



**QUELLES LIMITES A L'UTILISATION
DU TRAITEMENT COHERENT EN SONAR HF?
(100 kHz - 800 kHz)**

Gilles KERVERN

THOMSON SINTRA Activités Sous-Marines
Route de Sainte Anne du Portzic
29601 BREST CEDEX - FRANCE

RESUME

Cette communication présente quelques résultats théoriques et expérimentaux relatifs aux limites imposées par le milieu de propagation à l'utilisation du traitement cohérent (encore appelé compression d'impulsion) en détection sonar HF (100 kHz à 800 kHz). Seules les limites dues aux variations de célérité et d'absorption avec la fréquence peuvent être évaluées, théoriquement, avec confiance. Ces limites sont quantifiables par des nombres sans dimension, faisant in-

tervenir la bande B, la durée T de l'impulsion acoustique, la portée de détection L et les caractéristiques du milieu marin. Les résultats obtenus expérimentalement ne remettent pas en cause la limite sur B, introduite par les variations d'absorption avec la fréquence, mais font apparaître une nouvelle limite sur T, dont l'origine semble liée aux non-stationnarités du milieu marin.

SUMMARY

This paper presents some theoretical and experimental results concerning the limits set by the propagation medium to coherent processing (so-called pulse compression) in HF sonar underwater detection (100 kHz - 800 kHz). Only the limits assigned by the variations of velocity and absorption with frequency can be evaluated, theoretically, with confidence. These limits are quantifiable by dimensionless numbers involving

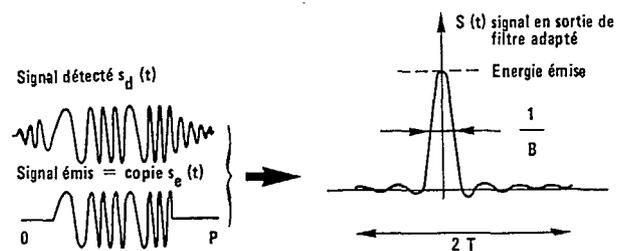
the bandwidth B, the duration T of the acoustical pulse, the range of detection L and the features of the propagation medium. The results obtained experimentally do not call in question again the limit on B, produced by the variations of absorption with frequency, but reveal a new limit on T whose origin seems connected to non-stationarities of the medium : the sea.

Travaux soutenus par la Direction des Recherches, Etudes et Techniques à Paris (France)

INTRODUCTION

La compression d'impulsion est une technique couramment utilisée en sonar HF pour résoudre le problème de la limitation de puissance acoustique émise du fait de la cavitation. Ce traitement du signal bien connu consiste à effectuer l'intercorrélation du signal émis, avec le signal reçu. Portée et résolution en distance sont alors découplées, la portée étant liée à l'énergie de l'impulsion, et donc, à sa durée T, la résolution ne dépendant que de la bande émise $\Delta = \frac{c}{2B}$.

Ce traitement cohérent porte également le nom de filtrage adapté, ou optimal, car il maximise le rapport signal sur bruit, lorsque le bruit gênant, avant traitement, est blanc et gaussien. Le gain, en rapport signal sur bruit, entre la sortie et l'entrée du filtre adapté, vaut $10 \log BT$, le produit sans dimension BT est utilisé habituellement pour caractériser l'efficacité du filtre adapté utilisé.



TRAITEMENT PAR INTERCORRÉLATION

$$S(t) = \int_0^T S_e(\tau) S_d(\tau - t) d\tau$$

Figure 1 : Principe de la compression d'impulsion

Dans la suite de cette communication, nous nous restreindrons au cas des impulsions FM linéaires, qui restent, pour des raisons historiques et de facilité de réalisation, le code de modulation le plus utilisé en sonar HF. En outre, les produits BT seront supposés grands (>100), ce qui permet de faire des hypothèses simplificatrices sur la forme du spectre assimilable à une fonction "rectangle" de largeur B.



Pour une impulsion FM linéaire, le signal émis, et gardé en mémoire pour l'intercorrélacion (copie), a pour expression :

$$s_e(t) = \cos(\omega_0 t + \mu \frac{t^2}{2}) \quad |t| < \frac{T}{2}, \quad \mu = 2\pi \frac{B}{T}$$

ω_0 : pulsation de la porteuse

On montre que l'autocorrélacion de ce signal s'écrit :

$$C_{s_e s_e}(t) = \frac{1}{2} \cos \omega_0 t \cdot C_{ff}(t)$$

où C_{ff} est l'autocorrélacion du signal analytique :

$f(t) = e^{j\mu t^2/2}$ associé à $s_e(t)$. La fonction $f(t)$ est la partie informatrice de $s_e(t)$ et l'on assimile, pour la suite des calculs, le signal réel émis au signal analytique :

$$s_e(t) = e^{j\mu t^2/2}$$

De même, les signaux expérimentaux ont fait l'objet d'une "démodulation complexe" de façon à éliminer la porteuse et à se ramener au signal analytique.

La fréquence porteuse est, par défaut, choisie égale à 200 kHz, fréquence utilisée lors des expérimentations.

1. LES DIFFERENTES CAUSES DE DEFORMATION DES CODES DE MODULATION EMIS

En espérant être le plus exhaustif possible, les différentes causes de dégradation de codes émis sont les suivantes, par ordre décroissant d'importance :

- | | | |
|----------------------|---|---|
| Causes déterministes | } | <ul style="list-style-type: none"> - effet Döppler dû aux mouvements de l'antenne - milieu : célérité et atténuation fonction de la fréquence |
| Causes aléatoires | } | <ul style="list-style-type: none"> - "macrostructure" du milieu marin <ul style="list-style-type: none"> échelle de temps ~ 15 mn échelle d'espace ~ 50 m exemples : courants marins, gradients verticaux de célérité, etc. - "microstructure" du milieu marin <ul style="list-style-type: none"> échelle de temps ~ 1 seconde échelle d'espace ~ 1 m exemple : défauts de mélange - fluctuations thermodynamiques |

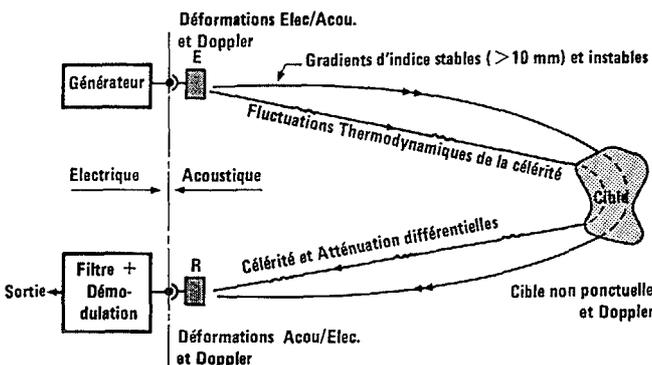


Figure 2 : Les différentes causes de déformation des codes émis.

L'effet Döppler, puisque indépendant du milieu, doit être écarté pour le problème qui nous concerne. Les effets dus aux "macrostructures" de l'océan sont également "hors sujet", ces effets sont ceux liés à un milieu hétérogène, mais quasiment fixe par rapport à une récurrence sonar et les défauts constatés seraient les mêmes, avec ou sans compressions d'impulsions équivalentes. Les "microstructures" qui représenteraient une cause de non-stationnarité étant, a priori, hypothétiques ; la seule cause dont on puisse calculer les effets est celle due aux variations de célérité et d'atténuation en fonction de la fréquence. (Les effets des fluctuations thermodynamiques sont supposés négligeables).

2. LIMITES IMPOSEES PAR LES VARIATIONS DE CELERITE ET D'ABSORPTION EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Variations de célérité

Il n'existe que très peu de données expérimentales relatives aux variations de célérité avec la fréquence (sans doute du fait des difficultés de mesure de ces variations, qui sont très faibles). Pour cette étude, nous avons calculé ces variations de célérité, grâce aux relations de causalité de Kramers-Krönig [3], et en nous servant des variations d'absorption, données par la formule de Schulkin et Marsh [1]. Pour les excursions de fréquence désirées (< 50 kHz) les variations de célérité peuvent se linéariser autour de la fréquence porteuse, ainsi autour de $\nu_0 = 200$ kHz :

$$C(\nu_0 + \nu) = C_0 + K_c \nu \quad \text{avec } K_c \sim 4,13 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

Cette variation linéaire de la célérité a pour effet de faire varier la pente du code FM émis en fonction de la distance parcourue. On démontre [5] que la désadaptation de l'intercorrélacion de deux codes FM de pentes différentes peut être caractérisée par le nombre sans dimension :

$$\delta BT \quad \text{où } \delta = \frac{|\mu - \mu'|}{\mu} \quad \text{est la variation relative des pentes FM}$$

Ainsi pour ne pas dépasser un affaiblissement et un élargissement du pic central de l'intercorrélacion de 25%, il faut satisfaire à la condition $\delta BT < 2$.

Dans le cas de la déformation de code FM par les variations de célérité, la bande émise B reste identique, mais la durée T est modifiée. Pour une distance 2L (aller-retour), déterminons l'écart ΔT :

$$\left. \begin{aligned} \nu_1 = \nu_0 - \frac{B}{2} \rightarrow \tau_1 = \frac{2L}{C_0 - K_c \frac{B}{2}} \\ \nu_2 = \nu_0 + \frac{B}{2} \rightarrow \tau_2 = \frac{2L}{C_0 + K_c \frac{B}{2}} \end{aligned} \right\} \Delta T \sim - 2L \frac{\Delta C}{C_0^2} \quad \text{avec } \Delta C = K_c B \text{ et } K_c \frac{B}{2} \ll C_0$$

$$D'où T' = T - 2L \frac{\Delta C}{C_0^2}, \text{ et}$$



$$\delta = \left| \frac{\nu - \nu'}{\nu} \right| = \left| 1 - \frac{T}{T'} \right| \approx \left| \frac{\Delta T}{T} \right| = \frac{2L |\Delta C|}{T C_0^2}$$

puisque $\Delta T \ll T$.

On en déduit $\delta BT = 2L |K_c| \frac{B^2}{C_0^2}$, et la condition limite

$$\delta BT < 2 \iff 2L |K_c| \frac{B^2}{C_0^2} < 1$$

Pour $K_c \sim 4,13 \cdot 10^{-8} \text{ m}$, $C_0 \sim 1500 \text{ m/s}$, cette condition devient $B^2 L < 54500$, avec B en kHz, et L en km. Même pour une bande de 50 kHz, la limitation par les variations de célérité n'intervient que pour des distances bien au delà des portées envisageables pour les fréquences porteuses considérées (100 kHz - 800 kHz)

. Variations d'absorption

Comme pour les variations de célérité, les variations d'absorption peuvent se linéariser pour des excursions de fréquence $\leq 50 \text{ kHz}$ autour de la fréquence porteuse. En utilisant la formule d'absorption de Schulkin et Marsh [1], la linéarisation autour de $\nu_0 = 200 \text{ kHz}$ donne :

$$a(\nu_0 + \nu) = a_0 + K_a \nu \quad \text{avec } K_a \sim 2,68 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$$

Les variations linéaires d'absorption introduisent une pondération parasite d'amplitude exponentielle qui se traduit par un élargissement du pic principal de l'intercorrélation. Cet élargissement est lié à l'inverse de la largeur "effective" du spectre de puissance de l'impulsion fictive, dont l'autocorrélation serait l'intercorrélation obtenue. Il est donc indépendant de la durée de l'impulsion, à condition que le BT soit suffisamment grand pour que le spectre atteigne sa forme asymptotique.

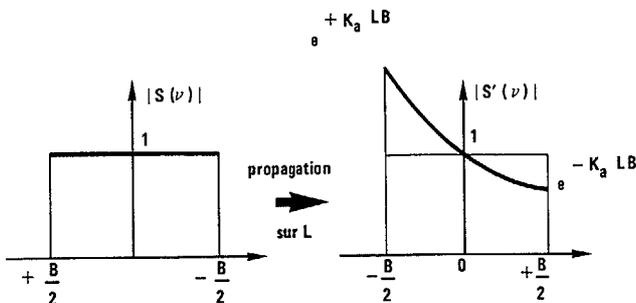


Figure 3 : Modification du spectre de l'impulsion émise par la variation fréquentielle d'absorption.

La largeur à mi-hauteur du pic d'autocorrélation ne dépend que de la forme du spectre, et peut être évaluée par la formule approchée $\Delta t \sim 1/\pi\sigma$, où σ est le moment d'inertie (largeur quadratique moyenne) du spectre de puissance de l'impulsion considérée [6]. Dans notre cas, la copie conservée en mémoire pour l'autocorrélation a un spectre constant sur B. Le spectre de puissance, dont il s'agit de calculer le moment d'inertie, s'identifie à $|S'(\nu)| = e^{-K_a 2L\nu}$.

Posons $\nu_0 = \frac{B}{2}$, $a = -K_a 2L$ et $g(\nu) = e^{a\nu}$

$$\overline{\nu^2} = \overline{\nu^2} - \nu^2 \quad \text{avec}$$

$$e = \int g(\nu) d\nu, \quad \overline{\nu} = \frac{\int \nu g(\nu) d\nu}{e}, \quad \overline{\nu^2} = \frac{\int (\nu - \overline{\nu})^2 g(\nu) d\nu}{e}$$

En intégrant par partie, on en déduit :

$$e = \frac{2\text{sh}(a\nu_0)}{a}, \quad \overline{\nu} = \nu_0 \coth(a\nu_0) - \frac{1}{a}$$

$$\overline{\nu^2} = \left(\nu_0^2 + \frac{2}{a^2} \right) - \frac{2\nu_0}{a} \coth(a\nu_0) \quad \text{et} \quad \sigma^2 = \frac{1}{a^2} - \frac{\nu_0^2}{\text{sh}^2(a\nu_0)}$$

La largeur de l'autocorrélation non déformée par la propagation peut s'évaluer de la même façon et vaut $\sigma_0^2 = \frac{\nu_0^2}{3}$. On en déduit l'élargissement ϵ de l'intercorrélation par l'expression :

$$\epsilon^2 = \left[\frac{\text{largeur après propagation}}{\text{largeur avant propagation}} \right]^2 = \left[\frac{\sigma}{\sigma_0} \right]^2 = \frac{1}{3} \frac{(a\nu_0)^2}{1 - \frac{(a\nu_0)^2}{\text{sh}^2(a\nu_0)}}$$

L'élargissement n'est fonction que du paramètre sans dimension $|a\nu_0| = K_a BL$, la seule connaissance de BL suffit donc à chiffrer les dégradations occasionnées par les différences d'absorption dans le milieu marin. Le tableau suivant illustre le bon accord entre les valeurs numériques de BL obtenues par résolution de l'équation précédente, et les valeurs fournies par une simulation numérique de la propagation.

ϵ	BL calculé	BL simulé
1,10	20,5	20
1,25	29,5	30
1,50	43,0	50
2,00	63,0	70
3,00	98,0	105

Pour un élargissement $\leq 25\%$, la condition à satisfaire est donc $BL \leq 30$.



3. EXPERIMENTATIONS

Le principe des expérimentations consistait à recevoir, et à enregistrer, les échos de cibles quasi ponctuelles, et à intercorrélérer ces échos avec le code émis préalablement enregistré. Différents produits BT ont été étudiés de 100 à 10028 ($B = 46$ kHz, $T = 218$ ms). Jusqu'à l'excursion maximum de fréquence utilisée de 46 kHz, il n'a pas été constaté (quelque soit T , et compte-tenu de la précision des mesures) de détériorations liées à l'augmentation de la bande B . Ceci ne remet pas en cause la limite $BL < 30$, mais indique simplement qu'elle ne se manifeste qu'en limite de portée, là où malheureusement le mauvais rapport signal sur bruit rend les mesures imprécises. La figure 4 présente les résultats d'intercorrrelation pour quatre cibles situées à 200, 400, 600 et 800 m, et pour $B = 46$ kHz et $T = 100$ ms. Dans l'ensemble, les résultats d'intercorrrelation sont bons, même si les échos parasites de fond et de surface perturbent les mesures pour les cibles les plus lointaines.

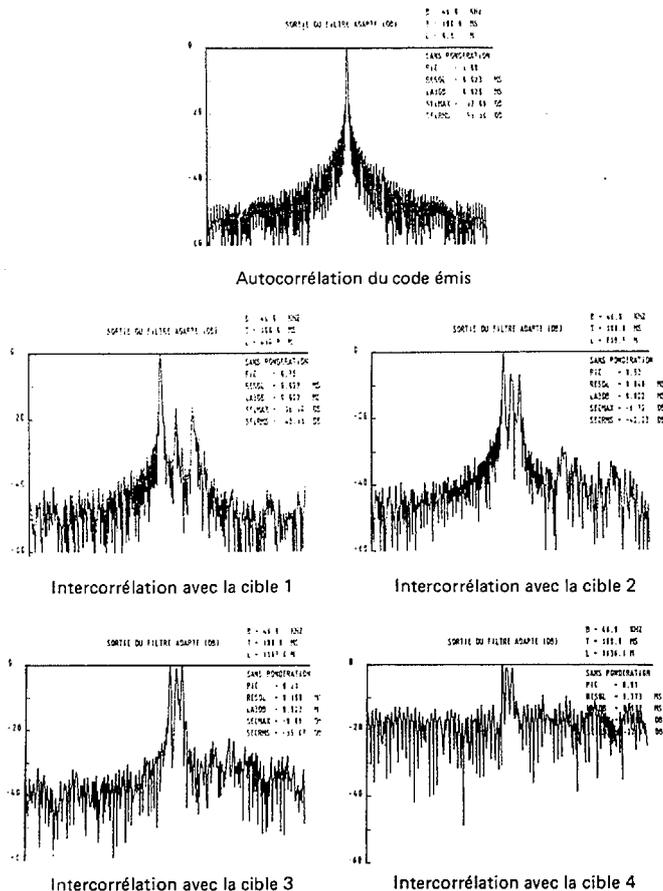


Figure 4 : Intercorrélations expérimentales

A B fixée ($B = 46$ kHz), on constate, par contre, des anomalies dans l'évolution du rapport du signal sur bruit par rapport à l'évolution théorique en $10 \log T$. Ainsi l'augmentation de T cesse d'être efficace à partir de 100 ms, et peut même être, dans certains cas, considérée comme néfaste (cf. figure 5).

L'origine qui semble la plus probable pour cette limite sur $T \leq 100$ ms serait l'existence de non-stationnarités du milieu marin, sur une échelle de temps courte d'un fraction de seconde [2] et [4]. Ces non-stationnarités impliqueraient l'existence d'une microstructure (thermique probablement) du milieu marin fluctuant rapidement dans le temps. Cette microstructure dépendant, a priori, du type d'eau concernée, la limite $T \leq 100$ m devrait varier géographiquement.

Seules des expérimentations complémentaires permettront de confirmer cette hypothèse des non-stationnarités.

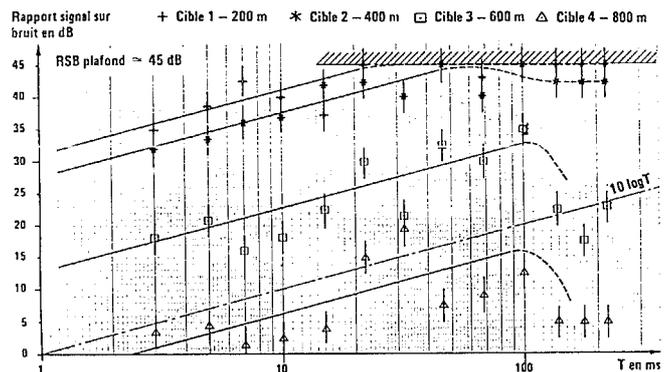


Figure 5 : Evolution du rapport signal sur bruit en sortie de filtre adapté en fonction de T à B fixée.

CONCLUSION

Le résultat marquant de ces expérimentations est tout de même la bonne efficacité de la compression d'impulsion pour des BT allant jusqu'à 5000 ($B = 46$ kHz, $T = 100$ ms). Il n'apparaît pas d'autres limites sur B que celles dues aux variations d'absorption avec la fréquence, et ses effets ne sont sensibles qu'en limite de portée. Par contre, il apparaît une limite sur $T \leq 100$ ms, dont l'origine, à confirmer, semble liée aux non-stationnarités du milieu marin.

REFERENCES

- [1] M. SCHULKIN, H.W. MARCH
Sound absorption in sea water
JASA - Vol. 34 - p.864-865-1962
- [2] H. MEDWIN
Sound phase and amplitude fluctuations due to temperature microstructure in the upper ocean
JASA - Vol. 56 n°4 - October 1974
- [3] M. O' DONNELL, E.T. JAYNES, J.G. MILLER
KRAMERS-KRONIG relationship between ultrasonic attenuation and phase velocity
JASA - Vol. 69 n°3 - March 1981
- [4] C. JAIN
Propagation sous-marine : mesure des stabilités spatiales et temporelles du plan d'onde
G.R.E.T.S.I. 1985
- [5] C.E. COOK, M. BERNFELD
Radar Signals - Ed. Academic Press
- [6] M.H. CARPENTIER
Radars, Concepts nouveaux - Ed. Dunod.