



Détermination expérimentale des courbes de dispersion des modes guidés se propageant le long d'une fibre cylindrique micrométrique

H. Khelfa^a, D. Mounier^b, C. Poilâne^c et P. Picart^d

^aLUNAM Université, Université du Maine, CNRS UMR 6613, LAUM, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France

^bLUNAM Université, Université du Maine, IMMM, CNRS UMR 6283, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France

^cCIMAP Alençon, UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN-UCBN, IUT d'Alençon, site Universitaire Montfoulon, 61250 Damigny, France

^dUniversité Du Maine - LAUM CNRS, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France
haithem.khelfa.etu@univ-lemans.fr

Nous proposons une méthode expérimentale pour déterminer les courbes de dispersion de modes guidés d'une fibre cylindrique de dimension transversale micrométrique. Les vibrations ultrasonores de la fibre sont excitées par un laser impulsif subnanoseconde Nd : YAG microchip et les déplacements de la surface de la fibre sont mesurés par une sonde laser interférométrique. Les courbes de dispersion mesurées sont comparées aux courbes calculées dans le cas d'un fil en aluminium d'environ 33 μm de diamètre.

1 Introduction

Il existe une grande variété de structures susceptibles de guider des ondes acoustiques : plaque homogène [1-3], plaque composite [4], films ou empilement de films déposés sur un substrat [5-6], cylindres pleins [7-8], tubes [9-10], barres de section arbitraire [11-12], ou interface entre deux milieux [13]. À l'exception des ondes de Rayleigh qui se propagent sans dispersion le long d'une surface plane d'un milieu homogène semi-infini, les ondes guidées sont généralement dispersives, ce qui signifie que la vitesse de phase de ces ondes dépend de leur fréquence. Cette propriété de dispersion existe pour les ondes de Rayleigh guidées par des surfaces courbes [14]. En ce qui concerne les structures cylindriques homogènes (tube plein ou creux), cette propriété de dispersion a été mise en évidence théoriquement il y a de nombreuses années [15-16]. Ces études théoriques ont des applications importantes dans le contrôle non-destructif (CND) de tubes [10,17-18]. Les études expérimentales sur les ondes guidées se propageant dans des sphères ou des cylindres [19-20] portent sur des objets dont la dimension caractéristique D est généralement supérieure au millimètre. Par conséquent, les longueurs d'onde λ utilisées dans ces études sont telles que $\lambda \ll D$, ce qui donne des fréquences généralement supérieures à 1 MHz. Dans ces conditions, les ondes volumiques se propageant à l'intérieur du cylindre peuvent être étudiées en même temps que les ondes circonférentielles de Rayleigh ou de galerie à échos se propageant à la surface de la structure [21]. Parmi les applications des ondes de surface, on peut citer : la détection de défauts et l'évaluation de propriétés élastiques sur des billes [22], ou des propriétés élastiques de cylindres [7].

Les fibres élémentaires qui sont utilisées pour renforcer les matériaux composites à matrice polymères sont des exemples de structure mécaniques cylindriques. L'étude de la propagation d'ondes acoustiques guidées présente un grand intérêt dans la perspective de déterminer leurs propriétés élastiques. En effet, les propriétés élastiques sont difficiles à évaluer sur une fibre élémentaire. Les essais de traction sur une fibre donnent accès au module d'Young longitudinal, mais il est difficile de mesurer directement par contact le module d'Young transversal de la fibre et les coefficients de Poisson. Pour cette raison, des méthodes optiques, sans contact, doivent être développées pour l'évaluation des propriétés mécaniques des fibres. L'évaluation d'une constante élastique transversale C_{11} a déjà été réalisée par une méthode optique sur une fibre élémentaire de carbone en mesurant le temps de propagation d'une impulsion acoustique picoseconde traversant la section longitudinale de la fibre [23]. Les fréquences utilisées sont alors très supérieures à 1 GHz, ce qui peut poser un problème de détection des ondes acoustiques sachant que l'atténuation des ondes acoustiques, croît rapidement avec la fréquence. Pour déterminer les constantes élastiques, nous avons proposé la méthode de spectroscopie de résonance

des modes de section de la fibre [24]. Ces modes impliquent des déformations planes dans le plan perpendiculaire à l'axe z de la fibre. Les fréquences à exciter et à mesurer sont situées en deçà du GHz. Cependant, la spectroscopie de résonance des modes de section ne permet de déterminer que les deux constantes élastiques C_{11} et C_{12} de la fibre. Un matériau aux propriétés isotropes transverses, est caractérisé par 5 constantes élastiques indépendantes : C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} et C_{44} . Les fibres de carbone ont généralement des propriétés élastiques isotropes transverses avec un axe d'isotropie confondu avec l'axe de la fibre. La spectroscopie de résonance ultrasonore des modes de section ne permet pas d'accéder à l'ensemble des constantes élastiques d'une fibre isotrope transverse. Pour cette raison, nous envisageons d'étudier la propagation d'ondes guidées dans une fibre qui dépend, non seulement des constantes C_{11} et C_{12} mais aussi des autres constantes élastiques. La propagation d'une onde guidée est paramétrée par un vecteur d'onde axial $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Pour déterminer l'ensemble des constantes élastiques, il est donc indispensable de déterminer les relations de dispersion $\omega_\mu(k)$ d'un nombre suffisant de modes μ , pour des valeurs de k suffisamment éloignées de $k = 0$, c'est à dire pour les longueurs d'onde $\lambda \gtrsim D$. Pour étudier en pratique ces ondes guidées, le cylindre doit avoir une longueur $L \gg D$. Les fibres micrométriques utilisées dans les matériaux composites ont des longueurs de plusieurs centimètres et leur diamètre est relativement constant sur une longueur de plus d'un millimètre, ce qui leur donne une géométrie proche de la géométrie cylindrique idéale requise pour ce type d'étude.

Dans cet article, nous décrivons la méthode expérimentale utilisée pour déterminer les courbes de dispersion d'une fibre. La démonstration de faisabilité est réalisée sur une fibre d'aluminium qui a la géométrie d'un cylindre de révolution et qui possède des propriétés élastiques isotropes. Dans la section 2, nous montrons les courbes de dispersion calculée pour la fibre d'aluminium étudiée. Nous présentons le principe de la méthode utilisée pour mesurer les courbes de dispersion dans la section 3. Enfin, nous décrivons les conditions expérimentales des mesures et nous montrons les courbes de dispersion expérimentales obtenues en les comparant aux courbes calculées.

2 Courbes de dispersion des modes guidés dans un fil cylindrique d'aluminium

Les modes guidés d'un cylindre sont nommés selon la nomenclature de Silk and Bainton [25]. Les modes sont notés $X(m, n)$ (ou Xm, n) où $X = L, WG, R, S$ ou T . Les symboles représentent respectivement : le mode longitudinal, de galerie à échos (Whispering gallery), de Rayleigh, de cisaillement axial et de torsion.

Un mode $\mu = X_{m,n}$ est caractérisé par un champ de déplacements vectoriel $\mathbf{U}(r, \theta, z, t)$ qui s'écrit dans le système des coordonnées cylindriques (r, θ, z) , de la manière suivante :

$$\mathbf{U}(r, \theta, z, t) \begin{cases} U_r^\mu(r, k) \begin{cases} \cos(m\theta) & \cos(\omega t - kz) \\ \sin(m\theta) & \end{cases} \\ U_\theta^\mu(r, k) \begin{cases} \sin(m\theta) & \cos(\omega t - kz) \\ \cos(m\theta) & \end{cases} \\ U_z^\mu(r, k) \begin{cases} \cos(m\theta) & \sin(\omega t - kz) \\ \sin(m\theta) & \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

et qu'on peut aussi écrire sous la forme :

$$\mathbf{U}(r, \theta, z, t) = \mathbf{U}_\mu(r, \theta, k) \exp[i(\omega_\mu t - kz)] + c.c. \quad (2)$$

où $\mathbf{U}_\mu(r, \theta, k)$ est un vecteur d'amplitude complexe et $c.c.$ désigne le complexe conjugué.

Pour chaque mode $\mu = X(m, n)$, il existe une relation de dispersion $\omega_\mu(k)$. Le nombre entier m caractérise la symétrie de rotation du mode autour de l'axe du cylindre et n désigne l'ordre de la série X_m dans l'échelle des fréquences. Les modes longitudinaux et les modes de torsion sont caractérisés par $m = 0$. Ils ont une symétrie de révolution autour de l'axe du cylindre. Pour les modes L , les composantes orthoradiales sont nulles ($U_\theta = 0$) tandis que pour les modes T les composantes radiales des déplacements sont nulles ($U_r = 0$). Les modes pour lesquels $m > 0$ sont doublement dégénérés c'est à dire qu'il existe deux modes ayant la même fréquence, contrairement aux modes pour lesquels $m = 0$ et qui ne sont pas dégénérés. Les modes avec $m > 0$ peuvent être classés en deux catégories : les modes de Rayleigh où $n = 0$, notés $R(m, 0)$ et les modes de galerie à échos où $n > 0$ et $m > 0$, notés $WG(m, n)$. Les modes de Rayleigh ont des composantes radiales U_r significativement plus grandes que les composantes orthoradiales U_θ à la surface du cylindre. En ce qui concerne les modes de galerie à échos (WG) de la série $n = 1$, ils sont caractérisés par des faibles composantes radiales par rapport aux composantes orthoradiales. Le premier mode de torsion $T(0, 1)$, est le seul à avoir une fréquence qui varie linéairement avec k . La vitesse de phase du mode $T(0, 1)$ est celle des ondes transversales $C_T = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}$.

La figure 1 montre les courbes de dispersion calculées des modes guidés pour un fil d'aluminium dont les paramètres sont : le module d'Young $E = 69,6$ GPa, le coefficient de Poisson $\nu = 0,35$, la masse volumique $\rho = 2700$ kg/m³ et le diamètre $D = 32,7$ μm. Les courbes de dispersion ont été calculées d'après la solution analytique de I. Mirsky [15] valable pour les matériaux isotropes transverses. Pour l'aluminium qui est un matériau isotrope, cette solution est d'ailleurs équivalente à la solution de D. Gazis [16] valable uniquement pour les matériaux isotropes. La courbe de dispersion du mode dénommé $R(1, 0)$, qui a une fréquence nulle pour $k = 0$, a une forte similitude avec celle du mode de Lamb antisymétrique A_0 d'une plaque [2]. Dans ce mode, le cylindre peut onduler de telle manière que l'ensemble des génératrices du cylindre prennent la même forme de sinuséide. De ce fait, il existe une composante radiale non nulle dès que $k \neq 0$. Le mode $L(0, 1)$ a aussi une fréquence nulle pour $k = 0$. Toutefois, la vitesse de phase $C_b = \sqrt{\frac{E_L}{\rho}}$

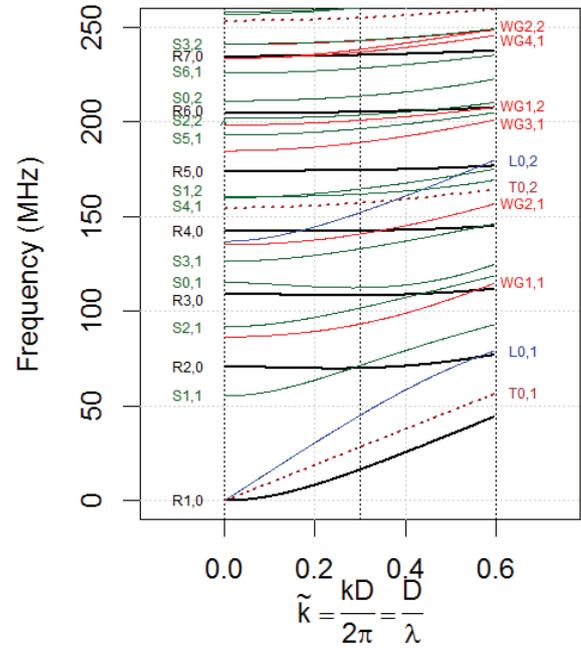


FIGURE 1 – Courbes de dispersion calculées pour une fibre d'aluminium avec : $D = 32,7$ μm, $E = 69,6$ GPa, $\nu = 0,35$ et $\rho = 2700$ kg/m³

est pratiquement constante pour $k \approx 0$, ce qui se traduit par une pente non-nulle en $k = 0$, contrairement au mode $R(1, 0)$. La célérité C_b est celle d'une onde longitudinale dans une barre, lorsque la longueur d'onde est très grande devant son diamètre D . Lorsque la longueur d'onde tend à se rapprocher du diamètre, la composante radiale commence à être significative devant la composante U_z .

Pour les modes S , à cisaillement axial, à $k = 0$, seule la composante U_z est non nulle ($U_r = 0$ et $U_\theta = 0$). Lorsque $|k|$, augmente, les autres composantes U_r et U_θ ne sont plus nulles et prennent de plus en plus d'importance par rapport à U_z . Cela a une importance pratique pour la détection des modes S à travers la mesure de sa composante radiale. Les modes S peuvent ainsi être détectés pour des valeurs de k suffisamment grande. Les modes à cisaillement axial mettent en jeu principalement les constantes élastiques C_{44} et C_{55} .

3 Évolution spatio-temporelle du signal vibratoire à la surface d'un cylindre soumis à un choc laser localisé

Considérons un cylindre infini d'axe z impacté à l'instant $t = 0$ par une impulsion laser localisée en $z = 0$, produisant un choc thermoélastique. Après l'action du laser des ondes guidées sont excitées et se propagent le long de l'axe du cylindre dans les deux sens de l'axe z . La géométrie de la zone d'excitation laser détermine l'étendue spectrale d'excitation des modes guidés, à la fois dans le domaine fréquentiel ω et le domaine des vecteurs d'onde k . Si le faisceau laser focalisé sur le cylindre est forme un long spot elliptique aligné le long de l'axe, alors on favorise l'excitation de modes de fréquences élevées tout en limitant l'étendue spectrale dans le domaine k .

Le vecteur champ de déplacements résultant de l'excitation

impulsionnelle se décompose sur la base des modes guidés d'un cylindre de section arbitraire, ce qui s'exprime par la relation :

$$\mathbf{U}(x, y, z, t) = \sum_{\mu=1}^M \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{U}}_{\mu}(x, y, k) \exp\{i(\omega_{\mu}(k)t - kz)\} d\left(\frac{k}{2\pi}\right) + c.c. \quad (3)$$

$\tilde{\mathbf{U}}_{\mu}(x, y, k)$ représente la déformée modale (vectorielle) de la section du cylindre pour le mode guidé μ , de vecteur d'onde k . En pratique, le nombre de modes excités est limité, d'où la borne M apparaissant dans Eq.(3). La propagation d'un mode guidé (μ, k) le long de l'axe du cylindre est déterminée par la relation de dispersion $\omega_{\mu}(k) = \omega'_{\mu}(k) + i\omega''_{\mu}(k)$. La pulsation $\omega'_{\mu}(k)$ détermine à la fois la vitesse de phase $v_{\mu}^{\varphi}(k) = \frac{\omega'_{\mu}(k)}{k}$ et la vitesse de groupe $v_{\mu}^g(k) = \frac{d\omega'_{\mu}(k)}{dk}$. L'amortissement est déterminé par la partie imaginaire $\omega''_{\mu}(k)$. Le temps caractéristique d'amortissement du mode guidé est $\tau_{\mu}(k) = \frac{1}{\omega''_{\mu}(k)}$. Un amortissement faible, se traduit par $\omega''_{\mu}(k) \ll \omega'_{\mu}(k)$.

En pratique, on ne mesure qu'une seule composante du déplacement U sur une génératrice du cylindre. Le signal vibratoire mesurable s'écrit alors :

$$U(z, t) = \sum_{\mu=1}^M \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}_{\mu}(k) \exp\{i(\omega_{\mu}t - kz)\} d\left(\frac{k}{2\pi}\right) + c.c. \quad (4)$$

La connaissance du signal vibratoire $U(z, t)$ suffit pour déterminer la relation de dispersion $\omega_{\mu}(k)$. Ce signal vibratoire peut être mesuré en fonction de z en translatant une sonde optique le long d'une génératrice du cylindre. Dans le cas d'un cylindre de révolution, la composante qui est effectivement mesurée avec une sonde interférométrique est le déplacement radial en surface

Nous pouvons réécrire l'équation (4) sous la forme d'une double intégrale de Fourier :

$$U(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(k, \omega) \exp\{i(\omega t - kz)\} d\left(\frac{k}{2\pi}\right) d\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) + c.c. \quad (5)$$

avec $\tilde{U}(k, \omega)$, l'amplitude spectrale, qui dépend de la géométrie de l'excitation. La fonction $\tilde{U}(k, \omega)$ est non nulle seulement aux points du domaine- (k, ω) où une relation $\omega_{\mu}(k)$ est vérifiée. En appliquant la transformée de Fourier sur les données spatio-temporelle $U(z, t)$, on a accès au module de l'amplitude $|\tilde{U}(k, \omega)|$ dans le domaine- (k, ω) , ce qui permet de mettre en évidence pour chaque valeur de k , les fréquences qui sont effectivement excitées, et par conséquent d'obtenir les relations de dispersion $\omega_{\mu}(k)$ (Fig.1).

Une méthode alternative, qui conduit aux relations de dispersion, consiste à appliquer la transformation de Fourier sur $U(z, t)$ par rapport à la variable d'espace z , ce qui donne, d'après l'Eq.(4) :

$$\tilde{U}(k, t) = TF_z[U(z, t)] = \sum_{\mu=1}^M \tilde{U}_{\mu}(k) \exp[i\omega_{\mu}(k)t] + c.c. \quad (6)$$

Il est alors possible ensuite d'obtenir, pour chaque valeur de k , l'ensemble des pulsations complexes $\omega_{\mu}(k) = \omega'_{\mu}(k) + i\omega''_{\mu}(k)$ ainsi que les amplitudes $\tilde{U}_{\mu}(k)$ de l'Eq.(6) en utilisant la méthode du "faisceau de matrice" (ou Matrix-Pencil) [1, 26]. Cette méthode permet d'obtenir à la fois la relation de dispersion $\omega'_{\mu}(k)$ et la composante $\omega''_{\mu}(k)$ qui détermine l'amortissement du mode guidé.

4 Détermination expérimentale des courbes de dispersion

4.1 Dispositif optique

Le dispositif expérimental est représenté sur la Fig. 2. L'échantillon est un fil d'aluminium monté sur une rondelle métallique de 1 cm de diamètre (Fig.2). Le diamètre de la fibre d'aluminium est $(32,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$ mesuré à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) (Fig.3). Dans notre expérience, l'excitation des vibrations de la fibre est réalisée au moyen d'un laser impulsionnel à la longueur d'onde de 1064 nm (laser de pompe) délivrant, à une cadence 4 kHz, des impulsions de durée 0,6 ns avec une énergie maximale de 10 μJ . Le laser pompe et le laser de sonde continu (CW) à 532 nm sont focalisés par la même lentille asphérique ($\times 20$, $ON = 0,5$ et $f = 8$ mm). Au moyen d'une lentille cylindrique convergente ($f = 700$ mm), le faisceau de pompe est focalisé sur la surface de la fibre pour donner un spot de la forme elliptique, où le grand axe de l'ellipse est aligné avec l'axe de fibre. Les impulsions de pompe excitent les vibrations en régime thermoélastique, c'est-à-dire sans altération de la surface de l'échantillon. L'excitation impulsionnelle permet de générer simultanément un grand nombre de modes guidés dont la propagation peut être détectée en translatant le faisceau sonde par rapport à la zone d'excitation. Toutefois, pour des raisons pratiques, nous choisissons maintenir fixe le spot de sonde et de translater la zone d'excitation relativement à la position fixe de la sonde. En raison de la symétrie de translation du cylindre, il n'y a pas de différence entre cette dernière méthode d'opérer et la première méthode. Pour translater le spot de pompe sur l'axe de la fibre, nous changeons l'orientation du miroir dichroïque ($T \simeq 100\%$ à 532 nm et $R \simeq 100\%$ à 1064 nm) qui réfléchit totalement le faisceau de pompe (Fig.2). Avec ce dispositif, il est possible de translater le spot de pompe de $\pm 500 \mu\text{m}$ par rapport au spot de sonde fixe. Les signaux vibratoires sont enregistrés avec un pas d'échantillonnage $\Delta z \simeq 50 \mu\text{m}$. L'interféromètre

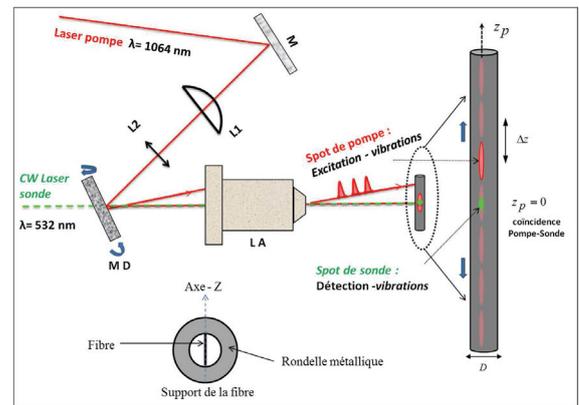


FIGURE 2 – Détermination expérimentale des courbes de dispersion des modes guidés. L_1 : lentille cylindrique $f = 700$ m m), L_2 : lentille convergente $f = 400$ m m), M : miroir dichroïque et LA : lentille asphérique ($\times 20$ $f = 8$ m m)

utilisé, du type Michelson homodyne stabilisé [24], il mesure les déplacements radiaux à la surface de la fibre. Pour chaque position z_i , le signal vibratoire est enregistré

par un oscilloscope numérique dont la bande passante est de 3 GHz. Chaque signal est enregistré pendant $5 \mu\text{s}$ et échantillonné avec une fréquence $f_e = 2 \text{ GHz}$, ce qui permet de mesurer les fréquences jusqu'à 1 GHz avec une résolution spectrale de 0,2 MHz. Les fréquences situées au-delà de 1 GHz sont filtrées par le photodétecteur de bande passante 1 GHz (New Focus 1601). Le pas d'échantillonnage Δz détermine le vecteur d'onde de coupure adimensionné $\tilde{k}_{max} = \frac{D}{2\Delta z} \approx 0,3$. La résolution spectrale est déterminée par la fenêtre spatiale de l'échantillonnage qui est de 1 mm, ce qui donne une résolution $\Delta\tilde{k} \approx 0,03$.

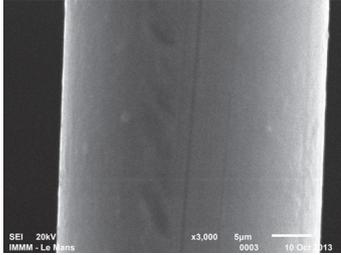


FIGURE 3 – Image d'une fibre d'aluminium micrométrique observée au microscope électronique à balayage (MEB)

Le diamètre gaussien du spot de sonde est $2w_0 = 1,5 \mu\text{m}$ (diamètre gaussien à $1/e^2$). Le spot de pompe a les dimensions $2w_y \times 2w_z = 4 \mu\text{m} \times 72 \mu\text{m}$ (où w_y et w_z sont les paramètres gaussiens du spot elliptique respectivement dans les directions perpendiculaire et parallèle à l'axe de la fibre). La longueur $2w_z$ du spot de pompe détermine l'étendue spectrale sur l'axe k des modes guidés qui sont effectivement excités. Une distribution gaussienne de l'éclairement du spot de pompe détermine une distribution spectrale gaussienne sur l'axe k , caractérisée par une fréquence de coupure $\tilde{k}_c = \frac{D}{\pi w_z} \approx 0,3$ [24].

4.2 Résultats expérimentaux

La figure 4, montre une image de l'amplitude $|\tilde{U}(k, \omega)|$ calculée à partir du signal vibratoire $U(z, t)$ échantillonné. Les dimensions des pixels de l'image sont directement liées à l'échantillonnage temporel et spatial de $U(z, t)$. Dans les images en niveaux de gris, l'amplitude nulle est représentée par des pixels blancs tandis que les pixels noirs sont ceux où $|\tilde{U}(k, \omega)|$ est maximum. Les lignes montrent les courbes de dispersion des modes guidés qui sont effectivement excités par l'impulsion laser. Les modes de Rayleigh (R) sont ceux pour lesquels l'amplitude est la plus forte. Les modes WG sont observables avec une plus faible amplitude. On remarque la présence d'un repliement de spectre pour quelques modes, qui est dû à un sous-échantillonnage en z de la fonction $U(z, t)$. Cela est clairement visible pour les modes $R(1, 0)$, $L(0, 1)$, $R(2, 0)$ et $WG(3, 1)$. Certains modes peuvent être excités jusqu'à $\tilde{k} = 0,5$.

La figure 4 montre les courbes de dispersion calculées des deux modes $R(1, 0)$ et $L(0, 1)$, respectivement en cyan et rouge. Les lignes en tirets sont la partie repliée des courbes de dispersion. L'accord entre la courbe calculée et l'expérience pour le mode $R(1, 0)$ est remarquable. Concernant le mode $L(0, 1)$ on peut noter un désaccord significatif entre le calcul et l'expérience. Le mode de cisaillement axial $S(0, 1)$, n'est pas visible sur la figure 4 pour $\tilde{k} < 0,1$ mais apparaît clairement pour $\tilde{k} > 0,2$. Cela

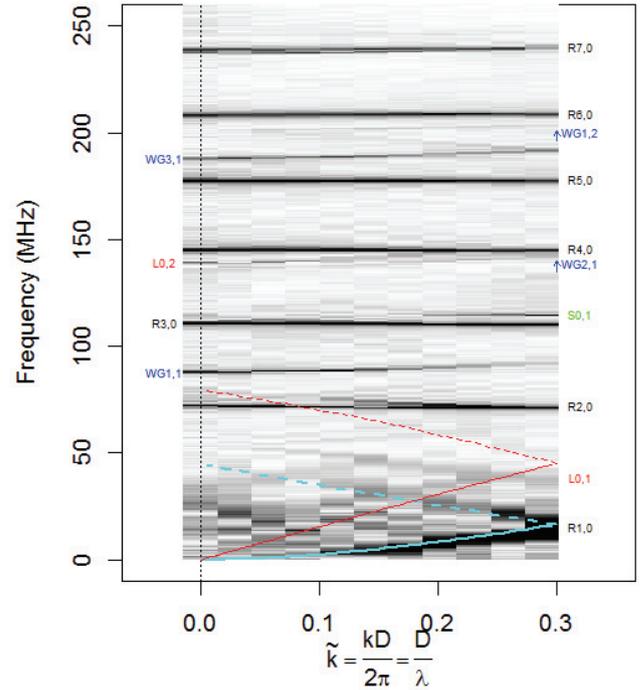


FIGURE 4 – Représentation de $|\tilde{U}(k, \omega)|$ montrant les courbes de dispersion des modes guidés qui ont été excités dans un fil d'aluminium de diamètre $D = 32,7 \mu\text{m}$.

peut s'interpréter par une composante radiale U_r qui devient de plus en plus significative lorsque $|k|$ augmente (voir section 2). Les modes de section de torsion (T) ne sont pas observés, ce qui était attendu compte tenu de la nullité de la composante radiale U_r .

Nous avons agrandi certaines zones de la figure 4 dans le but de mieux comparer les courbes de dispersion calculées avec l'image de $|\tilde{U}(k, \omega)|$. La figure 5 montre la courbe de dispersion calculée du mode $R(2, 0)$. L'accord entre l'expérience et le calcul est satisfaisant jusqu'à $\tilde{k} = \frac{D}{\lambda} \approx 0,4$, en tenant compte de la partie repliée du spectre (courbe en tirets rouges). Nous avons utilisé la méthode de "Matrix-pencil" (voir Fig. 5) pour déterminer les fréquences des modes pour les valeurs de k correspondant aux valeurs discrètes de l'image. Cette méthode donne une valeur de la fréquence $f_\mu(k)$ avec une précision meilleure que la résolution spectrale de l'image sur l'axe des fréquences. Ces fréquences sont représentées par des croix bleues qui sont parfaitement en coïncidence avec la courbe calculée analytiquement. L'écart relatif est inférieur à 0,1%. De plus, la méthode de "Matrix-pencil" (MP) donne une valeur complexe de $\omega_\mu(k)$ qui permet d'évaluer l'amortissement du mode par le biais de sa partie imaginaire $\omega''(k)$. Pour les différentes valeurs de $\tilde{k} < 0,3$ on trouve un temps d'amortissement $\tau_\mu(k) \approx 2 \mu\text{s}$ pour le mode $R(2, 0)$.

La figure 6 concerne le mode $WG(1, 1)$. Les fréquences expérimentales sont environ 0,6% inférieures aux valeurs calculées analytiquement. De plus, la méthode MP révèle la présence d'un doublé de fréquences pour certaines valeurs de k , dû probablement à une levée de dégénérescence induite par un léger défaut de circularité de la section. En effet, la

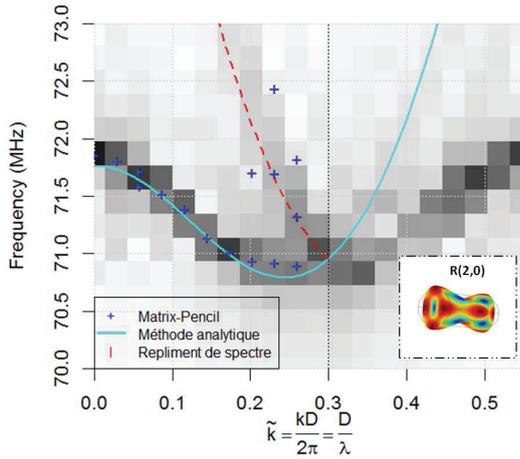


FIGURE 5 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, du mode de Rayleigh $R(2, 0)$. L'imagette à droite représente la déformée modale d'un tronçon de fibre de longueur λ

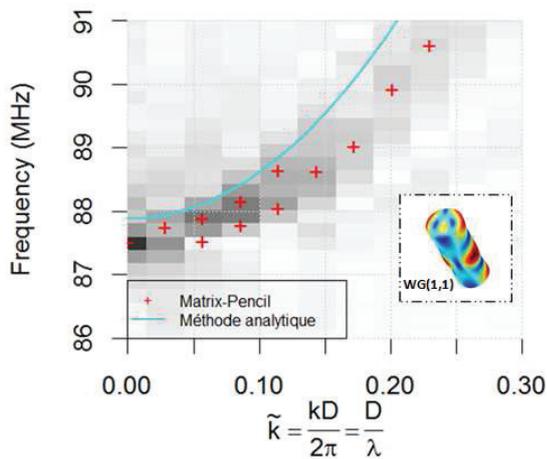


FIGURE 6 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, du mode de galerie à échos $WG(1, 1)$. L'imagette à droite représente la déformée modale d'un tronçon de fibre de longueur λ

modélisation par éléments finis (MEF) a permis de révéler que d'infimes écarts par rapport à la circularité produit un éclatement significatif du doublé $WG(1, 1)$ alors que cela n'a qu'un effet très limité sur les autres modes.

La figure 7 montre les modes (a) $R(4, 0)$, (b) $L(0, 2)$ et (c) $WG(2, 1)$. Pour le mode de Rayleigh $R(4, 0)$, la fréquence dépend très peu de k . Pour cette raison, les fréquences repliées, celles où $\tilde{k} > 0,3$, viennent pratiquement en coïncidence avec les fréquences $\tilde{k} < 0,3$. Pour le mode $L(0, 2)$, on observe une forte diminution d'amplitude lorsque k augmente.

Dans notre expérience, les données spectrales obtenues s'étendent jusqu'à 500 MHz. Pour cette raison, tous les détails ne peuvent être présentés ici. Malgré un nombre de points de mesure en z relativement faible (≈ 20), nous pouvons obtenir l'information spectrale qui démontre la propagation d'ondes guidées dans une fibre d'aluminium. Toutefois, pour éviter le repliment de spectre à l'origine de

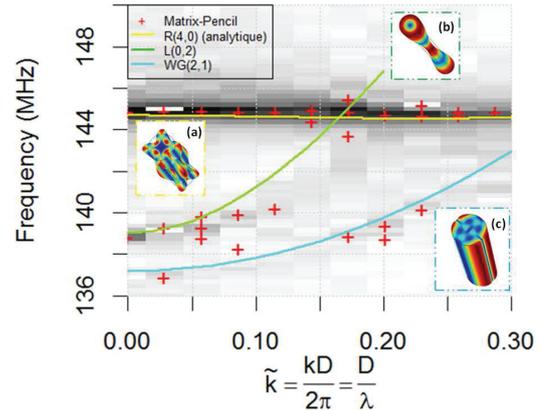


FIGURE 7 – Comparaison de la courbe de dispersion calculée analytiquement avec les données issues de l'expérience, des modes guidés suivants : (a) $R(4, 0)$, (b) $L(0, 2)$ et (c) $WG(2, 1)$. Les imagettes illustrées présentent le déformé modale d'un tronçon de fibre de longueur λ de ces modes guidés

confusions dans les courbes de dispersion, il sera nécessaire dans de futures expériences d'échantillonner le signal $U(z, t)$ avec un pas Δz plus petit.

Étant donné l'importance de la distribution de l'énergie de pompe sur l'étendue spectrale des modes excités, il sera nécessaire d'adapter cette distribution aux différents modes dont on souhaite favoriser l'excitation. En particulier, il serait intéressant d'exciter les modes de type S , qui dépendent fortement des constantes élastiques C_{44} et C_{55} . Cette stratégie pourrait être appliquée à d'autres modes afin de déterminer les constantes élastiques C_{13} et C_{33} .

5 Conclusion et perspectives

Nous avons considéré la génération d'ultrasons par laser sur une structure cylindrique en vue de déterminer les courbes de dispersion des ondes guidées. La source acoustique impulsionnelle localisée à la surface du matériau, agit en régime thermoélastique. L'étude expérimentale présentée permet de mettre en évidence la propagation d'ondes guidées le long d'un fil d'aluminium. Les fréquences calculées et mesurées sont en accord à mieux que 1%. Toutefois, grâce à une résolution spectrale meilleure que 0,2 MHz, nous pouvons mettre en évidence de légers désaccords entre les prévisions du calcul analytique et les résultats expérimentaux. Il reste à poursuivre les investigations pour déterminer l'origine de ce désaccord. Il est probable que l'hypothèse d'isotropie des propriétés élastiques de la fibre d'aluminium n'est pas parfaitement valable. Pour aller plus loin, il reste à résoudre le problème inverse qui conduit à la détermination des constantes élastiques.

Une perspective intéressante consiste maintenant à appliquer cette méthode sur des fibres de carbone, fibre de kevlar et fibres végétales (fibre de lin en particulier) afin d'évaluer les constantes élastiques de ces fibres.

Références

- [1] F. Schöpfer, F. Binder, A. Wöstehoff, T. Schuster, S. V. Ende, S. Föll, et R. Lammering, Accurate determination of dispersion curves of guided waves in plates by applying the matrix pencil method to laser vibrometer measurement data, *CEAS Aeronautical Journal* **4**, 61-68 (2013).
- [2] D. Clorennec, C. Prada, et D. Royer, Local and noncontact measurements of bulk acoustic wave velocities in thin isotropic plates and shells using zero group velocity Lamb modes, *Journal of applied physics* **101**, 034908-1-6 (2007).
- [3] C. Prada, D. Clorennec et D. Royer, Local vibration of an elastic plate and zero-group velocity Lamb modes, *Journal of the Acoustical Society of America* **124**, 203-212 (2008).
- [4] Z. Su, L. Ye et Ye. Lue, Guided Lamb waves for identification of damage in composite structures : A review, *Journal of sound and vibration* **295**, 753-780 (2006).
- [5] R. Côte, T. Van der Donck, J. -P. Celis et C. Glorieux, Surface acoustic wave characterization of a thin, rough polymer film, *Thin Solid Films* **517**, 2697-2701 (2009).
- [6] S. frourez, F. Jenot, M. Ouaftouh, M. Duquennoy et M. Ourak, Characterization by laser-ultrasonics of thin film/substrate structure : application to the detection of microcracks, *Proceedings of 11th Congrès Français d'Acoustique joint with 2012 Annual IOA Meeting, Acoustics 2012*,(2012).
- [7] Y. Pan, L. Li, C. Rossignol, B. Audoin et N. Chigarev, Acoustic waves generated by a laser line pulse in a hollow cylinder, *Ultrasonics* **44**, e843-e847 (2006).
- [8] Y. Pan, C. Rossignol et B. Audoin, Acoustic waves generated by a laser line pulse in cylinders ; application to the elastic constants measurement, *Journal of the Acoustical Society of America* **115**, 1537-1545 (2004).
- [9] D. Gsell, D. Profunser et J. Dual, Measurement of the dispersion relation of guided non-axisymmetric waves in filament-wound cylindrical structures, *Ultrasonics* **38**, 517-521 (2000).
- [10] D. Gsell et J. Dual, Non-destructive evaluation of elastic material properties in anisotropic circular cylindrical structures, *Ultrasonics* **43**, 123-132 (2004).
- [11] I. A. Veres et M. B. Sayir, Wave propagation in a wooden bar, *Ultrasonics* **42**, 495-499 (2004).
- [12] T. Hayashi, W. J. Song et J. L. Rose, Guided wave dispersion curves for a bar with an arbitrary cross-section, a rod and rail example, *Ultrasonics* **41**, 175-183 (2003).
- [13] Ch. Mattei, X. Jia et G. Quentin, Optical Measurements of Interface Acoustic Waves Guided by the Boundary Between Two Elastic Substrates, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, 409-415 (1995).
- [14] D. Clorennec et D. Royer, Analysis of surface acoustic wave propagation on a cylinder using laser ultrasonics, *Applied physics letters* **82**, 4608-4610 (2003).
- [15] I. Mirsky, Wave propagation in transversely isotropic circular cylinders Part I : Theory, *Journal of the Acoustical Society of America* **37**, 1016-1021 (1964).
- [16] D. C. Gazis, Three-Dimensional Investigation of the Propagation of Waves in Hollow Circular Cylinders. I. Analytical Foundation, II. Numerical Results, *Journal of the Acoustical Society of America* **31-35**, 568-578 (1959).
- [17] J. L. Rose, J. Ditri, A. Pilarski, K. Rajana et F. Carr, A guided wave inspection technique for nuclear steam generator tubing, *NDT & E International* **27**, 307-310(1994).
- [18] D. N. Alleyne et B. Pavlakovic, M. J. S. Lowe, P. Cawley, Rapid long-range inspection of chemical plant pipework using guided waves, *Insight-Northampton-Including European Issues* **43**, 93-96(2001).
- [19] D. Royer, E. Dieulesaint, X. Jia et Y. Shui, Optical generation and detection of surface acoustic waves on a sphere, *Applied physics letters* **52**, 706-708 (1988).
- [20] B. Audoin, Y. Pan, C. Rossignol et N. Chigarev, On the use of laser-ultrasonics technique to excite selectively cylinder acoustic resonances, *Ultrasonics* **44**, e1195-e1198 (2006).
- [21] D. Royer, E. Dieulesaint et H. Walaszek, Nondestructive evaluation of cylindrical parts using laser ultrasonics, *Ultrasonics* **40**, 783-789 (2002).
- [22] F. Deneuille, F. Duquennoy, Ouaftouh, M. Ourak, F. Jenot, S. Desvaux, High frequency ultrasonic detection of C-crack defects in silicon nitride bearing balls, *Ultrasonics* **49**, 89-93 (2009).
- [23] D. Ségur, Y. Guillet et B. Audoin, Intrinsic geometric scattering probed by picosecond optoacoustics in a cylindrical cavity : Application to acoustic and optical characterizations of a single micron carbon fiber, *Applied physics letters* **97**, 031901-1-6 (2010).
- [24] D. Mounier, C. Poilâne, H. Khelifa et P. Picart, Sub-gigahertz laser resonant ultrasound spectroscopy for the evaluation of elastic properties of micrometric fibers, *Ultrasonics* **54**, 259-267 (2014).
- [25] M. Silk et K. Bainton, The propagation in metal tubing of ultrasonic wave modes equivalent to Lamb waves, *Ultrasonics* **17**, 11-19 (1979).
- [26] T. K. Sarkar et O. Pereira, Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials, *Antennas and Propagation Magazine, IEEE* **37**, 48-55 (1995).