



HAL
open science

Proposition d'une alternative au paradigme ondulatoire en Acoustique: les écoulements acoustiques

Laurent Millot

► **To cite this version:**

Laurent Millot. Proposition d'une alternative au paradigme ondulatoire en Acoustique: les écoulements acoustiques. 2017. hal-04371494

HAL Id: hal-04371494

<https://hal.science/hal-04371494>

Preprint submitted on 3 Jan 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Proposition d'une alternative au paradigme ondulatoire en Acoustique : les écoulements acoustiques

Laurent Millot, Institut Acte, UMR 8218, Sorbonne Paris 1 / CNRS,
ENS Louis-Lumière, La cité du Cinéma, 20 rue Ampère BP 12,
93213 La Plaine Saint-Denis Cedex, France
(l.millot@ens-louis-lumiere.fr)

02/01/2017

Résumé

Dans ce texte, on propose d'expliquer pourquoi il semble intéressant de substituer la notion d'écoulements acoustiques à celles d'ondes acoustiques pour le cas de la propagation en champ libre, loin de toute source.

S'agissant de la pression, de la masse volumique, ou de la température dans le cadre de l'hypothèse des gaz parfaits, on montre que si deux modèles plans, ne différant que par l'extension de leur surface d'onde, pourraient constituer une approximation mathématique locale valide des phénomènes pour ces grandeurs, par contre, ce n'est pas le cas pour les modèles d'ondes aller sphériques ou cylindriques comme pour les modèles d'ondes planes, cylindriques ou sphériques retour. On expose deux autres modèles mathématiques d'ondes amorties que l'on pourrait discuter dans le cas de phénomènes favorisant *a priori* le recours à des descriptions en coordonnées cylindriques ou sphériques même si ces deux modèles semblent physiquement paradoxaux.

Pour la vitesse des particules fluides comme pour le potentiel scalaire des vitesses, et pour les phénomènes acoustiques d'un point de vue global, on explique pourquoi on propose plutôt de considérer des écoulements potentiels, compressibles, instationnaires avec une vitesse des particules fluides qui coïncide avec ce que l'on appelle classiquement la célérité du son.

Sur la base de ces propositions il semble alors prudent de ne pas chercher à construire l'Acoustique en ayant recours aux équations de propagation d'ondes classiques d'ordre deux faisant intervenir des ondes aller et retour, même pour des grandeurs telles que la pression ou la masse volumique, et d'envisager une approche alternative reposant sur le principe d'écoulements acoustiques.

1 Introduction

On étudie le cas de la propagation dite en champ libre en Acoustique ce qui signifie que l'on se place loin de toute source et dans la zone de l'espace où les ondes constituent, classiquement, un modèle physique valide pour les phénomènes acoustiques. De plus, on suppose les mécanismes de dissipation négligeables au moins localement et on ne considère que le cas d'ondes progressives non dissipatives puisque constituant un cas plus simple qui pourrait être étendu en considérant les termes de pertes.

Classiquement [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10], le point de départ en Acoustique consiste à établir voire introduire directement l'équation de propagation des ondes de pression, d'ordre deux, et à en chercher les solutions, des ondes progressives aller et retour. Et, pour étudier le cas de la propagation en champ libre, on ajoute une condition de non retour à l'infini de Sommerfeld permettant de restreindre l'étude aux cas des seules ondes potentiellement valides dans ce cas, les ondes progressives aller.

Or, ce point de départ n'est pas satisfaisant et ce pour plusieurs raisons :

- l'équation de propagation des ondes est une équation régissant les variations des variations de pression alors que les équations de la Mécanique des Fluides prises comme point de départ (conservations de la quantité de mouvement et de la masse notamment) sont des équations régissant les variations des phénomènes ;
- dans le cas de la propagation en champ libre, l'équation de propagation génère des solutions purement mathématiques, les ondes retour, qui ne sont éliminées que grâce à l'introduction d'une condition supplémentaire de non retour à l'infini ;
- l'équation de propagation des ondes est obtenue en partant de versions linéarisées des équations de la Mécanique des Fluides et en supposant, qu'en moyenne, la vitesse des particules fluides est nulle ou négligeable devant la célérité du son ;
- bien qu'on parte d'équations de la Mécanique des Fluides, donc régissant potentiellement des transports de matière, les solutions trouvées sont des ondes supposant qu'il n'y a en fait aucun transfert de matière ;
- on ne résoud pas la question de la genèse des ondes en se limitant au postulat qu'une connaissance exacte des conditions aux limites et initiales permettrait une caractérisation totale de celles-ci (cf. par exemple [11]).

En fait, l'idée de questionner la validité des ondes pour décrire les phénomènes acoustiques s'est imposée encore plus fortement pour moi quand j'ai réalisé que j'avais réussi à proposer une modélisation physique du jeu au moins chromatique sur l'harmonica diatonique en ne faisant intervenir à aucun moment des phénomènes de propagation d'ondes (cf. par exemple [12]). En effet, le modèle proposé pour traiter ce problème repose sur un couplage entre des équations de Mécanique Vibratoire, pour la description du mouvement des anches libres, et des équations de Mécanique des Fluides simplifiées :

- équations de conservation de la masse intégrées ;
- relations de Bernoulli compressibles, irrotationnelles et instationnaires pour la cavité buccale ;
- relation de Bernoulli stationnaire incompressible dans les jets libres sous les anches ;
- description du flux volumique sortant au travers de chaque anche ;

pour décrire l'écoulement dans le modèle de cavité buccale, dans le canal d'harmonica où sont implantées les anches ainsi qu'au travers des anches.

Les cas des phénomènes plans décrits avec des coordonnées cartésiennes et des phénomènes sphériques décrits avec des coordonnées sphériques ont été exposés lors d'une conférence organisée par l'Acoustical Society of America [13] en 2009. Par rapport à la version mise en ligne

en 2015, cette deuxième version comporte des corrections (contrainte sur l'approximation ondulatoire de l'équation de conservation de la masse identique pour la masse volumique, la pression voire la température) et/ou précisions (estimation d'ordre de grandeur et caractère asymptotique du modèle à symétrie cylindrique envisagé) consécutives à des discussions en cours et débutées à l'été 2016 avec Michel Bruneau, Professeur émérite à l'Université du Maine, sur la pertinence de l'approche alternative proposée.

Au travers de ce texte, je propose d'étudier ce que l'on peut déduire pour le cas des phénomènes en champ libre en adoptant le jeu d'hypothèses et de principes suivants :

- on se place loin des sources dans la zone de l'espace où on suppose classiquement que les ondes sont valides ;
- on suppose que l'hypothèse d'une transformation adiabatique réversible est pertinente au moins dans le cadre d'une première approche des phénomènes étudiés ;
- on part de versions non linéarisées des équations de la Mécanique des Fluides ne prenant pas en compte les mécanismes de dissipation ;
- on introduit les ondes progressives (non dissipatives) planes, sphériques « pures » (à symétrie sphérique) et cylindriques « pures » (à symétrie polaire) aller comme retour non comme solutions d'équations de propagation mais comme modèles mathématiques ;
- on introduit aussi un modèle mathématique d'ondes complémentaire, les ondes-rayons, qui obéit au même modèle mathématique que les ondes progressives (non dissipatives) planes aller mais dont la validité est supposée restreinte, à chaque instant, au seul point associé à la particule fluide.

Ces hypothèses posées, on est alors en mesure d'étudier les phénomènes en champ libre en adoptant la démarche suivante.

Tout d'abord, partant des modèles mathématiques d'ondes, on détermine les équations du premier ordre satisfaites par les variations spatio-temporelles de ces modèles ondulatoires. Ces équations de propagation seront nommées dans la suite équations des variations d'ondes pour conserver l'idée que l'on travaille uniquement sur les variations (spatio-temporelles) des phénomènes étudiés.

Ensuite, partant des équations des variations d'ondes, on étudie si ces différents modèles d'ondes satisfont effectivement, ne serait-ce que de manière approchée, le principe de conservation de la masse et, dans ce cas, pour quelles grandeurs physiques. En fait, on se base sur les résultats expérimentaux faisant état de l'observation d'ondes progressives se déplaçant à la vitesse c_0 notamment pour la pression. Ainsi, pour chaque cas étudié, on cherche quelles sont les conditions à satisfaire pour que l'équation des variations d'ondes puisse constituer une approximation valide pour l'équation de conservation de la masse.

Enfin, en ne considérant que les modèles mathématiques ondulatoires satisfaisant au principe de conservation de la masse, on cherche à interpréter les informations sur les phénomènes acoustiques ajoutées par le principe de conservation de la quantité de mouvement.

2 Descriptions ondulatoires mathématiques

Modèles mathématiques ondulatoires : Le premier modèle mathématique considéré est défini par

$$\psi(r, t) = f\left(t - \frac{r}{c_0}\right) \quad (1)$$

avec r la distance à l'origine du repère de référence, t le temps écoulé depuis l'instant de référence, c_0 la vitesse de propagation encore appelée célérité, f une fonction mathématique au moins continue et théoriquement dérivable deux fois sur \mathbb{R} (en pratique plutôt sur la partie utile de \mathbb{R} permettant de décrire les phénomènes étudiés).

Ce modèle est associé, par convention, à l'onde plane progressive (non dissipative) aller, onde qui sera notée ψ_p^+ dans la suite, l'indice p renvoyant au caractère plan de l'onde et le signe + ajouté comme exposant indiquant qu'il s'agit d'une onde aller.

On décide d'associer aussi ce modèle mathématique au concept d'onde-rayon pour lequel l'équation (1) n'est supposée valide qu'au point, situé à une distance r de l'origine du repère, se trouvant sur la droite de propagation considérée. Ainsi, contrairement à l'onde progressive plane aller dont la surface d'onde est supposée en théorie d'extension infinie, on suppose que la surface d'onde pour l'onde-rayon est d'extension nulle puisque réduite au seul point (r, t) . On pourrait donc envisager l'utilisation de ce modèle avec une fonction f différente pour chaque rayon ou pour un faisceau de rayons (acoustiques) correspondant à une extension limitée du rayonnement d'une source elle-même d'extension limitée. Pour l'onde-rayon, aucun qualificatif aller ou retour n'est introduit pour des raisons qui apparaîtront aller de soi dans la suite et les ondes-rayons seront notées dans la suite ψ_r , l'indice r renvoyant au terme rayon.

A partir du modèle d'onde-rayon ψ_r (ou d'onde plane progressive aller ψ_p^+), on peut définir le modèle d'ondes sphériques progressives aller « pures » (à symétrie sphérique), noté ψ_s^+ dans la suite, en insérant une atténuation géométrique en $1/r$:

$$\psi_s^+(r, t) = \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r}{c_0}\right) \quad (2)$$

et on peut aussi définir le modèle d'ondes cylindriques « pures » (à symétrie polaire) progressives aller, noté ψ_c^+ , en insérant cette fois une atténuation géométrique en $1/\sqrt{r}$:

$$\psi_c^+(r, t) = \frac{1}{\sqrt{r}} f\left(t - \frac{r}{c_0}\right), \quad (3)$$

mais il convient de préciser que ce modèle correspond à l'asymptote des solutions en ondes cylindriques à symétrie polaire de l'équation de propagation classique d'ordre deux. Ceci étant, comme les solutions en ondes cylindriques classiques ne semblent pas de nature à satisfaire la conservation de la masse, on cherche dans ce cas à étudier si leur asymptote peut constituer une approximation valide pour les équations de conservation fluides.

A partir des modèles d'ondes progressives aller planes, sphériques et cylindriques on peut aussi définir les modèles d'ondes progressives retour planes ψ_p^- , sphériques ψ_c^- et cylindriques ψ_s^- dont les modèles s'obtiennent en changeant simplement c_0 en $-c_0$ dans les équations (1) à (3).

On vérifie rapidement que l'on a les deux jeux de relations suivantes reliant respectivement les ondes aller et les ondes retour :

$$\psi_r(r, t) = \psi_p^+(r, t) = r.\psi_s^+(r, t) = \sqrt{r}.\psi_c^+(r, t) \quad (4)$$

et

$$\psi_p^-(r, t) = r.\psi_s^-(r, t) = \sqrt{r}.\psi_c^-(r, t), \quad (5)$$

jeux de relations qui seront exploités pour déduire, sans calcul, les équations des variations d'ondes pour tous les modèles mathématiques que nous avons introduits à partir de la seule donnée de l'équation des variations d'ondes pour les ondes-rayons.

Equations des variations d'ondes : A partir du modèle d'onde-rayon $\psi_r(r, t) = f(t - \frac{r}{c_0})$, on peut calculer l'expression des dérivées partielles temporelle et spatiale de ψ_r et constater que ces dérivées partielles sont reliées par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi_r(r, t) + c_0 \frac{\partial}{\partial r}\psi_r(r, t) = 0 \quad \forall (r, t) \in \mathbb{R}^2, \quad (6)$$

équation des variations des ondes-rayons qui ressemble fortement à l'annulation de la dérivée particulière d'une quantité scalaire ψ_r se déplaçant à la vitesse c_0 .

En utilisant les relations (4), on peut déduire directement que les ondes planes progressives aller ψ_p^+ vérifient aussi (6) et que c'est encore vrai pour $r.\psi_s^+$ et $\sqrt{r}.\psi_c^+$.

De même, en remplaçant c_0 par $-c_0$ et en utilisant cette fois le jeu de relations (5), on montre que les ondes ψ_p^- vérifient l'équation des variations d'ondes

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi_p^-(r, t) - c_0 \frac{\partial}{\partial r}\psi_p^-(r, t) = 0 \quad \forall (r, t) \in \mathbb{R}^2 \quad (7)$$

et que $r.\psi_s^-$ et $\sqrt{r}.\psi_c^-$ vérifient la même équation.

En observant les liens entre les dérivées partielles d'ordre deux par rapport au temps et à l'espace, on retrouverait les équations d'ondes d'ordre deux vérifiées par chacun des types d'ondes aller et retour introduits. Mais, comme ces équations sont identiques pour les ondes aller et retour d'une même famille (plane, sphérique ou cylindrique), on ne considère dans la suite que les équations des variations d'ondes pour étudier le cas de la propagation en champ libre puisqu'elles ne supposent l'existence que d'une seule famille d'ondes à chaque fois : soit les ondes aller, soit les ondes retour.

Ensuite, si on suppose des différentielles totales exactes pour p et ρ , on a alors :

- $d\rho = \frac{\partial\rho}{\partial r}dr + \frac{\partial\rho}{\partial t}dt;$
- $dp = \frac{\partial p}{\partial r}dr + \frac{\partial p}{\partial t}dt;$

et ainsi l'hypothèse de transformations adiabatiques, indiquant que les différentielles $d\rho$ et dp sont reliées par la relation

$$d\rho = \frac{dp}{c_0^2}, \quad (8)$$

permettra de remplacer les dérivées partielles de ρ par celles de p grâce aux deux relations suivantes :

- $\frac{\partial\rho}{\partial r} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial r};$
- $\frac{\partial\rho}{\partial t} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t}.$

Dans la suite, on considère le principe de conservation de la masse dans chacun des systèmes de coordonnées et puisque l'on ne considère que des cas progressifs non dissipatifs, on ne fait plus figurer les termes « progressives non dissipatives » afin d'alléger l'écriture.

3 Etude du principe de conservation de la masse

Cas des ondes-rayons et des ondes planes : Pour rappel, nous avons défini la notion d'onde-rayon dans le paragraphe précédent en lui conférant le même statut épistémologique que pour les modèles classiques d'ondes planes, cylindriques ou sphériques.

Pour les ondes planes comme pour les ondes-rayons, les coordonnées cartésiennes sont adaptées et, en considérant comme premier axe de coordonnées l'axe de la propagation, l'expression utile de la conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v) = 0$$

en l'absence de sources et en choisissant de nommer r la distance à l'origine du repère (distance à laquelle la source est censée se trouver) le long de l'axe de propagation. On peut encore écrire cette expression sous la forme

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + v \frac{\partial\rho}{\partial r} = -\rho \frac{\partial v}{\partial r} \quad (9)$$

qui fait notamment intervenir les dérivées spatiale et temporelle de la masse volumique ρ .

Si on suppose une approximation ondulatoire pour la masse volumique, les équations des variations dans le cas plan pour ρ s'écrivent alors respectivement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$$

et

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - c_0 \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0,$$

équations qui correspondent à une approximation de la dernière forme proposée pour l'équation de conservation de la masse (9), si on a respectivement $v \approx c_0$ ou $v \approx -c_0$ avec dans les deux cas $\rho \frac{\partial v}{\partial r}$ qui doit être négligeable par rapport à l'ordre de grandeur de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$.

Si on considère un phénomène monochromatique pour ρ à la pulsation ω_0 obéissant au modèle

$$\rho(r, t) = \frac{\alpha}{100} \cdot \rho_0 \cdot \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{r}{c_0}\right) + \phi_0\right)$$

avec ρ_0 la valeur moyenne pour la masse volumique ($1,2 \text{ kg.m}^{-3}$), ϕ_0 la phase à l'origine et α le pourcentage de ρ_0 correspondant à l'amplitude des variations de ρ , $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\alpha}{100} \cdot \rho_0 \cdot \omega_0 \cdot \cos\left(\omega_0\left(t - \frac{r}{c_0}\right) + \phi_0\right).$$

Le module de $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ est donc égal à $\alpha \cdot \rho_0 \cdot \omega_0 / 100$ et, si on considère des amplitudes de variations pour ρ au mieux de l'ordre du pour-cent pour les fréquences de 20 Hz à 20 kHz, il semble alors raisonnable de choisir comme condition pour le second membre de (9) $\rho \frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$ afin de pouvoir observer une approximation ondulatoire, condition que nous retiendrons systématiquement aussi pour les cas suivants.

Comme on n'a qu'une seule équation de conservation de la masse et deux équations de variations d'ondes dans le cas plan, on doit choisir entre les deux approximations $v \approx c_0$ et $v \approx -c_0$ puisqu'elles ne peuvent pas être toutes les deux valides en même temps.

Puisque l'on se place dans le cadre de la propagation en champ libre loin des sources et que les mesures de célérité des ondes sous ces conditions conduisent à la valeur de c_0 , il apparaît naturel de retenir l'approximation $v \approx c_0$ plutôt que $v \approx -c_0$. En effet, puisque l'on ne peut pas, avec une seule équation de conservation de la masse, avoir en même temps les ondes aller et retour, le choix de ne retenir que les ondes aller apparaît pertinent par rapport aux données expérimentales et au fait qu'il n'y a pas de mécanisme, en champ libre, permettant la génération des ondes retour, qui plus est sans ondes aller. En fait, si on suppose que seules les ondes retour existent, on est confronté à des phénomènes qui émis depuis la source, « sauteraient à l'infini » (mais où?) pour revenir vers la source, ce qui ne semble pas du tout physiquement pertinent, dans le cas de la physique classique qui est fondamentalement causale.

Ces arguments nous poussent naturellement à considérer que l'on peut *a priori* retenir l'approximation $v \approx c_0$ pour la conservation de la masse (9), et reconnaître dans le premier membre de celle-ci une équation des variations d'ondes-rayons ou d'ondes planes aller, ne faisant pas intervenir d'ondes planes retour.

Pour pouvoir considérer pleinement l'équation des variations d'ondes-rayons ou d'ondes aller planes comme approximation ondulatoire de l'équation de conservation de la masse (9), il faut que le deuxième membre de celle-ci soit négligeable, ce qui correspond à la condition $\rho \frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$. Puisque $\rho \approx 1, 2$ et que l'on considère que ces variations sont au mieux de l'ordre du pour-cent, on doit en fait avoir $\frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$, ce qui signifie qu'au moins localement les variations spatiales de la vitesse doivent être très faibles. Comme les expériences montrent que la valeur de c_0 ne varie pas de manière sensible lorsqu'on déplace le dispositif de mesure, dès lors que l'on reste dans le cas du champ libre loin des sources et des obstacles, si la correspondance locale entre v et c_0 est physiquement pertinente, la condition $\frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$ semble vraisemblable.

On peut donc envisager une approximation ondulatoire de l'équation de conservation de la masse (9) par des ondes-rayons ou des ondes planes aller si on reste dans le cas de la propagation en champ libre, loin des sources et des obstacles. Mais, cette approximation ondulatoire s'appuie sur les constats suivants :

- il existe un transfert de matière (local au minimum) puisque la vitesse de la particule fluide doit être voisine de c_0 ;
- les variations spatiales de la vitesse des particules fluides sont, au moins localement, négligeables ;
- les ondes planes retour n'apparaissent pas, ce qui est compatible avec la situation de propagation en champ libre.

En substituant à la dérivée partielle temporelle (respectivement spatiale) de ρ celle pour p grâce à l'hypothèse adiabatique, on peut alors ré-écrire l'approximation de l'équation de conservation de la masse (9) grâce à l'équation des variations d'ondes-rayons (et des ondes planes aller) de pression :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} \approx 0.$$

Les conclusions sont identiques s'agissant de la question de la validité de l'approximation ondulatoire de la conservation de la masse faisant intervenir la pression au lieu de la masse volumique :

- les ondes planes retour de pression ne constituent pas une approximation pour décrire les variations spatio-temporelles de la pression ;
- les ondes-rayons ou les ondes planes aller de pression peuvent par contre constituer une approximation mathématique locale valide.

Il restera à vérifier la compatibilité de l'hypothèse d'un déplacement des particules fluides à une vitesse voisine de c_0 avec l'équation de conservation de la quantité de mouvement, ce qui sera fait

après avoir étudié ce qui se passe pour l'équation de conservation de la masse lorsqu'on utilise les coordonnées sphériques et cylindriques.

Cas des ondes sphériques : En adoptant les coordonnées sphériques pour décrire des phénomènes supposés à symétrie sphérique et en choisissant comme premier axe l'axe de la propagation, comme dans le cas des coordonnées cartésiennes, l'expression utile de l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho v) = 0$$

soit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} (rv) \frac{\partial}{\partial r}(r\rho) = -\frac{1}{r^2} (r\rho) \frac{\partial}{\partial r}(rv)$$

ou encore après multiplication par r des deux membres de l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\rho) + v \frac{\partial}{\partial r}(r\rho) = -\rho \frac{\partial}{\partial r}(rv). \quad (10)$$

D'après la discussion précédente pour le cas plan, on peut proposer que seule l'approximation $v \approx c_0$ est à considérer, que l'on peut ne considérer que l'équation des variations d'ondes sphériques aller comme approximation potentielle de l'équation de conservation de la masse (10) et que les ondes sphériques retour ne constituent pas une approximation mathématique locale valide pour ρ . Mais, l'équation des variations d'ondes sphériques aller ne peut effectivement constituer une approximation mathématique locale pour (10) que si le second membre de celle-ci est négligeable au moins localement. Si on considère l'estimation unitaire aussi pour l'ordre de grandeur de $\frac{\partial}{\partial t}(r\rho)$, il faut donc que l'on puisse considérer que $\rho \frac{\partial}{\partial r}(rv) \ll 1$, soit en fait $\frac{\partial}{\partial r}(rv) \ll 1$ puisque $\rho \approx 1, 2$.

La condition à satisfaire $\frac{\partial}{\partial r}(rv) \ll 1$ s'écrit encore :

$$\frac{\partial}{\partial r}(rv) = r \frac{\partial v}{\partial r} + v \ll 1.$$

Comme dans le cas plan, on peut envisager d'après les résultats sur la mesure de c_0 que $\frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$ voire que $r \frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$ mais puisque $v \approx c_0$ et que l'approximation du second membre de (10) serait alors v , on constate que ce second membre ne peut être négligeable et que les ondes sphériques aller ne peuvent constituer une approximation mathématique locale valide pour ρ .

Ainsi, les ondes sphériques aller (comme retour) de masse volumique ne semblent pas constituer une approximation mathématique locale valide pour l'équation de la conservation de la masse et, par extension, pour décrire des phénomènes acoustiques si on considère une description en coordonnées sphériques. En utilisant la transformation adiabatique (8) on vérifie que l'on aboutit pour la pression au même constat d'échec de l'approximation ondulatoire par des ondes sphériques.

Cas des ondes cylindriques : En choisissant les coordonnées cylindriques pour décrire des phénomènes supposés à symétrie radiale, l'expression utile pour l'équation de conservation de la masse s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0$$

soit encore

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} (\sqrt{r} v) \frac{\partial}{\partial r}(\sqrt{r} \rho) = -\frac{1}{r} (\sqrt{r} \rho) \frac{\partial}{\partial r}(\sqrt{r} v)$$

ou bien encore après multiplication par \sqrt{r} des deux membres de l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{r} \rho) + v \frac{\partial}{\partial r}(\sqrt{r} \rho) = -\rho \frac{\partial}{\partial r}(\sqrt{r} v). \quad (11)$$

Comme dans les cas plans et sphériques, on constate que l'équation de conservation de la masse (11) fait apparaître un premier membre qui ressemble fortement à l'équation des variations d'ondes cylindriques aller si on suppose que $v \approx c_0$ et que les ondes retour n'apparaissent pas. Mais, comme dans les cas plans et sphériques, cette approximation ondulatoire aller n'est possible que si le second membre de (11) peut être supposé négligeable. Si on considère l'estimation unitaire aussi pour l'ordre de grandeur de $\frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{r} \rho)$ ceci signifie en pratique que l'on doit avoir $\frac{\partial}{\partial r}(\sqrt{r} v) \ll 1$.

Si on développe le second membre de (11), on a :

$$\frac{\partial}{\partial r}(\sqrt{r} v) = \sqrt{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{2\sqrt{r}}.$$

Si on peut envisager que $\frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$ voire que $\sqrt{r} \frac{\partial v}{\partial r} \ll 1$, il faut aussi vérifier que $\frac{v}{2\sqrt{r}} \ll 1$, condition qui s'écrit encore $r \gg \frac{v^2}{4}$. Or, si on a $v \approx c_0$, cette condition implique que l'on doit avoir $r \gg \frac{c_0^2}{4}$, qui compte tenu du fait que c_0 est supérieure à 330 m.s^{-1} correspond à des distances à la sources supérieures à 29 km. Il semble donc raisonnable de supposer que le second membre de (11) ne peut être considéré comme négligeable et qu'il n'est pas possible d'utiliser une approximation ondulatoire en ondes cylindriques aller pour ρ pour les situations de champ libre pour les distances usuelles.

Ainsi, les ondes cylindriques aller comme retour de masse volumique ne constituent pas une approximation mathématique valide pour décrire les phénomènes acoustiques si on adopte une représentation en coordonnées cylindriques. Et, en utilisant l'équation de la transformation adiabatique réversible (8), on vérifie que les ondes cylindriques de pression aller comme retour ne constituent pas non plus un modèle valide pour la conservation de la masse.

Approximations mathématiques alternatives : On peut aussi envisager une autre approche mathématique consistant à ne pas distribuer les facteurs r et r^2 apparaissant dans le terme de divergence de la quantité de mouvement ρv respectivement dans les cas cylindrique et sphérique mais plutôt à choisir d'attribuer arbitrairement ces facteurs uniquement à la masse volumique.

Dans le cas cylindrique, si on adopte ce principe pour le facteur r , l'équation de conservation de la masse s'écrit alors :

$$r \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} (r \rho) = -r \rho \frac{\partial v}{\partial r}$$

soit encore

$$\frac{\partial}{\partial t} (r \rho) + v \frac{\partial}{\partial r} (r \rho) = -r \rho \frac{\partial v}{\partial r}$$

qui pourrait être approchée par une équation des variations d'ondes aller si le terme $r \frac{\partial v}{\partial r}$ est négligeable, ce qui impliquerait que la variation spatiale de la vitesse devrait être d'autant plus faible que l'on s'éloigne de la source voire quasi nulle dès que la distance est suffisante. Cependant, si on suppose cette condition réalisée, le modèle mathématique d'ondes aller associée au cas cylindrique n'est pas alors une onde cylindrique aller mais une onde sphérique aller, ce qui apparaît assez paradoxal. Dans la suite on nomme onde-rayon amortie linéairement l'onde obéissant au modèle mathématique générique $f(t - \frac{r}{c_0})/r$.

Dans le cas sphérique l'adoption de ce principe de distribution du facteur r^2 conduit à considérer l'équation de conservation de la masse d'abord sous la forme :

$$r^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho) = -r^2 \rho \frac{\partial v}{\partial r}$$

et ensuite sous la forme

$$\frac{\partial}{\partial t} (r^2 \rho) + v \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho) = -r^2 \rho \frac{\partial v}{\partial r}.$$

Une équation des variations d'ondes aller pourrait théoriquement constituer une approximation de l'équation de conservation de la masse si le terme $r^2 \frac{\partial v}{\partial r}$ est négligeable, ce qui constitue une condition encore plus restrictive que dans le cas cylindrique puisque les variations spatiales de la vitesse doivent être négligeables par rapport à $1/r^2$. De plus, si on suppose cette condition vérifiée, le modèle mathématique ondulatoire à considérer dans le cas sphérique n'est pas une onde sphérique aller mais une onde aller définie par $f(t - \frac{r}{c_0})/r^2$ et faisant donc intervenir une atténuation géométrique en $1/r^2$. Là encore l'approximation mathématique éventuellement valide est assez paradoxale puisqu'elle ne correspond pas au modèle ondulatoire que l'on introduirait naturellement. Dans la suite on nomme onde-rayon amortie quadratiquement l'onde obéissant au modèle mathématique générique $f(t - \frac{r}{c_0})/r^2$.

Dans les deux systèmes de coordonnées, grâce à l'utilisation de l'hypothèse adiabatique réversible (8), on constate que l'approximation ondulatoire par des ondes-rayons amorties respectivement linéairement ou quadratiquement est aussi possible pour la pression. Il semble vraisemblable que ces conditions soient très difficiles à satisfaire en pratique et qu'il ne soit par conséquent pas possible d'utiliser ces approximations ondulatoires paradoxales dans les cas cylindrique et sphérique. Evidemment, seules des expériences par exemple sur l'évolution en fonction de la distance à la source du niveau moyen de la pression acoustique, donc fournissant la loi d'atténuation du niveau sonore moyen, pourraient permettre de mettre en évidence quel modèle ondulatoire aller

est susceptible de constituer une approximation mathématique locale pour la pression (et la masse volumique).

Conclusions partielles : Sur la base des paragraphes précédents, on peut d'ors et déjà proposer les conclusions suivantes :

- l'équation de conservation de la masse ne fait apparaître aucune occurrence d'ondes retour de quelque nature que ce soit donc les modèles d'ondes retour ne constituent pas des approximations mathématiques locales valides pour modéliser la pression ou la masse volumique ;
- pour que l'on puisse envisager des approximations ondulatoires pour la masse volumique ou la pression, il faut que la vitesse des particules fluides loin des sources soit voisine de c_0 et que ses variations spatiales soient au moins localement négligeables ;
- les modèles d'ondes-rayons ou d'ondes planes aller peuvent constituer une approximation mathématique locale si on travaille avec les coordonnées cartésiennes ;
- si on choisit de travailler avec les coordonnées cylindriques ou sphériques, les approximations mathématiques ondulatoires envisageables ne correspondent pas aux modèles d'ondes aller naturels, cylindriques et sphériques, mais à ces modèles multipliés par une atténuation géométrique supplémentaire en $1/r$ ce qui semble assez paradoxal surtout quand on garde en mémoire le fait que la condition à vérifier sur les variations spatiales est plus restrictive puisque faisant respectivement intervenir un facteur r ou r^2 ;
- il semble donc fortement probable que les approximations ondulatoires par des ondes-rayons amorties linéairement ou quadratiquement ne soient pas physiquement pertinentes ;
- si on choisit l'une de ces quatre familles de modèles ondulatoires comme approximation, les approximations ondulatoires pour la conservation de la masse sont alors des équations de variations d'ondes donc du premier ordre ressemblant fortement à l'annulation de la dérivée partielle d'une quantité scalaire proportionnelle à la masse volumique ou à la pression (pondérée au besoin par r ou r^2 dans le cas des coordonnées cylindriques ou sphériques) en projection sur la direction de propagation de l'onde considérée ;
- puisque la vitesse des particules fluides doit être notamment voisine de c_0 , il y a un transfert de matière, au moins local, qui ne peut être négligé et qui semble disqualifier l'approximation mathématique de la vitesse des particules fluides par des ondes ;
- puisque la variation spatiale de la vitesse doit être négligeable voire quasi nulle et que les modèles ondulatoires potentiellement valides supposent une direction de propagation rectiligne perpendiculaire à la surface d'onde (cas des ondes planes ou des coordonnées cylindriques et sphériques) ou coïncidant avec la trajectoire de la particule fluide (cas des ondes-rayons), la trajectoire peut être supposée au moins localement rectiligne dans le cas du champ libre ;
- si la trajectoire des particules fluides est au moins localement rectiligne, les phénomènes acoustiques peuvent être considérés irrotationnels au moins localement ;
- comme les ondes ne constituent pas un modèle valide pour la vitesse des particules fluides, compte tenu de l'existence d'un transfert de masse, il en est vraisemblablement de même pour le potentiel scalaire des vitesses φ qui peut être simplement défini par $v = \frac{\partial \varphi}{\partial r}$ si les phénomènes sont au moins localement irrotationnels.

Si quelques uns des modèles ondulatoires peuvent constituer une approximation locale pour la masse volumique ou la pression il apparaît que ces approximations ondulatoires ne sont pas valides pour la vitesse ou le potentiel scalaire des vitesses. Il reste donc à étudier ce que donne l'équation de conservation de la quantité de mouvement et vérifier si les hypothèses d'une vitesse particulière voisine de c_0 et de l'existence d'un transfert de matière sont compatibles avec cette équation.

4 Validation du principe de conservation de la quantité de mouvement

Si on ne prend pas en compte les termes de pertes, l'équation de conservation de la quantité de mouvement correspond à l'équation d'Euler et si on suppose que les phénomènes ne dépendent que des variables r et t , la projection de cette équation sur l'axe coïncidant avec la direction de propagation présente la même forme dans les jeux de coordonnées cartésiennes, cylindriques et sphériques :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0.$$

Dans la section précédente, on a constaté qu'une des conditions nécessaires pour envisager une approximation ondulatoire aller est que la vitesse des particules fluides soit voisine de c_0 .

Si on suppose que cette condition doit être vérifiée et que $\frac{\partial v}{\partial r}$ n'est pas parfaitement nul dans toute la zone étudiée, il n'est alors pas possible de négliger le terme de convection $v \frac{\partial v}{\partial r}$ comme cela se fait classiquement en Acoustique puisque ce terme pourrait être du même ordre de grandeur que le terme d'instationnarité $\frac{\partial v}{\partial t}$ voire même correspondre à un terme d'importance supérieure puisque les fluctuations spatiales de la vitesse sont multipliées par une valeur voisine de c_0 . Comme ceci conduit à supposer que la linéarisation de l'équation de conservation de la quantité de mouvement n'est pas pertinente nous ne procédons pas à sa linéarisation pour son interprétation. Et, si cette linéarisation est effectivement impossible, il devient alors très difficile de considérer les équations d'ondes classiques d'ordre deux comme des représentations valides des phénomènes acoustiques.

Comme la trajectoire en champ libre correspond au moins localement à un phénomène irrotationnel, on peut considérer le potentiel scalaire φ et exprimer les occurrences de la vitesse v en fonction de φ . Appliqué à l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, ce principe conduit à écrire :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial r} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

équation qui nécessite une ré-écriture du dernier terme pour pouvoir aller plus loin.

La forme différentielle de l'équation de la transformation adiabatique $p \cdot \rho^{-\gamma} = \text{cste}$ s'écrit :

$$\frac{p}{\rho} d\rho = \frac{1}{\gamma} dp,$$

résultat que l'on peut utiliser pour vérifier que la différentielle supposée totale exacte de la pression dp satisfait à la relation :

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} d\left(\frac{p}{\rho}\right).$$

En exploitant l'hypothèse de différentielle totale exacte pour dp et $d(p/\rho)$ et en identifiant les termes associés à dr dans ces différentielles, on aboutit à l'expression suivante pour la dérivée partielle spatiale de la pression :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho}\right).$$

En insérant cette expression dans l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, on obtient la relation :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right] = 0$$

qui intégrée par rapport à la variable spatiale (en intégrant au besoin la fonction ne dépendant que de t dans le terme $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ comme cela se fait classiquement) s'écrit encore :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = \text{cste}, \quad (12)$$

équation qui correspond à une équation de Bernoulli pour un écoulement potentiel compressible instationnaire sans prise en compte de la viscosité.

Supposer que l'on a affaire à un écoulement potentiel compressible instationnaire est tout à fait compatible avec les conditions de validité des modèles ondulatoires qui ont été mises en évidence lors de l'étude de l'équation de conservation de la masse dans la section précédente : vitesse voisine de c_0 et au moins localement faiblement dépendante de r . Par conséquent les modèles ondulatoires potentiellement valides constituent bien des approximations mathématiques locales *a priori* valides pour la masse volumique voire la pression acoustique. Et, puisque la température T est proportionnelle à $p \cdot \rho^{-1}$ dans le cas des gaz parfaits, les modèles ondulatoires potentiellement valides pour la pression et la masse volumique peuvent aussi constituer des approximations valides pour la température. On peut encore vérifier ceci en exprimant la différentielle dT en fonction de $d\rho$ et en considérant les formes différentielles de la relation d'état et de l'adiabatique puisque l'on aboutit alors à des formes analogues à l'équation de conservation de la masse pour la masse volumique ou la pression.

Par contre, l'interprétation conjointe des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement montre que les phénomènes acoustiques en champ libre correspondent à des écoulements acoustiques irrotationnels compressibles instationnaires et qu'il ne saurait être question de considérer que ces phénomènes correspondent à des ondes. En prenant en compte les termes de viscosité dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, on devrait pouvoir montrer qu'il s'agit encore d'écoulements compressibles instationnaires visqueux. Dans ces deux cas, si on peut envisager d'utiliser des approximations ondulatoires pour certaines des grandeurs acoustiques (la masse volumique, la pression voire la température si l'hypothèse gaz parfaits est valide), il ne saurait être question d'envisager une approximation ondulatoire pour les phénomènes acoustiques liés à la vitesse des particules fluides (vitesse et potentiel scalaire) et encore moins d'envisager de linéariser les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement pour considérer une équation de propagation d'ondes classique d'ordre deux comme on le fait couramment.

5 Conclusions et prolongements associés

A l'issue de cette étude, il semble que les phénomènes acoustiques en champ libre correspondent à des écoulements acoustiques mais que l'on peut envisager une approximation ondulatoire pour la pression, la masse volumique voire la température par une équation d'onde aller d'ordre un. Ceci signifie que les phénomènes acoustiques peuvent nous apparaître ondulatoires dès lors que l'on n'accède par la mesure qu'à une des grandeurs pouvant faire l'objet d'une approximation ondulatoire, ce qui correspond à la majorité des cas en champ libre puisque l'on utilise surtout des capteurs de pression ou des assemblages de capteurs de pression pour mesurer des pressions ou des gradients de pression. Et, cette perception ondulatoire des phénomènes acoustiques serait potentiellement renforcée si on éliminait ou minimisait par filtrage passe-haut le contenu basse fréquence des phénomènes étudiés au prétexte que la gamme des fréquences audibles débute à 20 Hz, voire en filtrant tout le contenu spectral sous les 100 voire 200 Hz afin d'éliminer les perturbations associées au courant électrique utilisé pour alimenter les appareils de mesure.

Comme la vitesse locale des particules fluides semble coïncider avec ce que l'on nomme classiquement la vitesse de propagation, les phénomènes acoustiques font intervenir un transfert de matière qui s'opère à la vitesse c_0 et est donc susceptible de se traduire par la présence de très très basses fréquences (sous les 20 Hz) présentant une énergie conséquente. Ce phénomène de transfert de matière peut d'autant plus passer inaperçu que l'on ne pratique que des mesures de pression ou de gradients de pression et que l'on utilise un filtrage passe-haut pour l'acquisition de ces mesures. On constate aussi que l'hypothèse de phénomènes adiabatiques apparaît physiquement pertinente puisque, si les particules fluides se déplacent en champ libre à une vitesse de l'ordre de c_0 , les échanges avec le milieu environnant n'ont vraisemblablement pas le temps de s'établir de manière tangible.

Si la vitesse des particules fluides en champ libre est proche de c_0 , il n'est plus possible de considérer négligeable le terme de convection dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, de la linéariser et donc de procéder à la dérivation classique d'une équation de propagation d'ondes d'ordre deux en éliminant la vitesse des particules fluides. Ceci signifie qu'il ne

serait donc pas physiquement pertinent de considérer les équations de propagation d'onde d'ordre deux en champ libre et qu'il ne saurait être question de les prendre comme point de départ de l'Acoustique. Et, par suite, toutes les notions et tous les outils bâtis à partir des équations de propagation d'ondes classiques d'ordre deux deviennent fortement suspects et il semble alors prudent de chercher d'autres explications et d'autres outils compatibles avec la notion d'écoulements acoustiques mais aussi de faire le tri dans les notions et outils classiques afin de voir ce qui pourrait être conservé, et sous quelles hypothèses.

Même si on a proposé des approximations ondulatoires pour les phénomènes supposés présenter une symétrie cylindrique ou sphérique, les modèles ondulatoires associés ne semblent pas « naturels » et ce d'autant plus qu'ils ne satisfont pas au principe d'une répartition surfacique homogène de l'énergie respectivement selon des cylindres ou des sphères. Sur la base de campagnes de mesures préliminaires qui seront décrites ailleurs, nous pensons que l'étude de l'évolution de la pression acoustique en fonction de la distance à la source et notamment de la courbe d'évolution du niveau moyen de pression devrait conduire au rejet des modèles d'ondes-rayons amorties linéairement ou quadratiquement et à opter pour l'utilisation exclusive des approximations ondulatoires planes. Et, si les modèles d'ondes-rayons et d'ondes planes aller reposent sur la même expression mathématique, nous proposons d'opter pour le modèle d'onde-rayon qui ne suppose pas d'extension spatiale mais qui suppose que l'approximation ondulatoire n'est valable que pour la particule fluide étudiée. De plus, l'appellation d'ondes-rayons semble susceptible de marquer la brisure de symétrie trouvée : si on a des ondes aller, on n'a pas d'ondes retour.

On peut noter que rien n'interdit d'utiliser le même modèle mathématique ondulatoire pour des particules sur des trajectoires très voisines mais qu'alors rien ne permet d'affirmer que les approximations ondulatoires pour ces particules font appel exactement à la même fonction f . Par contre, si ces approximations ondulatoires locales sont valides, on peut alors envisager d'utiliser localement pour la pression acoustique le principe des interférences comme approximation des phénomènes d'interaction notamment associés à la présence de plusieurs sources actives. Ainsi, même si les phénomènes acoustiques correspondent plutôt à des écoulements acoustiques, rien ne s'oppose par exemple à l'observation de figures d'interférences approchées loin d'une ou plusieurs sources et ce d'autant plus si on ne pratique que des mesures de pression ou de gradients de pression.

Il semble raisonnable de supposer que les phénomènes acoustiques restent des écoulements acoustiques de particules fluides lorsque l'on se rapproche de la ou des sources à l'origine du phénomène sonore comme en présence d'obstacles, donc quand on sort du cas de la propagation en champ libre, et de ne pas chercher à utiliser une approximation ondulatoire dans ce cas. En fait, se limiter à une approximation « unidimensionnelle » le long de l'axe de propagation devient vraisemblablement très discutable quand on s'écarte du cas de la propagation en champ libre sachant que ces situations ne sont qu'approximativement réalisées dans les dispositifs de mesure.

J'ai délibérément choisi le nom d'ondes-rayons pour évoquer la notion de rayon acoustique. En effet, on peut envisager d'utiliser cette approximation des phénomènes acoustiques dès lors que

l'on ne souhaite étudier et/ou synthétiser que les phénomènes de pression. Dans le cadre de cette (première) approximation, il est alors possible de supposer les signaux de pression acoustique suffisamment bien modélisés par des rayons acoustiques se propageant à la vitesse c_0 dès que l'on se trouve loin de la source supposée émettre ce rayon. Il faudrait pour autant envisager de modifier ce modèle pour tenir compte de ce qui se passe en proximité s'agissant de la vitesse de propagation apparente, de l'atténuation du niveau ou bien encore de la modification de la balance spectrale.

On peut aussi noter que, si on ne cherche à étudier que les phénomènes de pression et que l'on suppose que la vitesse c_0 permet déjà de rendre compte des phénomènes de compression, dilatation et transmission entre les particules fluides, on peut alors proposer que tout se passe comme si les particules fluides modélisées par les ondes-rayons correspondaient à des particules solides indéformables se déplaçant à la vitesse c_0 en ligne droite entre deux chocs. Et, puisque l'on ne s'intéresse dans ce cas qu'à la pression, on pourrait faire abstraction du choc élastique apparent entre la particule se déplaçant à c_0 et une particule « au repos » et considérer que c'est une seule et unique particule qui se déplace à c_0 tant qu'elle n'a pas rencontré d'obstacle (paroi). Suivant la même logique, si on considère que l'on a des particules solides se déplaçant à c_0 selon des trajectoires rectilignes, on peut aussi faire abstraction des chocs entre particules mobiles sur des trajectoires différentes quelconques et de l'échange de quantités de mouvement entre elles, puisqu'elles sont censées avoir des propriétés physiques relativement proches, et considérer que chacune des particules continue sur sa lancée après avoir croisé, sans interférer, la trajectoire de l'autre particule. On aurait ainsi une description approchée qui correspondrait au principe de rayons se propageant à c_0 qui se croisent sans interférer, subissent des réflexions spéculaires ou non sur les obstacles et/ou s'inscrivent dans des phénomènes qui peuvent être perçus comme de la réfraction ou de la diffraction, et interfèrent uniquement une fois qu'ils parviennent sur un des capteurs de pression censés correspondre aux points où on étudie la pression acoustique.

Enfin, il paraît important de garder en mémoire la proposition selon laquelle l'approximation ondulatoire pour la pression apparaît d'autant plus convaincante que l'on ne mesure que des pressions, une des grandeurs acoustiques qui apparaît pouvoir faire l'objet d'une approximation ondulatoire notamment par des ondes-rayons. En fait, au travers de ce texte, on propose que les phénomènes acoustiques correspondent à des phénomènes corpusculaires qui peuvent nous apparaître ondulatoires.

Références

- [1] J. Lighthill, *Waves in Fluids*, Cambridge Mathematical Library, Cambridge University Press, 2001.
- [2] M. S. Howe, *Theory of vortex sound*, Cambridge texts in applied mathematics, Cambridge University Press, 2003.
- [3] P. M. Morse and K. U. Ingard, *Theoretical Acoustics*, Princeton University Press, 1987.
- [4] A. D. Pierce, *Acoustics - An introduction to its Physical Principles and Applications*, Acoustical Society of America, 1989.

- [5] S. W. Rienstra and A. Hirschberg, *An introduction to Acoustics*, Eindhoven University of Technology, 2015 (<http://www.win.tue.nl/~sjoerdr/papers/boek.pdf>, 2015/01/26).
- [6] L. Landau and E. Lifchitz, *Physique théorique - mécanique des fluides*, Mir - Ellipses, 1994.
- [7] M. Bruneau, *Manuel d'acoustique fondamentale*, Hermes, 1998.
- [8] S. Lewy, *Acoustique industrielle et aéroacoustique*, Hermes, 2001.
- [9] C. Potel and M. Bruneau, *Acoustique générale*, Ellipses, 2006.
- [10] E. Guyon, J.-P. Hulin and L. Petit, *Hydrodynamique physique*, EDP Sciences - CNRS Editions, 2001.
- [11] H. Poincaré, *Sciences et méthode*, Philosophia Scientiae, Travaux d'histoire et de philosophie des sciences, Cahier Spécial 3, revue périodique publiée par les Archives - Centre d'Etudes et de Recherche Henri-Poincaré (ACERHP), Université Nancy 2 - IRIST - CNRS, Editions Kimé, 1999.
- [12] Millot L. and Baumann C., A Proposal for a Minimal Model of Free Reeds, *Acta Acustica united with Acustica*, Vol. 93 (2007), p. 122-144.
- [13] Millot L., Free reeds coupling with either a vocal tract or rather small pipe, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 126 (2009), p. 2199.