



**HAL**  
open science

# Analyse de la dispersion des ondes circonférentielles par des représentations temps-fréquence d'un signal acoustique rétrodiffusé par un tube

Rachid Latif, Elhoucein Aassif, Mostafa Laaboubi, Gerard Maze

## ► To cite this version:

Rachid Latif, Elhoucein Aassif, Mostafa Laaboubi, Gerard Maze. Analyse de la dispersion des ondes circonférentielles par des représentations temps-fréquence d'un signal acoustique rétrodiffusé par un tube. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00533157

**HAL Id: hal-00533157**

**<https://hal.science/hal-00533157>**

Submitted on 5 Nov 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# 10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

## Analyse de la dispersion des ondes circonférentielles par des représentations temps-fréquence d'un signal acoustique rétrodiffusé par un tube

R. Latif<sup>1,2</sup>, H. Aassif<sup>2</sup>, M. Laaboubi<sup>2</sup>, G. Maze<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ESSI, Ecole Nationale des Sciences Appliquées, B.P 1136, Université Ibn Zohr, 80000 Agadir, Maroc, latif@ensa-agadir.ac.ma

<sup>2</sup>Laboratoire de Métrologie et Traitement de l'Information, Université Ibn Zohr, Agadir, Maroc

<sup>3</sup>Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, Université du Havre, le Havre, France, France, gerard.maze@univ-lehavre.fr

La mesure expérimentale de la vitesse de groupe des ondes circonférentielles propageant autour d'un tube est une opération encore complexe. Dans cette étude, nous montrons que il est possible de déterminer la dispersion des vitesses de groupe de ces ondes à partir d'une représentation temps-fréquence. Les représentations adoptées sont utilisées pour accéder aux paramètres recherchés. Parmi les nombreuses techniques temps-fréquence, la distribution de Wigner-Ville, la transformée d'ondelette, la distribution de spectrogramme et la distribution de spectrogramme réalloué, sont retenue en raison de ses intéressantes propriétés. Ces techniques sont appliquées sur un signal expérimental rétrodiffusé par un tube d'aluminium de rapport des rayons  $b/a=0,9$  ( $a$  est le rayon externe et  $b$  est le rayon interne). L'observation des images temps-fréquence obtenues montre bien, l'évolution fréquentiel, des ondes circonférentielles au cours du temps. Ces images montrent les trajectoires relatives aux ondes circonférentielles  $S_0$ ,  $A_1$  et  $S_1$ . Ces trajectoires sont liées à la dispersion de ces ondes. Les vitesses de groupe déterminées à partir de ces images sont comparées avec celles calculées théoriquement. Une bonne concordance est obtenue entre ces résultats.

## 1 Introduction

La diffusion acoustique par une coque cylindrique élastique immergée dans l'eau est un problème théorique qui connaît depuis quelques années un gain d'intérêt considérable [1-8]. Une bonne compréhension de la diffusion acoustique permet d'étudier, la dispersion des ondes mises en jeu, qui permet de remonter aux vitesses de groupe des ondes, propageant autour de la cible excitée, et ceci à partir de l'analyse mixte du signal rétrodiffusé par la cible. La technique d'analyse, fréquentielle, encore utilisée actuellement présentent l'inconvénient majeur de ne pas pouvoir mettre en évidence la structure temporelle du champ diffusé par la cible. Réciproquement l'analyse temporelle de la réponse impulsionnelle acoustique de la cible ne permet pas toujours de séparer les arrivées successives des différents types d'ondes contenus dans le signal (ondes circonférentielles), ni d'avoir des informations sur leurs contenus fréquentiels. A cet effet, nous faisons appel aux représentations mixte qui tient compte à la fois du paramètre temps et du paramètre fréquence [9-16]. Les représentations conjointes temps-fréquence permettent de répondre à ce besoin. Parmi les nombreuses techniques temps-fréquence non paramétriques, la distribution de Wigner-Ville (WV), la transformée d'ondelette (TO), la distribution de spectrogramme (SP) et la distribution de spectrogramme réalloué (SPR), sont finalement retenues en raison de ses intéressantes propriétés. Dans ce travail nous nous proposons de déterminer certaines propriétés physiques des ondes circonférentielles d'un tube élastique. Les représentations temps-fréquence adoptées sont appliquées sur un signal expérimental rétrodiffusé par une coque cylindrique d'aluminium, de rapport des rayons  $b/a=0,9$ , rempli d'air et immergé dans l'eau. A partir des

différentes images temps-fréquence obtenues il est possible d'analyser l'évolution de la dispersion des ondes circonférentielles antisymétriques ( $A_1$ ,  $A_2, \dots$ ) et symétriques ( $S_0$ ,  $S_1$ , ...) propageant autour de la circonférence du tube d'aluminium. Les quatre images temps-fréquence obtenues, permettent de visualiser l'évolution des fréquences des ondes circonférentielles au cours du temps. A partir de ces images temps-fréquence il est possible de tracer les courbes de dispersion de la vitesse de groupe de ces ondes. Elles permettent aussi de déterminer avec précision les valeurs de la vitesse de groupe de propagation des ondes circonférentielles symétriques et antisymétriques ( $S_0$ ,  $A_1$ ,  $S_1$ ). Ces vitesses sont comparées à celles calculées par la théorie. Les différents exemples, présentés dans ce travail, permettent d'évaluer les performances et la robustesse des représentations temps-fréquence, de Wigner-Ville et de spectrogramme réallouée par rapport aux représentations temps-fréquence de spectrogramme et d'ondelette, pour tracer les courbes de dispersion des ondes circonférentielles.

## 2 Réponse impulsionnelle expérimentale

### 2.1 Conditions expérimentales

La figure 1 présente le dispositif expérimental utilisé dans ce travail. Ce dispositif est constitué d'un générateur d'impulsions, d'un oscilloscope numérique, d'un capteur piézoélectrique et d'un tube d'aluminium. L'étude expérimentale est conduite dans une cuve parallélépipédique. Pour obtenir des signaux exploitables, il est nécessaire de ne pas être gêné par des réflexions sur les parois de la cuve. Cette dernière est équipée d'un système de positionnement précis pour les échantillons et les capteurs piézoélectriques.

Cette cuve est remplie d'eau dont la masse volumique est  $\rho_{\text{eau}}=1000 \text{ kg/m}^3$  et dans laquelle la célérité des ondes acoustiques est  $c_{\text{eau}}=1470 \text{ m/s}$  a été mesurée à la température ambiante de  $20^\circ\text{C}$ .

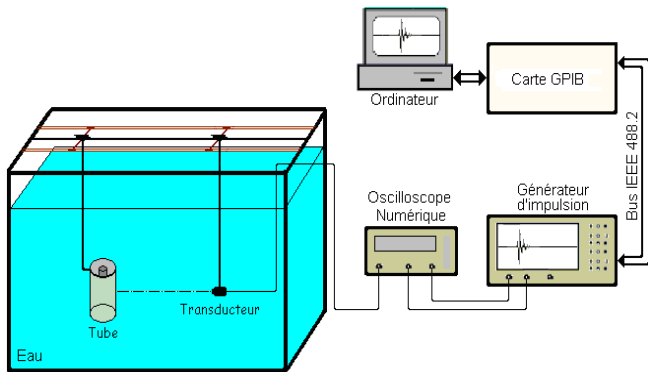


Figure 1 : Dispositif expérimental

Les capteurs piézoélectriques utilisés sont de marque Panametrics. La largeur de leur bande passante est de l'ordre de leur fréquence centrale 10 MHz, nous permet de mener des expériences dans un large domaine fréquentiel. Ils peuvent aussi bien fonctionner en émetteur qu'en récepteur. Le capteur n'émet pas de l'énergie uniquement suivant la direction axiale. La directivité du transducteur est proportionnelle au rapport de l'intensité diffractée suivant cette direction.

L'échantillon est un tube d'aluminium de rapport des rayons  $b/a=0,9$ . La masse volumique de l'aluminium est  $\rho_{\text{Al}}=2790 \text{ kg/m}^3$  et la célérité de l'onde à polarisation longitudinale est  $c_L=6380 \text{ m/s}$  et la célérité de l'onde à polarisation transversale est  $c_T=3100 \text{ m/s}$ . La longueur du tube d'Aluminium ( $L=20 \text{ cm}$ ), utilisée est suffisamment grande devant la longueur d'onde incidente pour qu'ils puissent être considérés comme infinie et pour répondre aux conditions théoriques.

## 2.2 Technique impulsionnelle expérimentale

La chaîne de mesure qui contient un générateur d'impulsions, qui excite électriquement le capteur est illustrée par la figure 2. Le générateur génère une impulsion de grande amplitude et de courte durée. Ce dernier transforme cette impulsion électrique en une énergie mécanique. A la sortie du capteur, nous avons un signal incident qui contient des informations intéressantes. Le tube réagit en diffusant de l'énergie dans toutes les directions. Le signal rétrodiffusé est capté par le même capteur. Le changement du mode de fonctionnement du capteur est assuré par une porte intégrée au générateur d'impulsions. Le signal reçu est ensuite amplifié puis envoyé vers un oscilloscope numérique de type Lecroy 9310M-300 MHz. Ce dernier est connecté à un ordinateur par une interface IEEE 488.2. Une application LabVIEW, réalisée par notre équipe "ESSI", permet le dialogue entre l'ordinateur et l'oscilloscope numérique. Ce qui permet de stocker les signaux dans la mémoire de l'ordinateur, afin de les analyser par la suite à l'aide d'autres programmes.

La figure 3 montre le mécanisme de formation des différents échos; l'écho spéculaire généré par la réflexion sur la surface avant du tube ①, les échos des ondes circumférentielles ② et l'écho de l'onde de Scholte ③. Ces dernières ondes propagent autour du tube.

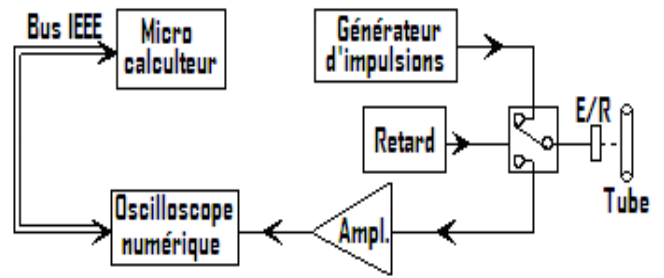


Figure 2 : Chaîne de mesure de la méthode impulsionnelle

Le tube élastique, d'épaisseur  $e=a-b$ , est excité par une onde plane. L'onde se propage dans la coque cylindrique et sur la circonférence de la surface eau-coque (figure 3). Cette propagation permet de générer des différentes ondes circumférentielles ( $S_0, A_1, S_1, A_2, \dots$ ).

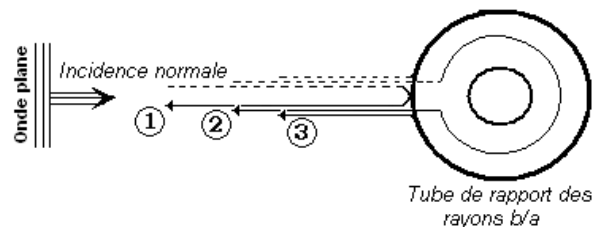


Figure 3 : Mécanisme de formation des échos

La figure 4 présente un exemple d'un signal expérimental rétrodiffusé par un tube d'aluminium de rapport des rayons  $b/a=0,9$ . L'observation de cette figure montre la présence d'un nombre d'échos relatifs aux ondes circumférentielles symétriques ( $S_0, S_1, \dots$ ) et antisymétriques ( $A_1, A_2, \dots$ ). Sur cette figure, nous avons ajouté des numéros ①, ②, ③ qui indiquent les différents échos des ondes circumférentielles.

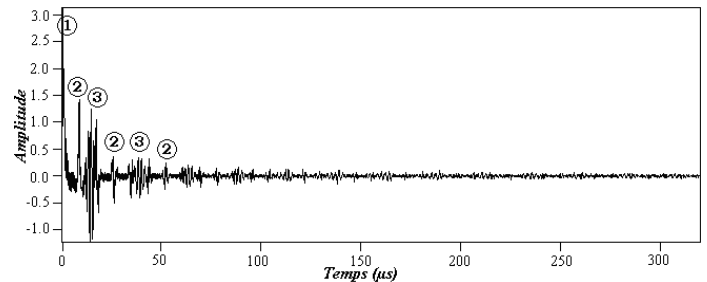


Figure 4 : Signal expérimental global rétrodiffusé par un tube d'aluminium

Le spectre de résonance (ou de rétrodiffusion) est obtenu par le calcul de la transformée de Fourier du signal rétrodiffusé par le tube d'aluminium (figure 4). Ce spectre contient les fréquences de résonance des ondes circumférentielles. Le spectre fréquentiel est en fonction de la fréquence réduite  $ka$  (sans unité). Cette fréquence est définie par la relation suivante:

$$ka = \frac{2\pi f a}{c_{\text{eau}}} \quad (1)$$

où  $f$  est la fréquence de résonance d'une onde circumférentielle en Hz.

D'après le spectre fréquentiel il est facile de repérer les résonances correspondant aux différents types d'ondes : L'onde de scholte  $A$  apparaît dans la gamme de fréquences

réduites  $0 < ka < 25$ , l'onde symétrique *SO* dans la gamme  $25 < ka < 50$ , l'onde antisymétrique *AI* dans la gamme  $60 < ka < 100$  et l'onde symétrique *SI* dans la gamme  $100 < ka < 150$ . L'analyse fréquentielle, encore utilisé actuellement, présente l'inconvénient majeur de ne pas pouvoir mettre en évidence la structure temporelle. A cet effet, nous faisons appel aux représentations conjointes qui tiennent compte à la fois du paramètre temps et du paramètre fréquence. Dans ce travail, quatre techniques temps-fréquence sont utilisées pour étudier la dispersion des ondes circonférentielles propageant autour d'un tube.

### 3 Représentations temps-fréquence de la réponse acoustique

#### 3.1 Signal analytique

Pour d'éviter le recouvrement de composantes fréquentielles dans l'image temps-fréquence, on utilise à la place du signal réel  $x(t)$  le signal analytique  $x_z(t)$ , définie par :

$$x_z(t) = x(t) + iH\{x(t)\} \quad (2)$$

où  $i^2 = -1$  et  $x(t)$  est la fonction à valeurs réelles et  $H\{x(t)\}$  sa transformée de Hilbert.

#### 3.2 Distribution de Wigner-Ville

Plusieurs travaux de recherche ont été consacrés au cours de ces dernières années aux différentes méthodes de représentation temps-fréquence [9-16]. La plupart des méthodes temps-fréquence non paramétriques sont représentées par la classe de Cohen définie par [7] :

$$C_x(\omega, t, \Phi) = \frac{1}{2\pi} \iiint \Phi(\xi, \tau) e^{i(\xi t - \omega \tau - \zeta u)} x(t + \frac{\tau}{2}) x^*(t - \frac{\tau}{2}) du d\tau d\xi \quad (3)$$

où  $x^*$  est le conjugué de la fonction  $x$  et  $\Phi(\xi, \tau)$  le noyau de la fonction  $C_x(\omega, t; \Phi)$ .

Cette classe inclut entre autres plusieurs distributions (Wigner-Ville, de Rihaczek, ...). Chacune de ces distributions possède des caractéristiques qui lui sont propres et des propriétés qui sont communes à tous les membres de la classe de Cohen. Si l'on prend  $\Phi(\xi, \tau) = 1$ , on obtient la transformée de Wigner-Ville (WV). Elle associe à tout signal d'énergie finie la fonction dépendant de la variable temporelle ( $t$ ) et fréquentielle ( $\nu$ ) définie par [10-11] :

$$W_z(t, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} z(t + \frac{\tau}{2}) z^*(t - \frac{\tau}{2}) e^{-2i\pi\nu\tau} d\tau \quad (4)$$

où  $z(t)$  est le signal analytique associé au signal temporel d'énergie finie  $x(t)$  et  $z^*(t)$  son complexe conjugué.

En pratique, c'est la version dite Pseudo Wigner-Ville Lissée discrétisée (*PWVL*) qui est implémentée dans ce travail. Cette représentation est définie par la relation suivante:

$$PWVL_z(t, \nu) = 2 \sum_{l=-N+1}^{l=N-1} |h(l)|^2 K_M(t, l) e^{-j4\pi\nu l} \quad (5)$$

où  $K_M(t, l) = \sum g(m) x_z(t+m+l) x_z^*(t+m-l)$ ,  $h(l)$  est une fenêtre temporelle d'analyse à court terme définie sur  $(2N-1)$  points et  $g(m)$  est une fenêtre de lissage fréquentiel définie sur  $(2M-1)$  points. Ces deux fenêtres permettent de

contrôler de manière indépendante les lissages temporel et fréquentiel de l'image temps-fréquence.

#### 3.3 Transformée d'ondelette

Pour combler le déficit de la transformée de Fourier à court terme, il faut faire varier la taille de la fenêtre d'analyse pour pouvoir s'adapter au mieux aux différentes fréquences étudiées, avec une résolution temporelle convenable. C'est justement ce qui est réalisé par la transformée en ondelettes.

La transformée en ondelettes est, elle aussi, basée sur la méthode de projection d'un signal sur une base de fonctions, qui sont dans ce cas les ondelettes. La définition d'une ondelette  $\psi(t)$  est donnée par [12]:

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (6)$$

où  $a$  est le paramètre d'échelle,  $b$  est le paramètre de position ou de translation temporel et  $1/\sqrt{a}$  est le facteur de normalisation.

La transformée en ondelettes (*TO*) du signal  $x_a(t)$  est définie par [12] :

$$TO_{x_a}(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_a(t) \psi_{a,b}^*(t) dt \quad (7)$$

où  $\psi_{a,b}^*(t)$  est le complexe conjugué de l'ondelette.

L'équation 7 donne ce que l'on appelle le coefficient d'ondelette. Le coefficient d'ondelette contient toutes les informations dont on a besoin pour conduire une analyse temps-fréquence. La transformée en ondelettes permet de calculer des coefficients qui dépendent du facteur d'échelle  $a$  et du facteur de translation  $b$ . Chaque coefficient donne une estimation des fluctuations du signal à l'échelle  $a$  autour de l'instant  $b$ .

Dans le cadre de la transformée en ondelettes continue,  $a$  et  $b$  varient de façon continue. Pour fabriquer notre famille d'ondelettes nous utilisons une ondelette mère qui est une ondelette dite de Morlet, dont la définition analytique est donnée par :

$$\psi(t) = (\pi\sigma_0)^{-\frac{1}{4}} e^{\frac{-t^2}{2\sigma_0^2}} e^{-i\omega_0 t} \quad (8)$$

où  $\omega_0$  est la fréquence caractéristique d'ondelette de Morlet et  $\sigma_0$  définie la largeur d'enveloppe d'ondelette analysante.

#### 3.4. Distribution de spectrogramme

La Transformée de Fourier à Court Terme (*TFCT*) peut être interprétée comme l'analyse de Fourier de tranches successives pondérées par une fenêtre temporelle (Gabor, Hamming, ...). Ce principe est équivalent à l'approximation du signal par un ensemble des fonctions élémentaires semi-localisées simultanément en temps et en fréquence [13-14]:

$$SIFT_{x_a}(t, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_a(\tau) h_{t,\nu}^*(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} x_a(\tau) h^*(\tau-t) e^{-2\pi j\nu\tau} d\tau \quad (9)$$

En pratique, on utilise le Spectrogramme qui est le module au carré de la *TFCT*. Lorsque les valeurs de *TFCT* sont complexes, le module carré nous assure que la valeur du spectrogramme sera toujours une valeur réelle. Le spectrogramme (*SP*) est alors défini comme une densité d'énergie soit:

$$SP_{x_a}(t, \nu) = \left| SIFT_{x_a}(t, \nu) \right|^2 \quad (10)$$

où  $x_a^*(t)$  est le complexe conjugué du signal  $x_a(t)$ .

### 3.5. Distribution de spectrogramme réalloué

Le principe de la réallocation repose sur la formulation du spectrogramme donnée par l'expression (10). Cette expression montre que l'évolution du spectrogramme en un point du plan temps-fréquence consiste à affecter à ce point l'énergie moyenne du signal. Si ce lissage conduit à une atténuation des termes interférentiels, il entraîne en revanche un étalement de toutes les composantes du signal dans le plan temps-fréquence. Afin de pallier cet inconvénient, il faut changer le point d'affectation en attribuant cette énergie moyenne au centre de gravité des contributions énergétiques [15-16]. Ce centre de gravité  $\{t'(t, \nu), \nu'(t, \nu)\}$  est calculé par la *TFCT* et donné par les deux expressions suivantes :

$$t'(t, \nu) = t - \Re \left\{ \frac{STFT_{x_a}^{th}(t, \nu) \cdot STFT_{x_a}^*(t, \nu)}{SP_{x_a}(t, \nu)} \right\} \quad (12)$$

$$\nu'(t, \nu) = \nu + \Im \left\{ \frac{STFT_{x_a}^{dh}(t, \nu) \cdot STFT_{x_a}^*(t, \nu)}{SP_{x_a}(t, \nu)} \right\} \quad (13)$$

où  $STFT_{x_a}^{th}(n, k)$  est la Transformée de Fourier à Court Terme du signal  $x_a(t)$  en utilisant la fenêtre du temps pondéré  $t.h(t)$ ,  $STFT_{x_a}^*(t, \nu)$  est le complexe conjugué de la *TFCT* de  $x_a(t)$ ,  $\Re\{\cdot\}$  est la partie réelle du rapport entre crochets,  $STFT_{x_a}^{dh}(n, k)$  est la *TFCT* de  $x_a(t)$  en utilisant la

fenêtre de la fréquence pondéré  $dh(t) = \frac{d}{dt}h(t)$  et  $\Im\{\cdot\}$  est la partie imaginaire du rapport entre crochets.

Ce principe nous conduit ainsi à la définition du spectrogramme réalloué  $RSP_{x_a}(t, \nu)$ , dont la valeur en tout point est la somme des valeurs réaffectées à ce point [15-16]:

$$RSP_{x_a}(t, \nu) = \iint SP_{x_a}(\tau, \xi) \delta(t - t'(\tau, \xi)) \delta(\nu - \nu'(\tau, \xi)) \frac{d\tau d\xi}{2\pi} \quad (13)$$

où  $\delta$  représente une distribution de Dirac.

## 4 Images temps-fréquence d'un signal expérimental rétrodiffusé par un tube d'aluminium

Les images de la figure 5 montrent les quatre représentations temps-fréquence utilisées dans ce travail. Ces représentations sont la distribution de Wigner-Ville (*WV*), la transformée d'ondelette (*TO*), la distribution de spectrogramme (*SP*) et la distribution de spectrogramme réallouée (*SPR*). Ces images temps-fréquence sont obtenues, par l'application des équations (5), (7), (10) et (13), sur un signal expérimental rétrodiffusé par un tube d'aluminium de rapport des rayons  $b/a=0,9$ .

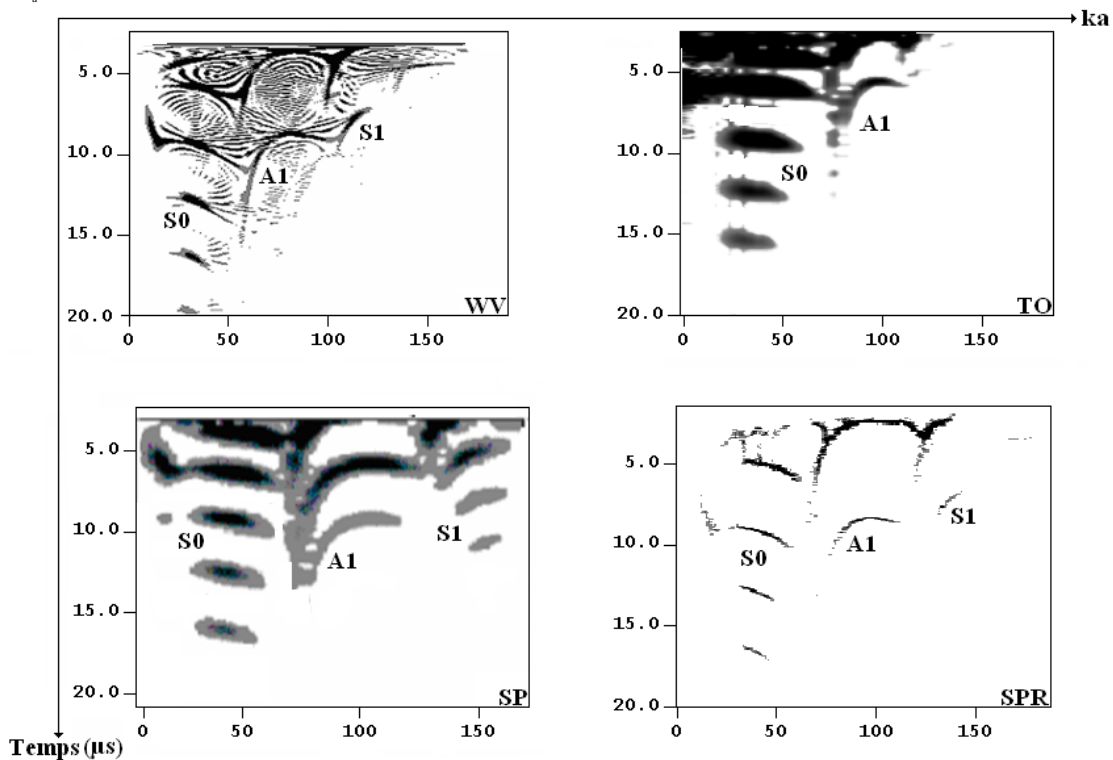


Figure 5. Images temps-fréquence des ondes circonférentielles  $S0$ ,  $A1$  et  $S1$

L'observation de ces images montre bien, l'évolution fréquentiel, des ondes circonférentielles symétriques et antisymétriques, au cours du temps. Les images, temps-fréquence de la figures 5, correspondent aux gammes de fréquence réduite de l'onde symétrique  $S0$  ( $25 < ka < 50$ ), l'onde antisymétrique  $A1$  ( $60 < ka < 100$ ) et l'onde symétrique  $S1$  ( $100 < ka < 150$ ). Sur ces images les ondes circonférentielles  $S0$ ,  $A1$  et  $S1$  sont bien localisées dans le plan temps-fréquence. Ces images montrent les trajectoires relatives aux ondes circonférentielles  $S0$ ,  $A1$  et  $S1$ . Ces

images montrent des trajectoires liées à la dispersion de ces ondes. La partie basse fréquence de ces ondes arrive plus tardivement que la partie haute fréquence, ce qui signifie que la vitesse de groupe de cette onde croît en fonction avec la fréquence (dispersion de la vitesse de groupe de ces ondes). Quand le temps augmente, les trajectoires associés à l'onde antisymétrique  $A1$  (ou symétrique  $S1$ ) pour chaque cas, tendent vers une valeur asymptotique qui est la fréquence réduite de coupure  $(ka)_c$  de cette onde. Cette fréquence correspond au point d'intersection de la trajectoire asymptotique de l'onde antisymétrique  $A1$  (ou

symétrique  $S1$ ) et de l'axe des fréquences. Les valeurs de la fréquence réduite de coupure  $(ka)_c$ , relevées à partir des images de la figure 5, sont présentées sur la table 1.

	$(ka)_c$ de l'onde antisymétrique $A1$	$(ka)_c$ de l'onde symétrique $S1$
Image WV	$66 \pm 0,3$	$132 \pm 0,3$
Image SPR	$66.5 \pm 0,1$	$131 \pm 0,1$
Image SP	$68 \pm 0,6$	$135 \pm 0,6$
Image TO	$69.5 \pm 0,5$	—

Table 1 : Fréquences de coupure des ondes  $A1$  et  $S0$  déterminées à partir des images de la figure 5

## 5 Dispersion de la vitesse de groupe à partir des images temps-fréquence

### 5.1 Dispersion à partir de la théorie des modes

La vitesse de phase  $c_{ph}$  de propagation est calculée à partir des fréquences de résonance qui correspondent aux ondes circumférentielles. Ainsi, pour chaque fréquence de résonance  $\omega$ , un nombre entier de longueurs d'onde correspond à la circonférence du tube, la vitesse de phase est donnée par la relation suivante [10] :

$$c_{ph}(\omega) = \frac{\omega a}{n} \quad (14)$$

où  $n$  est le mode de l'onde circumférentielle.

Théoriquement, la vitesse de groupe  $c_g$  est déduite à partir de la vitesse de phase de propagation  $c_{ph}$  en utilisant la relation suivante [10] :

$$c_g(\omega) = c_{ph}(\omega) + \omega \frac{\partial c_{ph}(\omega)}{\partial \omega} \quad (15)$$

La figure 6 montre les courbes de dispersion de la vitesse de groupe des ondes circumférentielle calculée par la relation (15).

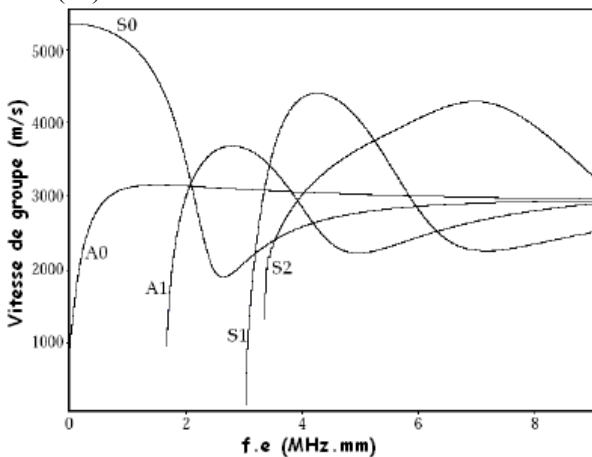


Figure 6. Dispersion des ondes des différents modes

Le signal émis par le capteur (figure 4) est alors plus ou moins dispersé au cours de la propagation des ondes circumférentielles autour de la circonférence du tube. Sur la figure au-dessus, nous avons présenté les courbes de dispersion de la vitesse de groupe des ondes circumférentielles ( $S0$ ,  $A1$ ,  $S1$ ,  $S2$ ,  $A2$ ). On observe des zones où la dispersion, des ondes circumférentielles, varie très rapidement, pour des variations relativement faibles du

produit fréquence fois l'épaisseur de la coque ( $f.e$ ). Ceci met en évidence le caractère fortement dispersif des phénomènes mis en jeu. Après propagation sur un long trajet, les effets de dispersion provoquent une déformation du signal et peuvent être tels que l'on ne peut plus déterminer la dispersion des ondes circumférentielles par des méthodes monodimensionnelles. L'utilisation d'une analyse mixte au moyen des représentations temps-fréquence permet d'obtenir ce résultat.

### 5.2 Dispersion à partir des images temps-fréquence

Le retard de groupe peut être déterminé, pour une fréquence donnée, par le moment du premier ordre le long de l'axe du temps [10]. Ce retard est donné par l'expression :

$$\tau_g(\nu) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t W_s(t, \nu) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} W_s(t, \nu) dt} \quad (16)$$

Pour les applications acoustiques, cette propriété est d'un grand intérêt puisque la vitesse de groupe des ondes circumférentielles peut être directement déterminée à partir des retards des groupes  $\tau_g^2$  et  $\tau_g^1$  successifs. L'expression suivante donne la relation entre ce retard et la vitesse de groupe [10] :

$$c_g(\nu) = \frac{2\pi a}{\tau_g^2(\nu) - \tau_g^1(\nu)} \quad (17)$$

Sur les images des figures 7 à 9, les ondes circumférentielles  $S0$ ,  $A1$  et  $S1$ , sont bien localisées dans le plan temps-fréquence. Ces images montrent les trajectoires relatives aux ondes circumférentielles  $S0$ ,  $A1$  et  $S1$ . La partie basse fréquence de ces ondes arrive plus tardivement que la partie haute fréquence, ce qui signifie que la vitesse de groupe de cette onde croît en fonction avec la fréquence (dispersion de la vitesse de groupe de ces ondes).

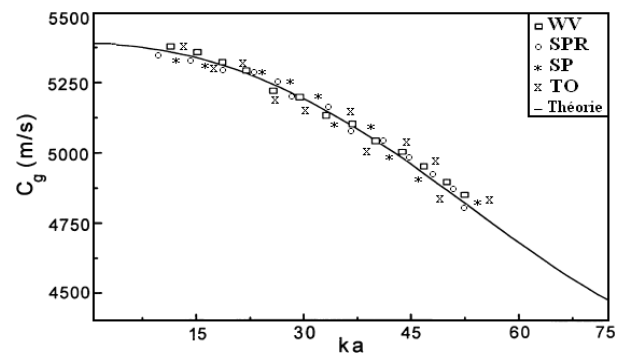


Figure 7. Vitesse de groupe de l'onde circumférentielle symétrique  $S0$

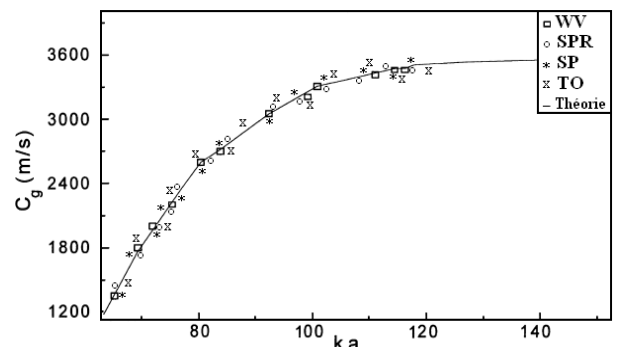


Figure 8. Vitesse de groupe de l'onde circumférentielle antisymétrique  $A1$

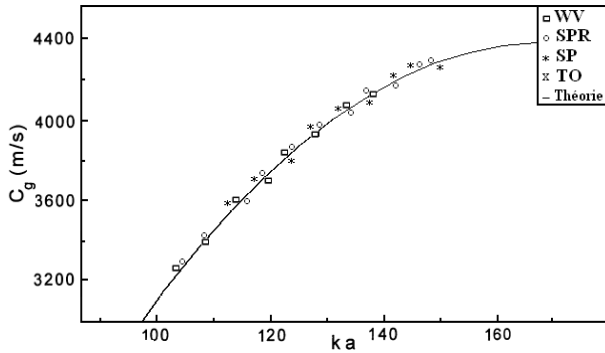


Figure 9. Vitesse de groupe de l'onde circumférentielle symétrique  $S1$

## 6 Conclusion

Dans cette étude, nous avons montrés que il est possible de déterminer la dispersion des vitesses de groupe des ondes circumférentielles, se propageant autour de la circumférence du tube, à partir d'une technique temps-fréquence. Parmi les nombreuses techniques temps-fréquence, la distribution de Wigner-Ville, la transformée d'ondelette, la distribution de spectrogramme et la distribution de spectrogramme réalloué, sont retenues, dans ce travail, en raison de ses intéressantes propriétés. Ces techniques sont appliquées sur un signal expérimental rétrodiffusé par un tube élastique d'aluminium de rapport des rayons  $b/a=0,9$ . L'observation de ces images montre bien, l'évolution fréquentiel, des ondes circumférentielles au cours du temps. A partir de ces images, nous avons déterminé les courbes de la dispersion des vitesses de groupe des ondes circumférentielles  $S0$ ,  $A1$  et  $S1$ . Les trajectoires de ces ondes sont liées à la dispersion de ces ondes. Les vitesses de groupe déterminées à partir de ces images sont comparées avec celles calculées théoriquement. De la comparaison, entre les résultats obtenus à partir l'analyse des quatre images temps-fréquence et celles obtenus par d'autres techniques classiques, il en résulte une bonne concordance.

## Références

- [1] M. TALMANT, J. -L. IZBICKI, G. MAZE, G. QUENTIN, J. RIPOCHE, "External wave resonances on thin cylindrical shells", *J. Acoustique*, 4, pp. 509-523, (1991)
- [2] O. LENOIR, J. -L. IZBICKI, P. REMBERT, G. MAZE, J. RIPOCHE, "Acoustic scattering from an immersed plane multilayer: application to the inverse problem", *J. Acoust., Soc. Am.* 91, pp. 601-612, (1992)
- [3] Zongqi Sun, Yiwei Mao, Wenhua Jiang, De Zhang, "Mode analysis of Lamb waves in hollow cylinder by means of 2-DFourier transformation", *Ultrasonics Symposium, IEEE*, Vol.1, pp. 831-834, (1999)
- [4] M. Talmant, J. -L. Izbicki, G. Maze, G. Quentin, J. Ripoche, "External wave resonances on thin cylindrical shells", *J. Acoustique*, 4, pp. 509-523, (1991)
- [5] Younho Cho, "Estimation of ultrasonic guided wave mode conversion in a plate with thickness variation", *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions*, Vol. 47, 3, pp. 591-603, (2000)
- [6] Atkinson D., Hayward G., "Embedded acoustic fibre waveguides for Lamb wave condition monitoring", *Ultrasonics Symposium, IEEE*, Vol. 1, pp. 699-702, (1999)
- [7] L. Haumesser, D. Décultot, F. Léon, and G. Maze, "Experimental identification of finite cylindrical shell vibration modes", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 111, 5, pp. 2034-2039, (2002)
- [8] B. CLOTTEAU, J. CONOIR, J. ROUSSELOT, A. DEREM, "Ondes de Franz et onde de Scholte-Stoneley généralisées pour un cylindre élastique immergé", *J. Acoustique*, 4, pp. 509-523, (1991)
- [9] L. Cohen, "Time-frequency analysis" Englewoods Cliffs (NJ), *Prentice Hall*, (1995)
- [10] R. LATIF, E. AASSIF, G. MAZE, D. DECULTOT, A. MOUDDEN, B. FAIZ, "Analysis of the circumferential acoustic waves backscattered by a tube using the time-frequency representation of Wigner-Ville ", *MST*, Vol. 11, 1, pp. 83-88, (2000)
- [11] R. LATIF, E. AASSIF, A. MOUDDEN, B. FAIZ, "Caractérisation ultrasonore d'un matériau élastique à partir de l'analyse de l'image temps-fréquence de Wigner-Ville ", *Acta Acustica united with Acustica*, Vol. 89, pp. 253-257, (2003)
- [12] Lotric, M.B., Stefanovska, A., Stajer, D., Rován, V.U., "Spectral Components of Heart Rate Variability determined by Wavelet Analysis", *Physiology Measurements*, v. 21, p. 441-457, (2000)
- [13] F. Léonard, "Spectrogramme de phase et spectrogramme de fréquence", *Revue du Traitement du Signal* 17, pp. 269-286, (2001)
- [14] Sessarego JP, Sageloli J, Degoul P, Flandrin P, Zakharia M., "Analyse temps-fréquence de signaux en milieux dispersifs, Application à l'étude des ondes de Lamb", *J. Acoust. Soc. Am.* 3, pp. 273-280, (1990)
- [15] E. Chassande-Mottin, F. Auger, and P. Flandrin, "Time-frequency/timescale reassignment, in Wavelets and Signal Processing ", *L. Debnath, Ed., Birkhäuser*, Boston, (2001)
- [16] M. Niethammer, L.J. Jacobs, J. Qu, J. Jarzynski, "Time-frequency representation of Lamb waves using the reassigned spectrogram", *J. Acoust. Soc. Am.* 107, (2000)