

Utilisation de la non-linéarité de la propagation en acoustique sous-marine

Jacques Marchal, Pierre Cervenka

Laboratoire de Mécanique Physique CNRS FRE 2867
Université Pierre et Marie Curie
2, place de la gare de ceinture
78210 Saint Cyr l'Ecole
Tél.: 01 30 85 48 00
Fax : 01 30 85 48 99
E-mail : jmarchal@ccr.jussieu.fr

Résumé

Cet article donne des bases intuitives sur les mécanismes de la non-linéarité de la propagation. Le principe de l'émission paramétrique est exposé avec le modèle de Westervelt. Dans le domaine sous-marin, ce type d'émission trouve essentiellement son application avec les sondeurs profilers de sédiment. On mentionne finalement un projet visant à la détection d'objets enfouis.

Abstract

This paper exposes several intuitive clues about the mechanism of nonlinear propagation. The principle of parametric transmission is exposed through the Westervelt model. In the underwater domain, this kind of transmission is mostly applied with sediment echo-sounder systems. A current research project that is devoted to buried object detection is described.

Propagation non-linéaire et longueurs caractéristiques

Dans une grande variété de problèmes et applications, on peut admettre que la propagation acoustique obéit à une équation linéaire : une onde plane harmonique ne se déforme pas au cours de sa propagation ; seule son amplitude décroît à cause de l'atténuation. L'équation de propagation linéaire est obtenue avec des développements au premier ordre (Euler, 1755), en considérant que les différentes grandeurs physiques caractérisant le milieu (pression, densité...) ne subissent que des petites perturbations. En revanche, des phénomènes non-linéaires apparaissent quand ces perturbations sont plus importantes. Il faut alors utiliser des développements à l'ordre supérieur pour modéliser correctement la propagation (Earnshaw et Riemann, 1860).

La non-linéarité peut s'interpréter comme une variation locale Δc de la vitesse de propagation acoustique (célérité c_0) dans le milieu sous l'effet du passage d'une onde. Deux phénomènes sont à l'origine de cette variation : la convection et les propriétés thermodynamiques du milieu (équation d'état). Le premier phénomène procède d'une simple composition de vitesses, où la vitesse acoustique (vitesse particulière) v s'ajoute localement à la célérité – l'onde se "porte", soit $\Delta c_1 = v$. La dépendance de la célérité avec la pression est à l'origine du second phénomène : la fluctuation de célérité correspondante est proportionnelle à la variation de pression (pression acoustique) p induite par la présence de l'onde, soit $\Delta c_2 \propto^{(1)} p$. La variation totale de la célérité locale est donc la somme de ces deux contributions. Elle s'exprime dans le cas d'une onde plane – où $p \propto v$ – en fonction de la seule vitesse acoustique par la relation $\Delta c = \Delta c_1 + \Delta c_2 = \beta v \cong \beta v$ est le coefficient de non-linéarité, qui est de 3,5 pour l'eau de mer.

Pour fixer les ordres de grandeur, considérons une perturbation acoustique de l'ordre de 1 bar (10^5 Pa soit 220 dB ref $1 \mu\text{Pa}$ ⁽²⁾), c'est-à-dire une onde relativement intense. La variation correspondante de célérité est de l'ordre de $\Delta c = 0,2 \text{ m/s}$, à comparer à la valeur nominale $c_0 = 1500 \text{ m/s}$. La variation de célérité reste donc faible en valeur relative. L'explication qui suit montre que l'effet de cette faible variation peut se développer au cours de la propagation et devenir ainsi, au terme d'un processus cumulatif, manifestement observable.

Considérons une onde plane d'allure sinusoïdale dont l'amplitude de vitesse acoustique est notée v_0 (Figure 1). La célérité $c = c_0 + \beta v_0$ dans la zone de surpression notée S est plus grande que celle $c = c_0 - \beta v_0$ dans la zone de dépression notée D. La perturbation se propage donc plus rapidement en S qu'en D. L'écart entre ces zones diminuant, le signal se déforme vers une allure en dent de scie.

1- \propto = proportionnel à

2- 220 dB ref $1 \mu\text{Pa}$ = 220 dB référencé 1 microPascal

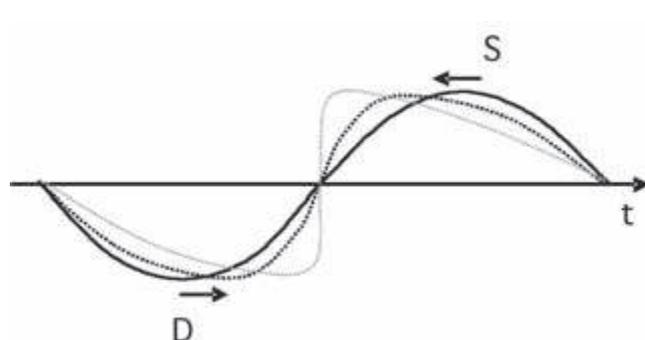


Fig. 1 : Déformation d'une onde au cours de sa propagation

Partant d'un profil sinusoïdal, le raidissement de la zone de transition entre surpression et dépression ne cesse de s'accroître au cours de la propagation sur une distance caractéristique dite longueur de formation de l'onde de choc L_c . Intuitivement, cette distance correspond à peu près au parcours nécessaire pour que les zones de surpression et dépression se décalent d'un quart de longueur d'onde λ :

$$L_c = \frac{c_0^2}{\omega \beta v_0} = \frac{c_0}{\omega \beta M^2}$$

où ω représente la pulsation de l'onde et $M = v_0/c_0$ le nombre de Mach. Cette distance est ainsi d'autant plus courte que le niveau de l'onde est élevé ou que la fréquence est grande. Du fait du caractère cumulatif du phénomène, la transformation vers une allure en dent de scie devrait être toujours observable, mais après propagation sur une distance plus ou moins longue, pour une onde plane dans un milieu non absorbant. Ce sont en fait les phénomènes de diffraction du rayonnement combinés à l'effet de l'absorption qui limitent la manifestation de la non linéarité.

L'atténuation des ondes acoustiques dans l'eau de mer est due à la viscosité du milieu et à des phénomènes de relaxation (transition de molécules entre états différents). A une fréquence donnée, on peut la caractériser par la longueur de propagation L_α pour laquelle l'amplitude de l'onde est divisée par $e = 2,7$. L'atténuation d'une onde est d'autant plus grande que la fréquence de l'onde est élevée. Le tableau 1 reproduit quelques valeurs typiques.

f (kHz)	0,1	1	10	100	1 000
α (dB/km)	0,001	0,05	1	30	500
L_α	8 700 km	173 km	8,7 km	300 m	17 m

Tabl. 1 : Atténuation pour différentes fréquences

Le comportement de l'onde dépend du rapport de ces deux distances, donné par le nombre de Gol'dberg $\Gamma = L_\alpha/L_c$

- $\Gamma < 1$: L'onde est atténuée avant d'être déformée : il n'est alors pas nécessaire de tenir compte des phénomènes non-linéaires.

- $\Gamma > 1$: le niveau de l'onde est tel que celle-ci se déforme significativement avant d'être atténuée. La modélisation doit prendre en compte les développements au deuxième ordre.

Le rayonnement d'une antenne dépend aussi du phénomène de diffraction lié aux dimensions de l'antenne par rapport à la longueur d'onde. Il est caractérisé par la distance de Fraunhofer R_0 (Figure 2). Pour simplifier, on peut supposer qu'en deçà de cette distance (champ proche), la propagation est unidimensionnelle. Au-delà (champ lointain), elle obéit à la divergence sphérique et l'amplitude de l'onde décroît inversement à la distance.

La distance de Fraunhofer intervient donc comme la longueur d'atténuation, et notamment les effets non linéaires sont négligeables si cette distance est beaucoup plus faible que la longueur de formation de l'onde de choc.

Les trois longueurs introduites ci-dessus apparaissent explicitement dans l'approximation parabolique généralement utilisée pour modéliser le rayonnement non linéaire d'une antenne directive.

L'équation KZK établie par Kuznetsov, Zabolotskaya et Khokhlov (1969-71) s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \underbrace{\frac{1}{4\pi R_0} \int \nabla_{\perp}^2 u}_{\text{diffraction}} + \underbrace{\frac{1}{L_\alpha} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}}_{\text{atténuation}} + \underbrace{\frac{1}{L_c} u \frac{\partial u}{\partial \tau}}_{\text{terme non linéaire}}$$

où la vitesse acoustique est définie par la quantité sans dimension $u = v/v_0$, l'axe de propagation principal est z , les axes transverses sont adimensionnés à la longueur caractéristique de l'antenne, et la grandeur $\tau/\omega = t-z/c_0$ est le temps retardé.

(∇_{\perp} est l'opérateur gradient appliqué aux directions transverses du rayonnement). On retrouve l'équation de propagation linéaire en négligeant le dernier terme.

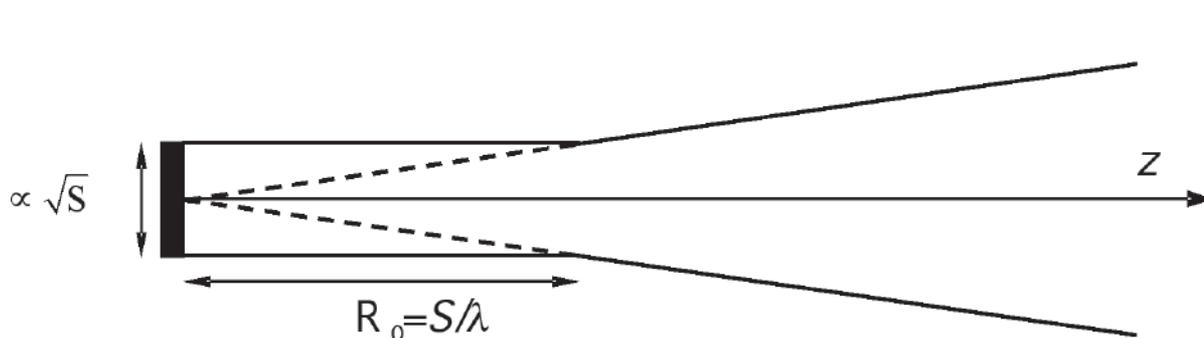


Fig. 2 : Modèle simplifié de la diffraction d'une onde émise par une pupille de surface S

En supprimant le seul premier terme, on obtient l'équation de Burgers qui modélise la propagation d'une onde unidimensionnelle, et dont la solution est connue.

Implications de la non-linéarité en acoustique sous-marine

Dans les applications de l'acoustique sous-marine, les conséquences de la non-linéarité de la propagation sont généralement néfastes. Dans un système imageur actif, le choix de la fréquence résulte d'un compromis entre

portée (BF) et résolution (HF) ; le niveau d'émission est un facteur d'ajustement qui permet d'augmenter la portée en maintenant une fréquence élevée. Malheureusement, l'augmentation du niveau d'émission induit la déformation de l'onde, qui se traduit par la création d'harmoniques multiples indésirables au cours de la propagation.

Une part significative de l'énergie fournie par l'émetteur à la fréquence fondamentale est transférée à ces harmoniques. C'est le phénomène de saturation qui limite la puissance acoustique qui peut effectivement être transmise à la fréquence fondamentale.

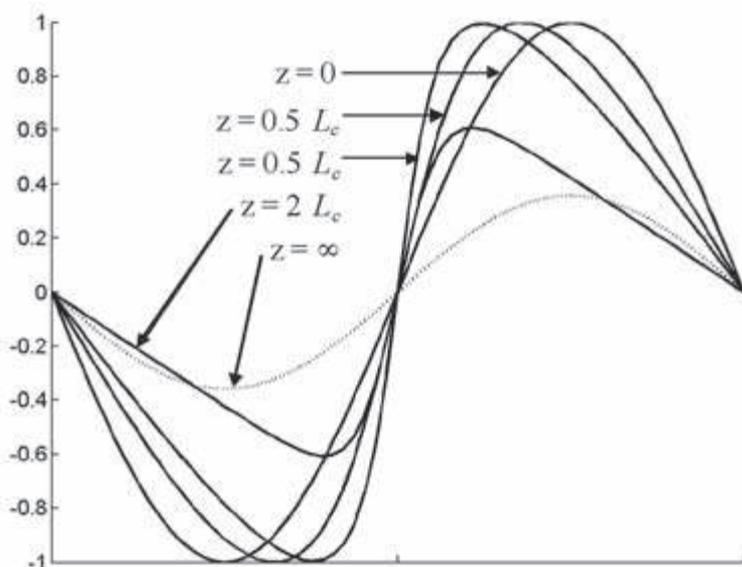


Fig. 3 : Déformation de l'onde lors de sa propagation ($\Gamma = 10$). Distance normalisée à la longueur de formation de l'onde de choc. Niveaux compensés de l'atténuation à la fréquence fondamentale

La figure 3 montre l'évolution d'une onde dans un modèle unidimensionnel (pas de diffraction) à fort niveau ($\Gamma = 10$), où les niveaux représentés sont compensés de l'atténuation à la fréquence fondamentale. On constate bien que la déformation est la plus marquée à une distance de propagation proche de la longueur de formation de l'onde de choc. Au delà, la déformation disparaît car les composantes harmoniques supérieures s'amortissent rapidement. L'onde retrouve sa forme initiale en champ lointain, mais ayant subi une perte appelée extra-atténuation, immédiatement observable dans l'affichage compensé présenté.

Le principe de l'émission paramétrique, imaginée par Westervelt au début des années 60, exploite l'interaction non linéaire de deux faisceaux collimatés dits "primaires", de fréquences proches, pour créer une onde dite "secondaire" ou "paramétrique", à la fréquence différence. L'idée est d'obtenir un faisceau directif, basse fréquence, avec une antenne de dimension réduite.

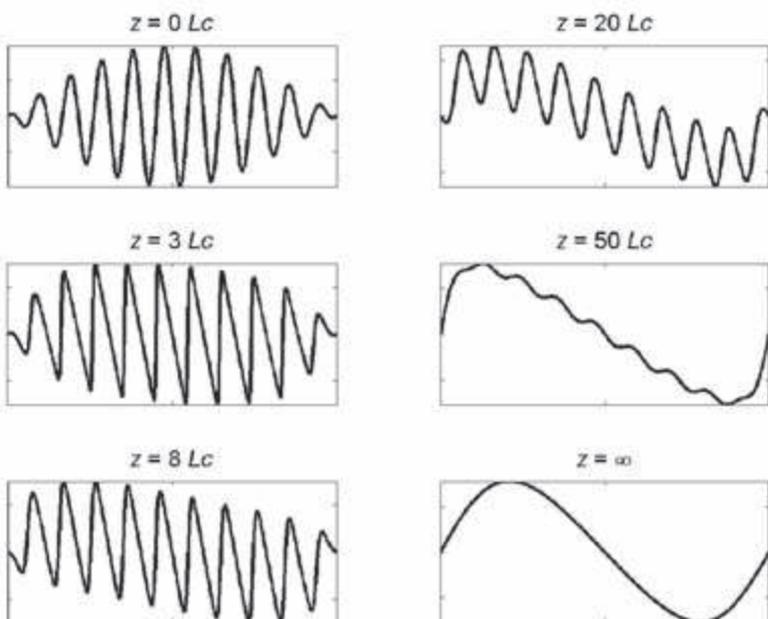


Fig. 4 : Émission paramétrique unidimensionnelle

La figure 4 montre, dans un modèle unidimensionnel, la formation de l'onde paramétrique à partir du signal primaire constitué de la somme de deux sinusoides de fréquences proches (équivalent à un signal à la fréquence moyenne modulé en amplitude à la demi-fréquence différence). Comme dans le cas d'une émission harmonique pure, le signal à la fréquence moyenne se déforme encore en dents de scie. Mais la modulation induit des différences d'amplitude entre les crêtes dont le résidu laisse apparaître le signal paramétrique à la disparition complète du signal primaire.

L'auto-démodulation non linéaire est une généralisation de l'émission paramétrique, où le spectre du signal primaire est continu (Figure 5). Ce peut

être par exemple un signal constitué d'une porteuse modulée en amplitude. Le signal obtenu par auto-démodulation est dans la bande du signal de modulation (Figure 6).

portée des faisceaux primaires : la longueur caractéristique de l'antenne virtuelle est donc la longueur d'atténuation des ondes primaires. La directivité paramétrique décrite par ce modèle est donnée par l'angle de Westervelt :

$$2\theta_w \approx 2 \sqrt{\frac{\lambda_{BF}}{L_{virt}}}$$

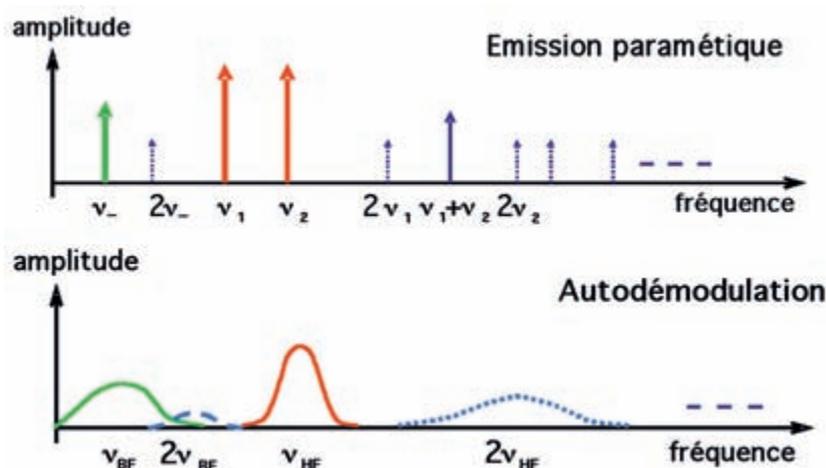


Fig. 5 : Émission paramétrique-auto-démodulation

L'émission paramétrique permet ainsi d'obtenir un faisceau basse fréquence très directif avec une antenne de taille beaucoup plus réduite que celle qu'il aurait fallu utiliser avec un émetteur classique piloté directement à cette fréquence. Une autre caractéristique intéressante en imagerie est l'absence de lobe secondaire des diagrammes de rayonnement issus de cette géométrie de sources («end fire array»). À noter aussi que la bande passante HF d'un émetteur paramétrique est reportée sur la bande BF, cette dernière pouvant

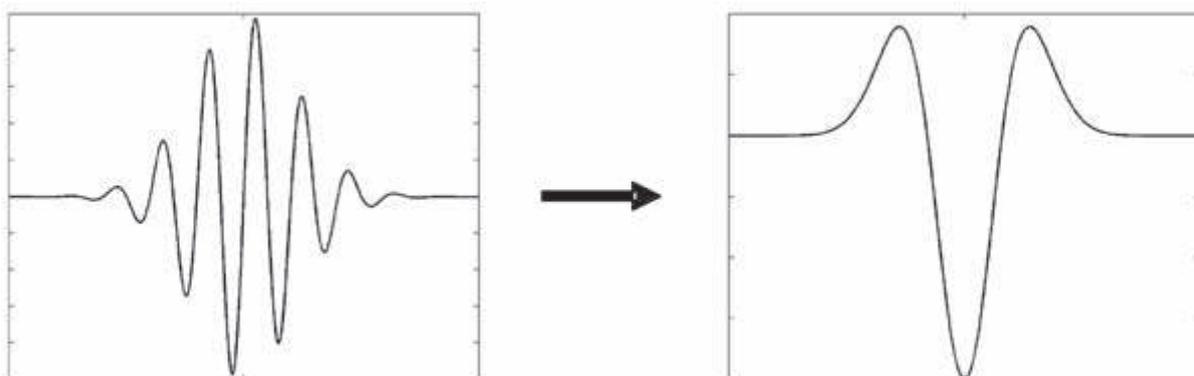


Fig. 6 : Exemple d'auto-démodulation

Modèle de Westervelt

Le modèle de Westervelt montre simplement par quel mécanisme est produite la directivité d'un faisceau paramétrique (Figure 7.a). Les faisceaux primaires (HF) sont supposés collimatés selon l'axe de propagation. Les interactions non linéaires de ces faisceaux se comportent comme un ensemble de sources, à la fréquence différence (BF), réparties selon cet axe. Ces sources constituent une antenne linéaire virtuelle dont les éléments émettent de manière cohérente dans la direction de l'axe («end-fire array» dans la littérature spécialisée). La directivité de ce genre d'antenne est proportionnelle à la racine carrée de sa longueur comptée en longueurs d'onde. Ici, l'extension longitudinale de la zone source n'est limitée que par la

donc atteindre une valeur relative beaucoup plus grande que celle d'une antenne classique.

Le rendement de la conversion paramétrique est faible, ce qui conduit à appliquer de forts niveaux à l'émission. Mais le phénomène de saturation vient alors altérer les faisceaux primaires. Le modèle de Westervelt permet encore de prédire l'implication de la saturation sur le rayonnement BF (Figure 7.b). La décroissance le long de l'axe de propagation du niveau HF est accentuée par l'extra-atténuation qu'induisent les pertes par transfert d'énergie vers les harmoniques créées. En observant l'évolution relative du niveau des sources secondaires, on constate ainsi que la longueur de l'antenne virtuelle diminue, et donc que la directivité paramétrique se dégrade. Les caractéristiques essentielles du faisceau paramétrique, à savoir niveau et résolution, entrent ainsi en compétition dans le processus d'optimisation de ces émetteurs.

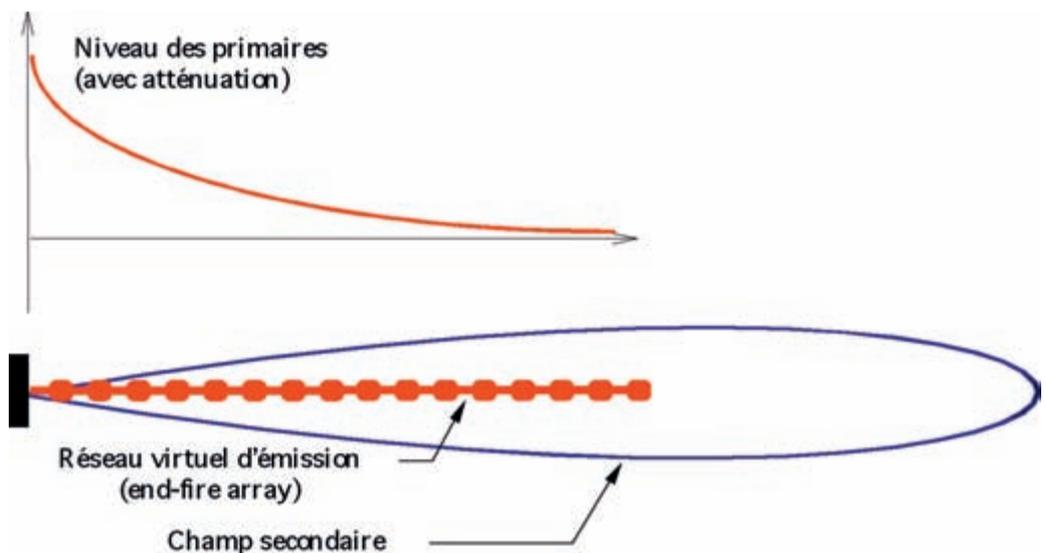


Fig. 7a : Modèle classique de Westervelt

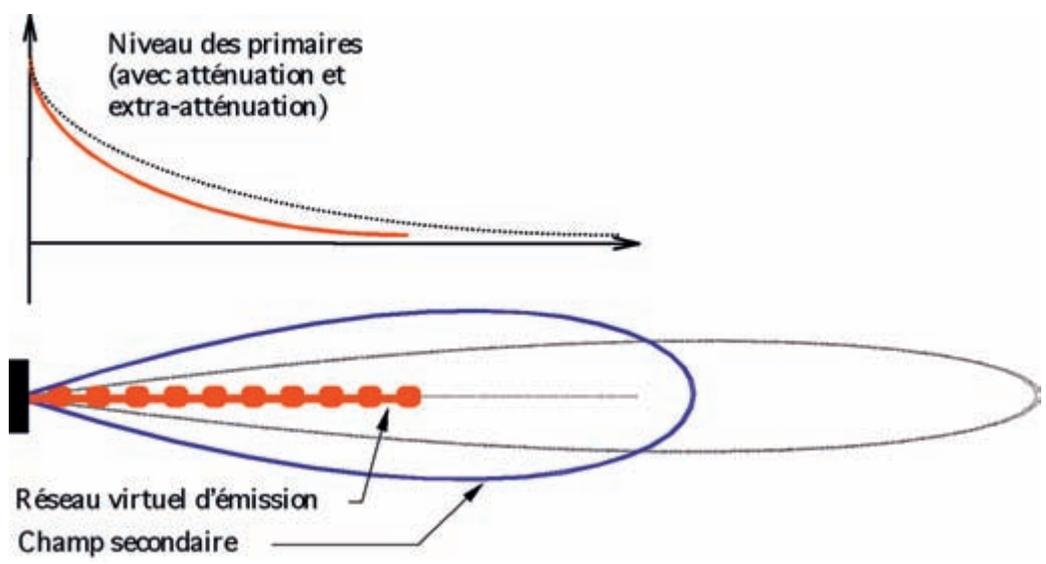


Fig. 7b : Effet de la saturation dans le modèle de Westervelt

Le modèle de Westervelt ne tient pas compte de la diffraction des faisceaux primaires. En réalité les sources ne sont pas réparties sur l'axe mais dans un volume qui ressemble plutôt à celui schématisé sur la figure 2. Des modèles plus sophistiqués existent pour en tenir compte dans le calcul des antennes. Il apparaît que les meilleures configurations sont obtenues lorsque l'ouverture des faisceaux primaires est du même ordre de grandeur que l'angle de Westervelt.

fréquence peut être dicté par la portée des liaisons, tandis qu'une bonne directivité est requise pour améliorer la réponse du chenal (réflexions multiples limitées) ; la largeur de bande potentiellement accessible est aussi intéressante pour la capacité du canal.

Cependant, le principe de l'émission paramétrique n'a véritablement débouché sur des applications que dans le domaine du sondage sédimentaire. Les sédiments marins sont effectivement très absorbants : la fréquence doit être inférieure à quelques kHz pour assurer une bonne pénétration. Un sondeur profileur sédimentaire recueille à chaque tir les échos spéculaires à l'aplomb du bateau, la juxtaposition des tirs successifs permettant de construire une section complète. La directivité du faisceau émis dicte la surface insonifiée sur le fond, conditionnant la précision de la coupe. Des systèmes paramétriques sont sur le marché (Tableau 2). On constate par exemple avec le système Atlas que la dimension de l'antenne est

Applications de l'émission paramétrique dans le domaine sous-marin

Sachant que l'atténuation par absorption est proportionnelle à la fréquence, le choix de l'émission paramétrique est envisageable dans toutes les applications où basse fréquence doit être associée à directivité. Ainsi pour les transmissions dans les chenaux [1], le choix de la basse



métrique, alors qu'il aurait fallu une antenne supérieure à 5 m de côté, soit largement un ordre de grandeur de plus en surface, pour obtenir la même ouverture de faisceau en émission classique.

La figure 8 présente une image obtenue avec le système Innomar SES-96. La quasi absence de lobe secondaire qui caractérise les diagrammes de rayonnement paramétrique évite l'apparition de répliques fantômes dans les images.

	TOPAS PS40 (Simrad [2])	Atlas Parasound [3]	SES-96 (Innomar [4])
Dimensions (cm)	80 × 50	120 × 95	20 × 20
Fréquence primaire (kHz)	40	20	100
Fréquences secondaires (kHz)	1 – 10	0,5 – 6	4 – 12
Ouverture des faisceaux primaires (3 dB)	2,5°	4°	3,6°
Ouverture des faisceaux secondaires (3 dB)	< 5°	4,5°	4°
Niveau primaire (dB réf 1µPa@1m)	240	245	240
Niveau secondaire (dB réf 1µPa@1m)	200	210	NC

Tabl. 2 : Caractéristiques constructeurs de sondeurs profileurs sédimentaires paramétriques

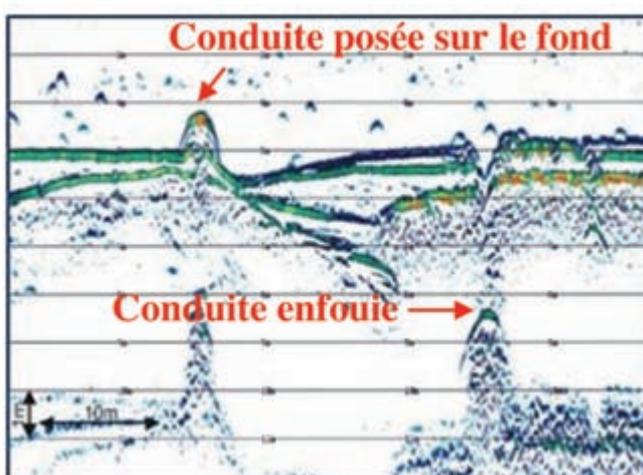


Fig. 8 : Profil obtenu avec le système paramétrique SES-96

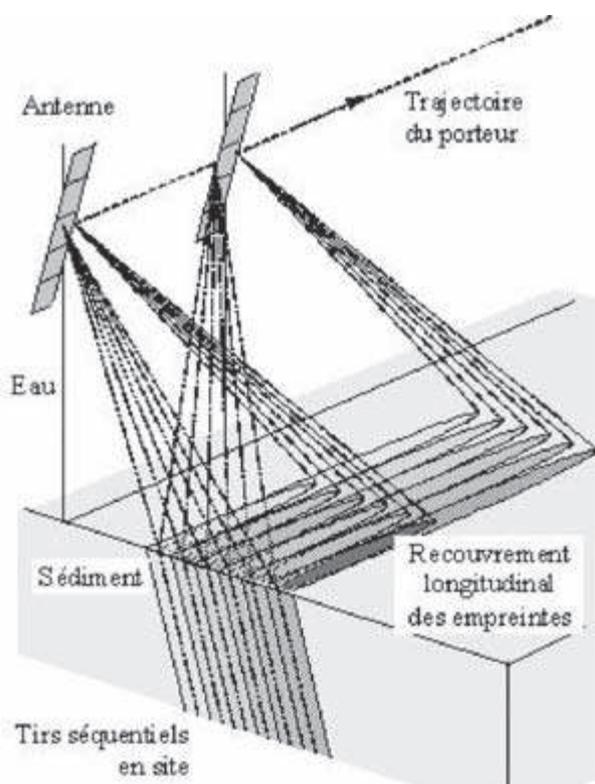


Fig. 9 : Géométrie du concept PARASAS

On retrouve l'allure du lobe principal d'émission avec les échos des cibles quasi ponctuelles (conduites) qui forment une parabole.

Compte tenu du compromis nécessaire entre résolution, fréquence et niveau, le choix entre profileur de sédiment classique et système paramétrique n'est pas tranché, et dépend de l'application de l'utilisateur.

Application à la détection d'objets enfouis

La détection d'objets enfouis dans les sédiments se heurte à des difficultés essentiellement liées à l'absorption, mais aussi à la réverbération dans le milieu sédimentaire. Ces conditions conduisent ici aussi à chercher des solutions associant basse fréquence et directivité. Dans le cadre d'un programme de recherche conduit par le GESMA, un système d'imagerie acoustique multifaisceaux séquentiel paramétrique original est en cours d'étude (Figure 9).

Un sondeur multifaisceaux forme classiquement les voies en réception, l'émetteur couvrant à chaque tir une large zone dans le plan transverse à l'avancement. Pour contrer la réverbération, le processus est inversé, l'émission étant séquentielle avec une ouverture transverse réduite à 2°. La résolution longitudinale doit être obtenue en utilisant le principe de l'ouverture synthétique. À cette fin, l'ouverture dans le plan contenant la trajectoire du porteur est de l'ordre de 10°. La profondeur utile de pénétration est métrique, ce qui permet de choisir une fréquence paramétrique assez élevée (20 kHz). Les fréquences primaires sont centrées autour de 100 kHz. Les dimensions de la face active de l'émetteur restent alors limitées à 72 cm × 6 cm.

La figure 10 montre des exemples typiques de diagrammes de rayonnement secondaire mesurés avec cette antenne.

Le système permettant d'établir simultanément les images aux fréquences paramétriques et primaires de la zone explorée, les travaux en cours préciseront l'intérêt de cette multiplicité fréquentielle sur le plan de la classification.

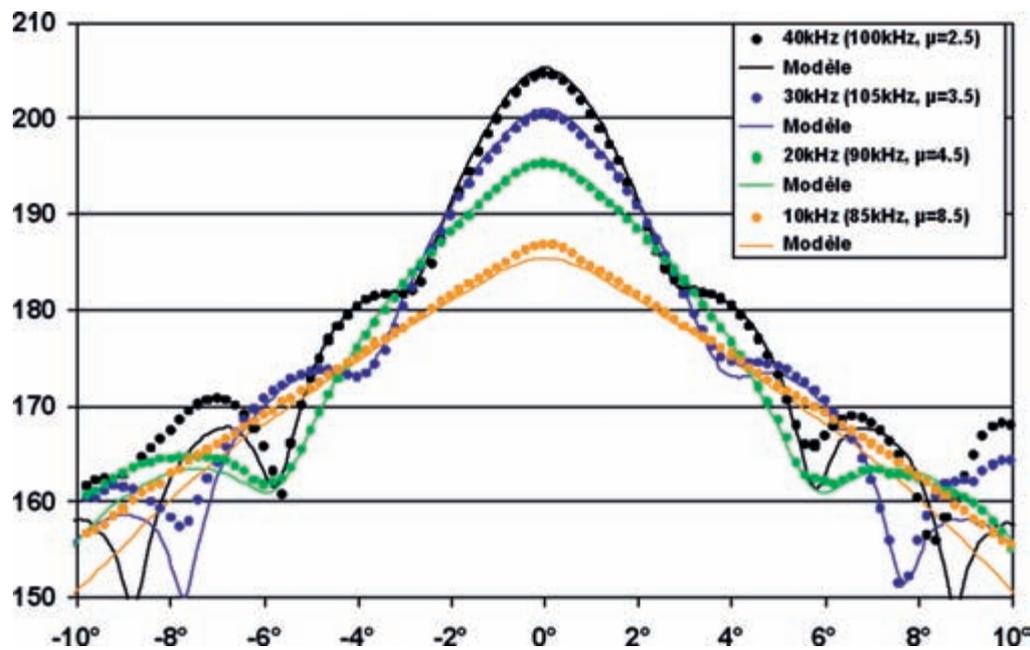


Fig. 10 : Diagrammes paramétriques en site

Références bibliographiques

[1] L. Kopp et al, Potential Performance of parametrics communications, IEEE Journal of Oceaning Engineering, 25(3), 282-295, 2 000

[2] www.kongsberg.com

[3] www.atlas-elektronik.de

[4] www.innomar.com

A noter dès maintenant

Le CIDB organise sous l'égide du ministère de l'écologie, du développement et de l'aménagement durables :

Les 5^e Assises nationales de la qualité de l'environnement sonore

les 11, 12 et 13 décembre 2007 au Palais des Congrès de Reims

Thème principal : L'application de la directive européenne 2002/49/CE sur l'évaluation et la gestion du bruit dans l'environnement : les premières cartographies — retour d'expérience et l'élaboration des plans de prévention.

Ateliers : Acoustique du bâtiment et développement durable, Bruit et vie quotidienne avec le ministère de la santé, La gestion des risques auditifs liés aux musiques amplifiées avec l'AGI-SON, Les écrans acoustiques : bilan de 30 ans de pratique et innovations pour l'avenir avec la Commission nationale des écrans acoustiques, Cimbéton et FIB Écrans, Maîtriser le bruit des éoliennes avec la CICF-GIAC et le syndicat des énergies renouvelables, Gestion des nuisances sonores autour des aéroports avec l'ACNUSA, La recherche et la réduction du bruit des transports avec la SFA...

Si vous souhaitez participer, proposer une communication ou un sujet d'atelier, vous pouvez contacter : Sylvie Bouin, Courriel : bouin@cidb.org, tél. : 01 47 64 64 62

Un lieu d'exposition de matériaux et produits pour améliorer notre confort sonore, de matériels de mesure de bruit, de logiciels de calcul, de prestataires de services... est prévu. Pour réserver votre emplacement, contactez : Victor Bensasson, Courriel : victor.bensasson@cidb.org, tél. : 01 47 64 64 68.