

Sur le déphasage entre l'enveloppe et la porteuse en acoustique sous-marine

J.L. Lacoume et G. Loubet

CEPHAG, INPG/ENSIEG, URA 346 CNRS, BP 46, 38402 St Martin d'Hères Cedex

RÉSUMÉ

Des mesures, dans des gammes de fréquence de quelques dizaines de Hz à 2 kHz, ont montré que, après propagation dans la mer d'un signal à bande étroite (porteuse modulée), il apparaissait un déphasage entre la porteuse et son enveloppe. Nous rendons compte de ce phénomène en considérant les variations (faibles mais non nulles) du nombre d'onde, le déphasage porteuse / enveloppe résultant de la différence entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe. Nous développons le calcul de ce déphasage correspondant (autour de 1 kHz) à la relaxation de l'acide borique, nous en déduisons une modélisation complexe du canal marin conforme aux nombreuses expérimentations traitées au laboratoire. Nous donnons les méthodes de mesure. La connaissance a priori du déphasage dû à la dispersion est d'une grande utilité pour les problèmes de communication. Des mesures plus précises permettront peut-être la mise en évidence de composants mineurs de l'eau de mer.

SUMMARY

Experimental results on long range propagation, in submarine acoustics, of a modulated carrier frequency (from 10 Hz to 2 kHz) show the existence of a phase difference between the envelope and the carrier frequency introduced by the propagation. We explain this phenomena by the difference between the phase and group velocities due to the dispersion (small but not null) of sound in submarine acoustics. Around 1 kHz this phase difference is calculated taking into account the dispersion due to the relaxation of boric acid. This allows us to present a complex modelization of the submarine acoustic channel. We state the measurement method and we emphasize the importance of this phase in submarine communications and in the control of minor constituents in the sea.

Introduction

Des expérimentations en acoustique sous-marine utilisant des signaux formés d'une fréquence porteuse modulée ont mis en évidence, pour de grandes distances de propagation, un déphasage entre l'enveloppe et la porteuse [1]. Cette observation est en contradiction avec le modèle de canal marin dans lequel la vitesse est indépendante de la fréquence (milieu non dispersif).

Pour expliquer ce déphasage, on peut faire appel aux déphasages intervenant lors d'une réflexion (déphasage de π), du passage par un foyer (déphasage de π), par une caustique (déphasage de $\pi/2$). Ces phénomènes conduisent à des déphasages multiples de $\pi/2$ qui n'expliquent pas les mesures.

Le modèle de canal marin le plus simple est non dispersif et non absorbant. L'absorption présente dans ce milieu est due à la viscosité de l'eau de mer au delà de 100 kHz ; pour des fréquences plus basses, l'absorption est essentiellement causée par des phénomènes de relaxation de constituants mineurs de l'eau de mer. La relaxation du sulfate de magnésium domine de 5 à 100 kHz ; pour des fréquences plus basses (1 kHz), la relaxation de l'acide borique est dominante [2].

Des principes généraux (relations de Kramers-Kronig) impliquent qu'à une absorption variable avec la fréquence doit être associée une variation de la vitesse des ondes avec la fréquence (dispersion). Nous proposons d'expliquer les déphasages mesurés entre la porteuse et l'enveloppe par l'effet de

la dispersion. Le principe de notre explication est simple. La dispersion fait apparaître deux vitesses différentes pour la propagation de la porteuse (vitesse de phase) et de l'enveloppe (vitesse de groupe). La différence entre la vitesse de phase et de groupe est à l'origine du déphasage entre l'enveloppe et la porteuse. Nous allons développer successivement :

- le modèle de propagation en présence de relaxation
- le calcul du déphasage dû à la relaxation
- la modélisation du milieu marin pour des signaux passe bande
- les méthodes de mesure du déphasage
- les résultats expérimentaux obtenus

1) Propagation en présence de relaxation

Nous étudions la propagation dans un milieu isotrope homogène d'ondes planes monochromatiques :

$$A(\vec{r}, t) = A_0 \exp 2\pi j (\mathbf{k} \cdot \vec{u} \cdot \vec{r} - vt) \quad (1)$$

k = nombre d'onde

v = fréquence

\vec{u} = normale au plan d'onde (unitaire)

Les propriétés de la propagation sont décrites par :

$$k(v) = k_R(v) + j k_I(v) \quad (2)$$



$k_R(v)$ est la partie réelle du nombre d'onde qui fixe l'évolution de la phase de l'onde dans l'espace.

$k_I(v)$ est la partie imaginaire du nombre d'onde qui fixe l'absorption.

Les lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement donnent :

$$k^2 p = v^2 \rho \quad (3)$$

p : variation de pression dues à l'onde
 ρ : variation de masse volumique due à l'onde

Pour un milieu sans relaxation :

$$\left(\frac{p}{\rho} \right)_s = c^2 \quad (4)$$

$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s$: variations de pression en fonction de la masse volumique à entropie constante

conduisant à : $k^2 c^2 - v^2 = 0$ (c : vitesse du son)

La relaxation est due à la présence d'un constituant dont l'équilibre chimique peut évoluer sous l'effet des variations de pression et de température au passage de l'onde. On introduit alors deux vitesses qui décrivent les variations de pression en fonction de la masse volumique lorsque :

- le phénomène ondulatoire est très lent (fréquence tendant vers 0). Alors le constituant évolue pour se trouver à chaque instant à l'équilibre :

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\text{constituant à l'équilibre}}$$

- le phénomène ondulatoire est très rapide (fréquence tendant vers l'infini) et le constituant n'a pas le temps d'évoluer :

$$c_\infty^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{\text{constituant invariable}}$$

Les deux vitesses c_0 et c_∞ sont en général très proches. La vitesse c_0 dépend, en particulier, de la concentration du constituant qui relaxe.

Dans les cas intermédiaires, la relation entre ρ et p est [3] :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)(v) = \frac{1}{1 - j v/v_r} \left[c_0^2 - j v/v_r c_\infty^2 \right] \quad (5)$$

v_r est la fréquence de relaxation caractéristique de la vitesse avec laquelle le constituant atteint l'équilibre.

On retrouve la formule (4) pour les deux valeurs limites de la vitesse : c_0 pour v tendant vers 0 et c_∞ pour v tendant vers l'infini.

A partir de (3) et (5), on voit que le nombre d'onde sera :

$$\frac{k^2 c_0^2}{v^2} = \frac{1}{1 - j \varepsilon \frac{v}{v_r - j v}} \quad \text{avec } \varepsilon = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \quad (6)$$

ε est une grandeur très petite. On peut approcher (6) par :

$$k = \frac{v}{c_0} + \frac{j v^2}{2 c_0 (v_r - j v)} \quad (7)$$

soit :

$$k_R = \frac{v}{c_0} - \frac{\varepsilon v^3}{2 c_0 (v_r^2 - v^2)} \quad (8)$$

$$k_I = \frac{\varepsilon}{2 c_0} \cdot \frac{v^2 v_r}{2 c_0 (v_r^2 + v^2)} \quad (9)$$

2) Calcul du déphasage entre l'enveloppe et la porteuse

2.1) Formulation générale (milieu homogène). La notion d'enveloppe est issue de l'étude de la propagation d'un paquet d'ondes formé par la superposition d'ondes planes monochromatiques (OPM) occupant une bande "étroite" autour de la fréquence porteuse ν_0 . Pour une distance de propagation l les ondes planes monochromatiques s'écrivent :

$$A(\vec{r}, t) = A(v) \exp[2\pi j (k_R(v)l - vt)] \exp[-2\pi k_I(v)l] \quad (10)$$

La phase d'une OPM de fréquence ν est :

$$\phi(v) = 2\pi (k_R(v) \cdot l - vt) \quad (11)$$

Le temps d'arrivée du maximum de l'enveloppe (temps de groupe τ_g) s'obtient en écrivant que la phase est stationnaire (interférences constructives) soit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial v} (v=\nu_0) = 0 \quad \Rightarrow \quad \tau_g(\nu_0) = \frac{d k_R}{d v} (\nu_0)$$

Le déphasage entre l'onde porteuse et le maximum du paquet d'ondes est :

$$\Delta \phi = \phi_T \left(1 - \frac{v}{k_R} \frac{d k_R}{d v} \right) \quad (12)$$

Dans cette expression, $\phi_T = 2\pi k_R(\nu_0)l$ est la variation de phase totale issue de la propagation.

Pour un milieu non dispersif : $k_R = \frac{v}{c}$ et $\Delta \phi = 0$

2.2) Milieu à relaxation. Pour un milieu à relaxation, on obtient, à partir de (8) et (13) :

$$\Delta \phi = \phi_T \varepsilon \frac{x^2}{(1 + x^2)^2} \quad \text{avec } x = \frac{v}{v_r} \quad (14)$$

La variation de $\Delta \phi$ avec x est donnée Fig. 1. Pour $x(v)$ tendant vers 0 et ∞ , $\Delta \phi$ tend vers 0 ; $\Delta \phi$ est maximum pour $x = 1$ soit $v = v_r$.

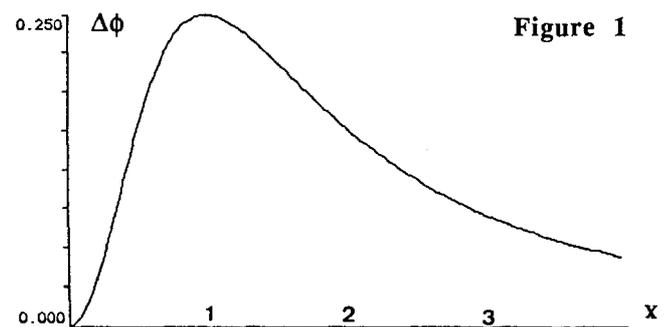


Figure 1

Ces formules s'étendent facilement au cas non homogène.

2.3) Relation entre ϵ et l'absorption. Les données disponibles dans la littérature concernent l'absorption due à la relaxation. L'absorption est liée au paramètre ϵ que nous pourrions ainsi déterminer. La variation d'amplitude est :

$$\exp(-2\pi k_I l).$$

L'absorption par relaxation en db/m est (9) :

$$\alpha(v) \text{ db/m} = (20\pi \log e) \frac{\epsilon}{c_0} \frac{v^2 v_r}{v_r^2 + v^2}$$

Pour $v \rightarrow \infty$:

$$\alpha(\infty) \text{ db/m} = (20\pi \log e) \frac{\epsilon v_r}{c_0}$$

$$\text{soit : } \epsilon = \frac{c_0 \alpha_\infty}{20\pi \log e v_r} \quad (15)$$

Pour une distance de propagation D , la variation de phase est :

$$\phi_T = 2\pi \frac{Dv}{c_0} \quad \text{donnant :}$$

$$\Delta\phi = \frac{D \alpha_\infty}{10 \log e} \frac{x^3}{(1+x^2)^2} \quad (16)$$

On donne, tableau 1, les valeurs de $\Delta\phi$ pour $D = 100 \text{ km}$ dû à l'acide borique ($v_r = 1 \text{ kHz}$; $\alpha_\infty = 10^{-4} \text{ db/m}$ [2]) :

v	100 Hz	300 Hz	1 kHz	1,73 kHz	5 kHz
$\Delta\phi$	0,41°	9,4°	103°	134°	76°

Tableau 1

3) Modélisation du milieu marin pour des signaux passe bande.

Le milieu marin est caractérisé par la présence de trajets multiples de propagation. Ceux-ci sont la plupart du temps bien séparés et ne se traduisent pas par un élargissement temporel notable [1]. Sur un trajet particulier, nous prendrons comme fonction de transfert du milieu l'expression :

$$H(v) = \exp[2\pi j k l] = \exp[2\pi j k_R l - 2\pi j k_I l] \quad (17)$$

En développant k_R au premier ordre, on obtient :

$$k_R \equiv k_R(v_0) + (v - v_0) \frac{dk_R}{dv}(v_0) \quad (18)$$

$$k_R \equiv v \frac{dk_R}{dv}(v_0) + v_0 \left[\frac{k_R(v_0)}{v_0} - \frac{dk_R}{dv}(v_0) \right] \quad (19)$$

A partir des notions bien connues de vitesse de phase $v/k_R = c_p$ et de groupe $dv/dk_R = c_g$, nous allons introduire les valeurs (à la fréquence v_0).

$$\tau_g(v_0) = l \frac{dk_R}{dv}(v_0) \quad \text{retard de groupe}$$

$$\tau_p(v_0) = l \frac{k_R(v_0)}{v_0} \quad \text{retard de phase}$$

$$k_R l = v \tau_g + v_0 (\tau_p - \tau_g) \quad (20)$$

L'atténuation est représentée par le terme $\exp(2\pi j k_I(v) l)$. Sauf pour des milieux où la variation de l'absorption est très forte avec la fréquence (ce qui n'est pas le cas en ASM), on peut considérer le coefficient $k_I(v)$ constant et égal à $k_I(v_0)$. Tenir compte des variations de $k_I(v)$ correspondrait à utiliser un modèle plus général que celui présenté ici (développement au 1er ordre pour k_I et au 2e pour k_R), où la notion de vitesse de groupe serait remplacée par celle de vitesse du signal [5].

Soit $a(v_0) = \exp(-2\pi j k_I(v_0) l)$. (19) s'écrit :

$$H(v) = a(v_0) \exp[2\pi j l (v \tau_g + v_0 (\tau_p - \tau_g))] \quad (21)$$

La réponse impulsionnelle du milieu est la transformée de Fourier inverse de $H(v)$:

$$h(t) = a(v_0) e^{-j\phi} \delta(t - \tau_g) \quad (22)$$

$$\text{avec : } \phi = 2\pi v_0 (\tau_p - \tau_g) = 2\pi k_R(v_0) l \left[1 - \frac{v_0}{k_R(v_0)} \frac{dk}{dv}(v_0) \right]$$

Nous retrouvons l'expression (13). L'interprétation de (19) est donnée Fig. 2.

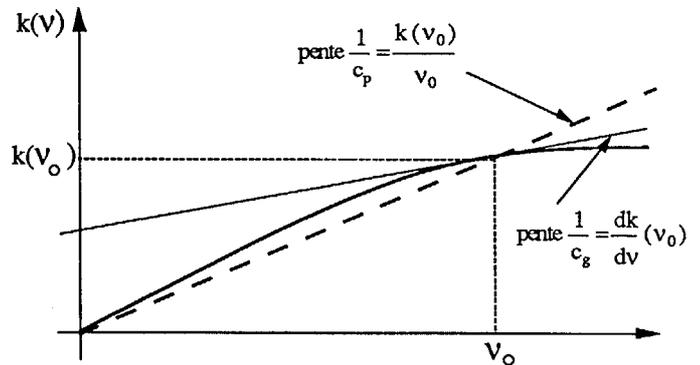


Figure 2

Nous pouvons utiliser l'approximation précédente pour un signal passe bande si la courbe du nombre d'onde peut être assimilée à sa tangente sur la bande effective du signal (autour de v_0). Dans ce cas (qui n'est pas très restrictif car la courbe $k(v)$ est très proche d'une droite), le milieu peut être caractérisé par la réponse impulsionnelle complexe (22) ; $a(v_0)$ représente l'atténuation, le déphasage ϕ s'exprime par la relation (16). Il n'y a pas d'élargissement temporel (autour d'un trajet de propagation). Si la courbe $k(v)$ est une droite passant par l'origine (v/c), le déphasage ϕ est nul.

Pour un signal émis passe bande $s(t) = m(t) \exp(j2\pi v_0 t)$, le signal reçu sera la convolution de $s(t)$ par $h(t)$, soit :

$$r(t) = m(t - \tau_g) \exp[j(2\pi v_0 (t - \tau_g) + \phi)] \quad (23)$$

4) Méthodes de mesure du déphasage

L'estimation du déphasage introduit par le phénomène de relaxation sur différents signaux monochromatiques n'est



envisageable que pour des fréquences très basses pour lesquelles nous avons vu que ce déphasage était très faible. Nous avons besoin d'estimer simultanément ϕ et le retard de groupe τ_g . Nous avons donc intérêt à utiliser à l'émission des signaux modulés, principalement en phase (BPSK) par une séquence binaire de longueur maximale (SBLM) qui sont très performants car très résolvents en temps. Pour avoir accès à ϕ , nous devons, à la réception, travailler sur le signal passe bande sans démodulation (HF).

L'estimation optimale des paramètres τ_g et ϕ est traitée en [4] et conduit au schéma Fig. 3. $s(t)$ est le signal (HF) émis, $r(t)$ le signal reçu.

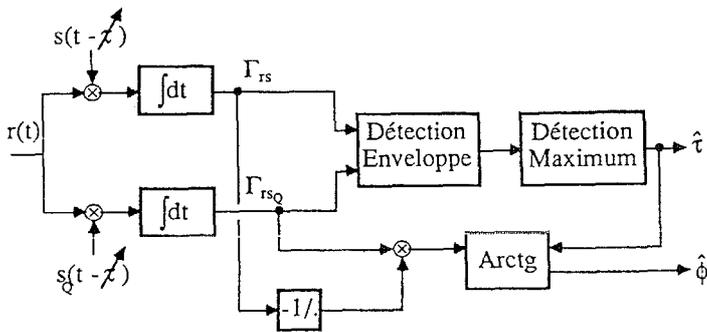


Figure 3

$\hat{\tau}$ est le retard qui maximise l'enveloppe du signal analytique associé à l'intercorrélation entrée-sortie.

$$\hat{\phi} = -\text{arc tg} \left(\Gamma_{rsQ}(\hat{\tau}) / \Gamma_{rs}(\hat{\tau}) \right)$$

$\hat{\phi}$ est la phase du signal analytique à la date $\hat{\tau}$. $\hat{\tau}$ et $\hat{\phi}$ sont corrélés. Une erreur sur τ se traduira par une mauvaise estimation de ϕ , ceci d'autant plus que la porteuse sera de fréquence élevée. L'estimation de ϕ est donc très délicate d'autant plus que la précision de l'estimation du retard dépend de la bande du code de modulation et non de celle du signal émis. C'est la même que celle que l'on a si l'on procède par démodulation.

Dans ce cas, on obtient deux composantes en quadrature P et Q. Si l'on fait l'intercorrélation de ces composantes par le code de modulation $m(t)$, on mesure (de façon plus précise) une phase $\Phi = \text{Arc tg} [\Gamma_{Qm}(\hat{\tau}) / \Gamma_{Pm}(\hat{\tau})]$. Cette phase a fait l'objet de nombreuses études [1] car c'est le terme qui intervient dans les problèmes de communication (traitement en bande de base). Φ est liée à ϕ par la relation :

$$\Phi = \phi + 2\pi \nu_0 \tau_g + \Psi \quad (24)$$

Ψ est un terme inconnu dû à la démodulation. Par démodulation, on n'a donc pas accès au déphasage du milieu ϕ . On ne peut mesurer que les différences $\Delta\phi$ (la mesure est dans ce cas plus précise qu'en HF car moins perturbée par du bruit).

5) Résultats expérimentaux

Le milieu marin a fait l'objet de nombreuses expérimentations avec le GERDSM, exploitées par le Cephag, tant dans le domaine des très basses fréquences (< 100 Hz) que dans celui des fréquences "moyennes" (1 à 5 kHz), sur des distances de propagation allant de quelques km à plusieurs centaines de km. L'étude de la phase est assez nouvelle. Les

paramètres retard τ_g et phase en bande de base Φ ont fait l'objet de nombreuses mesures [1]. Elles montrent que ces deux valeurs sont en ASM très stables et peuvent être estimées avec précision. Le caractère déterministe des variations (liées au mouvement des bâtiments) a été mis en évidence pour des fréquences porteuses allant jusqu'à 1600 Hz (sur 70 km). Des modèles statistiques ne sont pas adaptés à la communication sous-marine (pour les fréquences utilisées qui ne dépassent pas quelques kHz). Le milieu marin est tout-à-fait conforme à la modélisation obtenue en (22) à savoir :

$$h(t) = \sum_{k=1}^N a_k e^{-j\phi_k} \delta(t-\tau_k)$$

N représentant le nombre de trajets.

L'absence d'élargissement temporel notable montre que les approximations faites (composante imaginaire k_I du nombre d'onde constante, existence d'une vitesse de groupe) sont justifiées. Par contre, la détermination de la phase ϕ est très délicate. Celle-ci se superpose à des sauts de π ou $\pi/2$ dus à des réflexions ou des passages par une caustique. La précision sur l'estimation de ϕ est très mauvaise. A basse fréquence, il semble [4] que ϕ soit très faible (mais avec une variance de 120° !). Lors d'expérimentations à 800 Hz et longue distance, les données ont, jusqu'à présent, été traitées après démodulation. Il est donc impossible d'obtenir directement le déphasage ϕ (terme de démodulation inconnu Ψ) sur un trajet. Nous pouvons estimer des écarts $\Delta\phi$ entre 2 trajets (fonctions de la différence de distance de propagation ΔD) mais la précision sur la mesure de ϕ (à partir des données traitées jusqu'à présent) est bien trop faible pour pouvoir espérer valider la relation (16).

Conclusion

Les calculs ci-dessus montrent que l'effet de dispersion en ASM explique l'existence d'un déphasage entre l'enveloppe et la porteuse lors de la propagation à longue distance d'un signal à bande "étroite". Le but des nombreuses expérimentations effectuées en mer jusqu'à présent n'était pas de mesurer ce déphasage. Aussi les données dont nous disposons ne permettent pas de valider les formules théoriques trouvées. Une manipulation spécifique pourrait peut-être confirmer cette étude. Dans ce cas, la connaissance a priori de ϕ serait d'une grande utilité pour les problèmes de communication. La mise en évidence de composants mineurs de l'eau de mer et de leurs effets serait aussi justifiée.

Ce travail a été réalisé avec le concours de la Direction des Constructions Navales.

Références

- [1] G. Loubet, M.A. Pallas, Caractérisation du milieu marin en tant que canal acoustique. J. Acoustique, 1, 129-134, 1988.
- [2] S. Clay, H. Medwin, Acoustical oceanography. Wiley Interscience, 1977.
- [3] L. Landau, E. Lifchitz, Mécanique des Fluides. Ed. Mir, Moscou, 1971.
- [4] M.A. Pallas, Identification active d'un canal de propagation à trajet multiple. Thèse DI, INPG, Fév. 1988.
G. Jourdain, M.A. Pallas, Multiple time delay estimation in underwater acoustic propagation. Springer Verlag, 1986.
- [5] D. Quemada, Ondes dans les plasmas. Hermann, Paris, 1968.