

ADAPTATION AU MODELE DE PEKERIS D'UNE REPRESENTATION TEMPS-FREQUENCE POUR SIGNAUX ACOUSTIQUES LARGE BANDE DANS UN GUIDE D'ONDE

Grégoire LE TOUZÉ¹, Barbara NICOLAS², Jean-Louis LACOUME, Jérôme MARS

¹Laboratoire des Images et des Signaux, 961 rue de la Houille Blanche, BP 46, 38402 St. Martin d'Hères, France. Email : gregoire.letouze@lis.inpg.fr

²Laboratoire des Images et des Signaux, 961 rue de la Houille Blanche, BP 46, 38402 St. Martin d'Hères, France. Email : barbara.nicolas@lis.inpg.fr

1. RESUME

En acoustique sous-marine, on modélise généralement le milieu océanique petits fonds par un guide d'ondes à 2 couches. Dans ce guide, à partir d'une distance suffisamment grande, les signaux de pression (issus d'une source impulsionnelle) se décomposent en modes. Dans le plan temps-fréquence, une telle décomposition se traduit par la présence d'une courbe de dispersion pour chaque mode. Une représentation temps-fréquence pour des signaux acoustiques large bande a été développée dans [2], se basant sur la modélisation de la propagation dans un guide d'onde parfait (pour lequel les couches sont homogènes et les réflexions parfaites aux interfaces). Cette représentation est dite "atomique" car elle est issue de la projection du signal sur des "atomes" temps-fréquence construits à partir d'une fenêtre de référence et se basant sur le tracé des courbes de dispersion.

Dans le but d'optimiser cette représentation, nous proposons de l'adapter au guide "de Pekeris" constitué de deux couches homogènes, mais qui tient compte de manière réaliste des déphasages lors des réflexions au fond du guide. La modélisation de ce guide donne ainsi lieu à un tracé théorique des courbes de dispersion modifié dans le plan temps-fréquence. Le déphasage dépend de l'angle d'incidence du rayon d'onde, mais peut également être exprimé dans la théorie des modes comme dépendant du temps de propagation. Il est donc possible de l'intégrer dans le calcul d'une nouvelle méthode de représentation temps-fréquence en supposant connus les paramètres géoacoustiques du guide.

Nous établissons également les conditions que doit remplir la famille des atomes sur laquelle s'effectue la projection du signal afin qu'elle constitue une base de décomposition dans le plan temps-fréquence. L'une des conséquences étant que dans ce cas, la représentation conserve l'énergie.

Nous présentons enfin les résultats de ces travaux sur des données simulées et réelles et nous montrons les améliorations apportées par cette méthode.

2. INTRODUCTION

En acoustique sous-marine, pour des ondes UBF (0-100 Hz) le milieu océanique petits fonds est généralement modélisé par un guide d'onde à deux couches. Il existe deux modèles classiques de guide à deux couches homogènes :

- Le guide parfait qui ne tient pas compte des déphasages.
- Le guide "de Pekeris" qui tient compte de manière réaliste des déphasages lors de réflexions au fond du guide.

Dans de tels guides, les signaux acoustiques issus d'une source impulsionnelle sont décomposés en modes dispersifs à partir d'une distance suffisamment grande. Les effets de cette dispersion peuvent être observés dans le plan temps-fréquence : pour un signal de pression mesuré dans un guide, la dispersion prend alors la forme de courbes. Des représentations temps-fréquence sont utilisées afin d'extraire les motifs de ces signaux et ainsi de visualiser la dispersion modale.

Les méthodes classiques de représentation temps-fréquence (spectrogramme, scalogramme et méthodes dérivées) sont adaptées à des signaux qui possèdent des motifs temps-fréquence variant linéairement [1] ce qui n'est pas le cas des courbes de dispersion modales. Afin de parer à ce problème, une méthode adaptée de décomposition atomique s'inspirant de l'algorithme de Matching Pursuit a été trouvée [2].

Une décomposition atomique consiste à projeter le signal sur une famille d'atomes d'équation :

$$h_{\tau,\xi}(t) = h_{\tau}(t) \exp(j\xi(t)) \quad (1)$$

Ces atomes sont construits à partir d'une fenêtre $h(t)$ pondérée, décalée temporellement suivant τ et modulée suivant $\xi(t)$.

Ils forment le « dictionnaire » sur lequel on va projeter le signal et conduisent à la représentation temps-fréquence suivante :

$$R_h(\tau, \xi) = \int x(t) h_{\tau,\xi}(t) dt \quad (2)$$

Le Matching Pursuit est un algorithme qui a pour fonction de trouver dans une famille d'atomes construits autour de la même fenêtre de base par translation en temps, en fréquence et en échelle, ceux qui correspondent le mieux au signal. Il est donc à la base d'une représentation temps-fréquence adaptée au signal [4]. Suivant cette philosophie, une représentation temps-fréquence par projection atomique a été construite à partir des courbes théoriques de dispersion pour un guide parfait [2].

Il est alors possible de construire une famille d'atomes de projection se basant non plus sur les courbes de dispersion du modèle de guide parfait mais sur celles du modèle plus réaliste de Pekeris.

Pour que la famille d'atomes ainsi établie constitue une base temps-fréquence, il suffit que ces atomes remplissent la condition de fermeture décrite dans [3]. La formation d'une base permet à la version quadratique de la représentation de conserver l'énergie du signal. Les motifs spectraux peuvent ainsi être lu et comparés en termes énergétiques.

Dans un premier temps, nous présentons les deux modèles de guide d'onde et les équations de dispersion associées. Nous exposons ensuite la méthode de représentation temps-fréquence adaptée au modèle parfait. Suivant les mêmes principes, nous proposons alors une représentation adaptée au guide de Pekeris. Nous discutons également les conditions dans lesquels la famille d'atomes de décomposition constitue une base. Enfin, nous comparons les différentes approches de représentations temps-fréquence sur des données réelles.

3. RAPPEL SUR LA THEORIE DES MODES

Un guide d'onde simplifié est composé de deux couches : la couche d'eau et la couche du fond marin (sédiments ou roche). On suppose la profondeur de l'eau constante et les milieux

homogènes (même vitesse de propagation et même masse volumique pour chaque couche). Un schéma général de guide est présenté figure 1.

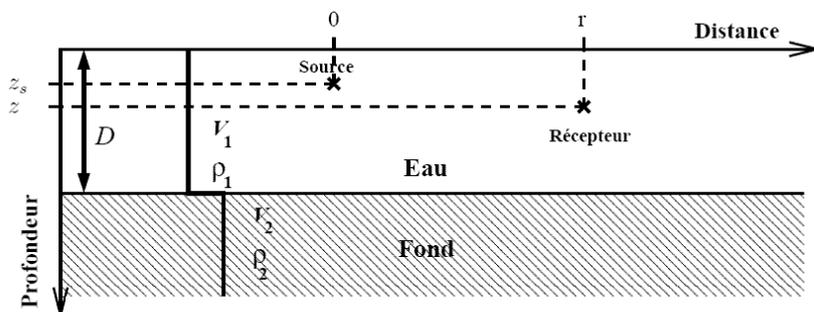


Figure 1 : Schéma de guide d'onde

3.1 Modèle du guide parfait

Dans un guide parfait, les coefficients de réflexion sont -1 (interface air-eau) et 1 (interface eau-fond marin), les réflexions sont donc parfaites. Les relations de dispersion qui lient la fréquence ν_m du mode m au temps t de l'arrivée du signal (dont l'origine est l'instant d'émission de la source t_0), ont pour équation ([5], [8]) :

$$\nu_m = \frac{(2m-1)V_1^2 t}{4D\sqrt{(V_1 t)^2 - r^2}} \quad (3)$$

pour le $m^{\text{ième}}$ mode.

Où V_1 est la vitesse de propagation dans l'eau, D la profondeur du guide et r la distance source-récepteur (voir figure 1).

La fréquence de coupure au-dessous de laquelle on n'observe plus le mode m est définie par :

$$\nu_{cm} = \frac{(2m-1)V_1^2 t}{4D\sqrt{1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2}} \leq \nu_m \quad (4)$$

où V_2 est la vitesse de propagation dans la couche du fond.

Ce qui conduit aux bornes de définitions temporelles :

$$t \in]t_{\min}, t_c] = \left] \frac{r}{V_1}, \frac{rV_2}{V_1^2} \right] \quad (5)$$

La figure 2 présente en traits pointillés un exemple de tracé de courbes de dispersion pour un guide parfait.

3.2 Modèle du guide de Pekeris

Dans le modèle du guide de Pekeris, on tient compte des réflexions à l'interface eau-fond (coefficients réalistes) [7]. Les relations de dispersion des modes ont pour équation :

$$v_m = \frac{\left(2m - 1 + 2 \frac{\Phi(t)}{\pi}\right) V_1^2 t}{4D \sqrt{(V_1 t)^2 - r^2}} \quad (6)$$

où $\Phi(t)$ est le déphasage dû à la réflexion entre la couche d'eau et le fond, il s'exprime par :

$$\Phi(t) = \arctan \left(\frac{\rho_1 V_1 \sqrt{\left(\frac{r V_2}{V_1^2 t}\right)^2 - 1}}{\rho_2 V_2 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{V_1 t}\right)^2}} \right) \quad (7)$$

Dans ce cas, les bornes de définition du temps sont inchangées. Nous avons pour la fréquence de coupure : $\Phi(t_c)=0$, c'est à dire que l'action de déphasage est nulle pour cet instant, les courbes du modèle parfait et de celui de Pekeris se rejoignent donc à cet instant.

La figure 2 présente en traits continus un exemple de tracé de courbes de dispersion pour un guide de Pekeris.

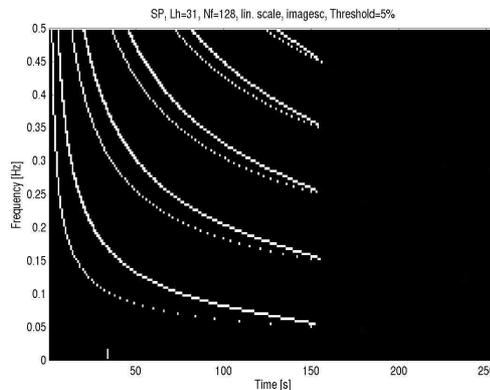


Figure 2 : Courbes des 5 premiers modes pour le guide parfait (traits pointillés) et pour le guide de Pekeris (traits continus)

On peut écrire ces résultats en introduisant l'angle d'incidence θ_m du rayon d'onde par rapport à la normale au fond marin.

L'équation (6) devient alors :

$$v_m = \frac{\left(2m-1 + 2 \frac{\Phi(\theta_m)}{\pi}\right) V_1}{4D\sqrt{1-\sin^2(\theta_m)}} \quad (8)$$

Et l'équation (7) :

$$\Phi(t) = \arctan \left(\frac{\rho_1 V_1 \sqrt{\left(\frac{V_2}{V_1^2 t}\right)^2 \sin^2(\theta_m) - 1}}{\rho_2 V_2 \sqrt{1-\sin^2(\theta_m)}} \right) \quad (9)$$

4. UNE METHODE ADAPTEE A LA PROPAGATION OCEANIQUE PETITS FONDS A GRANDE DISTANCE BASEE SUR LE GUIDE PARFAIT

La méthode exposée dans [2] consiste à projeter le signal sur des atomes qui tiennent compte des relations de dispersion théoriques. Pour ce faire, et afin de s'adapter au mieux au signal, on le projette sur des atomes possédants la phase instantanée $\varphi(t)$ des modes théoriques du guide parfait, c'est-à-dire ayant un coefficient de modulation $\xi(t)=\varphi(t)$.

Sachant que la fréquence instantanée est liée à la dérivée de la phase instantanée, on retrouve la phase en intégrant la fréquence décrite par la relation (3) :

$$\varphi(t) = 2\pi \int v_m(t) dt = 2\pi \int \frac{(2m-1)V_1^2 t}{4D\sqrt{(V_1 t)^2 - r^2}} dt = 2\pi \frac{(2m-1)\sqrt{(V_1 t)^2 - r^2}}{4D} \quad (10)$$

La projection sur des atomes de modulation $\xi(t)=\varphi(t)$ donne :

$$\Psi_h(\tau, m) = \int x(t) h(t-\tau) \exp\left(j2\pi \frac{(2m-1)\sqrt{(V_1 t)^2 - r^2}}{4D}\right) dt \quad (11)$$

La version temps-fréquence de (11) s'obtient en effectuant la substitution :

$$m = \frac{2\nu D \sqrt{(V_1 \tau)^2 - r^2}}{V_1^2 \tau} + \frac{1}{2} \quad (12)$$

On obtient alors :

$$TFR_h(\tau, \nu) = |\Psi_h(\tau, m)|_{m=\frac{2\nu D \sqrt{(V_1 \tau)^2 - r^2}}{V_1^2 \tau} + \frac{1}{2}} \quad (13)$$

Ce qui donne finalement la représentation temps-fréquence quadratique suivante :

$$TFR_h(\tau, \nu) = \left| \int x(t)h(t-\tau) \exp\left(j2\pi\nu \frac{\sqrt{(V_1\tau)^2 - r^2} \sqrt{(V_1t)^2 - r^2}}{V_1^2\tau} \right) dt \right|^2 \quad (14)$$

On peut voir cette technique comme une projection du signal sur les courbes de dispersion des modes (dont le résultat est contenu dans (11)). La substitution (12) permet de passer des courbes de dispersion théoriques (pour m entier) à tout l'espace temps-fréquence.

5. ADAPTATION DE LA METHODE AU MODELE DE PEKERIS

Nous partons du même principe que dans la section précédente, à savoir que nous voulons projeter le signal sur des atomes possédants la phase instantanée des courbes de dispersion théoriques, cette phase instantanée étant liée à la primitive de la fréquence instantanée. On se base cette fois-ci sur le modèle de Pekeris.

Cela revient à chercher une primitive de $\nu_m(t)$ qui suit la relation (6).

Le résultat est donné par :

$$\int \nu_m(t) dt = \delta \left[(2m-1)u(t) + \frac{2}{\pi} \left[u(t)\Phi(t) + \frac{\gamma r \sqrt{\alpha-1}}{2\sqrt{1-\gamma^2}} \ln \left| \frac{\nu(t) - \frac{r\sqrt{\alpha-1}}{\sqrt{1-\gamma^2}}}{\nu(t) + \frac{r\sqrt{\alpha-1}}{\sqrt{1-\gamma^2}}} \right| \right] \right] \quad (15)$$

Avec :

$$u(t) = \sqrt{V_1^2 t^2 - r^2} ; \nu(t) = \sqrt{\alpha r^2 - V_1^2 t^2} ; \alpha = \frac{V_2^2}{V_1^2} ; \gamma = \frac{V_1 \rho_1}{V_2 \rho_2} \text{ et } \delta = \frac{1}{4D} \quad (16)$$

Une fois ce résultat obtenu, on procède de la même manière que pour le modèle parfait. La phase instantanée est liée à la primitive de la fréquence instantanée par :

$$\varphi_m(t) = 2\pi \int \nu_m(t) dt \quad (17)$$

On projette donc le signal sur des atomes de modulation $\xi(t) = \varphi_m(t)$, donnant :

$$\Psi_h(\tau, m) = \int x(t)h(t-\tau) \exp(j\varphi_m(t)) dt \quad (18)$$

Pour obtenir une représentation dans le plan temps-fréquence, on substitue à m sa valeur théorique que l'on déduit de (6) :

$$m' = \frac{2\nu D \sqrt{V_1^2 \tau^2 - r^2}}{V_1^2 \tau} - \frac{\Phi(\tau)}{\pi} + \frac{1}{2} \quad (19)$$

On obtient finalement la représentation temps-fréquence quadratique suivante :

$$TFR_h(\tau, \nu) = \left| \Psi_h(\tau, m) \right|_{m=m'}^2 \quad (20)$$

L'interprétation de ces calculs est la même que dans le paragraphe précédent (par la substitution (23) de m , on passe de la projection sur les courbes théoriques à la projection dans l'ensemble du plan temps-fréquence), mais les courbes théoriques sont ici celles du guide de Pekeris.

6. FONDEMENTS THEORIQUES DE LA REPRESENTATION ADAPTEE AU MODELE DE PEKERIS

Dans la théorie des modes, le domaine de définition temporel suit (5) si le temps à pour origine l'instant d'émission de la source t_0 . Cette limitation nous est imposée tant physiquement que mathématiquement dans l'équation de la phase (15), nous devons donc nous y tenir. Nous prendrons donc comme ensembles de définition : $t, \tau \in]r/V_1, rV_2/V_1^2]$ et $\nu \in]-\infty, +\infty[$.

Pour donner plus de cohérence à la représentation, les atomes temps-fréquence doivent constituer une base. Pour que la famille d'atomes $h_{\tau, \nu}$ soit admissible, il faut qu'elle remplisse la condition de fermeture [3] :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{r/V_1^+}^{rV_2/V_1^2} h_{\tau, \nu}(t) h_{\tau, \nu}^*(t') d\tau d\nu = \delta(t - t') \quad (21)$$

Les atomes sont de la forme :

$$h_{\tau, \nu}(t) = h_{\tau}(t) \exp \left(j2\pi \left[\frac{\nu u(t) \sqrt{(V_1 \tau)^2 - r^2}}{V_1^2 \tau} + \delta \frac{2}{\pi} \left[u(t)(\Phi(t) - \Phi(\tau)) + \frac{\gamma r \sqrt{\alpha - 1}}{2\sqrt{1 - \gamma^2}} \ln \left| \frac{\nu(t) - \frac{r\sqrt{\alpha - 1}}{\sqrt{1 - \gamma^2}}}{\nu(t) + \frac{r\sqrt{\alpha - 1}}{\sqrt{1 - \gamma^2}}} \right| \right] \right] \right) \quad (22)$$

avec $u(t)$, $\nu(t)$, α , γ et δ suivants les équations (16).

Après calculs, la solution la plus évidente est :

$$h_{\tau}(t) = \frac{h(t - \tau)}{\sqrt{\int_{t-rV_2/V_1^2}^{t-r/V_1^+} |h(u)|^2 du}} \left(\frac{t \sqrt{(V_1 \tau)^2 - r^2}}{\tau \sqrt{(V_1 t)^2 - r^2}} \right)^{1/2} \quad (23)$$

$\{h_{\tau, \nu}(t) ; \tau \in]r/V_1, rV_2/V_1^2] \nu \in]-\infty, +\infty[\}$ constitue une base de la représentation temps-fréquence du signal. Les atomes de cette base ne sont pas orthogonaux et la base est infiniment redondante. Une propriété importante de cette représentation est la conservation d'énergie :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{r/V_1^+}^{rV_2/V_1^2} TFR_h(\tau, \nu) d\tau d\nu = E_x \quad (24)$$

SFA ERASM SEE

JASM 2004, Brest October 19-20

Avec E_x l'énergie du signal. Cette propriété va permettre d'interpréter les motifs en termes énergétiques. On pourra par exemple comparer les énergies respectives des modes qui entrent en jeu pour l'estimation de la profondeur de la source.

7. REPRESENTATIONS TEMPS-FREQUENCE SUR LES DONNEES DE LA CAMPAGNE PROSISMA-GL1

Après avoir exposé la théorie de notre nouvelle méthode de représentation temps-fréquence adaptée, nous montrons dans ce paragraphe les différentes représentations temps-fréquence réalisées sur des données réelles.

Ces données sont issues de la campagne PROSISMA-GL1 réalisée dans le Golfe du Lion en mer Méditerranée en septembre 1995 dans le but d'enregistrer des données dites "petits fonds" dans une configuration où la couche sédimentaire est épaisse. Une source explosive large-bande (canon à air) est utilisée durant l'expérience. La vitesse moyenne dans la couche d'eau est $V_1=1520m/s$ et celle dans la couche de sédiment $V_2=1650 m/s$. Le récepteur (hydrophone) se situe au fond de l'eau ($D=100 m$ de profondeur) et à la distance $r=14000 m$ de la source. Le signal représenté est la mesure de la pression réalisée par l'hydrophone entre le temps d'arrivée minimum (trajet direct) r/V_1 et un temps maximum supérieur au temps de coupure $t_c=rV_2/V_1^2$. La fréquence d'échantillonnage du signal est de $195 Hz$ et il comporte 256 échantillons. Dans toutes les représentations, la fenêtre de base $h(t)$ des atomes est issue d'une courbe dite de "Hamming".

La figure 3 représente le spectrogramme de ces données réelles, obtenu avec une fenêtre de base de longueur 31 échantillons (ce qui constitue subjectivement l'un des meilleur compromis temps-fréquence possible pour cette représentation).

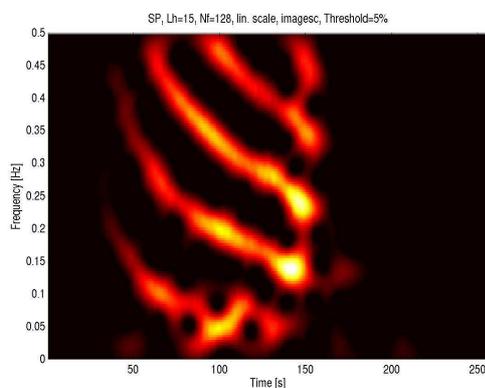


Figure 3 : Spectrogramme avec une fenêtre de longueur 31 échantillons

La figure 4 est la représentation temps-fréquence adaptée au modèle parfait obtenue sur le même signal pour deux longueurs de fenêtres différentes (31 et 127 échantillons) et la figure 5 la représentation temps-fréquence adaptée au modèle de Pekeris pour les mêmes longueurs de fenêtre.

Au vu de ces figures, on constate que les méthodes adaptées sont efficaces à la condition de prendre une fenêtre $h(t)$ suffisamment grande. On observe en effet sur les figures de gauche 4 et 5 que pour une petite fenêtre, le résultat est proche du spectrogramme de la figure 3. Dans ces conditions, la projection ne s'effectue que par petites portions temporelles sur les courbes de

SFA ERASM SEE

JASM 2004, Brest October 19-20

dispersion et la modulation des atomes se fait peu ressentir (excepté dans les parties où la modulation parcourt un grand écart fréquentiel, c'est à dire vers la limite inférieure du domaine temporel). Lorsque la fenêtre est de durée importante, on observe une amélioration par rapport au spectrogramme et on constate bien que la représentation temps-fréquence suit des courbes de mêmes allures que les courbes théoriques.

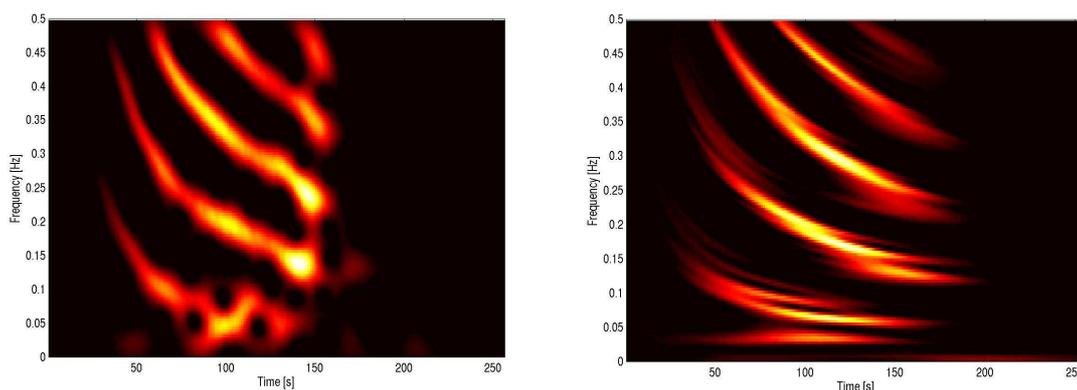


Figure 4 : Représentations issues de la méthode adaptée au guide parfait pour une fenêtre de 31 échantillons (à gauche) et de 127 échantillons (à droite)

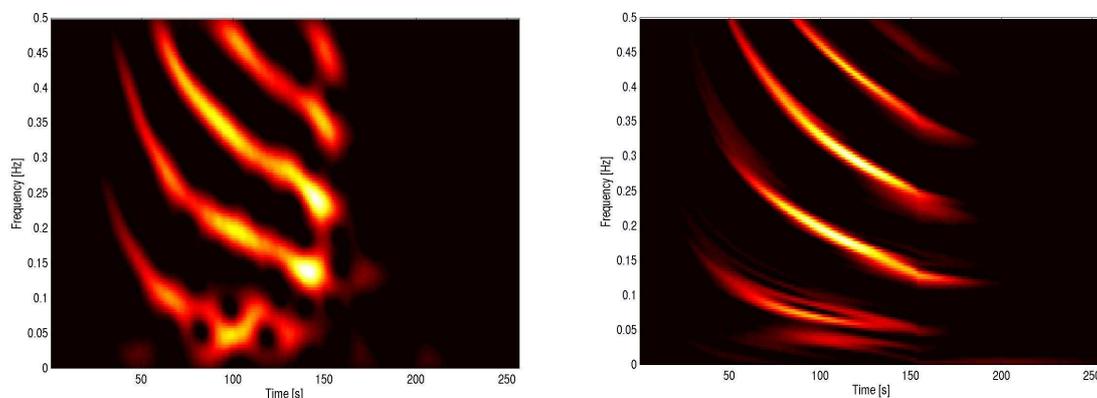


Figure 5 : Représentations issues de la méthode adaptée au guide de Pekeris pour une fenêtre de 31 échantillons (à gauche) et de 127 échantillons (à droite)

Par ailleurs, la comparaison des figures 4 et 5 montre que le modèle adapté à Pekeris donne une localisation bien plus précise de l'énergie dans le plan temps-fréquence (on ne constate plus sur la figure 5 les dédoublements présents sur la figure 4). Ces résultats montrent que le guide de Pekeris décrit bien les conditions physiques existantes dans le guide d'onde.

8. CONCLUSION

Nous avons rappelé les bases d'une méthode pour créer une représentation temps-fréquence adaptée à la dispersion modale d'un signal issu d'une source impulsionnelle sous-marine dans un milieu petit fond. Nous avons adapté une telle représentation au modèle plus réaliste du guide de Pekeris qui tient compte des déphasages. Nous avons enfin établie une formule possible des atomes afin qu'ils constituent une base et que l'on puisse ainsi considérer la représentation comme énergétique. Les observations sur des données réelles confirment la pertinence du choix du guide de Pekeris comme modèle de base de la méthode de représentation temps-fréquence adaptée. La méthode proposée procure en effet de meilleures séparabilité et localisation des courbes de dispersion dans le plan temps-fréquence.

Ce type de représentation peut par exemple être utilisé pour évaluer la localisation de la source (distance et profondeur) en comparant les énergies respectives des modes ([6] utilise cette méthode pour estimer la profondeur avec comme outil de base la transformée fréquence-nombre d'onde). Il est donc nécessaire d'améliorer tant que possible la précision de la localisation temps-fréquence des modes comme nous l'avons fait. Par ailleurs, cette étude montre que pour obtenir une localisation précise de l'énergie, il est impératif de faire coopérer une modélisation prenant en compte la physique du problème avec des méthodes de représentation du signal élaborées.

Références

- [1] G.F. Bourdeaux-Bartels. The Transforms and Applications Handbook. CRC Press, 2000.
- [2] C.S. Chen, J.H. Miller, G.F. Bourdeaux-Bartels. Time-frequency representations for wideband acoustic signals in shallow water, in Oceans 2003, Proceedings.
- [3] P. Flandrin. Temps-fréquence. HERMES, 1993.
- [4] Z. Zhang, S. Mallat. Matching pursuit with time-frequency dictionaries, in IEEE Transactions in Signal Processing, 1993; 41:3397-3415.
- [5] C.S. Clay, L. Tolstoy. Ocean Acoustics : Theory and Experiment in Underwater Sound. American Institute of Physics, 1987.
- [6] B. Nicolas, J.Mars, J-L. Lacoume. Source depth estimation using modal decomposition and frequency-wavenumber, in 12th European Signal Processing Conference, Vienne, 2004.
- [7] C.L. Pekeris, Theory of propagation of explosive sound in shallow water. Geol. Soc. Am. Mem., 1947.
- [8] F.B. Jensen, W.A. Kupperman, M.B. Porter, H. Schmidt, Computational ocean acoustics. AIP Press, New-York, 1994.