# De l'application du principe de la superposition des petits mouvements dans certains problèmes d'acoustique

Autor(en): **Kool, C.-J.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **31 (1895)**

Heft 118

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-264367

**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.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

**http://www.e-periodica.ch**

Subtecta Diplodia
Tiliæ Otthia.
Tinctus Cryptodiscus.
Tremelloïdes Sphæria.
Tristis Cælosphæria.
Tristis Nitschkia.
Tristis Sphæria.
Tuberculariformis Hypocrea.
Tuberculariformis Nectria.
Vaccinii Otthia.
Vaccinii Gibbera.
Vaccinii Brachysporium.
Vaccinii Helminthosporium.
Vaccinii Sphæria.
Vagans Cucurbitaria.
Ventricosus Hypolyssus.
Vestita Cucurbitaria.
Vestita Fenestella.
Vestita Sphæria.
Vestita Thyridium.
Viridis Hypomyces.
Viridis Sphæria.
Visci Camarosporium.
Visci Centhospora.
Visci Diplodia.
Visci Gibberidea.
Visci Sphæria.
Visci Sphæropsis.
Vulgaris Tubercularia.
Xylostei Camarosporium.
Xylostei Didymosphæria.
Xylostei Otthia.
Xylostei Xyloma.

---

# DE L'APPLICATION

DU

# PRINCIPE DE LA SUPERPOSITION DES PETITS MOUVEMENTS

DANS

# CERTAINS PROBLÈMES D'ACOUSTIQUE

---

Je rappellerai d'abord brièvement en quoi consiste ce principe.

Supposons qu'on ait à déterminer le mouvement d'une molécule de gaz soumise simultanément à l'action de deux ou plusieurs ondes provenant de sources sonores différentes.

Pour mieux préciser les idées, j'attribuerai à ces sources, dans tout ce travail, une étendue assez petite pour qu'on puisse les assimiler à des éléments de matière en état de vibration continue. Actuellement les physiciens, pour avoir la position d'une molécule à un instant quelconque, déterminent d'abord les différentes positions qu'elle occuperait au même instant par les effets respectifs des ondes des différentes sources vibrant chacune séparément. Ils font la somme géométrique des vecteurs qui joignent la position primitive à ces différentes positions, comme

si ces vecteurs représentaient des forces à composer. Selon eux, l'extrémité de la résultante est la position cherchée. Ils connaissent ainsi le mouvement de la molécule et peuvent en étudier toutes les particularités intéressantes.

Or je vais démontrer, et c'est là l'objet de mon travail, que cette détermination est inexacte, qu'on ne trouve pas les différentes positions occupées successivement par une molécule du gaz au moyen de l'opération exposée ci-dessus.

Pour plus de facilité, je ferai abstraction dans ma démonstration du mouvement complexe que, conformément à l'hypothèse cinétique, les molécules du gaz auraient les unes par rapport aux autres. J'admettrai que, sans le passage des ondes sonores, ces molécules demeureraient toujours en repos parfait les unes par rapport aux autres.

Cela dit, je suppose d'abord une seule source sonore A, d'intensité constante, située dans un gaz d'étendue illimitée. Je considère la couche de gaz G, limitée par deux sphères de centre A dont les rayons diffèrent d'une longueur d'onde, et je me propose de calculer la quantité d'énergie que la source A engendre dans cette couche de gaz G par l'effet des ondes qu'elle produit dans le gaz.

Soit :

$l$ la longueur d'onde,

$t$ l'instant auquel je me propose d'évaluer la quantité d'énergie en question. Je suppose que l'origine des temps coïncide avec l'un des instants auxquels la source sonore passe par sa position d'équilibre,

$x$ la distance des positions d'équilibre de la source A et d'une molécule $m'$ de la couche G (j'entends par position d'équilibre d'une molécule la position qu'elle occupait avant d'être ébranlée par les ondes sonores),

T la période, c'est-à-dire la durée d'une oscillation entière,

$s$ l'élongation de $m'$ à l'instant $t$,

$a$ l'amplitude du mouvement oscillatoire de $m'$, c'est-à-dire son élongation maxima. Je puis la supposer connue, elle est la donnée qui fixe les autres conditions que l'on suppose réalisées dans le problème.

Quant à l'intensité de la force qui tend à ramener à leur position d'équilibre les molécules qui en sont écartées par l'effet des ondes sonores, je la supposerai proportionnelle à cet écartement, suivant l'habitude des physiciens. C'est là, du reste, une

des hypothèses les plus simples que l'on puisse rationnellement faire, et elle a, précisément à cause de sa simplicité, l'avantage de réduire au minimum la longueur des calculs à exécuter. Toutefois je démontrerai plus loin que toute autre hypothèse sur l'intensité de cette force mènerait exactement à la même conclusion, non pas assurément en ce qui concerne les valeurs numériques que prendraient les quantités d'énergie dont il sera question, mais en ce qui concerne le fait même que je me propose de prouver.

En partant de l'hypothèse faite, on trouve pour l'élongation que la molécule $m'$ possède à l'instant $t$ par l'effet des vibrations de la source sonore A, l'expression :

$$s = a \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right),$$

ainsi que cela se démontre dans tous les traités de physique dans la théorie des ondes.

La direction suivant laquelle cette élongation doit être mesurée, c'est-à-dire suivant laquelle se meut la molécule $m'$ passe on le sait par la source A.

En différenciant $s$ par rapport à $t$, on a la vitesse $v$ de la molécule $m'$ :

$$v = \frac{ds}{dt} = \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right).$$

Si $m$ est sa masse, sa force vive sera :

$$\frac{1}{2} m a^2 \frac{4\pi^2}{T^2} \cos^2\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right),$$

expression qui peut s'écrire encore comme suit en transformant le dernier facteur :

$$\frac{1}{2} m a^2 \frac{4\pi^2}{T^2} \left\{\cos 2\frac{2\pi t}{T} + \left(1 - 2\cos^2\frac{2\pi t}{T}\right)\sin^2\frac{2\pi x}{l} + \frac{1}{2}\sin\frac{4\pi t}{T}\sin\frac{4\pi x}{l}\right\}.$$

Or, avant le passage des ondes sonores, les molécules de la couche G situées sur un même rayon se trouvaient, on peut l'admettre, uniformément dispersées le long de ce rayon. Pour déterminer la valeur de l'énergie cinétique (énergie de mouvement) contenue dans la couche G par l'effet des vibrations de la source A il faudra donc calculer la valeur moyenne de l'expression précédente entre les limites $r$ et $r + l$ et multiplier par le

nombre de molécules que renferme la couche G. On commettra ainsi, il est vrai, une légère erreur, car les tranches sphériques élémentaires de même épaisseur $dx$ qui constituent la couche G ne contiennent pas toutes exactement le même nombre de molécules puisqu'elles sont de rayons différents, variant de $r$ à $r+l$, et par conséquent de volumes différents. Toutefois en supposant la couche G très éloignée de la source A, ce qui ne nuit pas à la démonstration, cette erreur devient négligeable. Pour conserver à ce calcul une exactitude rigoureuse il suffirait d'ailleurs d'exprimer exactement en fonction du rayon $x$ l'énergie cinétique contenue dans une de ces branches sphériques élémentaires et d'intégrer entre les limites $r$ et $r+l$.

Pour déterminer, comme je me le propose, la valeur moyenne de l'expression analytique ci-dessus, il suffira de déterminer celles de chacun des trois termes qui la composent et de les additionner.

La valeur moyenne du premier terme, qui ne contient pas $x$, c'est ce terme lui-même :

$$\cos^2 \frac{2\pi t}{T}.$$

Pour obtenir celle du second terme, il suffit de calculer la valeur moyenne X du facteur $\sin^2 \frac{2\pi x}{l}$, le seul qui dépende de $x$ dans ce terme :

$$X = \frac{1}{l} \int_r^{r+l} \sin^2 \frac{2\pi x}{l} dx = \frac{1}{2}.$$

Par conséquent la valeur moyenne du second terme est :

$$\frac{1}{2}\left(1 - 2\cos^2 \frac{2\pi t}{T}\right).$$

De même, afin d'obtenir celle du troisième terme, calculons la valeur moyenne X′ du facteur $\sin \frac{4\pi x}{l}$ qui seul contient $x$ :

$$X' = \frac{1}{l} \int_r^{r+l} \sin \frac{4\pi x}{l} dx = 0.$$

La valeur moyenne du troisième terme est donc nulle.

Si donc on désigne par M la masse spécifique du gaz, c'est-à-dire la masse totale des molécules qui occupent l'unité de volume du gaz au repos, l'expression :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} M \frac{4}{3} \pi \left[ (r+l)^3 - r^3 \right] a^2 \frac{4\pi^2}{T^2}$$

représentera la valeur de l'énergie cinétique, due à l'action de la source sonore A, qui existe à un instant quelconque dans la couche G. Je dis « à un instant quelconque »; on voit en effet que $t$ ne figure point dans l'expression trouvée.

Or M. Grinwis a montré[1] qu'une source sonore d'étendue infiniment petite telle que A engendre dans une couche sphérique de centre A et d'épaisseur $l$ telle que G des quantités égales d'énergie cinétique et d'énergie potentielle (énergie de compression et dilatation). Donc la quantité totale d'énergie que la source A engendre dans la couche G a pour expression :

$$(1) \qquad \frac{1}{2} M \frac{4}{3} \pi \left[ (r+l)^3 - r^3 \right] a^2 \frac{4\pi^2}{T^2}.$$

Supposons à présent qu'il y ait une seconde source sonore B suffisamment rapprochée de la source A pour qu'on puisse admettre que l'une et l'autre coïncident avec le centre commun des deux surfaces sphériques qui limitent la couche G. Calculons alors la quantité d'énergie engendrée dans la couche G par l'action des deux sources sonores ensemble, en admettant que le principe de la superposition des petits mouvements énoncé plus haut soit applicable. Supposons pour abréger les calculs :

1° Que l'amplitude des vibrations est la même chez les deux éléments de matière qui constituent les sources A et B, en d'autres termes que l'intensité sonore des deux sources est la même.

2° Que les phases de leurs deux mouvements vibratoires coïncident à chaque instant.

De ces deux hypothèses, il résulte évidemment que la phase du mouvement oscillatoire d'une molécule quelconque de la couche G sera sensiblement la même sous l'action de la source A seule et sous l'action de la source B seule. Cela étant, la valeur de l'élongation S de la molécule $m'$, sous l'action simultanée

[1] *Archives néerlandaises*, tome X.

des deux sources sonores, sera sensiblement, d'après le principe de la superposition des petits mouvements :

$$S = a \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right) + a \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right)$$

valeur qu'on trouve d'ailleurs développée dans tous les traités de physique. La vitesse de la molécule $m'$ est donc :

$$V = \frac{ds}{dt} = \frac{4\pi a}{T} \cos\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right).$$

et sa force vive est :

$$\frac{1}{2} m a^2 \frac{16\pi^2}{T^2} \cos^2\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{l}\right).$$

De cette expression on déduit comme précédemment la valeur de l'énergie cinétique contenue à un instant quelconque dans toute la couche G sous l'action simultanée des deux sources A et B :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} M \frac{4}{3} \pi \left[(r+l)^3 - r^3\right] a^2 \frac{16\pi^2}{T^2}.$$

Mais d'après le mémoire de M. Grinwis, si les molécules ont le mouvement que nous avons trouvé en admettant le principe en discussion, l'excédent de l'énergie potentielle de la couche sphérique G sur l'énergie potentielle qu'elle posséderait au repos est égal à son énergie cinétique. Par conséquent, si le principe en discussion était applicable au cas qui nous occupe, la quantité totale d'énergie potentielle et cinétique que l'activité simultanée des deux sources sonores A et B engendre dans la couche G serait représentée par l'expression :

$$(2) \qquad \frac{1}{2} M \frac{4}{3} \pi \left[(r+l)^3 - r^3\right] a^2 \frac{16\pi^2}{T^2}.$$

Elle serait donc quadruple de la quantité d'énergie correspondante engendrée par la source A seule qui est d'après nos calculs :

$$\frac{1}{2} M \frac{4}{3} \pi \left[ (r+l)^3 - r^3 \right] a^2 \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot \qquad (1)$$

Or un tel rapport de grandeur est inadmissible comme je vais le montrer :

En effet, quand une seule source A vibre, ou quand les deux sources A et B vibrent simultanément, la quantité d'énergie sonore (potentielle et cinétique) contenue à un instant quelconque dans la couche G est égale à celle qui lui est transmise pendant un temps T par la portion sphérique de gaz qu'elle enveloppe (T est la période, c'est-à-dire le temps que mettent les ondes sonores à parcourir une longueur d'onde $l$). Sinon serait inexplicable ce double fait d'expérience : 1° que le son produit par une source sonore d'intensité constante acquiert son intensité définitive intégrale en un point quelconque de l'air éloigné de la source à une distance $r$ après un temps $\frac{r}{V}$ compté à partir du moment où la première onde part de la source, V étant la vitesse du son dans l'air ; 2° que tout arrêt dans l'activité de la source entraîne la disparition complète du son dans le dit point, à l'instant même où la dernière onde émanée de la source atteint le point, c'est-à-dire après un temps $\frac{r}{V}$ compté à partir de l'arrêt.

[1] Ce résultat subsiste lorsqu'au lieu d'un mouvement sinusoïdal on suppose aux molécules du gaz un mouvement périodique quelconque. En effet soit $s = f(t)$ l'élongation d'une des molécules de la couche G sous l'action de la source A seule, $f(t)$ étant une fonction quelconque de $t$. Soit $s_t$ et $s_t + \delta s_t$ les valeurs particulières de cette élongation aux instants $t$ et $t + \delta t$. Si les deux sources A et B agissent ensemble, les élongations aux mêmes instants $t$ et $t + \delta t$ seront $2\, s_t$ et $2\,(s_t + \delta s_t)$ d'après le principe de la superposition des petits mouvements. Dans ce second cas la vitesse est double du premier cas, car une longueur double $2\,\delta s_t$ est parcourue pendant le même temps élémentaire $\delta t$. Cela étant vrai à un instant quelconque, c'est vrai des vitesses moyennes relatives à ces deux cas : $V_m = 2\, v_m$. Or les quantités d'énergie contenues dans la couche G à un instant quelconque dans le premier et le second cas sont respectivement $2 \Sigma \frac{1}{2} m' V^2_m$ et $2 \Sigma \frac{1}{2} m' v^2_m$, $m'$ étant la masse d'une molécule et les sommations s'étendant à toutes les molécules de la couche G. La première quantité est effectivement quadruple de la seconde, puisque $V_m = 2\, v_m$.

La quantité d'énergie (cinétique et potentielle), due à la seule source A, qui est transmise pendant un temps T à la couche G par la portion sphérique de gaz qu'elle enveloppe est donc représentée par l'expression (1). De même la quantité d'énergie correspondante, due aux sources A et B simultanément, est représentée par l'expression (2) si le principe en discussion est applicable. Donc d'après ce principe cette seconde quantité d'énergie serait quadruple de la première. Or elle n'en saurait dépasser le double, car la quantité d'énergie transmise pendant un certain temps à la couche G grâce à l'activité simultanée des deux sources ne saurait surpasser la somme des deux quantités d'énergie que transmettent à cette couche G pendant le même temps les deux sources agissant séparément ; elle sera même inférieure à cette somme à cause des interférences qui, malgré le synchronisme des sources sonores, se produisent toujours en certains endroits, surtout au voisinage des sources. Pour qu'elle soit supérieure à cette somme il faudrait qu'il y ait création d'énergie dans le cas de l'activité simultanée des deux sources ; c'est inadmissible.

J'en conclus nécessairement que le principe en discussion est inapplicable dans le cas que nous avons étudié, c'est-à-dire dans la détermination du mouvement oscillatoire des molécules d'un gaz sous l'action simultanée de deux sources sonores de même intensité. Mais cette conclusion en implique une autre : il faut également exclure l'usage de ce principe de tous les calculs semblables, c'est-à-dire destinés à déterminer avec exactitude le mouvement oscillatoire des molécules, quels que soient la position que celles-ci occupent par rapport aux sources sonores, le nombre, l'intensité relative et les phases relatives de ces sources sonores. Car une base de calcul est vicieuse et doit être rejetée lorsqu'elle mène à un seul résultat inexact.

D'ailleurs, il est facile de se convaincre que dans beaucoup d'autres cas où les conditions des sources sonores A et B sont différentes des précédentes, des calculs analogues s'appuyant sur le principe en discussion conduiraient également à une valeur inadmissible du rapport en question. On reconnaîtra que tant qu'il n'existe pas une grande différence de phase entre les mouvements vibratoires des sources sonores, le principe en discussion fournira pour l'énergie sonore contenue à un instant quelconque dans une couche telle que G par l'effet de l'action simultanée des deux sources une valeur plus que double de celle

de l'énergie sonore contenue au même instant dans la même couche par l'action d'une seule source. Ce fait ne pourrait s'expliquer que par une création d'énergie dans le gaz enveloppé par la couche G lorsque les sources vibrent simultanément, et assurément aucun physicien n'admettra une telle explication.

Faut-il donc renoncer absolument à l'application du principe de la superposition des petits mouvements dans la solution des problèmes d'acoustique?

J'ose dire que non. Un examen attentif de la question — trop long pour trouver place ici, mais que je consignerai peut-être dans une autre note — m'a appris que dans certains cas on peut appliquer le principe. Seulement ces cas se présentent très rarement dans la réalité, et alors même le principe n'est applicable qu'en lui apportant une correction évitant que les résultats obtenus entrent en conflit avec le principe de la conservation de l'énergie.

Une autre question s'est naturellement présentée à mon esprit : comment le principe en discussion a-t-il pu être introduit par les physiciens dans la détermination du mouvement des molécules d'un gaz ébranlées simultanément par différentes ondes sonores, alors que son utilisation est incorrecte, comme je l'ai montré?

Faut-il en attribuer la cause à ce seul fait d'expérience qu'à la surface d'un liquide les ondes d'origine différente se superposent en se croisant?

Non, il me semble que la vraie cause doit en être cherchée dans une interprétation erronée du principe lui-même.

En effet, d'après l'énoncé que j'ai donné de ce principe en commençant, il est au fond évidemment l'expression de cet autre principe bien connu : le déplacement que subit pendant un temps élémentaire un point matériel soumis simultanément à plusieurs forces $f', f'', f'''$, etc., est la somme géométrique des déplacements que les forces lui imprimeraient séparément pendant le même temps élémentaire. Or, pour que ce principe fondamental de mécanique soit applicable à un point matériel non seulement pendant un temps élémentaire, mais pendant un temps de durée finie il faut que les forces $f', f'', f'''$, soient indépendantes entre elles, c'est-à-dire que chacune possède pendant tout cet espace de temps exactement l'intensité qu'elle aurait si elle agissait seule. Eh bien, cette condition n'est nullement satisfaite dans les circonstances considérées pré-

cédemment, quand les molécules du gaz subissent simultanément l'influence de deux ou plusieurs ondes sonores d'origine différente. Elle n'est pas non plus satisfaite chez les forces qui, dans la théorie de la lumière, déterminent le mouvement des particules du milieu éthéré ébranlées par deux ou plusieurs ondes lumineuses. En général cette condition ne sera point satisfaite toutes les fois que l'intensité des forces $f', f'', f'''$, etc., se modifie notablement avec les déplacements de la masse sur laquelle elles agissent pendant des temps restreints, comme c'est le cas des forces moléculaires.

Pour nous en convaincre dans le cas des molécules d'un gaz ébranlées simultanément par plusieurs ondes sonores, remarquons que les forces qui agissent alors sur cette molécule sont des forces de compression et de dilatation, en d'autres termes qu'elles sont dues au rapprochement et à l'éloignement réalisés entre la molécule $m'$ et les molécules contiguës du côté des sources d'où proviennent les ondes. Or, pour n'envisager que les forces de compression, supposons que la molécule $m$, atteinte à un instant $t$ par une seule onde provenant d'une source sonore A, se déplace à partir de l'instant $t$, pendant un temps de durée finie $\delta t$ d'un point $\mu$ à un autre point $\mu'$ situé sur le prolongement de la droite A$\mu$. Soit F' la force qui produit le mouvement de la molécule $m$, force due à la diminution des distances de $m$ aux molécules voisines $m'$, $m'$, etc., situées sur la droite A$\mu$ ou dans son voisinage immédiat. Soit $f'(t)$ l'intensité de F', $f'(t)$ peut être supposée variable ou non pendant le temps $\delta t$. Supposons qu'une autre onde émanée d'une seconde source sonore B voisine de A atteigne la molécule $m$ également à l'instant $t$. Cette onde, si elle existait seule dans le gaz, imprimerait à la molécule un autre mouvement dirigé suivant la droite B$\mu$. La direction B$\mu$ ne saurait différer sensiblement de la direction A$\mu$ puisqu'on suppose les deux sources A et B très voisines. La force F'' qui déterminerait ce second mouvement et dont l'intensité $f''(t)$ peut être supposée également variable ou non pendant le temps $\delta t$, résulterait de la diminution des distances de la molécule $m$ à d'autres molécules $m''$, $m''$, etc., également voisines de $m$, mais situées sur la droite B$\mu$ ou dans son voisinage immédiat.

Il est maintenant facile de voir que si les deux ondes passent simultanément, les deux forces F' et F'' qui agissent ensemble sur la molécule $m$ n'auront pas les mêmes intensités $f'(t)$ et $f''(t)$ que quand elles agissent séparément.

Ainsi la molécule $m$ étant poussée dans la direction $A\mu$ par suite du déplacement des molécules $m'$ $m'$ atteintes par l'onde sonore émanée de la source A, les molécules $m''$ $m''$ ne se rapprocheront pas aussi facilement de la molécule $m$, par l'effet de l'onde émanée de B, que si cette dernière onde existait seule. Sous l'action de l'onde émanée de la source A, la molécule $m$ fuira pour ainsi dire devant les molécules $m''$ $m''$, etc. Or c'est le degré de rapprochement réalisé entre elle et ces dernières qui détermine l'intensité de la force F''. Donc plus la force F' est grande, plus la force F'' se trouve réduite et plus son intensité diffère de $f''(t)$. En renversant le raisonnement on conclurait inversément que plus la force F'' est grande, plus la force F' se trouve réduite et plus son intensité diffère de $f'(t)$. On peut même imaginer le cas limite où l'une des forces, F', serait si considérable que la molécule $m$ s'avancerait dans la direction $A\mu$ avec une vitesse supérieure à celle des molécules $m''$ $m''$. L'intensité de l'autre force F'' s'annulerait alors.

Il en résulte que le principe de mécanique énoncé plus haut n'est pas applicable à la molécule $m$. Car ce principe exige « l'indépendance absolue des forces qui agissent simultanément sur la même masse » et cela n'est point le cas des forces F' et F'' qui sollicitent la molécule $m$, lorsque deux ondes sonores l'ébranlent à la fois.

Il n'est donc pas étonnant que les physiciens soient conduits à des résultats inexacts en faisant usage dans les problèmes d'acoustique du principe de la superposition des petits mouvements, principe qui découle immédiatement du précédent, comme je l'ai déjà fait observer ci-dessus.

Je termine en exprimant ma conviction intime qu'une critique semblable à celle que contient ce travail prouvera que le principe en question n'est pas davantage applicable à la solution des problèmes relatifs à la théorie de la lumière, sauf dans des cas très rares et modifiés alors par une correction qui rende ses conséquences conformes au principe de la conservation de l'énergie. Une telle critique fera l'objet d'une note spéciale de ma part.

C.-J. KOOL.