + C'' + C_1 + C_2 = C;$$
$$(4) \qquad -cA' + c''A'' + c_1A_1 + c_2A_2 = cA,$$
$$(5) \qquad -cB' + c''B'' + c_1B_1 + c_2B_2 = 0,$$
$$(6) \qquad -cC' + c''C'' + c_1C_1 + c_2C_2 = cC;$$

(7) $$A'a - C'c = 0,$$

(8) $$\frac{A''}{a} = \frac{C''}{c''},$$

(9) $$B'' = 0,$$

(10) $$A_1 a + C_1 c_1 = 0,$$

(11) $$B_2 = 0,$$

(12) $$\frac{A_2}{a} = \frac{C_2}{c_2}.$$

Les équations (2), (5), (9), (11) se réduisent à

$$B' + B_1 = 0,$$
$$-cB' + c_1 B_1 = 0.$$

Or

$$c + c_1 \neq 0,$$

car sinon on aurait

$$c_1^2 = c^2$$

ou

$$r^2 = 1,$$

ce qui n'est pas. Donc

$$B' = 0, \qquad B_1 = 0.$$

Toutes les vibrations réfléchies et réfractées s'exécutent dans le plan d'incidence, comme dans la vibration incidente.

Pour simplifier, nous poserons

$$\frac{A'}{c} = \frac{C'}{a} = u',$$
$$\frac{A''}{c} = \frac{C''}{c''} = u'',$$
$$\frac{A_1}{c_1} = -\frac{C_1}{a} = u_1,$$
$$\frac{A_2}{a} = \frac{C_2}{c_2} = u_2,$$
$$\frac{A}{c} = -\frac{C}{c} = u.$$

Alors les équations se réduisent à

$$(13)\quad\left\{\begin{aligned} &cu' + a\ u'' + c_1 u_1 + \ au_2 = cu,\\ &au' + c'' u'' - au_1 + c_2 u_2 = -\ au,\\ &-c^2 u' + ac'' u''\ + c_1^2 u_1\ + ac_2 u_2 = c^2 u,\\ &-acu' + u''^2 u'' - ac_1 u_1 + \ c_2^2 u_2\ = -acu; \end{aligned}\right.$$

u est donné, et tout revient à calculer u', u'', u_1, u_2. Mais ce calcul n'est pas nécessaire pour notre objet ; il nous suffit de remarquer que l'on a, dans tous les cas,

$$(14)\quad\left\{\begin{aligned} cu^2(a^2 + c^2) = cu'^2(a^2 + c^2) &+ c_1 u_1^2(a^2 + c_1^2)\\ &- c'' u''^2(a^2 + c''^2) + c_2 u_2^2(a^2 + c_2^2), \end{aligned}\right.$$

que l'on tire de (13). Pour interpréter cette relation, soient

l, l', l'', l_1, l_2 les longueurs des ondes considérées ;

α, α_1, α_2 les angles aigus des normales à l'onde incidente et aux ondes réfractées avec la normale intérieure au milieu réfringent ;

α', α'' les angles aigus des normales aux ondes réfléchies avec la normale extérieure. La relation (14) peut s'écrire

$$(15)\quad\left\{\begin{aligned} \frac{2\pi}{l}\cos\alpha(A^2 + C^2) = \frac{2\pi}{l'}\cos\alpha'(A'^2 + C'^2) &+ \frac{2\pi}{l_1}\cos\alpha_1(A_1^2 + C_1^2)\\ &+ \frac{2\pi}{l''}\cos\alpha''(A''^2 + C''^2) + \frac{2\pi}{l_2}\cos\alpha_2(A_2^2 + C_2^2), \end{aligned}\right.$$

et, si l'on désigne par δ la densité moyenne de l'éther libre, par δ' celle de l'éther engagé dans le milieu pondérable,

$$(16)\quad\left\{\begin{aligned} \delta\, l\cos\alpha(A^2 + C^2) = \delta\, l'\cos\alpha'(A'^2 + C'^2)&\\ &+ \delta' l_1\cos\alpha_1(A_1^2 + C_1^2)\frac{l^2\delta}{l_1^2\delta'}\\ &+ l''\delta\cos\alpha''(A''^2 + C''^2)\\ &+ \delta' l_2\cos\alpha_2(A_2^2 + C_2^2)\frac{l^2\delta}{l_2^2\delta'}. \end{aligned}\right.$$

Si l'on fait

$$A_1 \frac{I}{I_1}\sqrt{\frac{\delta}{\delta'}} = A'_1, \qquad A_2 \frac{I}{I_2}\sqrt{\frac{\delta}{\delta'}} = A'_2,$$

$$C_1 \frac{I}{I_1}\sqrt{\frac{\delta}{\delta'}} = C'_1, \qquad C_2 \frac{I}{I_2}\sqrt{\frac{\delta}{\delta'}} = C'_2,$$

on peut l'écrire

$$(17) \quad \left\{ \begin{aligned} \delta I \cos\alpha(A^2 + C^2) = \delta\, I' \cos\alpha'(A'^2 + C'^2) \\ + \delta' I_1 \cos\alpha_1(A_1'^2 + C_1'^2) \\ + I''\delta \cos\alpha''(A''^2 + C''^2) \\ + \delta' I_2 \cos\alpha_2(A_2'^2 + C_2'^2). \end{aligned} \right.$$

Sous cette forme, elle exprime que la force vive incidente est égale à la somme des forces vives de quatre ondes, deux réfléchies, dont les amplitudes A', C', A'', C'' sont bien celles qui ont été fournies directement par le principe de continuité, ce qui est bien conforme à notre explication générale, puisqu'elles se propagent dans le même milieu que l'onde incidente, deux réfractées dont les amplitudes A'_1, C'_1, A'_2, C'_2; se déduisent des amplitudes correspondantes A_1, C_1, A_2, C_2 calculées pour la surface de séparation, de manière à satisfaire au principe des forces vives, quelle que soit l'incidence.

Si l'on voulait, comme le supposait Fresnel, que les amplitudes calculées pour les ondes réfléchies pour tous les points de la surface de séparation se conservassent lorsque les vibrations correspondantes se propagent dans le milieu réfringent, il faudrait supposer à la fois

$$\frac{I}{I_1}\sqrt{\frac{\delta}{\delta'}} = 1, \qquad \frac{I}{I_2}\sqrt{\frac{\delta}{\delta'}} = 1;$$

la première condition est l'hypothèse de Fresnel, mais elle est incompatible avec la seconde, car I_2 ne peut pas être égal à I_1.

5. *Cas général.* — Si l'on suppose maintenant que la vibration incidente est quelconque, et qu'on prenne pour zOx le plan d'incidence,

ses composantes sont

$$A e^{i(ax+cz-st)},$$

$$B e^{i(ax+cz-st)},$$

$$C e^{i(ax+cz-st)},$$

ou encore

$$B'' = 0, \qquad B_2 = 0,$$

puis

$$B' + \quad B_1 = B,$$

$$-cB' + c_1 B_1 = cB;$$

d'où

$$\delta I B^2 \cos\alpha = \delta I' B'^2 \cos\alpha' + \delta' I_1 B_1^2 \cos\alpha_1 \frac{I^2}{I_1^2} \frac{\delta}{\delta'};$$

en ajoutant membre à membre cette équation à (17), on a

$$\begin{aligned}\delta I \cos\alpha(A^2 + B^2 + C^2) = \delta\, I' \cos\alpha'(A'^2 + B'^2 + C'^2) \\ + \delta' I_1 \cos\alpha_1 (A_1^2 + B_1^2 + C_1^2) \frac{I^2}{I_1^2} \frac{\delta}{\delta'} \\ + I'' \delta \cos\alpha''(A''^2 + C''^2) \\ + I_2 \delta' \cos\alpha_2 (A_2^2 + C_2^2) \frac{I^2 \delta}{I_2^2 \delta'},\end{aligned}$$

qui s'interprète comme précédemment et conduit aux mêmes conséquences.

6. *Cas d'un corps biréfringent.* — Dans le cas de la double réfraction, la méthode générale précédemment appliquée réussit encore et conduit à des conséquences analogues à celles que l'on a déjà trouvées; il n'y a aucun intérêt à la développer ici, et je me bornerai à une remarque qui me paraît importante.

Les deux vibrations transversales réfractées se déplacent dans le même milieu avec des vitesses différentes et dans des directions différentes; la loi de Fresnel, appliquée à ces rayons, voudrait que la densité moyenne de l'éther dans l'intérieur d'une des cellules formées par les particules pondérables variât avec la direction autour du centre de cette cellule; or il n'en est rien.

Quelle que soit l'idée que l'on se fasse de l'action des particules pondérables sur l'éther, il faut bien que cette action se manifeste par une déformation de l'éther libre, c'est-à-dire par un changement dans les positions relatives de ses particules, ou enfin une altération des différences des coordonnées de ces particules. Le calcul prouve qu'il suffit de considérer ces variations de différences de coordonnées comme des fonctions linéaires de ces différences dans l'éther libre, et alors, si l'on choisit convenablement les axes et l'origine étant au centre d'une cellule, les différences désignées par Δx, Δy, Δz deviennent, après la déformation,

$$\Delta x(1+g_1)(1+\alpha), \quad \Delta y(1+g_1)(1+\beta), \quad \Delta z(1+g_1)(1+\gamma),$$

g_1, α, β, γ étant des constantes dépendant seulement de la constitution du milieu pondérable (t. X, p. 173).

Actuellement, considérons le tétraèdre formé par quatre des points du milieu éthéré, et soient

$$\begin{array}{lll} \Delta x, & \Delta y, & \Delta z, \\ \Delta' x, & \Delta' y, & \Delta' z, \\ \Delta'' x, & \Delta'' y, & \Delta'' z \end{array}$$

les différences de coordonnées de l'un des points et des trois autres dans l'éther libre; le volume du tétraèdre sera

$$\pm \tfrac{1}{3}\begin{vmatrix} \Delta x & \Delta y & \Delta z \\ \Delta' x & \Delta' y & \Delta' z \\ \Delta'' x & \Delta'' y & \Delta'' z \end{vmatrix}$$

avant la déformation, et après il sera

$$\pm \tfrac{1}{3}(1+g_1)^3(1+\alpha)(1+\beta)(1+\gamma)\begin{vmatrix} \Delta x & \Delta y & \Delta z \\ \Delta' x & \Delta' y & \Delta' z \\ \Delta'' x & \Delta'' y & \Delta'' z \end{vmatrix},$$

et, comme la masse des particules reste la même, on a

$$\frac{\delta}{\delta'} = (1+g_1)^3(1+\alpha)(1+\beta)(1+\gamma),$$

δ étant la densité moyenne de l'éther libre, δ' de l'éther engagé dans le milieu pondérable.

Le second membre ne dépend pas de la direction autour de l'origine, et par conséquent δ' ne change pas avec la direction.

Ainsi, contrairement à une opinion généralement admise, de ce que la déformation n'est pas la même dans tous les sens et peut se traduire au moyen d'un ellipsoïde, comme on le fait dans la théorie de l'élasticité, il ne résulte pas du tout que la densité moyenne varie avec la direction autour d'un point, et il est impossible d'accorder la loi de Fresnel avec la coexistence de deux vibrations transversales se propageant avec des vitesses différentes, et dont l'une au moins ne se propage pas avec la même vitesse dans tous les sens.

La seule manière d'échapper à toutes les difficultés que soulève l'examen attentif de la question me paraît être celle que j'ai proposée dans ce travail; elle est absolument conforme aux principes généraux de la Mécanique et n'entraîne que le rejet de la loi de Fresnel, qui est d'ailleurs inutile.

Les formules de Fresnel, les mêmes que celles que nous avons trouvées, au moins pour le premier cas, ont été vérifiées par l'expérience, et l'on serait tenté de croire que sa loi l'est aussi, mais il faut remarquer que ces vérifications portent sur les *intensités* des rayons réfléchis et des rayons réfractés, et non sur les *amplitudes seules*, puisque l'intensité dépend à la fois de la densité du milieu et de l'amplitude de la vibration : elles ne prouvent donc rien pour ces amplitudes seules. Dans tous les cas, l'expression de l'intensité du rayon réfléchi reste la même que celle qu'a trouvée Fresnel, celle du rayon réfracté lui est toujours complémentaire, de telle sorte que le rejet de la loi n'est nullement en opposition avec les vérifications expérimentales des intensités.