

# SEPTIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 28 MAI au 2 JUIN 1979

---

SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES PROPRIETES ACOUSTIQUES  
DES BULLES ET LEUR INFLUENCE SUR LA PROPAGATION EN MILIEU MARIN

M. A. GILLES

CIT-ALCATEL 1 AVENUE ARISTIDE BRIAND ARCUEIL

---

## RESUME

Il est connu depuis les années 1930 qu'une bulle gazeuse en milieu liquide peut entrer en résonance quand elle est soumise à un champ sonore. La fréquence de résonance étant inversement proportionnelle au diamètre de la bulle.

Une énergie considérable est alors prélevée sur le champ incident pour être en grande partie rerayonnée de façon isotrope.

D'autre part, des études plus récentes ont porté sur les populations de bulles en milieu marin. Les bulles les plus nombreuses ont des fréquences de résonances comprises entre 40 et 200 Hz ; elles sont dues : au vent, à la pluie, à la neige, à l'activité biologique et au réchauffement des eaux froides. Des bulles qui résonnent à des fréquences plus basses peuvent être observées près de la surface dans les moutons et les sillages de navire.

Collectivement les bulles du milieu marin agissent sur l'absorption, la réverbération, la célérité du son dans le milieu. Ces trois influences sont intimement liées et se traduisent par des équations de propagation en milieu dispersif. Elles sont actuellement bien étudiées par deux méthodes très différentes qui aboutissent aux mêmes résultats. L'exposé des deux familles de travaux constitue l'essentiel de la présente communication.

En raison de la forte résonance, on observe aussi des effets non linéaires du type réémission paramétrique. Nous signalons le fait sans y insister, le phénomène étant encore mal exploré.

## SUMMARY

It has been noticed for about forty years that a gaseous bubble placed in insonified water has a resonant pulsating frequency.

Near resonance a very effective absorption and isotropic scattering of the incident wave energy can be observed.

More recently bubble populations encountered in the sea have been studied. Resonant frequencies of most of the bubbles lay between 40 and 200 cps.

The generation mechanisms are mainly :

- surface mechanisms : waves, rain, snow, dust.
- deep mechanisms : heating of saturated cold waters, biological activity (photosynthesis, respiration, decomposition).

Sea bubbles strongly modify the absorption, the reverberation, and the velocity of sound propagating in sea-water. These properties have been investigated in two very different ways, that are exposed in this paper.

It is also noted that non linear phenomena occur, owing to the high strength of scattering at resonance, but this feature has not yet been well investigated.



PROPRIETES ACOUSTIQUES DES BULLES ET LEUR INFLUENCE  
SUR LA PROPAGATION EN MILIEU MARIN

### INTRODUCTION GENERALE

L'ensemble des connaissances acquises sur les propriétés acoustiques des bulles a assez largement augmenté depuis la synthèse qui en a été faite à la fin de la seconde guerre mondiale.

Le temps semble venu de faire un point sur le sujet. Le présent exposé abordera les trois points suivants :

1. Propriétés acoustiques des bulles prises isolément.
2. Influence des populations de bulles sur les propriétés du milieu.
3. Etat des connaissances sur les populations de bulles.

#### 1. Propriétés acoustiques des bulles prises isolément

##### 1.1 - Introduction

Les lois de l'acoustique s'appliquent assez bien à un milieu liquide comportant une bulle de gaz en son sein, surtout si comme c'est le cas avec les ordres de grandeurs étudiés ici, la bulle est d'un diamètre petit devant la longueur d'onde. Cependant si la bulle entre en résonance, les amplitudes observées sont plus grandes que ne le fait prévoir la théorie acoustique. Les chercheurs ont été conduits à compliquer de plus en plus le modèle théorique pour essayer d'en rendre compte. Aucune tentative ne sera faite ici pour suivre l'évolution historique de la théorie.

##### 1.2 - Hypothèses sur le champ acoustique

En général dans un champ acoustique, les conditions d'une bonne linéarité sont remplies parce que l'intensité sonore demeure dans les limites qui permettent de considérer la célérité du son en chaque point comme indépendante du temps. Néanmoins, on verra plus loin pourquoi cette hypothèse peut être remise en cause dans les études à venir.

Dans l'eau qui entoure une bulle, on peut admettre qu'un champ incident comprime et détend alternativement la bulle. Si celle-ci est petite devant la longueur d'onde, on peut supposer qu'elle reste sphérique, et qu'elle réémet un champ radial.

La vitesse de l'eau suit celle de l'air sur la paroi de la bulle, et le saut de pression y est équilibré par la tension superficielle.

##### 1.3 - Equations du gaz

L'état du gaz résulte de la superposition linéaire d'un état moyen et d'une perturbation acoustique.

La pression, la masse volumique, la température et le déplacement radial de la paroi s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned} p &= P_0 + p_0 \exp(i\omega t) \\ \rho &= \rho_0 + \varepsilon \exp(i\omega t) \\ T &= T_0 + \theta \exp(i\omega t) \\ \xi &\exp(i\omega t) \end{aligned}$$

Les termes d'inertie et de viscosité étant négligeables :

$$P_0 \text{ est une constante.} \quad (1)$$

L'équation de continuité s'écrit :

$$\rho_0 R^2 \xi + \int_0^R \varepsilon r^2 dr = 0 \quad (2)$$

L'équation d'état s'écrit sous forme linéarisée :

$$\frac{P_0}{P_0} - \frac{\varepsilon}{\rho_0} = (C_p - C_v) \theta \frac{\rho_0}{P_0} \quad (3)$$

$C_p$  et  $C_v$  étant les chaleurs spécifiques du gaz.

Enfin  $k$  étant la conductivité thermique du gaz, la

conservation de l'énergie s'écrit :

$$i\omega(\rho_0 C_p \theta - p_0) = \frac{k}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \quad (4)$$

En résolvant ce système avec  $\theta = 0$  à la frontière de la bulle, on retrouve :

$$\frac{\xi}{R} = - \frac{P_0}{P_0} \left( \frac{1}{3\gamma} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\alpha^2 R^2} \left( \frac{\sin \alpha R - \alpha R \cos \alpha R}{\sin \alpha R} \right) \right) \quad (5)$$

Avec  $\alpha R = (1-i) \sqrt{\frac{\omega \rho_0 C_p}{2k}} R$  (6)

En général, lorsque la bulle est relativement grosse par rapport à :

$$\sqrt{\frac{2k}{\omega \rho_0 C_p}}$$

On posera :

$$\frac{\xi}{R} = - \frac{P_0}{3\gamma P_0} (1-i\beta)$$

en négligeant la partie imaginaire de  $\beta$  devant 1 éventuellement (réf. 1 à 4, réf. 6 à 11).

Si l'on cherche à poser dans le liquide une condition à la frontière de la bulle où la pression dans le gaz a été éliminée, on trouve :

$$p_s(R) + p_i(R) + \frac{\xi}{R} \left( \frac{3\gamma P_0}{1-i\beta} - \frac{2A}{R} \right) = 0 \quad (7)$$

$p_i$  et  $p_s$  sont respectivement les pressions dans le champ incident et dans le champ réfracté, et  $A$  est le coefficient de tension superficielle. Les travaux les plus récents portent sur l'influence de  $\beta$  (réf.6, 7) et sur celle de la viscosité (réf.6, 7, 8, 9).

##### 1.4 - Equations de l'acoustique dans l'eau

Le champ incident étant caractérisé par la pression  $p_i$ , il s'agit de calculer le champ diffracté. Pour cela, on écrit les équations de la mécanique des fluides en négligeant les termes du second degré. Comme le mouvement est radial, il est irrotationnel, notons  $\phi$  le potentiel des déformations,  $\lambda$  et  $\mu$  les deux coefficients de viscosités :

$$p_s - \omega^2 \rho_0 \phi = i\omega(\lambda + 2\mu) \operatorname{div} \operatorname{grad} \phi$$

$$p_s + \rho_0 C^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \phi = 0$$

que l'on ramène à la forme de l'acoustique classique :

$$p_s - \omega^2 \rho_1 \phi = 0 \quad (8)$$

$$p_s + \rho_1 C_1^2 \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} - \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (9)$$

définissant  $C_1$  et  $\rho_1$  par :

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \frac{C^2}{C_1^2} = \left( 1 + i\omega \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0 C^2} \right) \quad (10)$$

Le système 8,9 devra être résolu avec les conditions aux limites suivantes :  
Sur la bulle l'équation (7) avec  $\xi = \partial \phi / \partial r$  ; à l'infini  $p_s$  est de la forme  $\exp(-i\omega r)/r$ .

##### 1.5 - Pulsation d'une bulle

La condition à l'infini conduit aux relations :

$$p_s(r) = p_s(R) \exp(-i \frac{\omega}{C_1} (r-R)). \quad (R/r) \quad (11)$$

$$\xi(r) = - \frac{p_s(R)}{\rho_1 \omega^2} \left( \frac{R}{r^2} + \frac{i\omega}{r C_1} \right) \exp(-i \frac{\omega}{C_1} (r-R)) \quad (12)$$

PROPRIETES ACOUSTIQUES DES BULLES ET LEUR INFLUENCE  
SUR LA PROPAGATION EN MILIEU MARIN

en portant la valeur de  $\xi$  obtenue à la frontière dans 7

$$\frac{p_s(R)}{p_i(R)} = 1 / \left( \frac{\omega_r^2}{\omega^2} \psi - 1 \right) \quad (13)$$

avec :

$$\omega_r^2 = 3\gamma P_0 / \rho_0 R^2 \quad (14)$$

et :

$$\psi = \left( 1 + i \frac{\omega}{\rho C^2} (\lambda + 2\mu) \right) \left( \frac{1}{1 - i\beta} - \frac{2A}{3\gamma P_0 R} \right) \left( 1 + \frac{i\omega R}{C \left( 1 + \frac{i\omega}{\rho C^2} (\lambda + 2\mu) \right)^{1/2}} \right)$$

écrivons  $\psi = 1 / (1 + \epsilon + i\delta)$  l'équation 13 devient :  
si  $\epsilon$  et  $\delta$  sont petits :

$$\frac{p_s}{p_i} = 1 / \left( \frac{\omega_r^2}{\omega^2} - 1 + i\delta \right) \quad (15)$$

On pourra alors poser (DEVIN réf.7) :

$$\begin{cases} \delta = \delta_{th} + \delta_{vis} + \delta_{rad} \\ \delta_{th} = R_e(\beta) & \text{th. pour thermique} \\ \delta_{vis} = \frac{\omega}{\rho C^2} (\lambda + 2\mu) & \text{vis. pour visqueux} \\ \eta = \delta_{rad} = \omega R / C & \text{rad. pour rayonnement} \end{cases} \quad (16)$$

On remarque en outre que la tension superficielle va jouer sur  $\epsilon$  mais pas sur  $\delta$ .

La puissance fournie par le champ incident est :

$$\begin{aligned} W_e &= 4\pi R^2 \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t u p_i \sin^2 \omega t dt \\ &= 2\pi R p_i^2 / \left( \rho \omega \left( \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2 \right) \end{aligned}$$

Et si l'on introduit l'intensité  $I_0$  du champ incident, on obtient l'aire d'absorption  $\sigma_e$  (rapport de la puissance prélevée à l'onde incidente par la bulle à l'intensité sonore incidente  $I_0$  en champ libre).

$$\frac{W_e}{I_0} = \frac{\delta}{\eta} \frac{4\pi R^2}{\left( \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2} = \sigma_e \quad (17)$$

(rappelons que  $\eta = \delta_{rad}$ )

$\sigma_e$  est la surface équivalente d'extinction.

La puissance rerayonnée  $W_s$  est donnée par :

$$\frac{W_s}{I_0} = \frac{4\pi R^2}{\left( \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2} = \sigma_s = \frac{\eta}{\delta} \sigma_e \quad (18)$$

$\sigma_s$  est la surface efficace de diffusion.

Les résultats trouvés sont confirmés par l'expérience

tant que  $\frac{\omega_r}{\omega}$  n'est pas trop voisin de 1. En particulier :

$$\frac{p_s}{p_i} = \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2 \text{ pour } \omega \ll 1$$

$$\frac{p_s}{p_i} = 1 \text{ pour } \omega \gg 1$$

et, tant que les bulles ne sont pas trop petites, il y a bien résonance pour

$$\omega^2 = \frac{1}{R^2} \cdot \frac{3\gamma P_0}{\rho_0} = 3 C_g^2 \rho_g / (\rho_0 R^2)$$

Les résultats expérimentaux seront discutés plus loin.

## 2. Influence des populations de bulles sur les propriétés acoustiques du milieu

### 2.1 - Introduction

Les propriétés des bulles isolées sont difficiles à

expérimenter. Pour cette raison, et aussi parce que les populations de bulles suffisamment denses ont seules une importance pratique, les mesures de vérification ont surtout porté sur des liquides, l'eau de mer en général, contenant des bulles en grand nombre. Nous nous proposons de présenter les méthodes théoriques suivies, puis les résultats expérimentaux obtenus dans l'eau de mer.

Les bases théoriques les plus anciennes de l'étude de nuages de corpuscules diffusants ont été établies en optique au siècle dernier par LOMMEL (1880, réf.n°73 de 12) et par SEELIGER (1885, réf. n° 74, du même article). Ces travaux ont été exposés et sont plus adaptés au présent problème dans "Physics of the sound in the sea", réf.1, (pp 469 à 474) et dans la référence 12 pp 9 à 11. CARSTENSEN et FOLDY (réf.13) mènent leur recherche par une voie différente.

Les deux méthodes seront tour à tour exposées.

### 2.2 - Méthode de LOMMEL et SEELIGER

#### 2.2.1 - Etude de l'absorption

Dans un champ contenant n bulles par mètre cube, toutes de mêmes sections efficaces, le champ sonore s'affaiblira suivant la loi :

$$I(x) = I(x_0) \exp(-n\sigma_e(x - x_0)) \text{ pour } x > x_0$$

en prenant comme axe des x la direction de propagation. Supposons maintenant que la population de bulles soit constituée de bulles de différentes tailles dont la densité de population par taille soit donnée par  $n(R)$  ou plutôt répartie dans un histogramme suivant  $R$ ,  $R_i$  étant la valeur moyenne de R dans un intervalle

$R_i - \frac{\epsilon_i}{2} < R < R_i + \frac{\epsilon_i}{2}$  et  $n(R_i)$  étant le nombre de bulles dans l'intervalle. D'après ce qui précède :

$$I(x) = I(0) \prod_i \exp(-n(R_i) \cdot \sigma_e(R_i) \cdot \epsilon_i \cdot x) \text{ pour } x > 0$$

Par passage à la limite :

$$I(x) = I(0) \exp(-S_e x) \quad (19)$$

avec

$$S_e = \int_{\Delta} n(R) \sigma_e(R) dx \quad (20)$$

$\Delta$  étant le domaine où  $n(R)$  n'est pas nul.

Si le domaine de résonance est étroit devant  $\Delta$  et si  $n(R)$  varie peu devant le dénominateur de  $\sigma_e$  dans le domaine de résonance,  $S_e$  peut se calculer par la formule approchée suivante :

$$S_e = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} n(R_r) \frac{4\pi R_r^2 \delta / \eta}{\left( \left( R_r / R \right)^2 - 1 \right)^2 + \delta^2} dR \quad (21)$$

où  $R_r$  désigne le rayon des sphères qui résonnent à la pulsation  $\omega$ . Cette intégrale se calcule aisément par la méthode des résidus par exemple, et donne :

$$S_e = 2\pi^2 n(R_r) \cdot R_r^3 / \eta_r \quad (22)$$

Or  $\frac{4\pi}{3} R_r^3 n(R_r)$  représente le volume par m<sup>3</sup> des bulles qui entrent en résonance. Soit  $u_r(\omega)$  ce volume. Le résultat s'écrit en définitive :

$$S_e = 3/2 \cdot (u_r(\omega) / \eta_r) \quad (23)$$

#### 2.2.2 - Diffusion par un écran de bulles

Les écrans de bulles considérés ici ont une épaisseur constante  $W$  et sont occupés par les bulles avec une densité constante.

L'axe des x est orienté perpendiculairement à la couche,  $x = 0$  représente la face du côté de la source,  $x = w$  avec  $w > 0$  l'autre face de la couche.  $i$  est l'angle d'incidence,  $\epsilon$  l'angle de diffusion pour la rétro-diffusion. Voir figure 1.



PROPRIETES ACOUSTIQUES DES BULLES ET LEUR INFLUENCE  
SUR LA PROPAGATION EN MILIEU MARIN

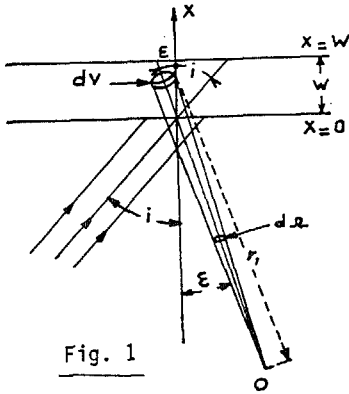


Fig. 1

### Cas 1 - Rétrodiffusion

Considérons le cas de bulles toutes de même rayon  $R$  de densité  $n(R)$  et contenues dans un même volume élémentaire  $dV$ . L'intensité  $dI$  diffusée par cet ensemble de bulles est donnée par :

$$dI_s = \frac{n(R)\sigma_s}{4\pi r^2} I_0 \exp(-\sigma_e \cdot n \cdot x (\frac{1}{\cos \epsilon} + \frac{1}{\cos i})) dV \quad (24)$$

où l'exponentielle exprime l'atténuation à la traversée de la couche,  $x$  est l'abscisse du rayon diffusant,  $r$  la distance de l'élément diffusant à l'observateur. L'élément de volume s'écrit :

$$dV = \frac{r^2 d\Omega dx}{\cos \epsilon}$$

où  $\Omega$  représente l'ouverture de l'appareil qui sert à l'observation et  $d\Omega$  l'élément d'angle solide.

L'intégration donne :

$$I_s = \frac{\Omega \sigma_s}{4\pi \sigma_e} \frac{\cos i}{\cos \epsilon + \cos i} I_0 (1 - e^{-\sigma_e n w (\frac{1}{\cos \epsilon} + \frac{1}{\cos i})}) \quad (25)$$

Mais plus généralement pour un écran de faible épaisseur lorsque toutes les bulles n'ont pas même rayon :

$$I_s = \frac{\Omega}{4\pi} \frac{\eta_r}{\delta_r} \frac{\cos i}{\cos i + \cos \epsilon} \left( 1 - e^{-S_e (\frac{1}{\cos \epsilon} + \frac{1}{\cos i})} \right) \quad (26)$$

où  $S_e$  est définie comme au paragraphe précédent.

### Cas 2 - Transmission

La distance traversée étant  $\frac{x}{\cos i} + \frac{w-x}{\cos \epsilon}$

On aura, dans le cas de bulles de même rayon :

$$dI_s = \frac{n\sigma_s}{4\pi r^2} I_0 e^{-\sigma_e n \left( \frac{x}{\cos i} + \frac{w-x}{\cos \epsilon} \right)} dV \quad (27)$$

d'où :

$$I_s = \frac{\Omega \sigma_s}{4\pi \sigma_e} \frac{\cos i}{\cos i - \cos \epsilon} \left( e^{-\frac{\sigma_e n w}{\cos i}} - e^{-\frac{\sigma_e n w}{\cos \epsilon}} \right) \quad (28)$$

Pratiquement si toutes les bulles n'ont pas même rayon :

$$I_s = \frac{\Omega \eta_r}{4\pi \delta_r} \frac{\cos i}{\cos i - \cos \epsilon} \left( e^{-\frac{S_e w}{\cos i}} - e^{-\frac{S_e w}{\cos \epsilon}} \right) \quad (29)$$

### 2.2.3 - Altération de la célérité du son

La célérité est donnée par  $C^2 = \frac{dp}{dp}$ , la dérivée étant prise pour une même particule dans son mouvement. Or, si  $V$  désigne le volume d'une masse  $m$  du mélange fluide ( $V_l$  volume du liquide,  $V_g$  volume du gaz)

$$\rho = \frac{m}{V} \quad \text{d'où} : d\rho = -\frac{\rho}{V} dV$$

et par suite :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{\rho \left( \frac{DV_l}{Dt} + \frac{DV_g}{Dt} \right)}{(V_l + V_g) \frac{Dp}{Dt}}$$

Faisons apparaître la concentration volumique de l'air :

$$V_l = (1-u)V$$

$$V_g = uV$$

$$\rho = \frac{V_l \rho_l + V_g \rho_g}{V} = (1-u)\rho_l + u\rho_g$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{(1-u)\rho_l \frac{DV_l}{Dt} + u\rho_g \frac{DV_g}{Dt} + (1-u)\rho_l \frac{\partial V_l}{\partial t} + u\rho_g \frac{\partial V_g}{\partial t}}{(V_l + V_g) \frac{Dp}{Dt}} \quad (30)$$

$u\rho_g \frac{\partial V_g}{\partial t}$  est manifestement négligeable si la teneur en gaz est faible. D'où :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1-u}{1+u} \frac{1}{C_l^2} + \frac{\rho}{V} \frac{DV_g}{Dt} = \frac{1-u}{1+u} \frac{1}{C_l^2} + \frac{\rho}{V} \frac{Dp_i}{D(p_s + p_i)}$$

Supposons que les bulles sont toutes de même grosseur alors, en utilisant les résultats de la première partie :

$$\frac{C_l^2}{C^2} = \frac{1-u}{1+u} + \int \frac{3u\lambda^2}{4\pi^2 R^2} \frac{dR}{\left\{ \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 + i\delta_r \right\}} \quad (31)$$

Soit en première approximation :

$$\frac{C_l^2}{C^2} = 1 + \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} \int \frac{u(R) dR}{R^2 \left\{ \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 + i\delta_r \right\}} \quad (32)$$

Ou en utilisant la définition de  $u$  :

$$\frac{C_l^2}{C^2} = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} \int \frac{n(R) R dR}{\left\{ \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 + i\delta_r \right\}} \quad (33)$$

GIBSON (réf. 14) considérant des fréquences très basses, trouve une expression qui n'est pas valable ici mais qui néglige moins de termes tant que la fréquence est éloignée de la fréquence de résonance.

### 2.3 - Méthode de CARSTENSEN et FOLDY

La pression du champ acoustique diffusé par une bulle de rayon  $R$  située en  $\vec{r}'$  vérifie en  $\vec{r}$  l'équation

$$(\nabla^2 + \omega^2/C_l^2) p_s + 4\pi p_{Os} \delta(\vec{r} - \vec{r}') = 0 \quad (34)$$

où  $p_{Os}$  est la valeur de  $p_s$  pour  $|\vec{r}| = R$ . Or d'après (15)

$$p_{Os} = g(R) \cdot p_e(\vec{r}') = R / \left( \left( \frac{\omega_r}{\omega} \right)^2 - 1 + i\delta_r \right) \quad (35)$$

$p_e$  étant la pression excitatrice,  $\omega_r$  et  $\delta_r$  les valeurs de  $\omega$  et  $\delta$  à la résonance. Or  $p_e$  vérifie, au voisinage de la bulle, l'équation :

$$(\nabla^2 + \omega^2/C_l^2) p_e = 0 \quad (36)$$

Donc dans le voisinage de la bulle le champ résultant  $\vec{p}$  vérifiera :

$$(\nabla^2 + \omega^2/C_l^2) \vec{p} + 4\pi p_e(\vec{r}') \cdot g(r) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}') = 0 \quad (37)$$

Considérons maintenant un volume  $\Delta V$  petit, mais néanmoins assez grand pour contenir un grand nombre de bulles. Il est naturel d'admettre que la pression

PROPRIETES ACOUSTIQUES DES BULLES ET LEUR INFLUENCE  
SUR LA PROPAGATION EN MILIEU MARIN

moyenne est celle qui en moyenne s'exerce sur les bulles :  $\langle p \rangle = \langle p_e \rangle$

En sommant alors les équations(37)écrites pour toutes les bulles et faisant un passage à la moyenne

$$(\Delta^2 + \omega^2/C_\ell^2) \langle p \rangle = 0$$

avec  $\omega^2/C_\ell^2 = \omega^2/C_\ell^2 + 4\pi \int_0^\infty g(R)n(\vec{r}', R)dR$  ce qui

confirme l'équation(33)et même en précise le sens. L'équation(37)résolue avec les valeurs aux limites du problème, fournit directement la valeur de la pression compte tenu de l'influence mutuelle des bulles. Les auteurs cherchent ensuite à évaluer l'intensité et pour cela calculent  $\langle |p|^2 \rangle$  sous la forme

$$\langle |p|^2 \rangle = \langle |p_e|^2 \rangle + Q$$

Q est l'erreur q.m. sur p. Pour les faibles populations il est petit. Les auteurs cherchent à l'évaluer mais leur méthode demanderait à être davantage justifiée.

2.4 - Les résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux confirment l'extrême efficacité des bulles en tant que diffuseurs ou atténuateurs du champ acoustique. D'abord empiriquement il s'avère que la surface de la mer est souvent masquée acoustiquement par un rideau de bulles qui est en même temps diffuseur (réf. 12 et 16) et même un rideau de bulles peut être envisagé comme moyen d'isolation sonore (réf. 15).

En outre des expériences plus précises ont pu être réalisées. Ces résultats sont abondamment cités dans plusieurs des articles cités. Tous confirment que les formules(25)et(26)restent valables avec  $\delta_r$  calculé par la théorie linéaire tant que :

- 1°  $\sigma_s/4\pi R^2$  n'est pas d'un ordre de grandeur grand devant 1
- 2° tant que le diamètre des bulles n'est pas inférieur à quelques dizaines de microns.

La valeur effective de  $\delta_r$ , c'est-à-dire la valeur de  $\delta$  quand  $\omega$  approche de la valeur de résonance donne lieu à des dispersions expérimentales assez considérables.

Il existe dans la littérature une figure qui a été souvent publiée (réf. 1 et 4 par exemple) et que voici sous la forme que l'on rencontre dans la référence 7

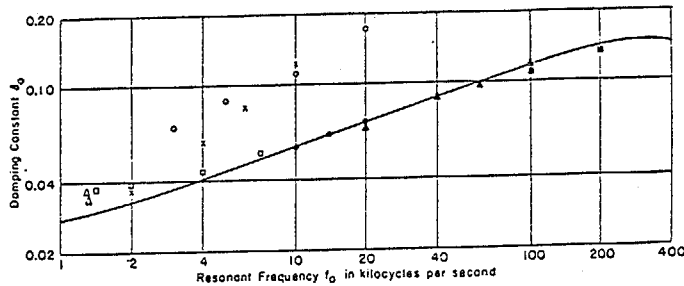


FIG. 5. The theoretical curve and experimental values for the total damping constant of resonant air bubbles in water. The points are from faired curves through the experimenter's data.

Symbol	Experimenter	Method
○	Meyer and Tamm	Width of resonance response
×	Carstensen and Foldy	Resonance absorption
□	Bauer	Successive oscillations
●	Lauer	Width of resonance response
△	Exner	Standing-wave ratios
▲	Exner and Hampe	Standing-wave ratios
■	Haeske	Standing-wave ratios

Cette figure montre que  $\delta_r$  ( $\delta_0$  sur la figure) a des valeurs inconstantes. Il serait prématuré dans l'état actuel des choses d'incriminer la non linéarité du phénomène qui est pourtant fortement suggérée.

D'autre part, il est important de noter que les renseignements expérimentaux précédents ont été obtenus indirectement, à savoir non sur des bulles isolées, mais sur des populations de bulles.

Les théories relatives aux populations de bulles s'en trouvent confirmées. Elles ont d'ailleurs été vérifiées plus spécifiquement par BUDRUSS (réf. 12) qui étudie également le masquage par un rideau de bulles d'une paroi à surface périodique.

3: POPULATIONS DE BULLES EN MER

3.1 - Origine des bulles

BLANCHARD et WILCOX (réf.17) semblent les premiers à s'être penché sur la population de bulles in situ. Malheureusement comme ils ne s'intéressent qu'aux bulles qui viennent à la surface, ils ne s'intéressent qu'aux bulles engendrées au voisinage de celles-ci, soit par le vent, soit par la pluie, soit par la neige. Les renseignements quantitatifs sont assez grossiers. A ces processus de formations de bulles naturelles, il faut ajouter (réf.6) à la surface, la génération de bulles par des poussières, et plus près du fond, le réchauffement d'eaux froides saturées de gaz et l'activité biologique principalement : les bulles contenues dans les organismes vivants, la photosynthèse, la décomposition organique.

3.2 - Vérification en bassin des effets du vent

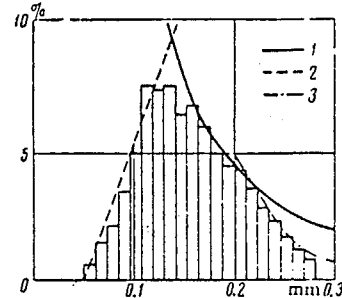
GLOTOV, KOLOBAEV, NEUIMIN (réf.18) ont étudié les effets du vent sur les populations de bulles, au bassin annulaire soufflé de l'Institut d'Hydrographie Marine de l'Académie des Sciences d'URSS (division de la mer Noire). Ce bassin était rempli d'eau de mer et les vagues étaient provoquées par des soufflantes disposées de place en place tout autour du bassin. Celui-ci avait une largeur et une profondeur de 3 x 3 m.

Les résultats ont été les suivants :  
1° Pour les vents faibles (jusqu'à 8 à 10 m/s), les bulles sont petites; leur nombre, relativement faible, dépend peu de la vitesse.  
2° Pour les vents plus forts (apparition de moutons) le nombre total de bulles augmente exponentiellement avec la vitesse. Soit N le nombre total de bulles contenues par m<sup>3</sup>, et N(R) le nombre total de bulles dont le rayon est compris entre :

$R - \frac{\delta R}{2}$  et  $R + \frac{\delta R}{2}$ , le rapport N(R)/N est indépendant de la vitesse du vent entre 10 et 15 m/s.

L'histogramme de N(R)/N est donné figure 5 (reproduite ci-dessous). Les bulles sont ici nettement plus grosses. Mais après retour au calme les plus grosses bulles disparaissent rapidement (4 à 5 minutes) tandis que les plus petites persistent longtemps.

Résultats de laboratoire de GLOTOV, KOLOBAEV et NEUIMIN (réf. 24 , fig. 5)



Histogramme réduit pour les vents supérieurs à 10 m/s  
Courbe 1 : courbe limite établie d'après la vitesse ascensionnelle

Courbe 2 : courbe limite établie d'après la vitesse de dissolution.

3.3 - Mesures en mer

MEDWIN (réf.19) présente des mesures effectuées princi-





PROPRIETES ACOUSTIQUES DES BULLES ET LEUR INFLUENCE  
SUR LA PROPAGATION EN MILIEU MARIN

palement à Monterey et à San Diego (Mission Bay). Les mesures effectuées à Monterey constituent des essais exploratoires. Ces essais ont permis de mettre au point le spectromètre acoustique qui a été utilisé à San Diego.

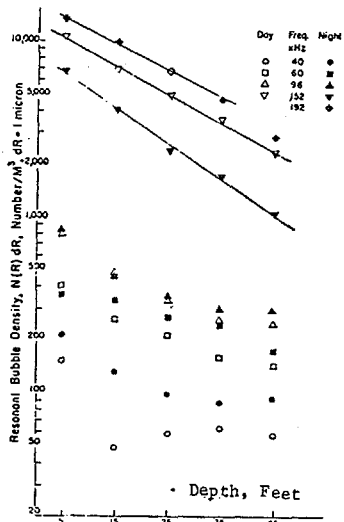
A San Diego, les conditions expérimentales étaient les suivantes : fond 50 pieds - exploration : de 5 à 45 pieds par pas de 10 pieds.  
Fréquences : 40, 60, 96, 152, 192 kHz.

Les mesures, de jour comme de nuit, ont été effectuées par mer 1 et 2 donc avec des vagues de 3 pieds au maximum crête à creux.

Les bulles de très petit diamètre sont en nombre plus élevé que semble l'indiquer les travaux des autres auteurs. Les bulles de petit diamètre (43  $\mu$  et au-dessous) sont plus nombreuses que les bulles de diamètre plus grand et sont plus nombreuses de jour que de nuit. Leur nombre tourne autour de 10.000 par mètre cube dans un intervalle de diamètre de 2  $\mu$  et leur nombre décroît exponentiellement avec la profondeur.

Les bulles de gros diamètre (68  $\mu$  et au-dessus) sont de 10 fois pour 96 Hz à 50 fois pour 40 Hz, moins nombreuses. La décroissance est algébrique, d'exposant 1/2 et elles sont moins nombreuses la nuit que le jour.

Nombre de bulles de différentes grosseurs observées à Mission Bay (Rade de SAN DIEGO par Herman MEDWIN réf.25 - Mer état 1 et 2 - FOND DE SABLES



### Conclusion

Les perturbations acoustiques liées au milieu contenant des bulles, se traduisent par une absorption et une diffusion. Ces phénomènes étant particulièrement aigus lorsqu'un nombre significatif de bulles entre en résonance.

Dans la mer, ceci arrive pour des fréquences comprises entre 40 et 200 Hertz, les bulles correspondantes ayant des rayons compris entre 17 et 100 microns.

Les mesures de MEDWIN montrent que les bulles sont par beau temps plus nombreuses à la surface qu'au fond (on peut penser qu'il en est a fortiori de même par mauvais temps). Ses expériences montrent une variation diurne du nombre de bulles. Il n'en donne pas la raison, mais précise qu'il s'agit de fonds de sable.

### BIBLIOGRAPHIE

1. Physics of sound in the sea : Part IV Acoustic properties of Wakes NDRC summary technical reports. Pour le chapitre 28
2. STEPHENS - Underwater Acoustics Pour les § 3.3, 3.5 et l'Appendice I du chapitre / 6 p 212 et suivantes).
3. CLAY et MEDWIN - Acoustical Oceanography Pour le chapitre 6 et l'Appendice A-6
4. ALBERS - Underwater Acoustics Handbook Pour le § 4.3.2 et le chapitre 6
5. MORSE et INGARD - Theoretical Acoustics p. 436 à 441
6. Oceanic acoustic Model Proceeding of a conference held at SAFLANTCEN on 8-11 September 1975.
7. C. DEVIN - Survey of Thermal, Radiation, and Viscous Damping of Pulsating Air bubbles in Water. J.A.S.A. Volume 31 n° 12 December 1959.
8. R.K. GOULD and W.L. NYBORG - Viscous damping of bubbles J.A.S.A. Volume 32 1960 (Letters to the Editor) p. 775
9. C. BARNES and D.V. ANDERSON - Damped Oscillations of a bubble in an Extended Liquid J.A.S.A. Volume 43 n° 3 Mars 1968 (Letters) p. 639
10. J. E. BLUE - Resonance of a Bubble on an Infinite Rigid boundary J.A.S.A. Volume 41 n° 2 Février 1967 pp.369-372
11. V.D. AZZI and B. CELIKKOL - Sound Scattering from bubbles - Journal of Sound and Vibrations Vol. 17 n° 2 1971 pp. 143-148
12. C.P. BUDDRUSS - Modeluntersuchungen zur Wasserschallstreuung an Meeroberflächen mit Wellengang und Luftblasenschleiern in den oberen Wasserchichten. Acustica Vol.22 n° 1 pp 1 à 22 (1969)
13. E.L. CARTSTENSEN et L.L. FOLDY - Propagation of sound through a liquid containing bubbles J.A.S.A. Vol. 19 n°3 pp. 481-501 (mai 1947)
14. Frederick W. GIBSON - Measurement of the effect of air bubbles on the speed of the sound in Water J.A.S.A. Vol. 48 n° 5 (Part 2) pp.1195-1197(1970)
15. DONAL P. LOYE and W. FRED ARNDT - A Sheet of Air Bubble as an Acoustic Screen for Underwater Noise J.A.S.A. Vol. 20 n° 2 - mars(1948)
16. Yu. P. LYSANOV et V.P. GLOTOV - on a relative contribution of resonant air bubbles and rough sea surface on reverberation - 6th International Congress on acoustics Tokyo Japan August 21-28 - 1968
17. D.C. BLANCHARD and A.H. WOODCOCK - Bubble formation and Modification in the Sea an its Methodological Significance Tellus Vol.9 n° 2 - Mai 1957 pp 145-158
18. V.P. GLOTOV, P.A. KOLOBAEV, G. G NEUMIN Investigation of the scattering of sound by bubbles generated by an artificial wind in sea water and the statistical distribution of bubble sizes. Soviet Physics-Acoustics Vol.7 n° 4 Ap. June 1962 pp. 341-345
19. Herman MEDWIN - In situ acoustic measurements of bubbles populations in coastal ocean waters. Journal of Geophysical Research Vol.75 n° 3 Janvier 20 1970.