

# Représentations temps-fréquence adaptées aux ondes guidées

Grégoire LE TOUZÉ<sup>1</sup>, Barbara NICOLAS<sup>1</sup>, Jérôme. I. MARS<sup>1</sup>, Jean-Louis LACOUME<sup>1</sup>, Dominique FATTACCIOLI<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Images et des Signaux  
INPG/ENSIEG, Grenoble, France

<sup>2</sup>Centre Technique des Systèmes Navals  
Toulon, France

gregoire.letouze@lis.inpg.fr

**Résumé** – Cette étude élabore des représentations temps-fréquence tenant compte de modèles de propagation dans le cadre de l’acoustique sous-marine, elles sont testées sur des données réelles pour deux types classiques de guides d’onde.

**Abstract** – This study offer a time-frequency representation construction based on physical model of propagation on underwater environment. Representations are built and test on real dataset for two classical waveguide model.

## 1 Introduction

Les progrès récents en représentation temps-fréquence reposent sur la mise au point de méthodes adaptées aux signaux traités. Nous développons ici une méthodologie originale dans laquelle la RTF est supervisée par les connaissances *a priori* issues de la physique de propagation en Acoustique Sous-Marine (ASM). Nous présentons d’abord la méthodologie générale des RTF adaptées applicables aux signaux propagés dans un guide d’ondes. Nous construisons ensuite des RTF adaptées au guide parfait (guide sans perte) et au guide de Pekeris [1] qui décrivent tous deux la propagation des ondes d’Ultra Basse Fréquence en ASM. Nous exposons enfin des exemples de traitements sur des signaux réels.

## 2 Contexte et objectif

En ASM, on modélise généralement le milieu océanique petits fonds par un guide d’ondes. Dans ce guide, à partir d’une distance suffisamment grande, les signaux de pression (issus d’une source impulsionnelle) se décomposent en modes. Ces modes sont le fruit d’une propagation dispersive dans le guide. Les paramètres géoacoustiques du guide (nombre de couches, profondeurs des couches, vitesses de propagation, densités) associés à la théorie des modes établissent une relation entre la vitesse de groupe des ondes et la fréquence pour chaque mode entier  $m$ . Si, par ailleurs, la distance source-captteur  $R$  est connue, on peut déduire la répartition de l’énergie par mode dans le plan temps-fréquence. Cette énergie suit pour chaque mode une courbe  $\nu_m = u_m(\tau)$  reliant la fréquence  $\nu$  au retard de groupe  $\tau$  et d’équation connue.

L’objectif de notre démarche est de construire des RTF adaptées aux signaux propagés dans un guide d’ondes en tenant compte des courbes théoriques connues *a priori*.

Ces RTF permettrons une localisation plus précise de l’énergie de chacun des modes. Les deux objectifs qu’elles doivent remplir sont donc :

- La séparation des différents modes dans le plan temps-fréquence
- La conservation de l’énergie motivée par le fait que nous voulons pour certaines applications (comme l’estimation de la profondeur d’une source [3]) pouvoir comparer les énergies des différents modes entre elles.

## 3 Le problème temps-fréquence

Toute RTF est soumise à l’incertitude temps-fréquence (inégalité d’Heisenberg-Gabor) qui empêche une localisation précise des motifs à la fois en temps et en fréquence (d’où la nécessité d’un compromis temps-fréquence). Cette limitation provoque un étalement inévitable des motifs spectraux dans le temps autour des courbes théoriques. Les motifs spectraux-temporels des différentes courbes se chevauchent, y compris avec des méthodes qui tentent de contourner l’incertitude temps-fréquence comme la méthode adaptative de Lagunas [8]. Seules les méthodes super-résolutives telle la méthode auto-régressive fournissent une résolution suffisante mais elles ne conservent pas l’énergie.

## 4 Méthodologie générale

Nous présentons ici une méthodologie et les conditions auxquelles doivent répondre les modèles de guides pour permettre la construction de RTF adaptée à la propagation. Nous partons de la relation de dispersion qui unie pour un mode le temps et la fréquence :  $\nu_m = u_m(\tau)$ . Quelle que soit la configuration du guide (plusieurs couches, gradient de vitesse...), cette relation peut être établie (même si c’est numériquement [9]) à condition de connaître les paramètres de la propagation (nombre de couches, hauteurs,

vitesse et distance source-capteur).

## 4.1 Principes de la construction

Nous appliquons ici une méthodologie de construction de RTF dite "atomique", consistant à projeter le signal sur un dictionnaire d'atomes pavant le plan temps-fréquence.

Comme dans toute représentation de cette nature (la transformée de Fourier à court terme d'où est issu le spectrogramme en est un exemple) les atomes sont construits à partir d'une fenêtre  $h(t)$  gaussienne (pour optimiser l'incertitude temps-fréquence) par translation autour du temps  $\tau$ , par modulation fréquentielle suivant  $\xi(t)$  et éventuellement pondération afin que la représentation conserve l'énergie (comme nous le verrons par la suite). Les atomes obéissent donc à l'équation générale suivante :

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

avec  $\tau \in D_f$  et  $\nu \in \mathbb{R}$  car la physique de propagation nous renseigne sur le fait que le signal est limité dans le temps par le temps d'arrivée et le temps de coupure. Si il n'existe pas de pondération (comme dans le spectrogramme où les atomes sont uniformes), on a  $h_{\tau}(t) = h(t - \tau)$ .

L'originalité qui fait intervenir la physique de propagation consiste à projeter le signal sur les courbes théoriques des modes qui obéissent à l'équation  $\nu_m = u_m(\tau)$ . Pour ce faire, et afin de s'adapter au mieux au signal, on le projette sur des atomes possédant la phase instantanée  $\phi_m(t)$  des modes théoriques.

La fréquence instantanée est la dérivée de la phase instantanée, on retrouve donc la phase  $\phi_m(t) = 2\pi \int \nu_m dt$ . La projection sur des atomes de modulation  $\xi(t) = \phi_m(t)$  donne :

$$\Psi_h(\tau, m) = \int x(t)h_{\tau}(t)\exp(j\phi_m(t)) dt \quad (2)$$

Nous aimerions alors passer d'une représentation dans le plan temps-mode à une représentation dans le plan temps-fréquence. La version temps-fréquence de l'équation 2 s'obtient en effectuant la substitution issue de l'inversion de la relation de dispersion :  $m' = v(\nu, \tau)$ . On obtient finalement :

$$TFR_h(\tau, \nu) = |\Psi_h(\tau, m)|_{m=m'}^2 \quad (3)$$

On peut voir cette technique comme la projection du signal sur les courbes de dispersion des modes. La relation  $m' = v(\nu, \tau)$  permet de passer des courbes théoriques (pour  $m$  entier) à tout l'espace temps-fréquence ( $m$  plus nécessairement entier). L'originalité de cette méthode peut se voir dans la forme du pavage du plan temps-fréquence par les atomes. En effet, les atomes de projection diffèrent d'un lieu à un autre dans le plan temps-fréquence (ce qui n'est pas le cas pour la transformée de Fourier à court terme : les atomes pavent alors de manière uniforme le plan temps-fréquence). Des exemples de pavages sont schématisés figure 1.

## 4.2 Conditions à remplir

Afin de permettre la construction des RTF adaptées telle que nous l'avons définie, les modèles théoriques des

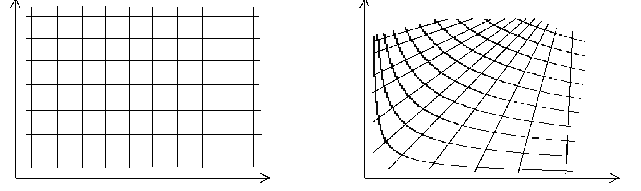


FIG. 1 – Pavage du plan temps-fréquence par les atomes de projection pour la transformée de Fourier à court terme & pour une méthode adaptée

guides doivent respecter certaines conditions.

Si l'on se place dans les domaines de définition temporel et fréquentiel significative du signal (c'est-à-dire les domaines dans lesquels l'énergie du signal est utile), les tracés des courbes théoriques qui déterminent la projection du signal doivent remplir les conditions suivantes :

- Existence de la relation  $m = v(\nu, \tau)$  signifiant qu'à chaque point utile du plan temps-fréquence, correspond une courbe de projection.
- Univocité de la relation  $m = v(\nu, \tau)$ . En effet, à un point de la relation temps-fréquence ne doit correspondre qu'une courbe de projection. Dans le cas contraire le dictionnaire d'atomes donnerait lieu à plusieurs pavages superposés du plan temps-fréquence et cela signifierait que les courbes de modes sont susceptibles de se croiser dans le plan temps-fréquence pour 2 valeurs entières de  $m$ .

Enfin, pour conserver l'énergie, les atomes doivent constituer une base (et non une "frame") et donc remplir la condition de fermeture définie dans [5] :

$$\int_{\mathbb{R}} \int_{D_f} h_{\tau,\nu}(t)h_{\tau,\nu}^*(t') d\tau d\nu = \delta(t - t') \quad (4)$$

Cette relation doit être valable sur les ensembles de définition spectro-temporels du signal. L'application de cette condition entraîne la formation d'une base redondante -  $\{h_{\tau,\nu}(t); \tau \in D_f \text{ et } \nu \in \mathbb{R}\}$  ainsi qu'une redéfinition de la fenêtre de projection de base  $h_{\tau}(t)$  qui n'est plus nécessairement une version translatée de la fenêtre de base  $h(t)$ .

## 5 RTF adaptée au modèle parfait

Une méthode suivant cette méthodologie a été exposée dans [4] pour le guide parfait (guide le plus simple à deux couches et réflexion parfaite). Dans ce guide, la relation  $\nu_m = u_m(\tau)$  est pour le  $m^{ieme}$  mode [2] :

$$\nu_m = \frac{(2m-1)C_1^2 \tau}{4D\sqrt{(C_1\tau)^2 - R^2}} \quad (5)$$

où  $C_1$  est la vitesse de propagation dans l'eau,  $C_2$  la vitesse de propagation dans la couche sédimentaire,  $D$  la profondeur du guide et  $R$  la distance source-récepteur. On a par ailleurs le domaine de définition temporel :  $D_f = \left] \frac{R}{C_1}, \frac{RC_2}{C_1^2} \right]$ .

Aucune précision n'est donnée dans [4] quant à la conservation de l'énergie du signal. Nous avons donc dans un premier temps rendu cette représentation énergétique.

## 6 RTF adaptée au modèle de Pekeris simplifié

Le modèle de guide parfait est un modèle très approximatif. Nous voulons donc, en partant des mêmes principes créer une représentation adaptée au modèle de guide d'ondes de Pekeris. C'est un modèle à 2 couches qui tient donc compte du coefficient de réflexion (qui entraîne le déphasage  $\Phi(\tau)$ ) variable selon l'angle d'incidence. Il s'avère être beaucoup plus réaliste que le modèle parfait. Dans ce modèle, l'équation de dispersion des modes  $\nu_m = u_m(\tau)$  reliant la fréquence au temps n'a pas de solution analytique. Nous avons obtenu une approximation analytique de cette relation donnant un modèle de Pekeris approché. On peut ainsi construire la RTF adaptée au guide de Pekeris et établir la condition de fermeture pour rendre la famille d'atomes de projection admissible et ainsi aboutir à une RTF énergétique.

## 7 Applications et Résultats

Nous appliquons ces deux RTF sur un cas concret issu d'une campagne de mesures en Mer du Nord pour lequel la distance source-capteur  $R = 3500m$  est relativement faible. Les courbes théoriques des 7 premiers modes sont présentées figure 2. Le spectrogramme [6] de la trace marine est montré figure 3, son spectrogramme réalloué [7] figure 4, sa représentation de Lagunas [8] figure 5, la version quadratique de sa représentation adaptée au modèle parfait figure 6, et celle adaptée au modèle de Pekeris figure 7. On peut voir les bénéfices qui peuvent être apportés par ce type de représentations vis-à-vis des méthodes classiques (spectrogramme, spectrogramme réalloué et méthode de Lagunas). Pour ces dernières en effet, le compromis temps-fréquence ne permet pas de distinguer les modes les uns des autres, seules les méthodes adaptées y parviennent. Les modes pourront ainsi être comparés et étudiés. On constate par ailleurs que la localisation est légèrement plus précise dans le cas de Pekeris que dans le cas parfait (moins d'interférences entre modes).

Nous présentons un autre exemple provenant d'une campagne dans le Golfe du Lion pour lequel  $R = 14000m$ . Dans ce cas, du fait d'une plus grande distance  $R$ , on apprécie mieux les bénéfices qui peuvent être tirés de l'adaptation au modèle de Pekeris vis-à-vis du modèle parfait (figure 8 et 9). On mesure ainsi l'intérêt que l'on a de choisir le modèle le mieux adapté.

## 8 Conclusion

Dans cette étude, nous proposons une méthodologie générale permettant de construire des RTF quel que soit le modèle sous certaines conditions. Nous appliquons cette méthodologie à deux modèles de propagation classiques en ASM que nous testons sur des données réelles pour en montrer les bénéfices.

Dans un contexte de traitement du signal, on peut voir

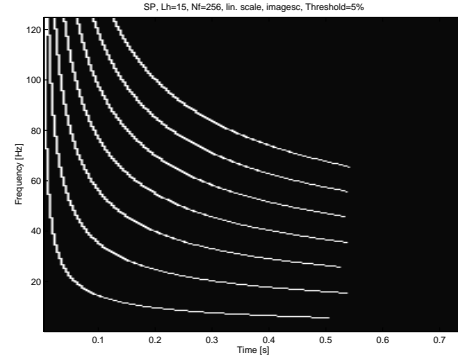


FIG. 2 – Tracé théorique des courbes de modes de la trace marine pour R=3500m (Mer du Nord)

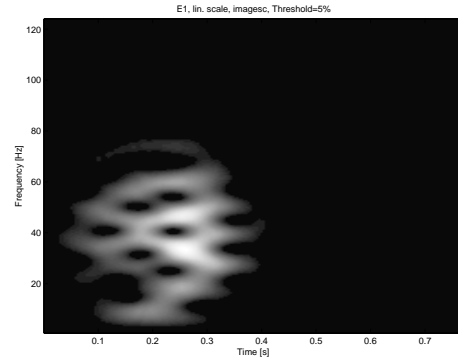


FIG. 3 – Spectrogramme pour R=3500m (Mer du Nord)

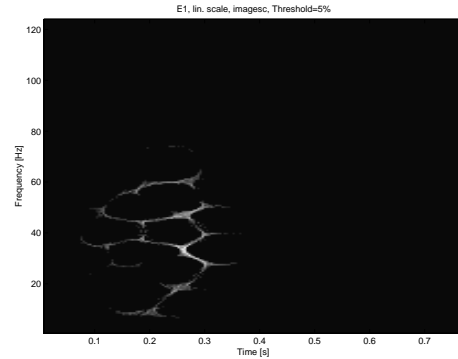


FIG. 4 – Spectrogramme réalloué pour R=3500m (Mer du Nord)

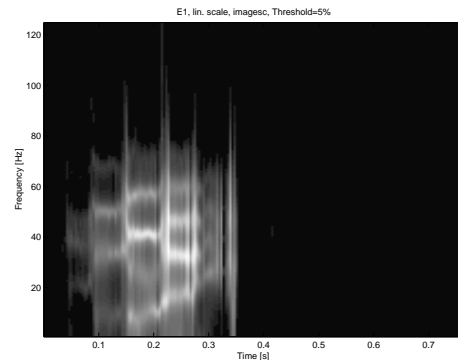


FIG. 5 – Représentation de Lagunas pour R=3500m (Mer du Nord)

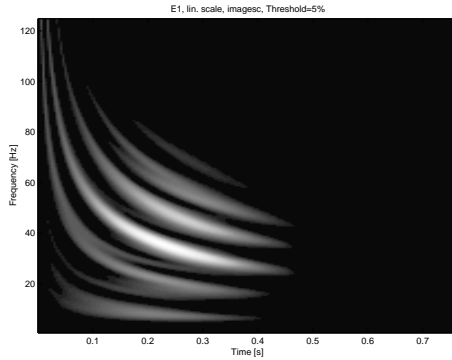


FIG. 6 – Version quadratique de la représentation adaptée au modèle parfait pour R=3500m (Mer du Nord)

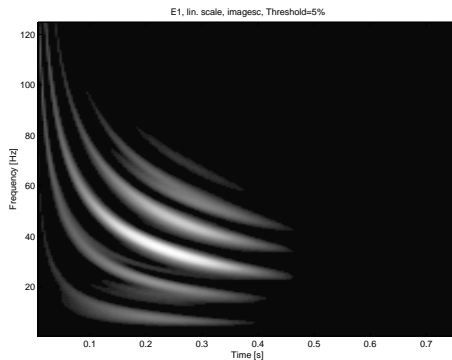


FIG. 7 – Version quadratique de la représentation adaptée au modèle de Pekeris pour R=3500m (Mer du Nord)

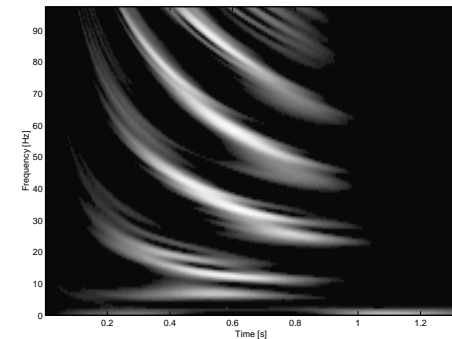


FIG. 8 – Version quadratique de la représentation adaptée au modèle parfait pour R=14000m (Golfe du Lion)

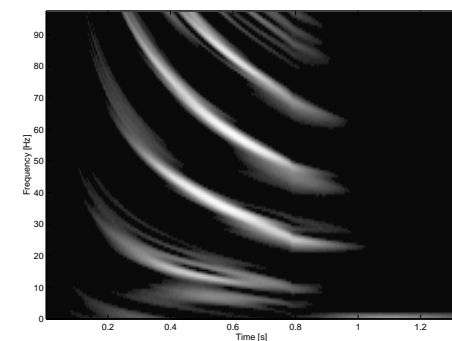


FIG. 9 – Version quadratique de la représentation adaptée au modèle de Pekeris pour R=14000m (Golfe du Lion)

les RTF construites et la méthodologie de construction comme se basant sur le principe de l'algorithme de Matching Pursuit développé par S.Mallat *et al.* [10]. Cet algorithme trouve, par itérations successives, la meilleure base pour la décomposition d'un signal. Le dictionnaire des atomes est complet lorsque la famille d'atomes couvre tout l'espace dont est issu le signal, il constitue alors la base la plus petite du signal. Dans notre cas, nous appliquons la philosophie de cet algorithme, à savoir projeter le signal sur des atomes temps-fréquence qui lui correspondent le mieux, la correspondance se faisant ici à partir de connaissances *a priori* et non de manière adaptative. Il en découle que l'incertitude temps-fréquence est canalisée grâce au fait que les atomes suivent les courbes théoriques.

Nous avons finalement testé ces méthodes sur des signaux réels et montré le bénéfice qu'elles apportent vis-à-vis des méthodes classiques. Cette approche permet de combiner la physique de propagation avec le traitement du signal.

## Références

- [1] C.L. Pekeris. Theory of propagation of explosive sound in shallow water. In *Geol.Soc.Am.Mem*, 1947.
- [2] L. Tolstoy and C.S. Clay *Ocean Acoustics : Theory and Experiment in Underwater Sound*. American Institute of Physics, 1987.
- [3] B. Nicolas J-L. Lacoume and J Mars Champs d'ondes adaptés en fréquences spatiales et temporelles : application en ASM In *19ème colloque du GRETSI*, Paris, 2003.
- [4] G. Faye Bourdeaux-Bartels C-S Chen and J.H. Miller. Time-frequency representations for wideband acoustic signals in shallow water. In *Oceans 2003*
- [5] P. Flandrin. *Temps-fréquence*. HERMES, 1993.
- [6] J.B. Allen and L.R. Rabiner A unified approach to Short Time Fourier Analysis and Synthesis *Proc. IEEE*, 65(11) :1558–1564, 1977.
- [7] F. Auger and P. Flandrin Improving the readability of Time-Frequency Time-Scale Representation by the Reassignment method *IEEE Transaction on Signal Processing*, 43(5) :1068–1089, 1995.
- [8] M.A. Lagunas M.E. Santamaria A. Gasull and A. Moreno Maximum likelihood filters in spectral estimation problems *Signal Processing*, 10 :19–34, 1986.
- [9] D.M.F. Chapman and D.D. Ellis The group velocity of normal modes. *J.Acoust.Soc.Am.*, 74(3) :973–979, 1983.
- [10] Zhifeng Zhang Stéphane Mallat. Matching pursuit with time-frequency dictionaries. *Technical report, Courant Institute of Mathematical Sciences, Computer Science Department, New York University* 1993.