



**HAL**  
open science

# Propagation d'une onde sonore soumise à un vent acoustique dans l'air

G. Eldin, J.P. Laheurte

► **To cite this version:**

G. Eldin, J.P. Laheurte. Propagation d'une onde sonore soumise à un vent acoustique dans l'air. Journal de Physique, 1979, 40 (5), pp.495-500. 10.1051/jphys:01979004005049500 . jpa-00209131

**HAL Id: jpa-00209131**

**<https://hal.science/jpa-00209131>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

Classification  
*Physics Abstracts*  
 43.25 — 47.30

## Propagation d'une onde sonore soumise à un vent acoustique dans l'air

G. Eldin et J. P. Laheurte

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée,  
 Université de Nice, Parc Valrose, 06034 Nice Cedex, France

(Reçu le 20 novembre 1978, accepté le 11 janvier 1979)

**Résumé.** — Au cours d'une étude des propriétés hydrodynamiques d'un fluide soumis à un champ sonore de forte intensité, nous avons déterminé l'influence du vent acoustique sur la propagation d'une onde sonore dans l'air. Une mesure de la distribution angulaire de l'énergie de cette onde sonore traversant le fluide fournit la vorticité moyenne dans le fluide. Nos résultats expérimentaux sont alors bien décrits par une analyse théorique simple dans la limite des temps courts, lorsque le champ de vitesse du fluide est bien connu. Bien entendu, cette technique de mesure devient particulièrement utile pour déterminer la vorticité moyenne et son évolution lorsque le champ de vitesse n'est pas connu.

**Abstract.** — During the experimental study of fluid hydrodynamic properties in an intense sound wave field, we obtain the effect of streaming in air on a sound wave propagation. Measurements of the angular distribution of this sound wave energy travelling in the fluid give the average vorticity in the fluid. These experimental measurements are well described by a very simple theoretical analysis in the short time limit when the velocity field is known in the fluid. This technique is obviously a very useful probe to get the average vorticity and its evolution when the velocity field is unknown.

**1. Introduction.** — La propagation d'une onde sonore dans un milieu liquide ou gazeux s'accompagne th oriquement d'un mouvement global du fluide dans la direction de propagation de l'onde. Ce phénomène, dénommé vent acoustique ou *streaming* est un des effets non linéaires associé à la propagation de l'onde qui n'est plus négligeable aux fortes intensités sonores. Il est une conséquence de l'atténuation de l'onde, qui conduit à un gradient de pression apériodique dans le fluide provoquant ainsi le mouvement [1].

Après la première formulation théorique de cet effet, proposée par Eckart [2], de nombreux travaux [3-8] ont permis d'améliorer la connaissance théorique du vent acoustique.

Sur le plan expérimental, la plupart des mesures ont été effectuées dans les liquides où peuvent être obtenues les puissances sonores élevées nécessaires. Parmi les techniques de mesure utilisées, les plus employées sont : la mesure de la force exercée par le courant sur un disque placé dans le champ sonore [9], la détermination directe du champ de vitesse en chaque point du fluide à l'aide de *fils chauds* ou de thermistances [10], enfin la diffraction de la lumière par des particules immergées dans le fluide qui permettent une visualisation des lignes de courant [9, 11, 12, 13].

Dans le gaz, les études expérimentales sont peu nombreuses. Les résultats sont obtenus généralement soit par diffraction de lumière par des fumées [14], soit par des anémomètres ou tubes de Pitot [15]. Il n'existe pas à notre connaissance de mesures effectuées dans les gaz pour des fréquences du champ sonore supérieures à 1 MHz.

Au cours de l'étude des propriétés hydrodynamiques d'un fluide soumis à une onde sonore intense [16], nous avons eu à déterminer les caractéristiques d'un vent acoustique se propageant dans l'air, dans un champ sonore de fréquence élevée ; nos conditions expérimentales particulières rendant difficile l'emploi des techniques indiquées plus haut, nous avons utilisé comme méthode de mesure les modifications de propagation d'une onde sonore basse fréquence traversant l'écoulement d  au vent acoustique.

Le dispositif expérimental utilisé est décrit dans la seconde section. Les résultats expérimentaux obtenus en variant de nombreux paramètres, fréquence, angle d'incidence, puissance acoustique sont ensuite présentés. Dans la troisième partie, l'interprétation de ces résultats à partir de calculs simples montre que l'influence du vent acoustique fournit une description tout à fait raisonnable de nos résultats. Enfin, dans la dernière partie, nous discutons la possibilité d'appli-

quer plus généralement cette méthode à l'étude de champs de vitesse dans les fluides.

**2. Etude expérimentale.** — 2.1 DISPOSITIF DE MESURE. — Le montage expérimental est schématisé figure 1. Le transducteur  $E_0$  est une céramique piézo-

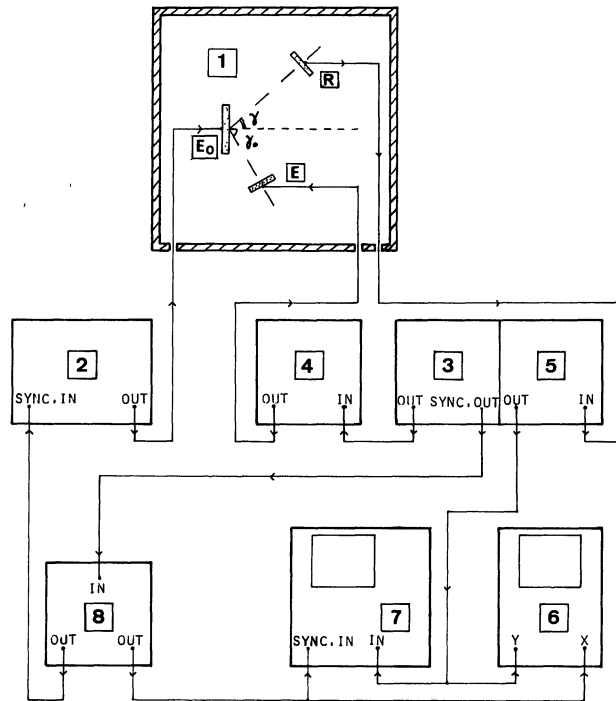


Fig. 1. — Montage expérimental : 1 : Cuve de Mesures ; 2 : Générateur Pulses H.F. ; 3 : Oscillateur B.F. ; 4 : Ampli. B.F. ; 5 : Détection-Amplification ; 6 : Oscilloscope ; 7 : Analyseur Multicanaux ; 8 : Synchronisation.

[Experimental set-up.]

électrique de surface utile  $1,1 \text{ cm}^2$  qui émet dans l'air un champ sonore à haute fréquence (1,5 ou 2,3 MHz). L'émetteur  $E_0$  est alimenté en régime pulsé par un générateur MATEC 6600. Une adaptation d'impédance entre la céramique et l'air est réalisée au moyen d'une lame quart d'onde en plexiglas collée sur la surface émettrice. L'intensité sonore dans l'air peut ainsi atteindre  $1 \text{ W/cm}^2$  durant un intervalle de temps  $\tau \leq 500 \mu\text{s}$ . Le transducteur E est une céramique piézoélectrique qui émet en continu une onde sonore basse fréquence (76,5 ou 110 kHz). Après réflexion sur la surface du transducteur  $E_0$  cette onde est détectée par un récepteur R identique à E. Ces trois transducteurs sont montés sur un ensemble mécanique en forme de compas qui permet de faire varier leurs orientations et distances respectives. Cet ensemble est placé dans une cuve de mesure dont les parois internes sont revêtues de mousse polystyrène pour assurer une absorption sonore.

L'onde basse fréquence après interaction avec l'onde haute fréquence et réflexion sur  $E_0$  est captée en R. Le signal de sortie est ensuite amplifié et

redressé : c'est la variation d'amplitude  $\Delta V_R$  due à l'interaction des deux ondes qui est étudiée. Elle est observée directement sur l'écran d'un oscilloscope ou mesurée grâce à un analyseur multicanaux fonctionnant en moyenneur. Des variations relatives d'amplitude  $\approx 3 \times 10^{-5}$  sont ainsi détectables.

2.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Durant l'émission de l'impulsion H.F. (100 à 500  $\mu\text{s}$ ), nous observons une variation  $\Delta V_R$  du niveau B.F. reçu en R. Celle-ci persiste après extinction de l'impulsion et disparaît sur un temps caractéristique de l'ordre de 100 ms.

Dans ce travail nous décrivons les modifications de niveau se produisant aux temps courts, pendant la durée de l'impulsion H.F., en fonction des différents paramètres expérimentaux : amplitudes, orientation des capteurs, fréquences :

— dans tous les cas la variation relative  $\Delta V_R/V_R$  est indépendante du niveau reçu  $V_R$  ;

— le champ proche des capteurs B.F. étant de quelques centimètres, l'interaction a lieu dans le champ lointain qui présente un lobe de directivité principal de largeur à mi-hauteur proche de  $25^\circ$ . Les figures 2 et 3 décrivent les modifications de ce lobe de direc-

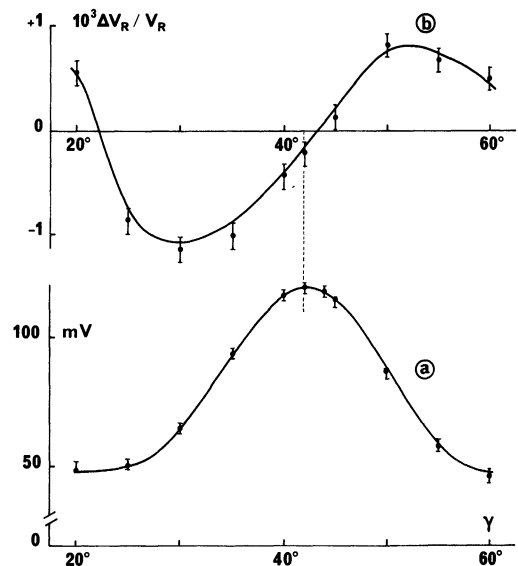


Fig. 2. — Modification du lobe de directivité B.F. sous l'influence du vent acoustique : a) niveau du signal reçu  $V_R$  en l'absence de vent acoustique : la courbe est obtenue à partir de l'éq. (3) ; b) variation relative de niveau :  $\Delta V_R/V_R$ ,  $\gamma_0 = 42^\circ$  ; fréq. H.F. : 1,5 MHz ; fréq. B.F. : 76,5 kHz ;  $I_0 = 1 \text{ W/cm}^2$  ;  $T = 100 \mu\text{s}$ .

[Modification of the L.F. directivity pattern under the influence of the acoustic wind : a) Signal level received :  $V_R$  without acoustic wind ; the curve is drawn using eq. (3) ; b) Relative variation :  $\Delta V_R/V_R$  of the received signal.  $\gamma_0 = 42^\circ$  ; H.F. freq. : 1.5 MHz ; L.F. freq. : 76.5 kHz ;  $I_0 = 1 \text{ W/cm}^2$  ;  $T = 100 \mu\text{s}$ .]

tivité en fonction de l'angle de réflexion  $\gamma$  (voir Fig. 1). L'allure qualitative des courbes est conservée quel que soit l'angle d'incidence. L'ordre de grandeur du rapport  $\Delta V_R/V_R$  est typiquement  $\approx 10^{-3}$ .

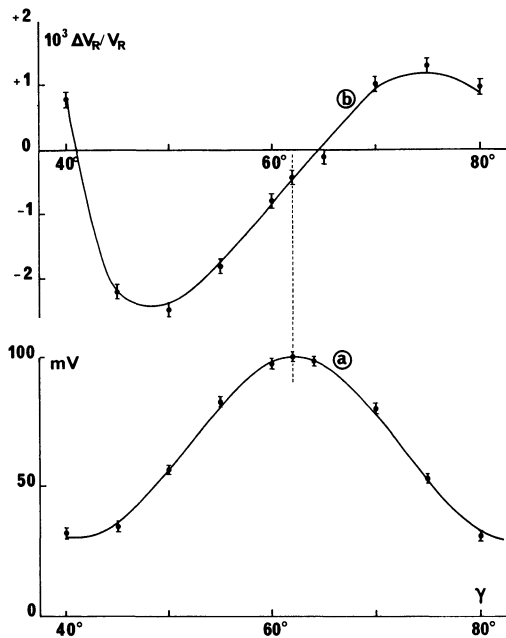


Fig. 3. — Modification du lobe de directivité B.F. : a) Niveau reçu en l'absence de vent acoustique ; courbe obtenue à partir de l'éq. (3) ; b) variation relative de niveau  $\Delta V_R/V_R$ .  $\gamma_0 = 62^\circ$  ; fréq. H.F. : 2,3 MHz ; fréq. B.F. : 76,5 kHz ;  $I_0 = 1 \text{ W/cm}^2$  ;  $T = 100 \mu\text{s}$ .

[Modification of the L.F. directivity pattern : a) Level received without acoustic wind ; the curve is drawn using eq. (3) ; b) Relative variation :  $\Delta V_R/V_R$ ,  $\gamma_0 = 62^\circ$  ; H.F. freq. : 2.3 MHz ; L.F. freq. : 76.5 kHz ;  $I_0 = 1 \text{ W/cm}^2$  ;  $T = 100 \mu\text{s}$ .]

Nous observons d'autre part que pour les deux fréquences H.F. utilisées, le comportement qualitatif est le même ; les amplitudes des effets sont seules modifiées.

— Enfin nous observons que  $\Delta V_R/V_R$  est proportionnel à l'intensité sonore H.F. et à la durée de l'impulsion, quelles que soient les valeurs des autres paramètres expérimentaux (orientation des capteurs, fréquences).

La précision des mesures est affectée essentiellement par la présence de signaux parasites à basse fréquence provenant du spectre de l'impulsion H.F. Les mesures ont donc été effectuées dans des conditions telles que l'amplitude de ces signaux soit toujours inférieure à 10 % de la variation absolue  $\Delta V_R$ . A cette incertitude s'ajoutent des effets d'origine électronique qui nous conduisent à estimer notre incertitude relative moyenne à 15 %.

**3. Interprétation.** — Une étude quantitative des différents effets non linéaires pouvant affecter la propagation de l'onde sonore B.F. montre que seule la présence du vent acoustique permet d'expliquer l'amplitude des variations  $\Delta V_R$  mesurées [17]. Nous décrivons donc dans cette section la perturbation apportée à la propagation d'une onde sonore par le mouvement du fluide au voisinage d'une surface réfléchissante. Ce mouvement du fluide est ensuite

explicité en considérant qu'il a pour origine le vent acoustique. Les calculs sont faits dans le plan d'incidence  $xOy$ , perpendiculaire à la surface du réflecteur  $E_0$  et passant par le centre de capteurs basse fréquence E et R (voir Fig. 4). Un calcul plus rigoureux en géo-

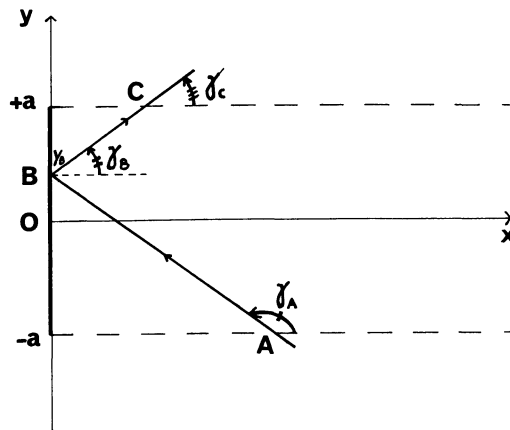


Fig. 4. — Géométrie de l'interaction : Les rayons sonores B.F. entrant dans le champ sonore H.F. en A sont réfléchis en B sur le capteur émetteur H.F. La déviation calculée  $\Delta\gamma$  est la différence  $\gamma_C - (\pi - \gamma_A)$ .

[Geometry of the interaction : The L.F. acoustic rays propagating through the H.F. acoustic field (A) are reflected (B) by the H.F. transducer. The calculated deviation  $\Delta\gamma$  is the difference :  $\gamma_C - (\pi - \gamma_A)$ .]

métrie cylindrique ne se justifie pas au vu des approximations ultérieures dans l'estimation du champ de vitesse. Nous employons les méthodes de l'acoustique géométrique car la longueur d'onde B.F. est petite devant les dimensions du réflecteur. La propagation d'un rayon sonore dans un milieu animé d'une vitesse  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  est alors décrite par [18] :

$$\frac{dn}{dl} = \frac{1}{C_0} (\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)) \times \mathbf{n} \quad (1)$$

où  $\mathbf{n}$  est un vecteur unitaire dans la direction de propagation,  $dl$  est l'élément de longueur du rayon sonore,  $C_0$  la vitesse du son dans le milieu non perturbé. Dans nos conditions expérimentales (Fig. 4) l'éq. (1) nous permet de calculer la déviation angulaire  $\Delta\gamma$  du rayon sonore traversant le fluide en mouvement en intégrant le long du rayon sonore  $L$ . Cette déviation est alors  $\Delta\gamma \left( \gamma, Y_B, \int_L \nabla \times \mathbf{u} \right)$ . Appliquant ensuite

le principe de conservation d'énergie sonore dans un pinceau d'ouverture  $d\gamma$ , nous obtenons la variation relative du niveau sonore observée dans la direction  $\gamma$  :

$$\frac{\Delta V_R}{V_R} = \frac{\left[ 1 - \frac{d\Delta\gamma}{d\gamma} \right] f(\gamma - \gamma_0 - \Delta\gamma) - f(\gamma - \gamma_0)}{f(\gamma - \gamma_0)} \quad (2)$$

où  $f(\gamma - \gamma_0)$  est la distribution angulaire de l'amplitude B.F. non perturbé. La distribution angulaire  $f(\gamma - \gamma_0)$  est obtenue expérimentalement (Figs. 2a et 3a) et peut être représentée analytiquement dans le domaine angulaire qui nous intéresse par une expression de la forme :

$$f(\gamma - \gamma_0) = a + b \cos c(\gamma - \gamma_0) \quad (3)$$

où  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont des paramètres dépendants de  $\gamma_0$  obtenus à partir des résultats expérimentaux.

La variation  $\Delta V_R/V_R$  a été calculée dans les conditions expérimentales habituelles :  $|\mathbf{u}|/C_0 \ll 1$ . Remarquons dans (2) que les variations de niveau,  $\Delta V_R$ , de l'onde sonore B.F. ne dépendent à travers  $\Delta\gamma$  que de la vorticité moyenne de l'écoulement :  $\left(\int_L \nabla \times \mathbf{u} dl\right)$  et non pas de la valeur absolue de la vitesse  $\mathbf{u}$ .

Il s'agit à présent d'évaluer  $\Delta\gamma$  et pour cela il nous faut bien sûr calculer  $\nabla \times \mathbf{u}$ . Le mouvement du fluide vient de la présence dans le fluide d'un gradient de pression  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$  provoqué par l'absorption de l'onde sonore H.F. se propageant dans la direction  $Ox$ . Dans le cas d'ondes planes infinies, se propageant suivant  $Ox$ , on obtient [1] :

$$F(x, t) = \frac{2 \alpha I}{\rho_0 C_0} e^{-2\alpha x} \quad (4)$$

où :  $I$  = intensité crête de l'onde sonore  
 $\alpha$  = coefficient d'atténuation de l'onde dans le milieu  
 $\rho_0$  = densité du milieu  
 $C_0$  = vitesse du son dans le milieu.

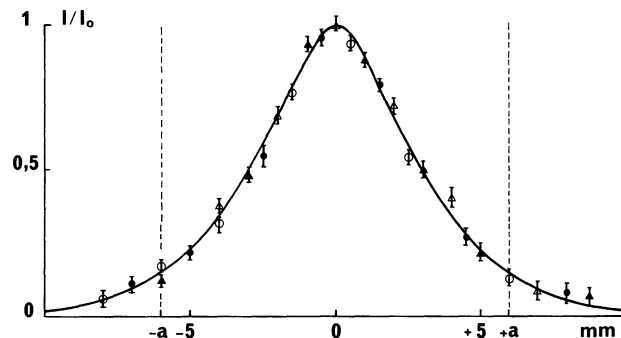


Fig. 5. — Répartition radiale de l'intensité H.F. L'intensité étant mesurée avec un capteur identique à l'émetteur, le résultat est le carré de convolution de la répartition d'intensité réelle. Les mesures sont faites à deux distances différentes et pour deux fréquences :

$d = 4$  mm ; fréq. H.F. :  $\frac{\sigma}{2} = 2,3$  MHz ;  $\frac{\tau}{2} = 1,5$  MHz  
 $d = 8$  mm ; fréq. H.F. :  $\frac{\sigma}{2} = 2,3$  MHz ;  $\frac{\tau}{2} = 1,5$  MHz.

La courbe calculée est le carré de convolution de la répartition donnée par l'éq. (5).

[Radial repartition of the H.F. intensity. The intensity being measured with a receiver identical to the emitter, the result is the convolution of the intensity effective repartition by itself. The results are given for two different distances and two frequencies :

$d = 4$  mm ; H.F. freq. :  $\frac{\sigma}{2} = 2.3$  MHz ;  $\frac{\tau}{2} = 1.5$  MHz  
 $d = 8$  mm ; H.F. freq. :  $\frac{\sigma}{2} = 2.3$  MHz ;  $\frac{\tau}{2} = 1.5$  MHz.

The curve is obtained by calculating the convolution by itself of the repartition given by eq. (5).]

Expérimentalement, bien que la divergence angulaire du faisceau H.F. soit négligeable dans la zone de Fresnel où a lieu l'interaction, il existe une répartition transversale de l'intensité sonore qui impose une variation de  $\mathbf{F}$  suivant  $Oy$ . Cette répartition a été mesurée à l'aide d'un capteur identique à  $E_0$  ; le résultat est bien décrit en prenant une variation transversale de la forme (Fig. 5) :

$$I(y) = I_0 e^{-\mu|y|} \quad (5)$$

$I_0$  = intensité au centre de l'émetteur  
 $\mu^{-1}$  = dimension transverse caractéristique du champ H.F.

La force  $F$  à l'origine du vent acoustique peut donc s'écrire dans nos conditions expérimentales :

$$F(x, t) = \frac{2 \alpha I_0}{\rho_0 C_0} e^{-(2\alpha x + \mu|y|)} \quad (6)$$

Pour évaluer  $\mathbf{u}$ , il faut à présent écrire les équations du mouvement du fluide qui sont les équations classiques de l'hydrodynamique, dans lesquelles on introduit la force  $\mathbf{F}$  [1] :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{P_0}{\rho_0} + \nu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (8)$$

Une forme simplifiée de ces équations suffit pour analyser nos résultats :

1. En prenant pour  $\mathbf{u}$  des valeurs typiques de 0,1 à 1 m/s et avec, dans l'air,  $\nu \simeq 1,5 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s, le nombre de Reynolds associé à l'écoulement est de  $10^2$  à  $10^3$  ; on pourra donc négliger les termes de viscosité dans (8).

2. Les échelles de temps durant lesquelles agit la force  $F(x, y)$  ( $\simeq 100$   $\mu$ s) sont petites devant les temps d'établissement d'un vent acoustique stationnaire dans l'air (quelque  $10^{-2}$  s). Dans ces conditions, contrairement à ce qui se passe aux temps longs  $\mathbf{u}(x, y, t)$  sera fonction linéaire de  $t$  [1] ; d'autre part, l'influence des termes non linéaires  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$  sera négligeable.

On peut alors réécrire (7) et (8) simplifiées :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}(x, y, t) = 0 \quad (9)$$

$$\{\nabla \times \mathbf{u}(x, y, t) = t \cdot \nabla \times \mathbf{F}(x, y) \quad (10)$$

Alors  $\nabla \times \mathbf{u}(x, y, t)$  entrant dans le calcul de  $\Delta\gamma$  s'obtient simplement à partir de  $F(x, y)$ .

En raison des dimensions des capteurs B.F. ( $E$  et  $R$ ) qui sont de l'ordre de celles du transducteur  $E_0$ , il arrive sur le récepteur B.F. des rayons issus de différents points ( $Y_B$ ) de la surface réfléchissante avec le même angle  $\gamma$ . En moyennant sur toutes les valeurs de  $Y_B$  possibles, nous obtenons, utilisant (1), (6) et (10) :

$$\Delta\gamma(\gamma) = \frac{2 I_0 T}{\rho_0 C_0^2} \frac{\mu}{\left(\cos \gamma + \frac{\mu}{2\alpha} \sin \gamma\right)} \times \left[ \frac{e^{-\mu\alpha} - e^{-2\alpha a \cot\gamma}}{2\alpha a \cot\gamma - \mu a} \right] \quad (11)$$

où :  $T$  = durée de l'impulsion H.F.  
 $a$  = rayon du capteur  $E_0$  (6 mm)  
 $\mu = 5,6 \text{ cm}^{-1}$  (coefficient déterminé à partir des résultats expérimentaux figure 5)  
 $\alpha$  = coefficient d'atténuation du son dans l'air.

En introduisant cette expression dans (2) et avec, dans ce cas,

$$\frac{d \Delta\gamma}{d\gamma} \simeq \frac{\partial}{\partial \gamma} [\Delta\gamma(\gamma)],$$

nous obtenons la variation théorique de niveau B.F. recueilli en R, due à la présence du vent acoustique dans l'air. Au premier ordre en  $\Delta\gamma$  :

$$\frac{\Delta V_R}{V_R} \simeq \frac{2 I_0 T}{\rho_0 C_0^2} g(\alpha, \mu, f(\gamma - \gamma_0)). \quad (12)$$

On retrouve bien la variation linéaire observée en fonction de  $I_0$  et  $T$ .

La distribution angulaire théorique donnée par la fonction  $g$  (Figs. 6 et 7) décrit de façon satisfaisante les résultats expérimentaux de directivité compte tenu des

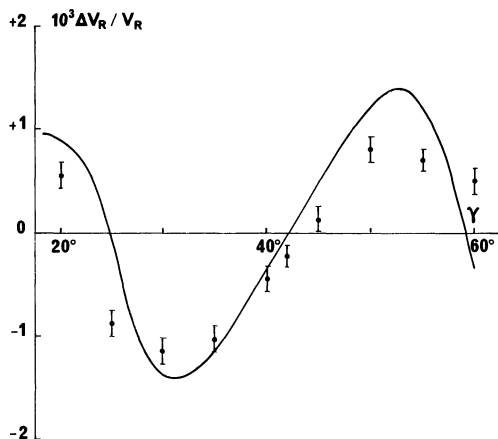


Fig. 6. — Comparaison des résultats expérimentaux :  $\bar{\Gamma}$  (Fig. 2) avec les variations  $\Delta V_R/V_R$  calculées à partir de l'éq. (12).

[The experimental results :  $\bar{\Gamma}$  (Fig. 2) are compared with calculated variations  $\Delta V_R/V_R$  from eq. (12).]

approximations du modèle théorique. Ce résultat est en effet obtenu sans utiliser de paramètres ajustables. Les différents coefficients intervenant dans la fonction  $g$  sont soit connus ( $\alpha$ ) soit déterminés expérimentalement [ $\mu$  et  $f(\gamma - \gamma_0)$ ]. Enfin, le tableau I donne une idée des ordres de grandeur des déviations des rayons sonores, ainsi que des vitesses du vent acoustique au centre du champ H.F., évalués à partir de (11) et (12).

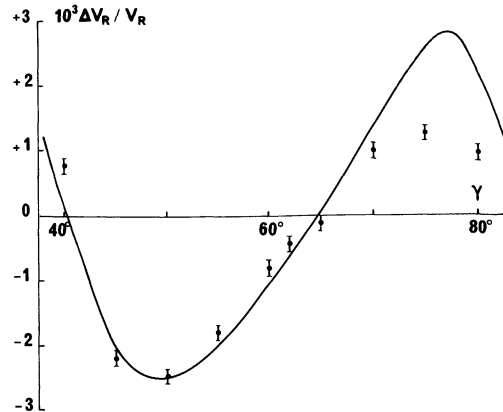


Fig. 7. — Comparaison des résultats expérimentaux :  $\bar{\Gamma}$  (Fig. 3) avec les variations  $\Delta V_R/V_R$  calculées à partir de l'éq. (12).

[The experimental results :  $\bar{\Gamma}$  (Fig. 3) are compared with calculated variations  $\Delta V_R/V_R$  from eq. (12).]

Tableau I. — Ordres de grandeurs des déviations angulaires des rayons B.F. et des vitesses maximales du vent acoustique.

[Orders of magnitude of angular deviation of L.F. rays, and maximum speeds of the acoustic wind.  $\Delta\gamma$  is calculated using eq. (11) with  $I_0 = 1 \text{ W/cm}^2$  and  $T = 100 \mu\text{s}$ . The order of magnitude  $u_0$  of the acoustic wind velocity is  $\frac{2 I_0 T}{\rho_0 C_0^2}$  (eq. 11).]

H.F.	2,3 MHz		1,5 MHz	
$\gamma^\circ$	$\Delta\gamma^\circ$	$u_0$	$\Delta\gamma^\circ$	$u_0$
20	$6,9 \times 10^{-3}$	0,52 m/s	$1,5 \times 10^{-2}$	0,22 m/s
40	$1,8 \times 10^{-2}$		$1,7 \times 10^{-2}$	
60	$2,7 \times 10^{-2}$		$1,7 \times 10^{-2}$	
80	$4,0 \times 10^{-2}$		$1,9 \times 10^{-2}$	

4. Conclusion. — Nous avons mesuré l'influence d'un vent acoustique dans l'air sur la propagation d'une onde sonore. Les modifications de la figure de directivité de cette onde qui en résultent ne dépendent que de la vorticité du champ de vitesse de l'écoulement, moyenn e le long du trajet des rayons sonores, et non des valeurs absolues de la vitesse en chaque point (dans la limite où  $|\mathbf{u}| \ll C_0$ ).

La précision de l'analyse des résultats pourrait être améliorée dans le cas de géométries d'interaction plus simples ( coulement bidimensionnel, faisceaux sonores étroits). Il faut noter que cette méthode peut être utile dans les situations où les techniques habituelles décrites en introduction sont difficilement applicables : très courtes durées et faibles dimensions des écoulements. Les avantages principaux de toutes les techniques de mesure par ultrasons sont, en effet, de ne pas nécessiter la présence de capteurs à l'intérieur de l'écoulement

et d'avoir un temps de réponse très court (de l'ordre du rapport des dimensions du champ étudié à la vitesse du son dans le milieu). Dans les études de vent acoustique, ces méthodes n'avaient, à notre connaissance, jamais été utilisées.

En général, la mesure des écoulements par ultrasons s'effectue :

— par mesure de la différence de temps de propagation de rayons sonores dans des directions opposées à l'intérieur de l'écoulement dans le cas de régimes laminaires [19, 20],

— en régime turbulent, par intercorrélation espace-temps entre deux faisceaux sonores qui traversent le fluide et sont modulés par le débit [21].

Ces deux méthodes réalisent une intégration le long du parcours des ultrasons et ne permettent d'obtenir des indications que sur la vitesse moyenne du courant traversé.

Il existe enfin des débitmètres à effet Doppler qui utilisent la variation de fréquence d'ondes sonores réfléchies par des particules en mouvement dans le fluide [22]. (On peut ici avoir des informations sur les gradients de vitesse, par étude du spectre des signaux reçus.)

Pour de nombreux problèmes, la méthode de modification de la directivité d'un faisceau sonore que nous avons employée peut être un complément très utile des techniques citées ci-dessus par les informations qu'elle fournit sur la vorticité, c'est-à-dire les gradients transverses dans l'écoulement.

### Bibliographie

- [1] RUDENKO, O. V. et SOLUYAN, S. I., *Theoretical foundations of non linear acoustics* (Consultants Bureau, N. Y.) 1977.
- [2] ECKART, C., *Phys. Rev.* **73** (1948) 68.
- [3] NYBORG, W. L., *J. Acoust. Soc. Am.* **25** (1953) 68.
- [4] HEDWIN, H. et RUDNICK, I., *J. Acoust. Soc. Am.* **74** (1953) 538.
- [5] STATNIKOV, Y. G., *Sov. Phys. Acoust.* **16** (1967) 122.
- [6] RUDENKO, O. V. et SOLUYAN, S. I., *Sov. Phys. Acoust.* **17** (1971) 97.
- [7] OSTROVSKII, L. A. et PAPILOVA, I. A., *Sov. Phys. Acoust.* **20** (1974) 45.
- [8] STATNIKOV, Y. G. et SHIROKOVA, N. L., *Sov. Phys. Acoust.* **20** (1974) 93.
- [9] LIEBERMANN, L. N., *Phys. Rev.* **75** (1949) 1415.
- [10] PIGOTT, M. T. et STRUM, R. C., *J. Acoust. Soc. Am.* **41** (1967) 662.
- [11] JACKSON, F. J., *J. Acoust. Soc. Am.* **32** (1960) 1387.
- [12] ROMANENKO, E. V., *Sov. Phys. Acoust.* **6** (1960) 87.
- [13] SEMENOVA, N. G., *Sov. Phys. Acoust.* **20** (1974) 65.
- [14] MEDWIN, H., *J. Acoust. Soc. Am.* **26** (1954) 232.
- [15] MEDNIKOV, E. P. et NOVITSKII, B. G., *Sov. Phys. Acoust.* **21** (1975) 152.
- [16] ELDIN, G., LAHEURTE, J. P., PEYRAUD, J., *J. Phys. Proc., 8th ISNA*, à paraître.
- [17] ELDIN, G., Thèse 3<sup>e</sup> Cycle, Paris (1978).
- [18] LANDAU, L. et LIFSCHITZ, E., *Mécanique des Fluides*, § 67 (ed. MIR, Moscou) 1971.
- [19] JESPERSEN, K. I., *Control Instrum.* **5** (1973) 38.
- [20] LIPTAK, B. G., KAMINSKI, R. K., *Instrum. Technol.* **21** (1974) 49.
- [21] COULTHARD, J., *Energ. Fluide* **13** (1974) 73.
- [22] GRIFFITH, J. M., BRODY, W. R., GOODMAN, L., *J. Acoust. Soc. Am.* **60** (1976) 607.