

IDENTIFICATION DU MILIEU OCEANIQUE : APPLICATION SUR DES DONNEES «PETITES ECHELLES »

NICOLAS Barbara¹, ROUX Philippe²

¹ Laboratoire des Images et des Signaux, Domaine universitaire, BP 46, 38402 Saint Martin d'Heres Cedex, barbara.nicolas@lis.inpg.fr

² Marine Physical Laboratory, Scripps Institution of Oceanography, La Jolla CA 92093-0238, proux@ucsd.edu

1. ABSTRACT

La connaissance du milieu océanique est un problème crucial dans de nombreux domaines comme la géophysique, les communications sous-marines ou encore la recherche pétrolière. Nous proposons ici une méthode simple basée sur la transformée fréquence - nombre d'onde et la physique de la propagation pour identifier le milieu océanique peu profond. Ces méthodes utilisent le champ acoustique créé par une source Ultra Basse Fréquence (1-100 Hz) et enregistré à grande distance sur une antenne d'hydrophones régulièrement espacés et posés sur le fond pour estimer la vitesse des ondes P dans le fond et la hauteur d'eau. Elles méthodes sont appliquées sur les données « petites échelles » pour lesquelles l'environnement est connue de manière précise afin de quantifier l'erreur d'estimation.

2. INTRODUCTION

L'estimation des paramètres géoacoustiques du milieu océanique peu profond a donné lieu à de nombreux travaux. Le traitement par champs d'ondes adaptés [1,2] permet une estimation précise des paramètres du milieu mais se révèle coûteux en temps de calcul. D'autres méthodes, basées sur l'inversion à partir des nombres d'ondes modaux [3,4], ont également été développées. Ces méthodes fournissent des résultats intéressants dès que les nombres d'ondes des modes sont estimés de manière précise. Nous proposons ici une méthode simple d'estimation des paramètres géoacoustiques, basée sur la physique de la propagation et la transformée fréquence – nombre d'onde pour identifier le milieu océanique. Le champ acoustique créé par une source Ultra Basse Fréquence (1-100 Hz), dans un environnement océanique petits fonds, est enregistré sur une antenne d'hydrophones posés sur le fond et nous estimons la vitesse des ondes dans le fond ainsi que la hauteur d'eau.

Après une brève étude de la propagation dans un guide d'ondes et de la transformée fréquence – nombre d'onde, les méthodes d'estimation des paramètres géoacoustiques sont présentées. Ces méthodes sont ensuite appliquées sur un ensemble de données « petites échelles » (données pour lesquelles en augmentant la fréquence d'étude, on diminue les distances d'observation) et l'erreur d'estimation est quantifiée.

3. CARACTERISATION DE LA PROPAGATION OCEANIQUE PETITS FONDS

L'estimation des paramètres géoacoustiques du milieu océanique dépend du modèle choisi pour caractériser la couche d'eau et le fond marin. Le milieu océanique peu profond peut être considéré comme un guide d'ondes dont les limites sont la surface et le fond [5]. De plus, l'étude des coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces [6] montre que l'approximation d'un fond fluide, qui permet une étude analytique de la propagation, constitue généralement une hypothèse réaliste. Enfin, dans le cas d'une propagation à grande distance, la théorie des modes permet de modéliser de manière réaliste la propagation océanique.

A partir de ces constatations, nous allons étudier brièvement la propagation d'ondes, à partir de la théorie des modes, dans un guide de Pekeris, formé de deux couches fluides homogènes : une

couche d'eau et une couche représentant le fond marin. Ce guide constitue une approximation réaliste d'un milieu océanique peu profond et permet un étude analytique de la propagation.

3.1 Guide de Pekeris

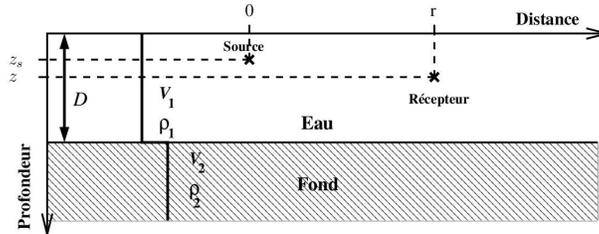


Figure 1: Guide de Pekeris.

Etudions le cas d'une source monochromatique située dans un guide de Pekeris (située à la distance horizontale $r=0$ et à la profondeur $z=z_s$) schématisé sur la figure 1. Le milieu 1 représente la couche d'eau : hauteur D , célérité V_1 et densité ρ_1 constantes, surface parfaitement réfléchissante. Le milieu 2 représente le fond marin : milieu semi-infini, de célérité V_2 et de densité ρ_2 constantes. Dans ce cas, l'expression du champ acoustique $p(r, z)$, créé à grande distance, s'exprime par [5,7]:

$$p(r, z) = \sum_{m=1}^{\infty} A_m(\omega) \psi_m(\omega, z_s) \psi_m(\omega, z) \frac{\exp(ik_{rm} r)}{\sqrt{k_{rm} r}} \quad (1.1)$$

avec : k_{rm} , le nombre d'onde horizontal du mode m ,

$A_m(\omega)$, terme relatif à l'amplitude du mode m ,

ψ_m , le coefficient d'excitation du mode m .

Dans le cas d'une source large bande, en considérant le milieu de propagation comme un système linéaire entre la source et le récepteur, stationnaire en temps et en espace, il est possible d'étendre l'étude de la propagation. Pour un signal source large bande $s(t)$, de transformée de Fourier $S(\omega)$, le champ acoustique reçu au point $M(r, z)$, s'exprime par :

$$P(\omega, r, z) = S(\omega) \sum_{m=1}^{\infty} A_m(\omega) \psi_m(\omega, z_s) \psi_m(\omega, z) \frac{\exp(ik_{rm} r)}{\sqrt{k_{rm} r}} \quad (1.2)$$

Pour chaque pulsation ω , le champ reçu peut donc être vu comme le produit de deux termes : $S(\omega)$, la composante de la transformée de Fourier du signal source, à la pulsation ω et une somme de modes caractérisant la propagation de l'onde de pulsation ω .

Interprétation physique : il est possible d'appréhender la propagation modale dans le guide de Pekeris en exprimant les conditions nécessaires à la création d'un mode. L'apparition des modes résulte de l'interférence entre les ondes qui se réfléchissent successivement sur la surface et sur le fond. La figure 2 résume le principe d'interférence dans un guide de Pekeris.

Considérons une onde plane montante, de vecteur d'onde $\vec{k}_u = \vec{k}_r + \vec{k}_z$. Cette onde est réfléchiée à la surface du guide. La composante horizontale \vec{k}_r du vecteur d'onde est conservée et la composante verticale \vec{k}_z change de signe. L'onde descendante résultante a une amplitude complexe R_1 et un vecteur d'onde $\vec{k}_d = \vec{k}_r - \vec{k}_z$. Elle se propage ensuite dans le guide, se réfléchit à l'interface inférieure du guide avec un coefficient de réflexion complexe R_2 , et se

propage à nouveau dans le guide. Les différentes ondes réfléchies interfèrent, donnant naissance à un mode si ces interférences sont constructives. Pour cela, il faut que les effets de la propagation montante (déphasage $k_z D$), de la réflexion à la surface du guide (coefficient de réflexion R_1), de la propagation descendante (déphasage $k_z D$) et de la réflexion au fond du guide (coefficient de réflexion R_2) présentent un déphasage multiple de 2π . Cette condition, appelée condition de résonance s'exprime par :

$$R_1 R_2 \exp(2ik_{zm} D) = \exp(2i\pi m) \quad (1.3)$$

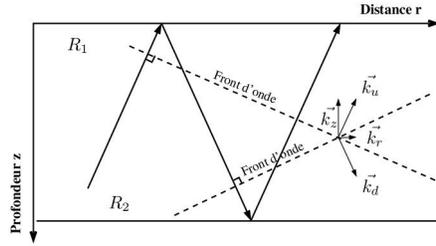


Figure 2: Interférences dans un guide de Pekeris.

Dans le cas du guide de Pekeris, la surface est supposée parfaitement réfléchissante, ce qui implique $R_1 = -1$: l'onde n'est pas atténuée mais elle est déphasée d'un angle π . Le coefficient de réflexion R_2 , qui caractérise la réflexion au fond, s'exprime en fonction de θ_1 l'angle de l'onde incidente avec la normale et de θ_2 celui de l'onde réfléchie [5]. Il existe alors un angle critique θ_c défini par $\theta_c = \arcsin(V_1 / V_2)$ en dessous duquel l'onde incidente est en partie transmise dans le fond et au dessus duquel l'onde incidente est totalement réfléchie dans le guide. Pour les ondes dont l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique, le nombre d'onde horizontal k_{rm} devient complexe et l'onde est atténuée exponentiellement.

Par conséquent, il suffit, pour caractériser la propagation à grande distance, de considérer les ondes dont l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique. Dans ce cas, le module du coefficient de réflexion R_2 vaut 1 et l'onde est seulement déphasée. L'équation de résonance du mode m , qui lie la fréquence f_m du mode à l'angle d'incidence prend alors une forme simple :

$$\tan \left(\frac{2\pi f_m \cos \theta_1}{V_1} - \left(m - \frac{1}{2}\right)\pi \right) = \frac{\rho_1 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - (V_1 / V_2)^2}}{\rho_2 \cos \theta_1} \quad (1.4)$$

Par ailleurs, on définit la fréquence de coupure du mode m comme la plus petite des fréquences au dessus de laquelle les modes se propagent sans atténuation exponentielle. En remplaçant θ_1 par θ_c dans l'équation (1.4), on obtient la fréquence de coupure f_{cm} du mode m :

$$f_{cm} = \frac{(2m - 1)V_1}{4D\sqrt{1 - (V_1 / V_2)^2}} \quad (1.5)$$

Cette étude permet de caractériser la propagation à grande distance dans un guide de Pekeris entre une source et un récepteur. Dans la configuration expérimentale utilisée ici, nous possédons un réseau horizontal de capteurs posés sur le fond et qui enregistrent les variations du champ de pression. Afin d'utiliser l'ensemble des signaux disponibles, nous présentons la

transformée fréquence – nombre d’onde et nous caractérisons, dans le plan $f-k$ la propagation d’ondes dans un guide de Pekeris.

3.2 Caractérisation de la propagation dans le plan $f-k$

L’enregistrement du champ de pression sur l’ensemble des capteurs constitue une section sismique en temps et distance. La transformée fréquence – nombre d’onde ($f - k$) de cette section est obtenue en prenant le module de la double transformée de Fourier en temps et distance [8]. Considérons une section sismique $p(t, r)$, enregistrée sur une antenne de capteurs orientée selon l’axe r . La transformée fréquence – nombre d’onde $P(f, k_r)$ de cette section s’exprime par :

$$P(f, k_r) = \left| \iint p(r, z) \exp(-2i\pi(ft - k_r r)) dt dr \right| \tag{1.6}$$

A partir de l’étude théorique de la propagation dans un guide de Pekeris, il est possible de caractériser cette propagation dans le plan $f - k$. L’expression du champ de pression pour une source large bande, dans le plan fréquence-distance, a été établie dans le paragraphe précédent (équation 1.2). Dans la pratique, les sections sismiques enregistrées sont normalisées en amplitudes : chaque trace a une norme égale à 1 afin de garder l’information contenue dans les traces lointaines qui ne serait plus visible si l’amplitude de la trace était trop faible. Ceci entraîne la disparition du terme $1/\sqrt{r}$. En effectuant la seconde transformée de Fourier par rapport à la distance, l’expression de la transformée $f - k$ de la section sismique enregistrée vaut alors :

$$P(f, k_r) \approx \left| S(f) \sum_{m=1}^{\infty} A_m(f) \psi_m(f, z_s) \psi_m(f, z) \delta(k_r - k_{rm}) \right| \tag{1.7}$$

Cette expression montre que le champ de pression dans le plan $f - k$ est concentré sur les courbes $k_r = k_{rm}$, appelées courbes de dispersion des modes. Il suffit maintenant de trouver l’expression du nombre d’onde horizontal k_{rm} du mode m . En utilisant la relation (1.4) ainsi que la relation reliant l’angle d’incidence θ_1 au nombre d’onde horizontal k_{rm} du mode m ($k_{rm} = k_m \sin \theta_1$), on obtient la relation entre le nombre d’onde horizontal k_{rm} et la fréquence f_m du mode m :

$$\tan \left(2\pi D \sqrt{\frac{f_m^2}{V_1^2} - k_{rm}^2} - (m - \frac{1}{2})\pi \right) = \frac{\rho_1 \sqrt{(k_{rm} V_1 / f_m)^2 - (V_1 / V_2)^2}}{\rho_2 \sqrt{1 - (k_{rm} V_1 / f_m)^2}} \tag{1.8}$$

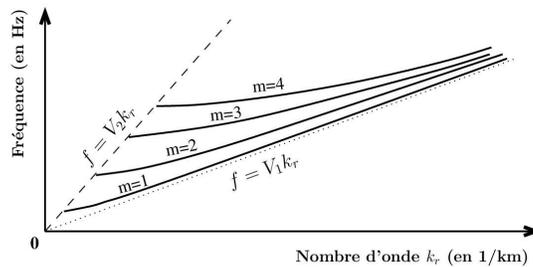


Figure 3 : Représentation des modes dans le plan $f-k$ dans un guide de Pekeris.

A partir de cette équation, il est possible de représenter l’allure de la représentation $f - k$ d’une section sismique résultant de la propagation d’une source large bande dans un guide d’onde

océanique (figure 3). Rappelons que la propagation océanique à grande distance correspond aux ondes se propageant avec des angles d'incidence compris entre l'angle critique θ_c et $\pi/2$ car celles-ci ne subissent pas d'atténuation exponentielle. Etudions ces cas limites dans le plan $f - k$.

- Pour un angle d'incidence égal à l'angle critique, le nombre d'onde horizontal k_{rm} vaut $k_{rm} = k_m \sin \theta_c = f_m / V_2$. Dans le plan $f - k$, les modes sont situés sur une droite passant par l'origine et de pente V_2 . Cette droite, correspondant aux ondes ayant un angle d'incidence égal à l'angle critique, passe par les fréquences de coupure des modes.

- Pour l'angle θ_1 tendant vers $\pi/2$, le nombre d'onde horizontal vaut $k_{rm} \rightarrow k_m \sin(\pi/2) = f_m / V_1$. Dans le plan $f - k$, les modes ont pour asymptote la droite passant par l'origine et de pente V_1 .

Ces deux droites forment un éventail dans le plan $f - k$, à l'intérieur duquel existent les modes se propageant à grande distance. Cette caractérisation de la propagation nous sera très utile pour mettre au point les méthodes d'estimation des paramètres géoacoustiques du milieu.

4. ESTIMATION DES PARAMETRES GEOACOUSTIQUES

Dans cette section, nous utilisons conjointement la physique de la propagation océanique ainsi que des techniques de traitement du signal pour estimer la vitesse V_2 des ondes P dans le fond et la hauteur d'eau D [9]. La vitesse V_1 des ondes dans la couche d'eau est supposée connue.

4.1 Prétraitement : recalage temporel

Le recalage temporel, également appelé correction de vitesse, est une technique classiquement utilisée en sismique [8]. Il consiste à appliquer des retards sur les différentes traces de la section sismique afin que l'onde directe (de vitesse V_1) arrive sur tous les capteurs au même instant. Ce prétraitement permet d'améliorer les mesures effectuées dans le plan $f - k$. En effet, après recalage temporel, l'éventail à l'intérieur duquel se situent les modes occupe une part plus importante du plan $f - k$. La figure 4 présente l'allure de la représentation $f - k$ correspondant à la propagation dans un guide de Pekeris après correction de vitesse V_1 . Les deux droites limites de la propagation sont modifiées, elles deviennent :

- $k_r=0$ pour la droite correspondant aux angles d'incidence tendant vers $\pi/2$,
- $f = V_{2app} k_r$ pour la droite correspondant à l'angle critique, avec $V_{2app} = (1/V_2 - 1/V_1)^{-1}$.

Notons que le recalage temporel peut également être utilisé pour estimer la vitesse V_1 dans le cas où celle-ci n'est pas connue [10].

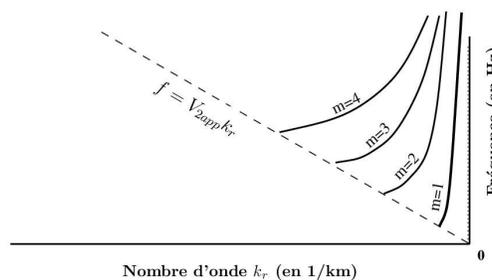


Figure 4 : Représentation des modes dans le plan $f-k$ dans un guide de Pekeris après correction de vitesse V_1 .

SFA ERASM SEE

JASM 2004, Brest October 19-20

4.2 Estimation de la vitesse V_2 des ondes dans le fond

L'estimation de la vitesse V_2 des ondes dans le fond est réalisée à partir de la transformée fréquence – nombre d'onde de la section sismique après correction de vitesse V_1 . Sur cette représentation, l'étude de la physique de la propagation permet d'estimer facilement la vitesse V_{2app} : on identifie la droite passant par les fréquences de coupure. Celle-ci fournit une estimation de V_{2app} puis de V_2 par :

$$V_2 = \left[\frac{1}{V_{2app}} + \frac{1}{V_1} \right]^{-1} \quad (1.9)$$

4.3 Estimation de la hauteur d'eau D

L'estimation de la hauteur d'eau est réalisée à partir des fréquences de coupure des modes. Les paramètres V_1 et V_2 étant connus ou estimés, la connaissance de la fréquence de coupure f_{cm} permet l'estimation de D . En effet, en utilisant l'équation (1.5), la fréquence de coupure f_{cm} du mode m et la hauteur d'eau D sont reliés par :

$$D = \frac{(2m-1)V_1}{4f_{cm}\sqrt{1-(V_1/V_2)^2}} \quad (1.10)$$

Cette fréquence de coupure peut s'estimer facilement sur la représentation $f - k$ de la section sismique à grande distance. Les différentes mesures des fréquences de coupure pour tous les modes visibles dans le plan $f - k$ sont alors utilisées pour obtenir autant d'estimations de D . Une moyenne de ces estimations est réalisée et permet d'obtenir l'estimation finale de la hauteur d'eau.

Dans cette section, nous avons présenté des méthodes simples d'estimation des paramètres géoacoustiques du milieu océanique. Ces méthodes ont été appliquées sur des données simulées [9] ainsi que sur différentes données réelles pour lesquelles les paramètres du milieu n'étaient pas connus de manière exacte [11]. Nous proposons ici de les appliquer sur deux jeux de données réelles « petites échelles » pour lesquelles la hauteur d'eau est connue très précisément. Nous pourrions ainsi quantifier l'erreur d'estimation sur des données réelles.

5. APPLICATIONS : DONNEES "PETITES ECHELLES"

5.1 L'expérience

Le principe des expériences "petites échelles" est le suivant : en augmentant la fréquence du signal source d'un facteur x , on divise les distances par ce même facteur. Les phénomènes physiques de propagation des ondes ne sont pas affectés par ce changement d'échelle, mis à part l'absorption dans l'eau (proportionnelle au carré de la fréquence). Ceci ne pose pas de problème majeur ici, et il est donc possible de réaliser une propagation océanique à grande distance dans une cuve de faibles dimensions. La cuve ayant une longueur de 1 m, le facteur d'échelle choisi est 10^4 afin de simuler une propagation océanique d'environ 10 km. Nous parlerons "d'échelle réduite" pour les grandeurs utilisées au cours de l'expérience et "d'échelle initiale" pour les valeurs correspondantes dans un guide océanique.

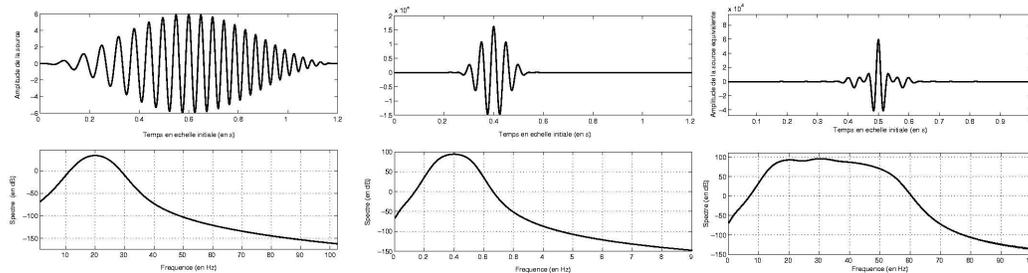
Le **guide** est constitué d'une couche d'eau et d'un fond qui pourra être de l'acier ou du sable. Deux configurations sont étudiées :

SFA ERASM SEE

JASM 2004, Brest October 19-20

- Expérience "Sable" : le fond est constitué d'une couche de sable très dense et la hauteur du guide est de 23 mm en échelle réduite, soit 230 m en échelle initiale.
- Expérience "Acier" : le fond est constitué d'acier et la hauteur du guide est de 26,6 mm en échelle réduite, soit 266 m en échelle initiale.

La source : Nous souhaitons émettre un signal large bande allant de 10 à 50 Hz en échelle initiale, soit 100 à 500 kHz en échelle réduite. La bande que nous souhaitons couvrir est trop large pour qu'un seul signal source ait de l'énergie dans la totalité de cette bande. Il est donc nécessaire de fabriquer trois signaux sources qui couvriront différentes bandes : 100-300 kHz, 250-350 kHz, 300-500 kHz. Chaque signal source est une modulation linéaire de fréquence qui présente l'avantage de pouvoir être émis avec une puissance plus grande qu'un simple sinus cardinal ayant de l'énergie dans la même bande de fréquence. Le signal temporel émis (bande 100-300 kHz) et son spectre d'énergie sont représentés sur la figure 5-gauche (en échelle initiale). Ce signal a un spectre assez plat dans la bande considérée mais dure beaucoup plus longtemps qu'un sinus cardinal. Afin de réduire la durée du signal source (pour pouvoir identifier les ondes dans le domaine temporel), il suffit de réaliser l'intercorrrelation entre chaque trace sismique et le signal source. Pour chaque arrivée du signal, celui-ci se trouve remplacé par sa fonction d'autocorrélation, plus courte en temps. Faire cette intercorrrelation sur les traces sismiques est équivalent à avoir émis le signal "autocorrélation du signal physiquement émis". Ce signal et son spectre d'énergie sont représentés sur la figure 5-milieu (en échelle initiale).



**Figure 5 : Gauche : Bande 100-300 kHz : signal source utilisé et spectre d'énergie ,
Milieu : Bande 100-300 kHz : signal source équivalent et spectre d'énergie,
Droite : 3 bandes : Signal source équivalent et spectre d'énergie associé**

Ce processus est appliqué sur les trois signaux émis. Ceci est équivalent à l'émission des trois fonctions d'autocorrélation des signaux sources. De plus, comme le milieu est invariant en temps, l'émission de ces trois signaux revient à émettre la somme de ceux-ci si nous sommes les sections sismiques. Le signal source équivalent est donc la somme des fonctions d'autocorrélation des signaux sources (figure 5-droite en échelle initiale). Ce signal est de durée courte et couvre la bande 10-50 Hz en échelle initiale. La source est située dans la colonne d'eau et peut se déplacer selon l'axe vertical z. Plusieurs enregistrements sont réalisés pour différentes profondeurs de la source.

Le récepteur : L'hydrophone est posé sur le fond et se déplace afin de créer une antenne synthétique. L'espacement entre deux enregistrements vaut 10 m en échelle initiale. L'antenne, constituée de 514 capteurs, commence à une distance de 4 km de la source et a une longueur de 5,1 km (en échelle initiale). Nous sommes donc dans une configuration de propagation à grande distance et il sera possible d'appliquer les méthodes développées.

5.2 Estimation des paramètres : expérience "Sable"

L'enregistrement de la section sismique sur les 514 capteurs est réalisé pour 17 profondeurs de source différentes. La profondeur de la source varie de 50 m à 210 m avec un pas de 10 m. La vitesse des ondes P dans l'eau est connue et vaut 1487 m/s.

Sur chacune des 17 sections, une correction de vitesse $V_1 = 1487$ m/s est appliquée. La transformée $f-k$ de chacune des sections est calculée. Pour estimer les paramètres géoacoustiques, les méthodes proposées sont basées sur la représentation $f-k$. Nous disposons d'autant de représentations $f-k$ que de profondeurs de source, il est donc souhaitable de toutes les utiliser. La position des modes dans le plan $f-k$ ne dépendant pas de la profondeur de la source (équation 1.7), il est possible d'utiliser conjointement l'ensemble des sections sismiques afin d'augmenter le rapport signal sur bruit et d'obtenir une meilleure estimation des paramètres. La représentation $f-k$ utilisée (figure 7) est alors la somme des représentations $f-k$ obtenues pour chaque profondeur de source.

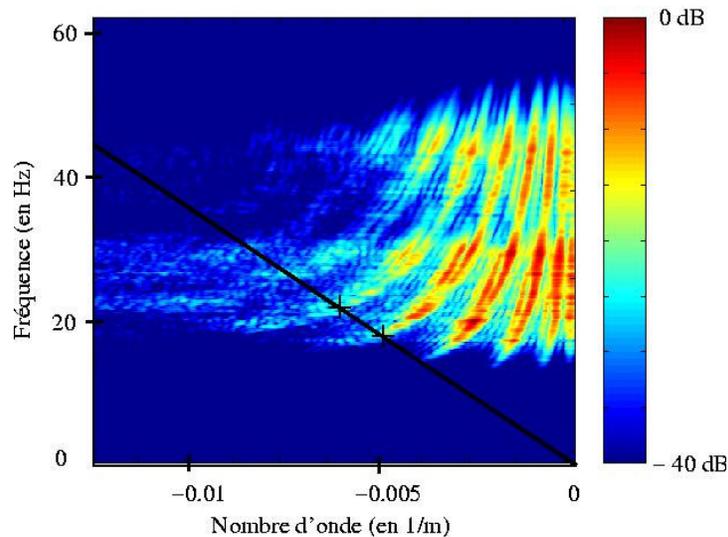


Figure 7 : Expérience sable : Représentation $f-k$ à grande distance

Sur cette représentation "somme des $f-k$ ", il est possible de tracer la droite passant par les fréquences de coupure (en noir sur la figure 7). Celle-ci nous fournit l'estimation de la vitesse V_2 des ondes P dans le sable : $V_2 = 2570$ m/s. Cette valeur, assez élevée pour du sable, semble réaliste car le sable utilisé était dense, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse des ondes P. Afin de quantifier les erreurs de mesure, il convient de s'intéresser à la hauteur d'eau : en effet, c'est pour ce paramètre que nous possédons la valeur réelle de manière très précise.

Sur la représentation $f - k$ (figure 7), nous ne pouvons estimer que 2 fréquences de coupure, correspondant aux modes 5 et 6. En effet, la puissance de la source utilisée est trop faible pour les fréquences inférieures à 10 Hz, et les modes supérieurs au mode 6 sont trop atténués pour permettre une mesure des fréquences de coupure. Nous utilisons donc les fréquences : $f_{c5} = 18.14$ Hz et $f_{c6} = 21.67$ Hz. Ces deux mesures fournissent deux estimations de D : 226.6 m pour le mode 5 et 231.8 m pour le mode 6. En moyennant ces deux estimations, on obtient $D = 229.2$ m. La hauteur d'eau dans le guide étudié vaut 230.0 m. L'estimation réalisée présente donc une erreur relative de 0.35 %. Nous pouvons également déduire de ce résultat que la

mesure de la vitesse V_2 était correcte. En effet, si celle-ci avait été mal estimée, il n'aurait pas été possible de retrouver la hauteur d'eau avec une erreur aussi faible.

Les résultats obtenus pour l'estimation des paramètres géoacoustiques de cette expérience confirment la validité des méthodes et permettent de quantifier l'erreur d'estimation dans ce cas. Nous allons maintenant réaliser l'estimation pour les données de l'expérience "Acier".

5.3 Estimation des paramètres : expérience "Acier"

Plusieurs sections sismiques sont enregistrées pour des profondeurs de source allant de 30 m à 240 m avec un pas de 10 m. La transformée $f-k$ utilisée est à nouveau la somme des transformées $f-k$ obtenues pour chaque profondeur de source (figure 8).

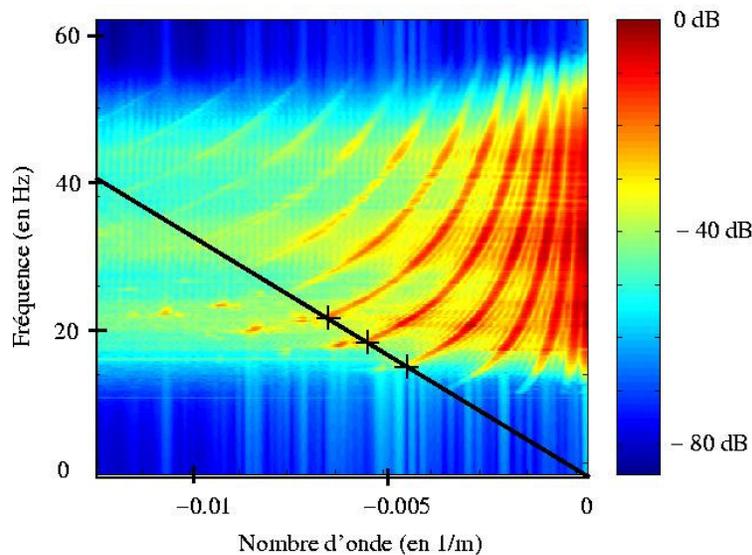


Figure 8 : Expérience "Acier" : Représentation $f-k$ à grande distance

Les méthodes développées s'appuient sur la théorie de la propagation dans un guide de Pekeris composé d'une couche d'eau et d'un fond supposé fluide. Dans le cas d'un fond solide, cette théorie reste proche de la réalité uniquement si la vitesse des ondes S dans le fond reste inférieure à la vitesse des ondes P dans l'eau. Dans le cas contraire, le coefficient de réflexion au fond prend une forme différente avec deux angles critiques [6]. Dans l'acier, la vitesse de propagation des ondes S est supérieure à la vitesse des ondes P dans l'eau. Il existe donc deux angles critiques : le premier correspondant à la vitesse des ondes S dans le fond, le deuxième à la vitesse des ondes P dans le fond. Par conséquent, la droite qui passe par les fréquences de coupure ne permet pas d'obtenir la vitesse des ondes P mais la vitesse des ondes S dans l'acier. A partir de la figure 8, la vitesse des ondes S estimée est $V_{s2} = 2780$ m/s. La vitesse théorique des ondes S dans l'acier inoxydable étant de 3100 m/s [12], la mesure effectuée, bien que du même ordre de grandeur, présente une erreur de 10 % environ. Pour savoir si cette erreur est due à une mauvaise estimation ou si l'acier utilisé est quelque peu éloigné de l'acier inoxydable, nous estimons la hauteur du guide car celle-ci est parfaitement connue. En effet, si la vitesse des ondes S dans l'acier est réellement 3100 m/s, cela entraînera une erreur non négligeable sur l'estimation de la hauteur d'eau.

Les fréquences de coupure mesurées sont : $f_{c5} = 14.87$ Hz, $f_{c6} = 18.22$ Hz et $f_{c7} = 21.49$ Hz. Comme dans le cas précédent, il n'est pas possible de mesurer les fréquences de coupure des modes inférieurs à 5 car la puissance de la source est très faible pour des fréquences inférieures à 10 Hz. En utilisant la formule reliant la fréquences de coupure et la hauteur d'eau, on obtient 3 estimations de D : $D = 266.7$ m pour le mode 5, $D = 266.0$ m pour le mode 6 et $D = 266.5$ m pour le mode 7. Ces résultats sont moyennés pour obtenir l'estimation finale de $D = 266.4$ m.

Cette estimation est très satisfaisante : l'erreur relative est de 0.15 % et les différentes estimations ont une très faible variance. De plus, elle permet de valider la mesure de la vitesse des ondes S dans l'acier. En effet, si nous utilisons comme vitesse $V_{s2} = 3100$ m/s pour estimer la hauteur d'eau, l'estimation de D devient 256.2 m. Cette estimation est plus éloignée de la hauteur d'eau du guide que celle réalisée avec la vitesse V_{s2} estimée. Nous pouvons en déduire que les deux estimations sont satisfaisantes et que l'erreur d'estimation est très faible pour la hauteur d'eau.

6. CONCLUSIONS

L'étude de la propagation dans un guide d'onde, qui permet de modéliser la propagation océanique petits fonds à grande distance, a été utilisé pour mettre au point des méthodes d'estimation des paramètres géoacoustiques. Basées sur la transformée fréquence – nombre d'onde, elles ont été appliquées sur un ensemble de données « petites échelles » et nous avons pu quantifier l'erreur d'estimation. Ces méthodes, simples à mettre en oeuvre, pourront être utilisées pour la localisation de sources sous marine qui nécessite généralement une bonne connaissance du milieu océanique.

References

- [1] Special issue on inversion techniques and the variability of sound propagation in shallow water. IEEE J. Oceanic Eng. 1996; 21(4).
- [2] Chapman N.R. and Lindsay C.E. Matched-field inversion for geoacoustic model parameters in shallow water. IEEE J. Oceanic Eng. 2006; 21(4): 347-353.
- [3] Frisk G.V. and Lynch J.F. Shallow water waveguide characterization using the Hankel transform. J. Acoust. Soc. America 1984; 76(1): 205-216.
- [4] Rajan S.D., Lynch J.F. and G.V. Frisk. Perturbation inversion methods for obtaining geoacoustic parameters in shallow water. J. Acoust. Soc. America 1987; 82(3): 998-1017.
- [5] Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B. and Schmidt H. Computational ocean acoustics? AIP Press, New York, 1994.
- [6] Aki K. and Richards P.G. Quantitative seismology :theory and methods, vol. 1. Freeman and Co, New York, 1980.
- [7] Brekhovskikh L.M. and Lysanov Y.P. Fundamental of ocean acoustics. Springer, Berlin, 1991.
- [8] Yilmaz O. Seismic data processing. Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, 1987.
- [9] Nicolas B., Mars J. and Lacoume J-L. Geoacoustical parameters estimation with impulsive and boat noise sources. IEEE J. Oceanic Eng. 2003; 28(3): 494-501.
- [10] Nicolas B., Mars J. and J-L. Lacoume. Are ultra low frequency waves suitable for detection ? in Proceedings of the IEEE/MTS Oceans, Biloxi, 2002.
- [11] Nicolas B., Mars J., Glangeaud F. and J-L. Lacoume. Measurement of geoacoustical parameters with ultra low frequency waves. In 3rd workshop on Physics in Signal and Image Processing, pp. 53-56. Grenoble, 2003.
- [12] Weast R.C. Handbook of chemistry and physics. CRC Press, Boca Raton, 1984.