

Dispositif de réflectométrie ultrasonore basse fréquence à base de transducteurs magnétoélastiques pour l'évaluation non destructive des barres et câbles d'acier

Laurent LAGUERRE

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées

Michel BRISSAUD

Institut national des sciences appliquées de Lyon

Jean-Christian AIME

Laboratoire Central des Ponts et Chaussées et Institut national des sciences appliquées de Lyon

RÉSUMÉ

Un dispositif de réflectométrie magnétoélastique ultrasonore basse fréquence (< 500 kHz) pour l'évaluation non destructive de structures ferromagnétiques (acier) est présenté. Le dispositif est composé de deux transducteurs, un émetteur et un détecteur fonctionnant en régime transitoire. La configuration axisymétrique du dispositif est conçue pour émettre et détecter des ondes mécaniques longitudinales dans le matériau à tester (barre, câble). Une série d'expérimentations préliminaires en laboratoire permet de mettre en évidence le caractère non linéaire de la conversion magnétoélastique en fonction de l'intensité du champ magnétique polarisant et de l'amplitude de l'intensité du courant dynamique appliquées au matériau à tester. Le dispositif réflectométrique magnétoélastique, par nature sans contact et large à bande pour la gamme de fréquences utilisée permet ensuite d'étudier la propagation guidée des ondes longitudinales dans les structures. Ainsi, à partir de techniques classiques de traitement de signal, le caractère dispersif et multimodal de la propagation des ondes longitudinales guidées est mis en évidence. Enfin, le dispositif est utilisé pour détecter et localiser des défauts dans une barre et un câble.

DOMAINE : Ouvrages d'art - Sciences de l'ingénieur.

ABSTRACT

A low-frequency, ultrasound reflectometry magnetoelastic device (< 500 kHz) used for the non-destructive evaluation of slender ferromagnetic (steel) structures is introduced. This device is composed of two transducers, an emitter and a detector both operating in the transient state. The axisymmetrical configuration of the testing set-up has been designed in order to both emit and detect longitudinal mechanical waves within the evaluated material (bar, cable). Preliminary laboratory experiments has enabled highlighting the non-linear nature of the magnetoelastic conversion as a function of both the intensity of the polarizing magnetic field and the amplitude of the dynamic current intensity applied to the material under testing. The magnetoelastic reflectometry device, which is contact free and features a wide band for the frequency range used herein, then allows studying the guided propagation of longitudinal waves in these structures. On the basis of conventional signal-processing techniques, the dispersive and multimodal characteristic of guided longitudinal wave propagation can thereby be identified. This device is ultimately used to detect and locate defects in both a bar and a cable.

FIELD: Structural Engineering - Engineering Sciences.

Introduction

La méthode de contrôle non destructif décrite ici, pour l'évaluation de l'état des structures longitudinales en acier (barre, câble), peut être envisagée comme une méthode complémentaire ou alternative aux méthodes conventionnelles comme, par exemple, les méthodes de flux magnétique de fuite, de courant de Foucault ou d'émission acoustique (Potts, 1988 ; Barton *et al.*, 1989 ; Woodward, 1989 ; Robert *et al.*, 1985). Globalement, ces méthodes d'évaluation non destructives qui reposent sur des principes physiques différents possèdent leurs propres conditions d'utilisation et domaines de validité. Néanmoins, les potentialités d'une méthode peuvent être limitées par la configuration de la structure à évaluer. Dans le domaine du génie civil, on peut, par exemple, citer le problème de l'accessibilité réduite de la structure et/ou de ses grandes dimensions qui sont susceptibles de rendre la méthode d'évaluation non destructive (END) inopérante et/ou fastidieuse à mettre en œuvre de par son caractère ponctuel. La méthode proposée est basée sur la propagation d'ondes mécaniques guidées dans les aciers (barres, fils et torons), générées et détectées dans la structure par effet magnétoélastique direct et inverse, respectivement. Dans ce cas, l'acier joue le rôle aussi bien de

transducteur que de milieu de propagation. Il est ainsi possible de générer et détecter dans le matériau des ondes mécaniques avec une polarisation (mécanique) donnée par simple orientation d'une polarisation magnétique. Il est donc facile de générer ou détecter, par exemple, principalement des ondes longitudinales dans la structure sans avoir accès à ses extrémités (cas d'un câble) sous réserve d'avoir accès à sa partie courante. Il n'est pas nécessaire d'avoir un contact direct avec le matériau.

Des systèmes magnétoélastiques actifs (émission-réception) et passifs (réception seulement) ont déjà été conçus pour des domaines d'application aussi différents que ceux des lignes à retard ultrasonores (Rothbart, 1951 ; Onoe, 1962) ou de l'évaluation par réflectométrie non destructive de structures - les tubes et les pipe-lines majoritairement (Böttger et al., 1987 ; Kwun et Holt, 1995). Pour les applications END, le principal avantage de cette technique réside dans l'absence de couplant entre le dispositif et l'objet à évaluer (contrairement aux transducteurs piézoélectriques qui nécessitent un couplant). Ainsi, la rugosité de surface ou la présence d'un enrobant ne sont pas préjudiciables à la mise en œuvre des capteurs magnétoélastiques. De plus, l'utilisation combinée de la technique sans contact et de la propagation d'ondes guidées par la structure peut permettre l'inspection sur de grandes distances. L'objectif de cette étude est donc de présenter, à travers une étude expérimentale de laboratoire, les différents pré-requis nécessaires à la mise en œuvre efficace du dispositif magnétoélastique comme outil d'END. Après une brève description du dispositif magnétoélastique, différents points techniques sont examinés. La première partie est consacrée à l'étude expérimentale de l'émission magnétoélastique en fonction de l'intensité de polarisation et de l'excitation dynamique. On montre que le dispositif magnétoélastique doit être précisément calibré pour fonctionner en régime de transduction linéaire. On verra que la configuration du dispositif en régime linéaire est fortement recommandée dans le cas des ondes guidées pour lesquelles la propagation est potentiellement dispersive et multimodale. La deuxième partie traite principalement de l'utilisation du dispositif magnétoélastique sans contact pour étudier expérimentalement la propagation dans les guides d'onde longitudinaux en acier. En s'appuyant sur la théorie de la propagation des ondes guidées dans les structures cylindriques axisymétriques, nous validons dans une première étape notre dispositif expérimental sur des barres cylindriques et examinons la propagation pour des torons de précontrainte. La dernière partie concerne la détection de défauts artificiels simples réalisés dans une barre cylindrique et un toron de précontrainte. Pour ce dernier cas, une technique de compression d'impulsion est proposée et son efficacité discutée.

Dispositif expérimental

Le dispositif magnétoélastique pour la génération et la détection d'ondes mécaniques décrit ci-dessous fonctionne sur le principe des transducteurs électromagnéto-acoustiques de type magnétostrictif. La magnétostriction est la propriété de déformation mécanique des matériaux ferromagnétiques sous l'action d'un champ magnétique (effet direct). Réciproquement, toute déformation mécanique entraîne une modification des propriétés magnétiques du milieu (effet inverse). Il est donc possible grâce à l'effet magnétostrictif direct et inverse de générer et détecter des ondes mécaniques dans un milieu ferromagnétique (l'acier par exemple). De façon pratique, l'onde mécanique est générée (ou détectée) dans le milieu ferromagnétique en superposant localement un champ magnétique statique (ou champ polarisant) au champ magnétique dynamique. La conversion magnéto-mécanique est ainsi améliorée comme on le montrera par la suite. Dans sa configuration la plus générale, un dispositif magnétoélastique est constitué de deux transducteurs, un pour l'émission et un pour la détection, chacun d'eux comprenant une partie statique, une partie dynamique et un noyau magnétique: le matériau à évaluer (Komarov et Kononov, 1978 ; Kwun et Teller, 1994). Dans notre configuration expérimentale, les champs magnétiques imposés par la configuration géométrique du dispositif sont axiaux et axisymétriques ; ils produisent donc une déformation mécanique locale longitudinale (positive ou négative selon la nature du matériau). L'application d'un champ magnétique dynamique module alors l'amplitude de la déformation mécanique autour de sa valeur statique.

Dans notre cas, la partie statique est constituée d'une bobine de polarisation (900 tours, longueur 225 mm et 70 mm de diamètre intérieur), la partie dynamique est constituée par une bobine encerclante de faibles dimensions (quinze tours pour l'émission et 200 tours pour la réception, longueur 10 mm et diamètre interne 30 mm). Les bobines sont coaxiales et chaque bobine dynamique est au centre de chaque bobine de polarisation. Les bobines de polarisation sont alimentées chacune par une source de courant continu réglable permettant de faire varier le niveau de champ polarisant à

l'émission et à la réception indépendamment (et donc les conditions de magnétisation du matériau). Cela nous permettra d'étudier l'influence du champ polarisant sur la génération et la détection des ondes mécaniques. La figure 1 est un schéma du dispositif expérimental utilisé dans cette étude. La partie dynamique de l'émetteur est alimentée par un amplificateur piloté en courant (prototype ETAT, 1kVA) piloté par un générateur de tension de signaux arbitraires (Hameg HM8131-2).

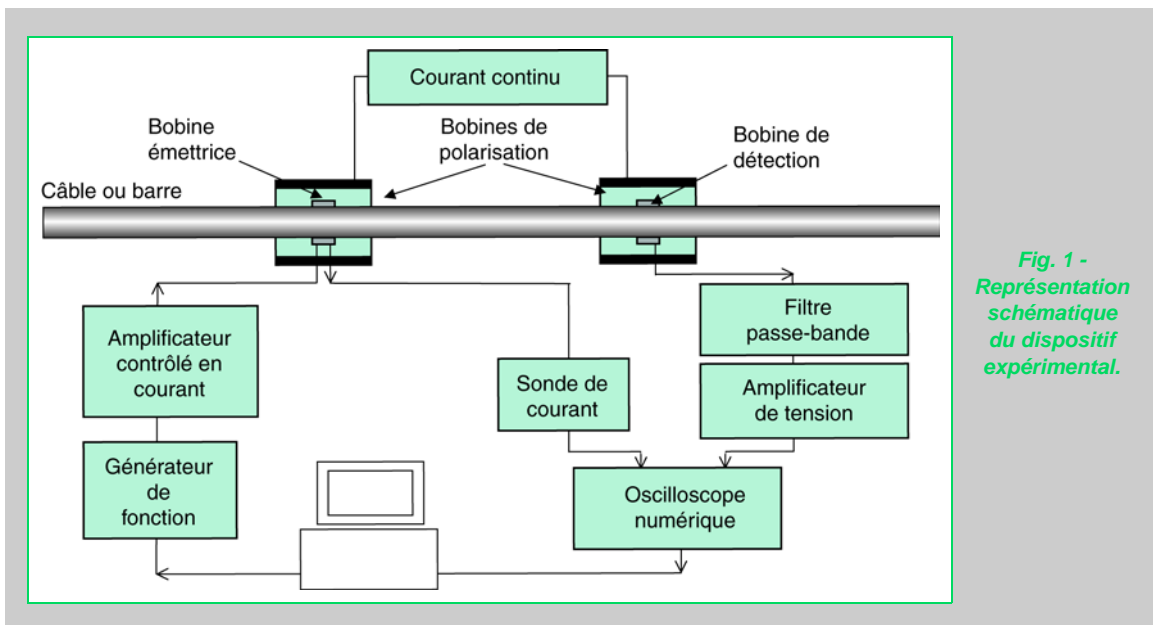


Fig. 1 - Représentation schématique du dispositif expérimental.

L'onde mécanique ainsi générée au niveau de l'émetteur se propage dans le milieu à ausculter (barre, câble) vers le détecteur. Le passage de l'onde mécanique au niveau du détecteur produit une tension induite aux bornes de la bobine détectrice. Le signal temporel détecté est filtré (filtre passe-bande Krohn-Hite 3100A Filter) et amplifié aux alentours de 60 dB (Brüel et Kjaer type 2 638 voltage amplifier). Le signal détecté est visualisé sur un oscilloscope numérique (Gould DSO 1604). La longueur d'un enregistrement temporel est de 10 240 points. La tension d'excitation dans le domaine temporel est une impulsion : il s'agit d'une sinusoïde modulée en amplitude par une enveloppe gaussienne. Le spectre en amplitude est centré sur la fréquence de la porteuse f_0 et possède une bande passante Δf à -20 dB telle que $\Delta f/f_0 = 1$. La figure 2 représente (a) le signal temporel et (b) le spectre en amplitude de la tension d'excitation. L'amplitude du signal et la fréquence de la porteuse peuvent être ajustées. La mesure de l'intensité du courant dans la bobine d'émission est réalisée avec une sonde de courant transitoire (Eurocraft A-0.5).

Il faut souligner que le détecteur n'est pas seulement sensible au passage de l'onde mécanique, mais également à l'environnement électromagnétique. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit du dispositif (bruit aléatoire), un enregistrement temporel est le résultat de N signaux temporels stockés puis moyennés ($500 < N < 1\ 000$). Les N échantillons sont issus de N cycles émission-réception.

Les données sont automatiquement collectées et traitées sur micro-ordinateur au moyen du logiciel Labview.

Les échantillons d'acier utilisés dans les expériences sont des torons de précontrainte et des barres.

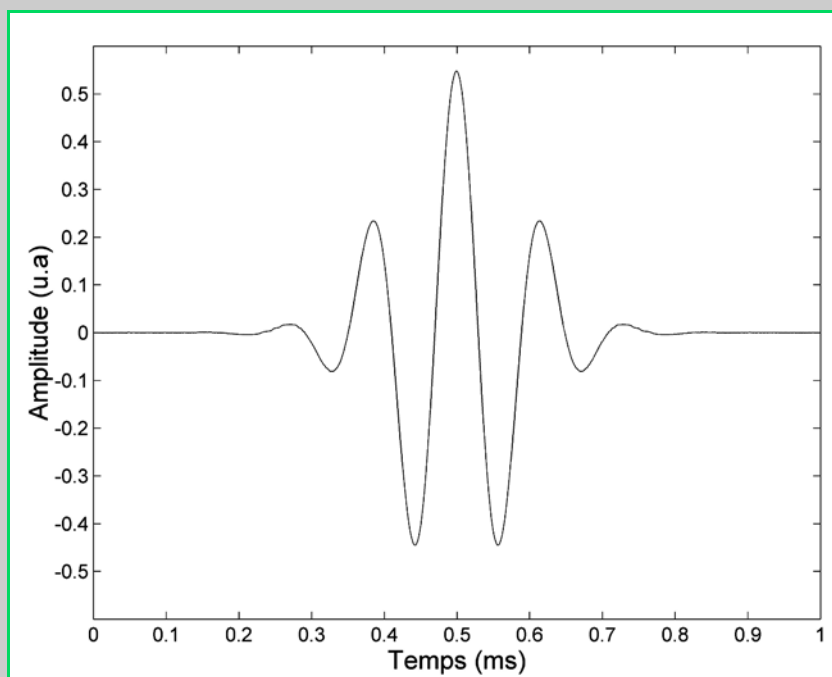
Résultats expérimentaux et discussion

Mesures expérimentales de l'émission magnétoélastique

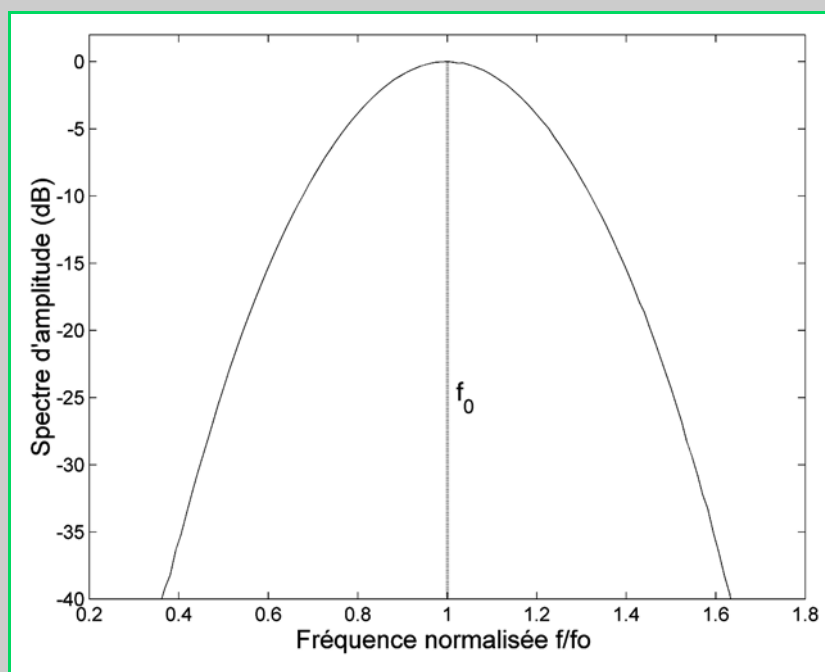
De façon générale, les non-linéarités d'origine magnétique et magnétoélastique ainsi que les effets d'hystérésis influencent la transduction magnétoélastique (Bozorth, 1951 ; Komarov et Kononov, 1978) et, par conséquent, les caractéristiques de l'impulsion mécanique générée dans le milieu. Il est donc nécessaire dans notre étude de prendre en compte l'influence du matériau sur la génération de l'onde, et ceci pour deux raisons majeures :

- le matériau à tester fait partie intrinsèque du transducteur,

Fig. 2 – Tension d'excitation.



(a) signal temporel.



(b) spectre en amplitude.

➤ le contrôle de la génération de l'onde mécanique est critique dans le cas particulier de l'utilisation des ondes guidées.

Nous suivons donc l'évolution de l'émission magnétoélastique de différents aciers utilisés en fonction des principaux facteurs d'influence que sont le champ magnétique polarisant, l'amplitude et la fréquence du champ magnétique dynamique.

Pour notre étude, les indicateurs de l'émission magnétoélastique sont issus des caractéristiques du premier paquet d'ondes mécaniques arrivant au niveau du détecteur et généré par l'émetteur magnétoélastique. L'onde mécanique est détectée, soit au moyen du détecteur magnétoélastique, soit au moyen d'un capteur piézoélectrique collé en bout d'échantillon. Dans le cas du détecteur magnétostrictif, les conditions magnétiques imposées sont maintenues constantes durant une série d'expérience.

L'intensité du champ magnétique polarisant est mesurée avec un gaussmètre (GM04/05 Hirst) et la relation entre l'intensité du courant de polarisation I et le champ polarisant H est $H = 3,09 \times 10^3 I$. Par la suite, nous ne considérerons plus que la quantité I .

La figure 3 montre les variations de la tension efficace relative à l'émission magnétoélastique pour des amplitudes croissantes du courant dynamique (de 4,5 A à 41,2 A), pour différents niveaux de courant de polarisation (de 0 A à 9 A) et pour trois aciers différents (spécimen 1 : acier commun type E, spécimen 2 : acier pour roulement type C, spécimen 3 : acier de précontrainte type FM).

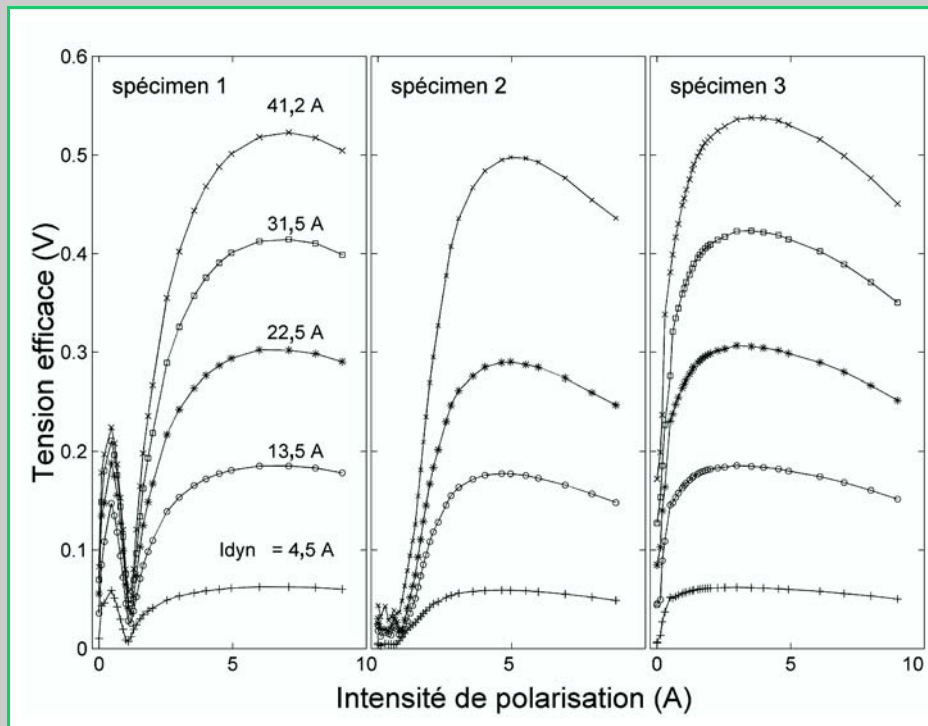


Fig. 3 - Tension efficace relative à l'émission magnétoélastique en fonction de l'intensité de polarisation, pour différentes intensités de courant dynamiques ($I_{dyn}=4,5, 13,5, 22,5, 31,5, 41,2 A_{crete}$) à $f_0=8,5$ kHz et pour trois types d'acier.

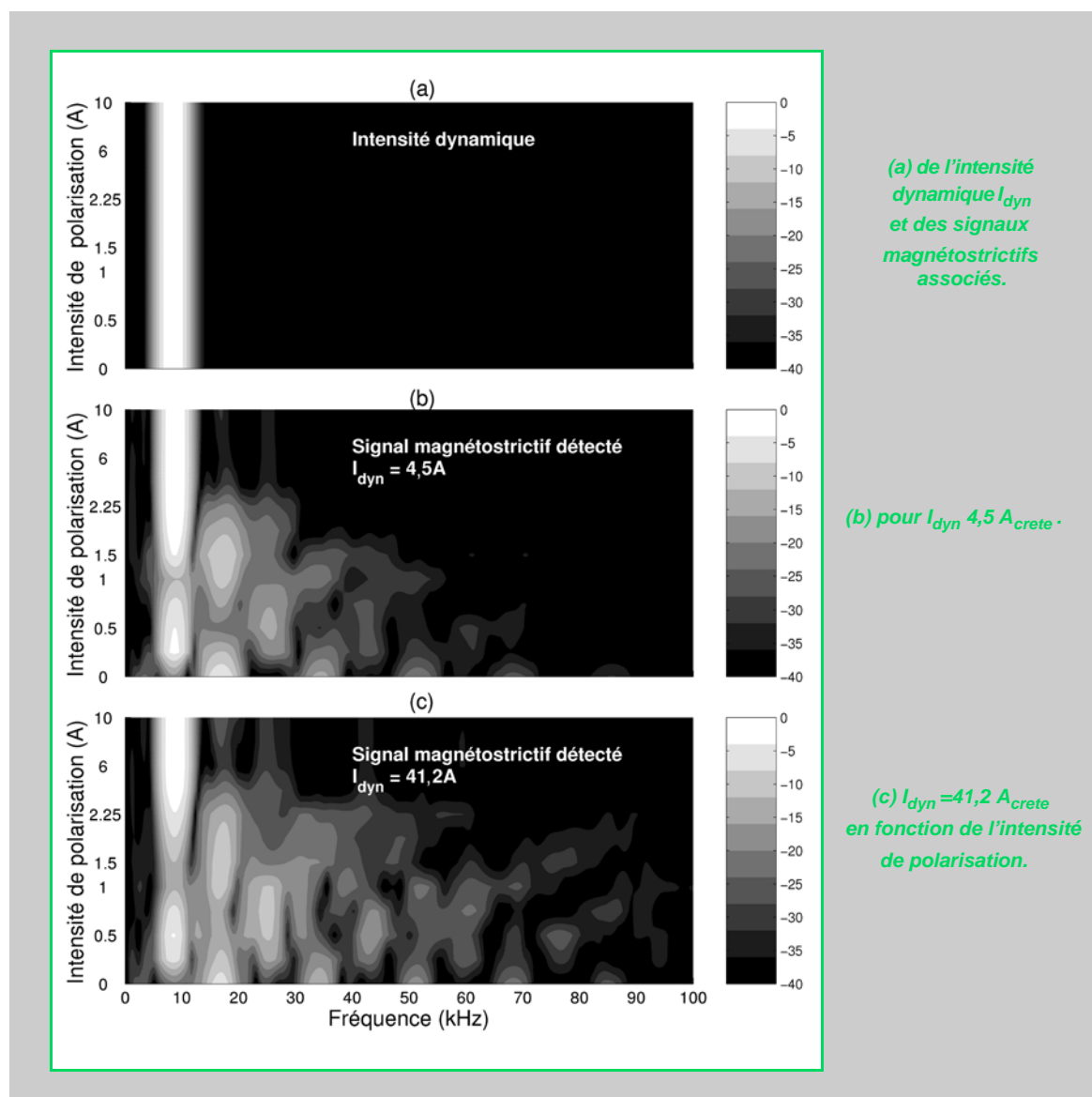
La fréquence de travail est de 8,5 kHz. La tension efficace relative à l'émission magnétoélastique est mesurée par un transducteur piézoélectrique de type Langevin. On peut ainsi constater sur la figure 3 que l'émission magnétoélastique est une fonction non linéaire de l'intensité de polarisation, qui passe par un maximum pour une gamme d'intensité de polarisation puis décroît lentement pour des intensités de polarisation croissantes. Ce comportement qualitatif commun aux trois spécimens diffère sensiblement aux plus faibles intensités. Par ailleurs, l'émission magnétoélastique croît avec l'amplitude de l'intensité dynamique et l'allure de la région optimale est dépendante de l'intensité dynamique.

À ce niveau, si l'on considère l'évolution de la signature temporelle du spécimen 1 en fonction de l'intensité, le signal change de polarité au-delà de 1 A. Ce résultat est en accord qualitatif avec la courbe de magnétostriction de l'acier en fonction du champ polarisant (Bozorth 1951 ; Thompson, 1977). Il confirme que la magnétostriction dynamique est à l'origine de la génération de l'onde mécanique dans le milieu pour la gamme de champs polarisants utilisée dans cette étude (Thompson, 1977 ; Murayama, 1996).

Pour l'utilisation spécifique des ondes guidées, une source contrôlée en fréquence est recommandée. Dans cette optique, il est nécessaire d'avoir un autre indicateur que la simple information sur l'amplitude de l'émission magnétoélastique. La forme de l'onde mécanique générée est donc étudiée par analyse spectrale et les résultats sont présentés pour le spécimen 1 seulement. La figure 4 montre les résultats expérimentaux obtenus avec le dispositif magnétoélastique pour deux valeurs du courant dynamique I_{dyn} (faible et élevée) pour la gamme d'intensités de polarisation étudiée. Elle

représente le spectre en fréquence de l'énergie en fonction de l'intensité polarisante (a) de l'excitation électrique au niveau de l'émetteur et (b) et (c) de l'onde mécanique directe au niveau du détecteur pour ces deux niveaux de courants dynamiques, respectivement. Globalement, on observe la présence de fréquences harmoniques à la fréquence fondamentale dans le signal détecté, qui sont dues aux non linéarités magnétoélastiques. Ces harmoniques tendent à disparaître pour des intensités de polarisation élevées ($> 2,5$ A). À ce niveau, il est important de noter **qu'en l'absence de champ polarisant**, la fréquence dominante dans le signal détecté est le double ($2f_0$) de la fréquence d'excitation. On retrouve le doublement de fréquence attendu pour un matériau magnétostrictif non polarisé en réponse à une excitation sinusoïdale de fréquence f_0 (Hueter et Bolt, 1955 ; du Tremolet de Lacheisserie, 1993). En effet, dans ce cas, la déformation est indépendante du sens du champ magnétique appliqué du fait de la dépendance quadratique de la déformation statique au champ magnétique à faibles niveaux de champs. La superposition du champ magnétique dynamique au champ statique produit donc une déformation dynamique qui est le signal temporel redressé double alternance du signal d'excitation. La transformée de Fourier de ce signal comprend donc la fréquence fondamentale (dans ce cas $2f_0$) et les harmoniques ($4f_0, 6f_0, \text{etc.}$).

Fig. 4 - Contenu spectral de l'énergie.



Un estimateur de la linéarisation de la transduction magnétoélastique en fonction de l'intensité polarisante est le rapport de la densité spectrale de puissance du signal détecté intégrée sur la bande spectrale de l'excitation (c'est-à-dire l'énergie du fondamental) à l'énergie totale du signal détecté. Nous prendrons comme extension spectrale de l'excitation la bande ($f_0 - 0,5f_0$ à $f_0 + 0,5f_0$). Ainsi, la contri-

bution des harmoniques supérieurs peut se calculer sur la bande spectrale désirée comme ci-dessus. Le tableau I donne ce rapport pour la fréquence fondamentale et le 1^{er} harmonique pour le spécimen 1 et pour les niveaux bas et haut de l'intensité dynamique. Il montre que l'énergie mécanique générée est principalement concentrée dans le fondamental et le 1^{er} harmonique. Il confirme également la dégradation de la linéarisation lorsque le courant dynamique augmente et ce, plus particulièrement, aux faibles valeurs de champs polarisants pour la gamme des courants dynamiques étudiée.

TABLEAU I

Rapport de l'énergie du fondamental et du 1^{er} harmonique à l'énergie totale (%) de l'onde mécanique générée avec le transducteur magnétoélastique en fonction du courant de polarisation pour le spécimen 1 à $f_0 = 8,5$ kHz et pour des valeurs de courants de 4,5 et 41,2 $A_{crête}$

Intensité de polarisation (A)	Rapport de l'énergie du fondamental à l'énergie totale (x100)		Rapport de l'énergie du 1 ^{er} harmonique à l'énergie totale (x100)	
	$I_{dyn} = 4,5 A_{crête}$	$I_{dyn} = 41,2 A_{crête}$	$I_{dyn} = 4,5 A_{crête}$	$I_{dyn} = 41,2 A_{crête}$
0	15,6	79	4,5	71,9
0,2	90,7	7,5	56,6	24,6
0,5	95,1	1,2	64,4	11,6
0,7	85,9	12	51,4	12,2
1	36,9	60,4	17,7	37,9
1,5	93,6	5,3	23	54,6
1,75	98,3	1,2	48,5	38,7
2,25	99,5	0,23	78	16,9
4	99,7	0,04	97,4	1,6
6	99,8	0,03	99,5	0,1
8	99,8	0,04	99,4	0,2
9	99,7	0,04	99,3	0,3

La figure 5 montre, pour une fréquence de porteuse f_0 à l'émission dix fois supérieure à la précédente ($f_0 = 85$ kHz), la distorsion du signal temporel détecté pour différentes intensités de polarisation et pour des conditions magnétiques de détection identiques à celles de l'étude ci-dessus. Ces résultats montrent que les principales conclusions obtenues à fréquence plus basse concernant la distorsion de l'onde en fonction de la polarisation peuvent être extrapolées à cette fréquence (les mêmes causes produisent les mêmes effets). On considèrera donc que les conditions magnétiques obtenues pour les basses fréquences sont valables sur l'ensemble du domaine de fréquences considéré lors de cette l'étude. Nous reviendrons ultérieurement sur cette distorsion que l'on peut expliquer par l'apparition de modes supérieurs excités par les contributions non linéaires de la source.

En résumé, relativement à nos conditions expérimentales, l'émission magnétostrictive qui est un phénomène non linéaire est linéarisée et maximale pour une gamme d'intensités de polarisation et de courant dynamique donnée. En effet, la sélection des niveaux d'intensité de polarisation et d'intensité dynamique conduit à l'optimisation expérimentale de l'efficacité du transducteur. Cela entraîne la linéarisation de la fonction de transfert entre les grandeurs électriques et mécaniques qui garantit, par conséquent, le contrôle spectral de l'excitation mécanique. Ce résultat est important pour le problème pratique de la génération des ondes guidées par effet magnétoélastique, car comme on le verra dans le paragraphe suivant, le contenu spectral de l'impulsion mécanique conditionne grandement la propagation dans les guides d'ondes (ici cylindriques).

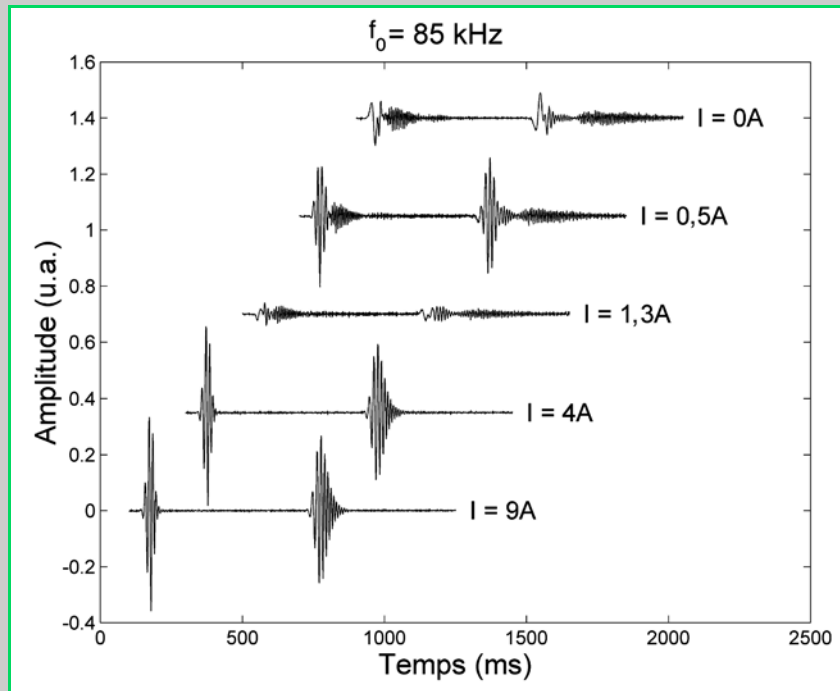


Fig. 5 - Influence de l'effet non linéaire magnétoélastique sur le signal temporel généré pour $f_0 = 85$ kHz (et $I_{dyn} = 15 A_{crête}$) pour les intensités de polarisation $I = 0, 0,5, 1,3, 4$ et $9 A$.

Propagation dans les guides d'ondes élastiques

Il existe beaucoup de travaux sur la propagation des ondes mécaniques dans les structures cylindriques axisymétriques infiniment longues (Onoe et *al.*, 1962 ; Thurston, 1978 ; Achenbach, 1984). Quelques résultats synthétiques montrent que les dimensions finies du guide dans le plan transverse à la direction de propagation (dans notre cas, longitudinale) donnent lieu à l'existence d'une infinité de modes de propagation. Chaque mode pour une fréquence donnée représente une distribution spatiale spécifique à travers la section du guide d'une grandeur mécanique donnée (déplacement, contrainte, etc.). Quel que soit le type de polarisation de l'onde mécanique (longitudinal, de torsion, transversal), le nombre de modes de propagation dépend du produit fréquence-rayon du cylindre. Donc, pour un rayon donné, le nombre de modes se propageant augmente avec la fréquence (en supposant une fréquence supérieure à la fréquence de coupure du mode).

Barre cylindrique

La figure 6 représente les courbes théoriques adimensionnelles des vitesses de phase et de groupe pour les cinq premiers modes propagatifs longitudinaux d'un cylindre d'acier. On rappelle ainsi que la vitesse du paquet de fréquences qui compose l'impulsion s'appelle vitesse de groupe (elle représente la vitesse de propagation de l'énergie), et que la vitesse de propagation de chaque fréquence composant l'impulsion s'appelle la vitesse de phase. À basse fréquence, les deux vitesses sont identiques à la vitesse de barre. Les courbes des vitesses de phase V_{ph} et de groupe V_g sont déduites des formules (1) et (2) suivantes :

$$V_{ph} = \omega/k \quad (1)$$

$$V_g = V_{ph} \times \left(1 - \frac{\omega}{V_{ph}} \frac{dV_{ph}}{d\omega} \right)^{-1} \quad (2)$$

Les couples (ω, k) sont les solutions de l'équation caractéristique transcendante relative aux ondes longitudinales (3) - plus connue sous le nom d'équation de Pochhammer-Chree (Achenbach, 1984) - et ne peuvent être calculées que numériquement.

$$\frac{2p}{a} (q^2 + k^2)J_1(pa)J_1(qa) - (q^2 - k^2)^2J_0(pa)J_1(qa) - 4k^2pqJ_1(pa)J_0(qa) = 0 \quad (3)$$

avec

$$p = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2} \quad \text{et} \quad q = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2}$$

où

- a , ω , k sont respectivement le rayon de la barre, la fréquence angulaire et le nombre d'onde ;
- V_L et V_T sont respectivement les vitesses longitudinale et transversale ;
- J_0 et J_1 sont respectivement les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1.

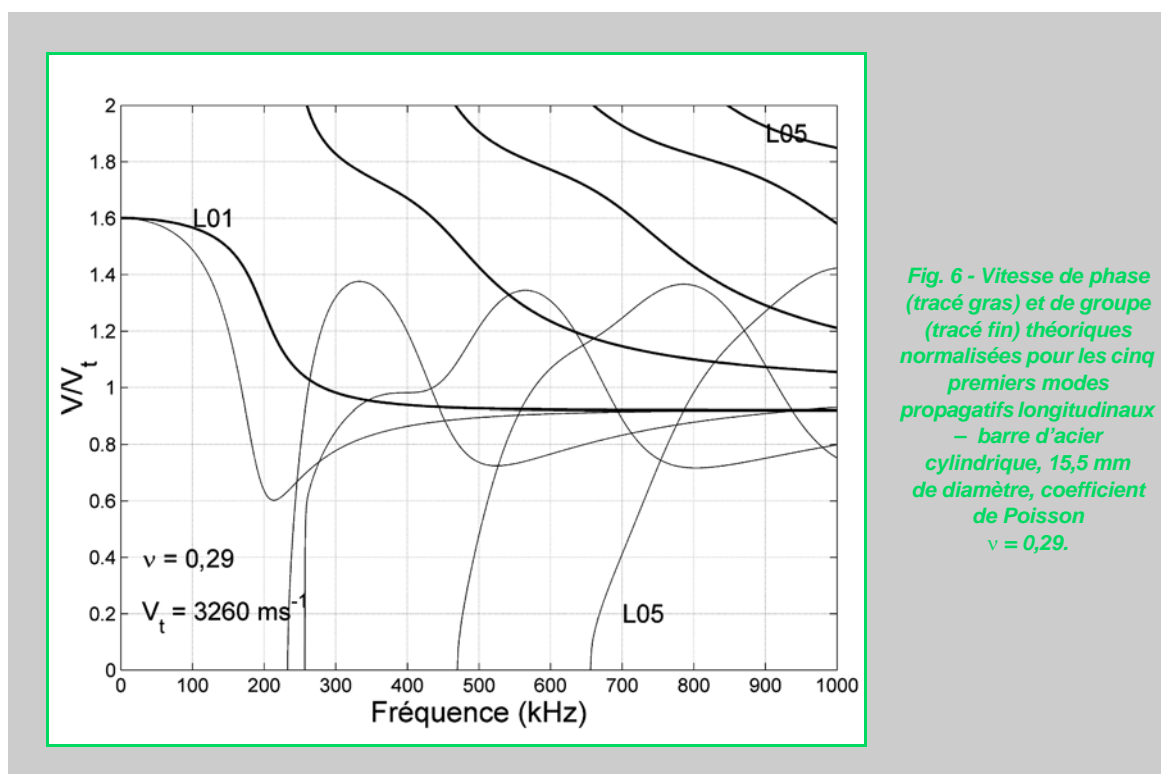
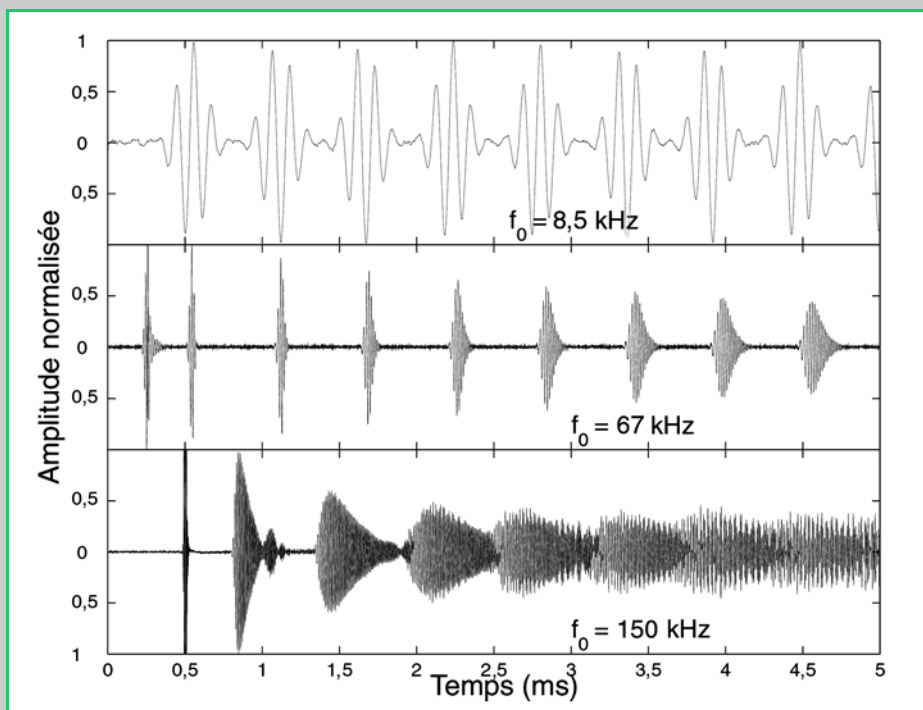


Fig. 6 - Vitesse de phase (tracé gras) et de groupe (tracé fin) théoriques normalisées pour les cinq premiers modes propagatifs longitudinaux - barre d'acier cylindrique, 15,5 mm de diamètre, coefficient de Poisson $\nu = 0,29$.

De manière pratique, cela signifie que les propriétés caractéristiques des guides d'onde, c'est-à-dire la dépendance en fréquence de la vitesse de propagation de l'onde (*propagation dispersive*) et/ou la coexistence de modes, deux ou plus (*propagation multimodale*), possédant des vitesses de propagation distinctes, sont les causes principales (en négligeant l'atténuation du matériau) de la modification de la forme de l'impulsion mécanique durant sa propagation dans le guide (relativement au contenu spectral de l'impulsion).

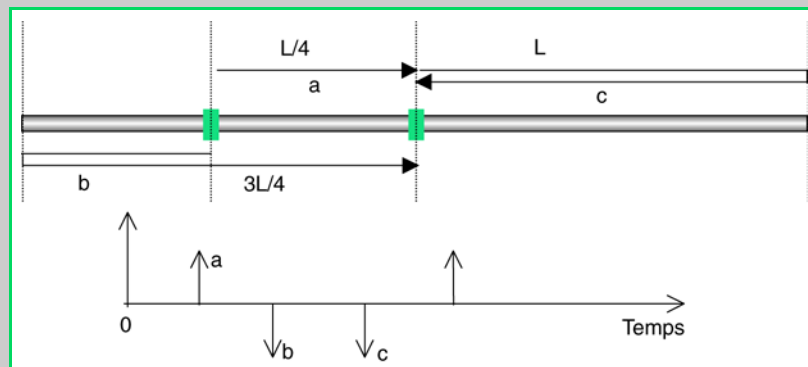
Quelques-unes de ces propriétés sont illustrées sur la figure 7 par des données expérimentales obtenues avec le dispositif magnétoélastique pour une barre cylindrique d'acier de 15,5 mm de diamètre et 6 m de long. La figure 7 représente les enregistrements temporels de la réponse de la barre pour **trois fréquences centrales f_0 croissantes (8,5, 67 et 150 kHz, respectivement)**.

Fig. 7 - Influence de la dispersion sur l'onde propagée.



(a) Signaux magnétoélastiques détectés pour trois fréquences centrales d'excitation $f_0 = 8,5, 67$ et 150 kHz - idem à la figure 6 et barre de 6 m de long.

(b) Schéma des interactions ondes/extrémités.



L'émetteur et le détecteur magnétoélastique sont disposés à une distance de $L/4$ et $L/2$ d'une extrémité de la barre (L étant la longueur de la barre), pour éviter la superposition des différentes arrivées d'onde causées par les réflexions de l'onde incidente sur les extrémités. Le dispositif magnétoélastique fonctionne en régime linéaire. La durée d'enregistrement est de 5 ms, ce qui correspond à une distance parcourue par l'impulsion de l'ordre de 25 m (en supposant une vitesse de propagation dans l'acier cylindrique de l'ordre de $5\,000\text{ ms}^{-1}$, valable pour les basses fréquences, cf. Achenbach, 1984).

■ À $f_0 = 8,5\text{ kHz}$, les arrivées successives des paquets d'onde sont respectivement l'onde mécanique directe et les échos successifs sur les deux extrémités (après un à quatre allers et retours). Comme l'émetteur magnétoélastique génère simultanément une onde mécanique dans des sens opposés, les polarités observées de deux échos successifs sont opposées aux deux suivantes (compte tenu de la position des transducteurs). On n'observe aucune déformation significative de l'impulsion mécanique incidente au cours de sa propagation. L'onde ne subit ni atténuation, ni dispersion.

Remarque concernant la première arrivée des enregistrements à $f_0 = 67\text{ kHz}$ et 150 kHz , il est important de noter qu'elle n'est pas liée à l'onde mécanique, mais au couplage électromagnétique direct entre l'émetteur et le récepteur quand l'émetteur est excité. Elle est simultanée à l'excitation électrique et croît avec la fréquence.

■ À $f_0 = 67\text{ kHz}$, en négligeant donc la première arrivée, on observe l'étalement temporel de l'impulsion mécanique au cours de sa propagation dans la barre. On remarque également que les plus hautes fréquences contenues dans l'impulsion sont retardées par rapport aux basses fréquences

comme le confirment les oscillations haute fréquence dans la queue de l'impulsion et les courbes des vitesses théoriques dans cette gamme de fréquence. Cela illustre de façon évidente la nature dispersive de l'onde longitudinale dans la barre.

■ À $f_0 = 150$ kHz (en négligeant toujours la première arrivée), on observe la forte déformation de l'impulsion mécanique, l'augmentation de sa durée et la superposition des échos successifs. À ce niveau une explication plus approfondie peut être donnée, en combinant traitement de signal et résultats théoriques sur la propagation. Une analyse temps-fréquence est effectuée sur le signal détecté. La figure 8 montre les résultats de la transformée de Fourier glissante appliquée au signal temporel (fenêtre de pondération de Hanning).

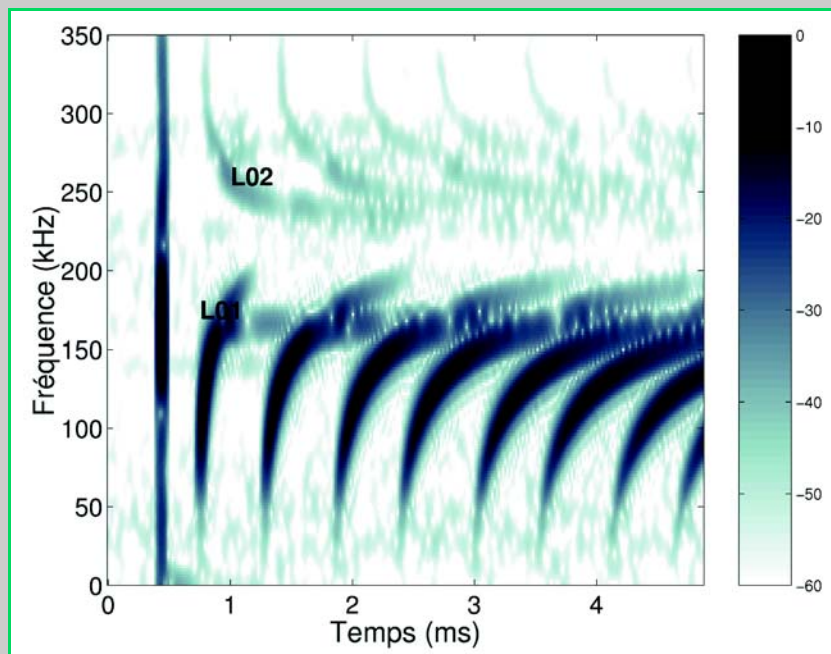


Fig. 8 - Représentation temps-fréquence du signal magnétoélastique détecté pour $f_0=150$ kHz – idem à la figure 7.

Cet outil simple nous permet d'observer clairement l'arrivée des paquets d'ondes directs et réfléchis successivement dans le plan temps-fréquence. Il est important de constater que deux régions apparaissent distinctement, l'une pour des fréquences inférieures à 220 kHz, pour laquelle les fréquences basses sont plus rapides que les fréquences élevées, l'autre pour des fréquences supérieures à 220 kHz, pour laquelle les hautes fréquences sont les plus rapides. Ces deux comportements distincts peuvent être assimilés aux deux premiers modes longitudinaux, respectivement les modes L01 et L02, comme le confirment les résultats de la figure 9 qui montrent un bon accord entre les vitesses de groupe issues de l'analyse temps-fréquence et les vitesses de groupe théoriques (équations 1 à 3). Les vitesses de groupe sont déduites des images temps-fréquence en calculant simplement pour chaque fréquence composant un paquet d'ondes (identifié par les maximums d'amplitude), la durée séparant deux paquets d'ondes consécutifs et en la divisant par la distance parcourue associée.

Ces résultats illustrent le comportement dispersif et multimodal de l'onde mécanique dans le guide pour la gamme de fréquence considérée et son influence sur la résolution spatiale du système.

Un des objectifs de cette partie consistait à valider notre dispositif magnétoélastique expérimental sur des objets dont les caractéristiques de propagation sont connues, en utilisant une configuration de mesure simple. La bibliographie montre qu'il est également possible d'obtenir des informations sur les courbes de dispersion plus fines et complètes en utilisant des configurations multi-détecteurs adaptées aux traitements (f,k) , fréquence- nombre d'onde (Alleyne et Cawley, 1991), ou bien des capteurs à haute résolution spatiale (vibromètre laser), pour suivre le profil des déplacements sur la section de la barre.

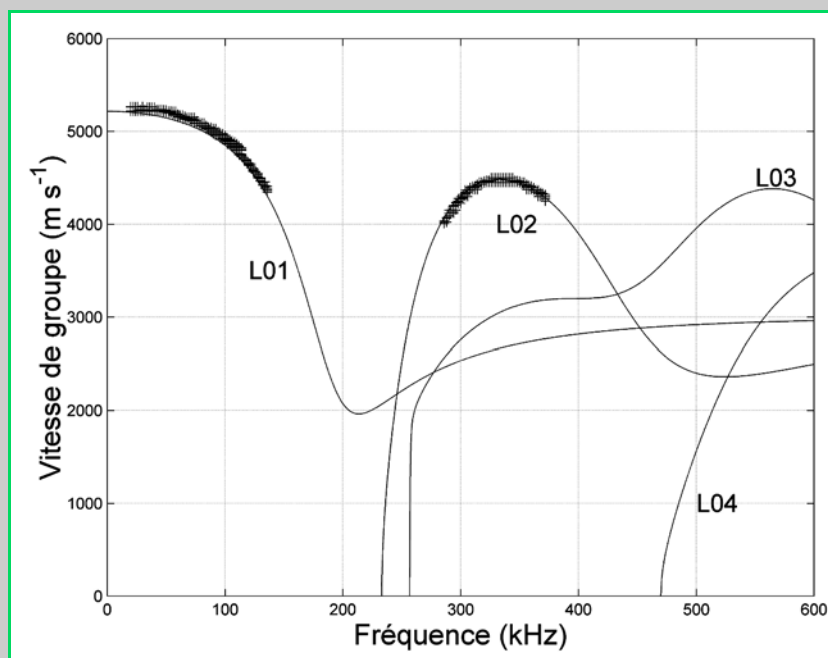


Fig. 9 - Comparaison des vitesses de groupes théoriques (-) et expérimentales (*) pour les deux premiers modes L01 et L02 en fonction de la fréquence - idem à la figure 6.

Toron de précontrainte

La propagation des ondes mécaniques dans les câbles est peu connue. Contrairement au domaine d'étude largement couvert de la propagation des ondes mécaniques dans les cylindres pleins ou creux et autres plaques, le domaine d'étude de la propagation des ondes mécaniques dans les câbles est très restreint ; il existe peu, voire pas de travaux théoriques ou expérimentaux nous renseignant sur le comportement de la propagation dans de tels guides.

Nous avons réalisé quelques expériences sur des torons de précontrainte ayant subi des sollicitations mécaniques diverses. Nous avons utilisé un toron de précontrainte de 15,7 mm composé de sept fils (référence T15-7), un fil central droit de 5,3 mm de diamètre et six fils périphériques hélicoïdaux.

Des expériences semblables à celles de la barre ont été réalisées avec le dispositif magnétoélastique de réflectométrie pour trois torons :

- un toron « neuf » que nous noterons TOR1,
- un toron ayant subi des cycles de fatigue en traction longitudinale (banc de fatigue de câbles du LCPC), que nous noterons TOR2,
- un toron en traction longitudinale (de 2 à 60 % de la charge à la rupture), que nous noterons TOR3.

Ces expériences ont consisté à propager une impulsion identique à celle de la figure 7 pour différentes fréquences de porteuse f_0 . Les conditions de magnétisation ont été choisies pour que le dispositif fonctionne en régime de transduction linéaire.

La figure 10 montre les enregistrements temporels au niveau du détecteur magnétoélastique de l'onde mécanique propagée dans les torons pour **deux excitations basse et moyenne fréquence** ($f_0 = 8,5$ et 40 kHz) et pour les trois torons TOR 1, TOR2 et TOR3.

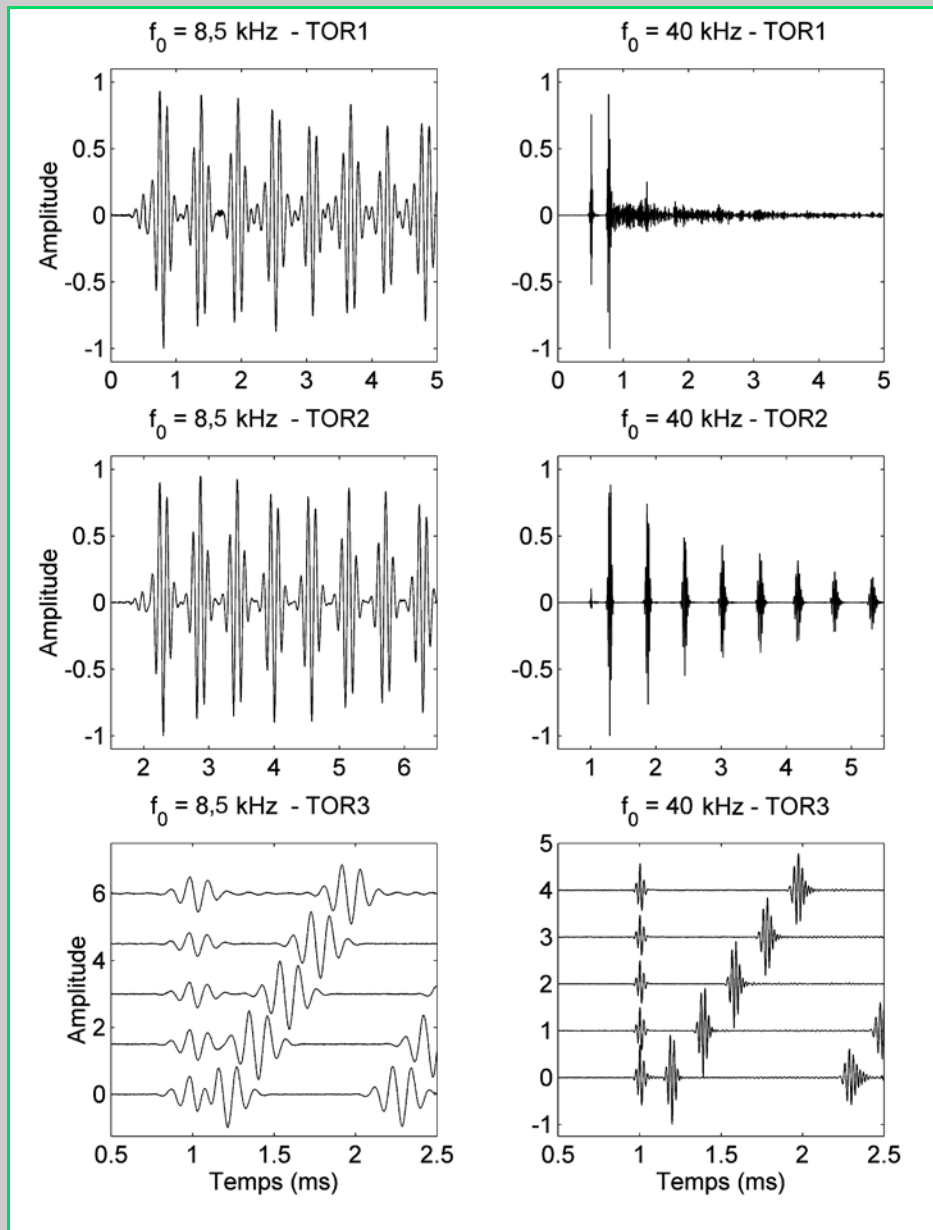


Fig. 10 - Signaux magnétoélastiques détectés pour les torons de précontraintes TOR1, TOR2 et TOR3 (voir texte) et pour deux fréquences $f_0 = 8,5$ et 40 kHz.

Remarque. Alors que, pour les enregistrements TOR1 et TOR2, les positions de l'émetteur et du détecteur sont fixes, il faut noter que les cinq signaux de l'enregistrement TOR3 correspondent à des positions du récepteur différentes (émetteur fixe, distance émetteur-détecteur croissante). Dans ce cas, la première arrivée est relative à l'onde directe entre l'émetteur et le détecteur, qui s'est donc propagée sans avoir interagi avec les extrémités. On s'affranchit ainsi des conditions de serrage aux extrémités (propres à chaque niveau de tension) qui ont une influence sur la réflexion des ondes.

■ On remarque que, pour la **fréquence basse**, les trois enregistrements sont très semblables aux changements de polarité près (réflexions sur les extrémités pour TOR1 et TOR2) et aux différences de temps de passage entre TOR3 et TOR1 ou TOR2. Pour TOR3, les différents passages sont plus proches car la distance émetteur-récepteur est plus courte. Pour cette gamme de fréquence, ces signaux sont à rapprocher des signaux obtenus pour une barre de même diamètre.

■ Pour la **fréquence intermédiaire**, l'enregistrement TOR1 est très différent des enregistrements TOR2 et TOR3 qui sont eux très semblables. La structure du toron, à travers les conditions de contact entre fils, et non pas la forme des fils (les mesures réalisées sur le brin central et sur un brin périphérique hélicoïdal donnent des résultats très proches pour ces fréquences) semblent donc affecter

ter fortement les conditions de propagation pour un toron non tendu ; alors qu'un toron tendu, ou ayant été tendu, a un comportement voisin de celui d'une barre de même diamètre pour cette gamme de fréquence.

Les analyses temps-fréquence (fig. 11) réalisées sur les enregistrements temporels pour différents niveaux de tension mécanique statique (variant de quelques 2 à 60 % de la charge à la rupture) et pour des excitations plus élevées en fréquence ($f_0 = 130$ kHz), mettent en évidence les différences entre le toron et la barre. Elles montrent, d'une part, qu'une bande de fréquence excitée électriquement disparaît quasiment du signal mécanique propagé et, d'autre part, que la fréquence moyenne de cette bande augmente avec la tension mécanique appliquée au câble. En l'état actuel de nos connaissances, il est difficile de trouver une origine au phénomène de « bande spectrale manquante », mais il semble qu'il ne s'agisse pas de l'apparition d'un mode supérieur au sens de celui défini pour la barre équivalente (la fréquence est en effet trop basse). Les conditions de contact entre brins jouent ici un rôle prépondérant dans les phénomènes observés. Des mesures en différents points de la section transversale du toron et indépendantes pour chaque brin à l'aide d'un vibromètre laser (par exemple) pourraient peut-être apporter des informations utiles à une meilleure interprétation des résultats.

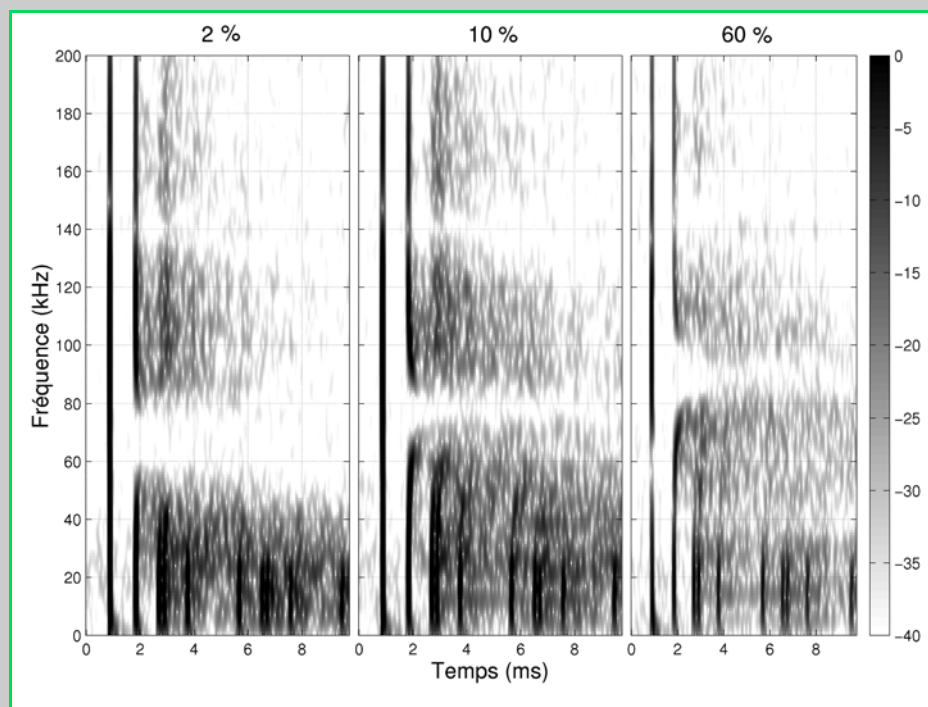


Fig. 11 - Représentation temps-fréquence du signal magnétoélastique détecté pour le toron TOR3 ($f_0 = 130$ kHz) et pour des charges à la rupture de 2, 10 et 60 %, respectivement.

Des phénomènes acoustoélastiques, à l'origine notamment des variations de la vitesse de propagation en fonction du niveau de contrainte, sont certainement présents ; toutefois, il semble, d'après la littérature, que la variation de vitesse associée est relativement faible et ne peut pas être mesurée avec la fréquence d'échantillonnage utilisée pour notre étude. Compte tenu de celle-ci, nous n'observons pas de variations sur les enregistrements aux différentes tensions mécaniques.

Détection de défauts

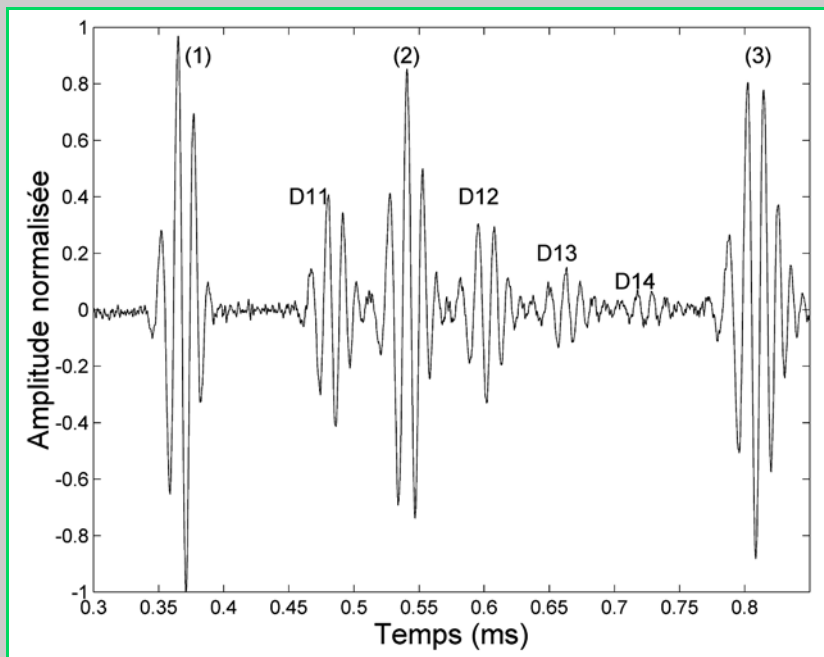
Les deux premières parties étaient consacrées à la validation du dispositif magnétoélastique et incluait une étude de la linéarisation de la réponse du transducteur et une étude de la propagation des ondes longitudinales dans les cylindres. Dans cette partie, le dispositif est utilisé pour détecter et localiser des défauts artificiels réalisés dans une barre cylindrique et un toron de précontrainte. Comme pour l'étude précédente, le dispositif magnétoélastique est d'abord linéarisé. Le contenu

spectral de l'excitation est choisi pour minimiser la dispersion tout en gardant une résolution spatiale acceptable sur plusieurs mètres.

Barre cylindrique

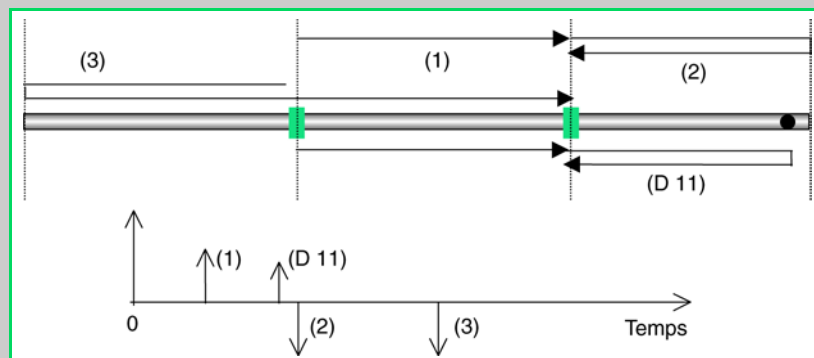
L'échantillon utilisé est une barre cylindrique de 2,92 m de long et de 14 mm de diamètre. Un défaut artificiel est réalisé à 150 mm d'une extrémité de la barre. Le défaut est un trou radial de 5 mm de diamètre percé jusqu'à la moitié du diamètre. L'émetteur et le détecteur se trouvent respectivement à 1,13 m et 2 m de l'extrémité opposée au défaut. La fréquence centrale d'excitation est $f_0 = 84$ kHz. L'enregistrement d'une durée d'une milliseconde est représenté sur la figure 12. L'onde réfléchie (notée D11) provenant de l'interaction entre le défaut et l'onde incidente est clairement identifiée. La signature du défaut est bien résolue en temps. On reconnaît sur l'enregistrement les différents paquets d'ondes déjà mentionnés plus haut, comme l'onde directe, les ondes réfléchies par les extrémités (notées 1, 2 et 3 respectivement). De plus, relativement aux positions des transducteurs et du défaut sur l'échantillon, on observe également très nettement les paquets d'ondes relatifs aux réflexions multiples entre le défaut et l'extrémité la plus proche. Ainsi les échos D12, D13, D14 sont respectivement ceux de l'onde incidente transmise par le premier défaut et réfléchi deux, trois et quatre fois par la proche extrémité de la barre.

Fig. 12 - Détection de défaut.



(a) enregistrement temporel du signal magnétoélastique détecté ($f_0 = 84$ kHz) pour une barre d'acier cylindrique de 2,92 m de long et 14 mm de diamètre présentant un défaut à 150 mm d'une extrémité.

(b) schéma des interactions/défaut/extrémités.



Toron de précontrainte sept fils

Le toron utilisé est d'une longueur de 6 m. Sur ce même toron, deux défauts ont été réalisés sur deux fils périphériques différents ; l'un représente un fil rompu à 680 mm d'une extrémité du toron (les bords de la rupture sont distants de 2 mm environ), l'autre une partie de fil extérieur enlevée sur une longueur de 150 mm à partir de la même extrémité.

Comme le montre la figure 13, l'atténuation apparente du toron (incluant les réflexions sur les extrémités libres) est plus importante pour un toron que pour une barre. Afin de dépasser cette limitation, l'utilisation de signaux contenant une information codée peut être une alternative aux signaux impulsionnels classiques. En effet, l'utilisation d'un signal codé (comme la modulation de fréquence, par exemple) permet d'améliorer aussi bien le rapport signal sur bruit que la résolution temporelle (Skolnik, 1970) à condition de ne plus travailler sur le signal temporel détecté, mais sur l'intercorrrelation entre les signaux temporels émis et détectés.

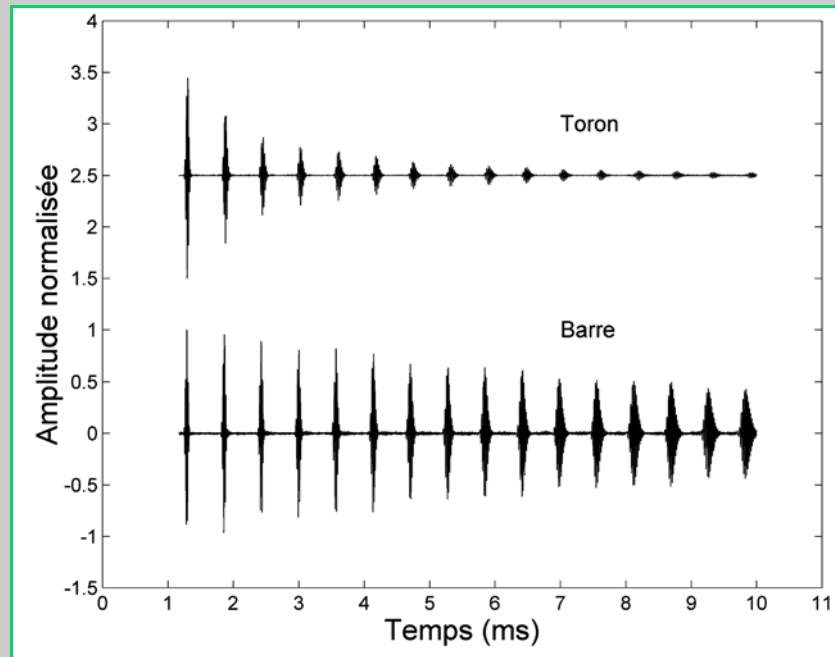


Fig. 13 - Signaux magnétoélastiques pour une barre cylindrique et un toron de précontrainte TOR2 de 6 m de long à $f_0 = 65$ kHz.

De plus, ce type de signal est bien adapté à notre dispositif magnétoélastique car celui-ci est relativement large bande (ce type de transducteur n'est pas résonnant) dans la gamme des fréquences considérées (Brissaud *et al.*, 2001) et est limité en amplitude crête de courant dynamique à l'émission.

Pour nos expériences, nous avons utilisé un *chirp* modulé linéairement en fréquence de la forme :

$$\text{LFC}(t) = W(t) \sin(2\pi f(t) t) \quad (4)$$

avec une modulation de fréquence $f(t)$ telle que :

$$f(t) = f_{\min} + \frac{(f_{\max} - f_{\min})}{\tau} t \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (5)$$

où

- τ est la durée du *chirp* ;
- f_{\min} et f_{\max} sont respectivement les limites basse et haute fréquence de la bande spectrale du *chirp* de largeur β ;
- $W(t)$ est une fenêtre de pondération.

Nous avons utilisé une fenêtre de pondération (ici de Hanning) pour conserver une bande spectrale du *chirp* bien définie par f_{\min} , et f_{\max} et éliminer ainsi les oscillations parasites dans le spectre (Gan et al., 2000) ainsi que dans la fonction d'autocorrélation. La figure 14 montre la forme temporelle d'un *chirp* d'excitation. L'avantage d'un tel signal est de pouvoir fournir au système de l'énergie sur une durée relativement longue (donc moins de puissance) tout en améliorant sensiblement la résolution de l'impulsion puisque l'on comprime la longue durée de l'impulsion codée au moyen de l'intercorrrelation. Dans ce cas, il est classique de définir un taux de compression directement lié au produit $\beta\tau$ de la largeur de bande spectrale du *chirp* par la durée du *chirp* qui représente ainsi le gain de la technique.

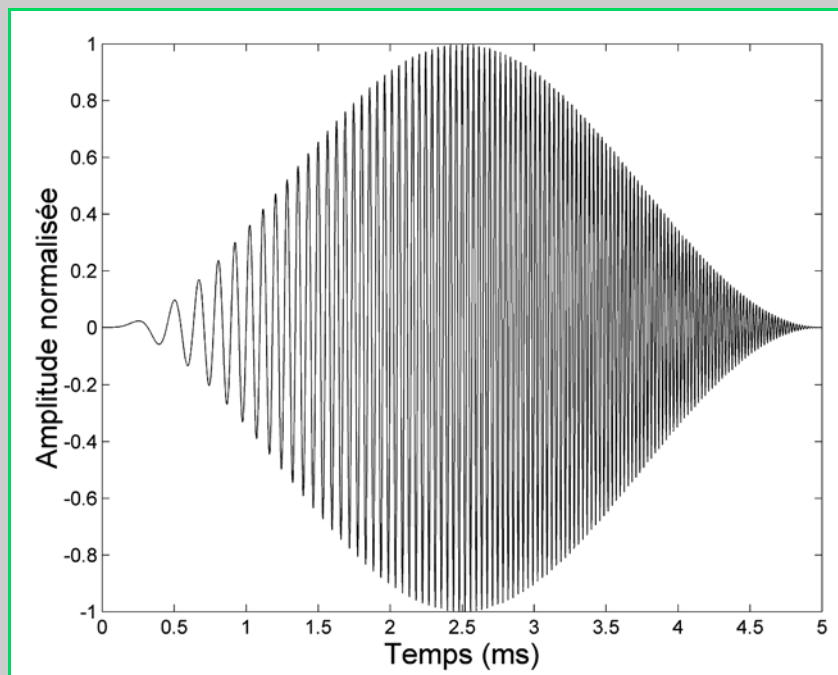


Fig. 14 - Signal temporel d'excitation chirp de 5 ms.

Dans nos expériences, nous avons choisi de travailler avec une durée constante d'excitation et de faire varier la bande spectrale du signal. La durée du *chirp* est de 2 ms. La fréquence minimale de la bande spectrale est très basse ($f_{\min} = 200$ Hz) et la fréquence maximale est choisie entre 50 et 140 kHz. Cela donne des taux de compression de 100 à 280. La figure 15 montre les spectres de fréquence des différents signaux *chirp* pour des f_{\max} de 50, 90, 110 et 140 kHz, respectivement (les maxima respectifs sont 27, 45, 50 et 55).

La figure 16 montre, pour le toron endommagé, l'intercorrrelation du signal détecté et du signal d'excitation en fonction du temps pour les f_{\max} mentionnés ci-dessus. On note l'amélioration dans la détection des défauts (D1 et D2) et dans la résolution spatiale correspondante, plus particulièrement pour le défaut proche de l'extrémité du toron pour des excitations *chirp* de fréquences maximales croissantes. À ce niveau, une discussion sur l'influence de la dispersion doit être menée. Pour les signaux intercorrélés, l'influence de la dispersion existe et peut être estimée à partir de la largeur (durée) à mi-hauteur de l'enveloppe des arrivées successives. En effet, l'effet attendu de la dispersion est de dégrader l'intercorrrelation en diminuant et élargissant les enveloppes des arrivées successives. L'enveloppe temporelle du signal intercorrélé est calculée à partir du module de sa transformée de Hilbert. La figure 17 montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur des enveloppes des premiers échos en fonction de f_{\max} pour différentes distances de propagation. On observe une diminution de la largeur à mi-hauteur pour des fréquences croissantes, qui montre l'amélioration de la résolution spatiale avec la fréquence. Toutefois, cette décroissance, qui est de moins en moins prononcée au fur et à mesure que la distance de propagation augmente, illustre l'influence de la dispersion. Néanmoins, pour les distances de propagation mentionnées, les durées relatives à f_{\max} la plus élevée sont toujours inférieures aux autres f_{\max} . Si l'on combine ce résultat à la légère décroissance

de la vitesse dans le câble pour des f_{\max} croissantes, la résolution spatiale du système reste supérieure pour les f_{\max} les plus élevées relativement aux distances de propagation et la gamme de fréquence mentionnées.

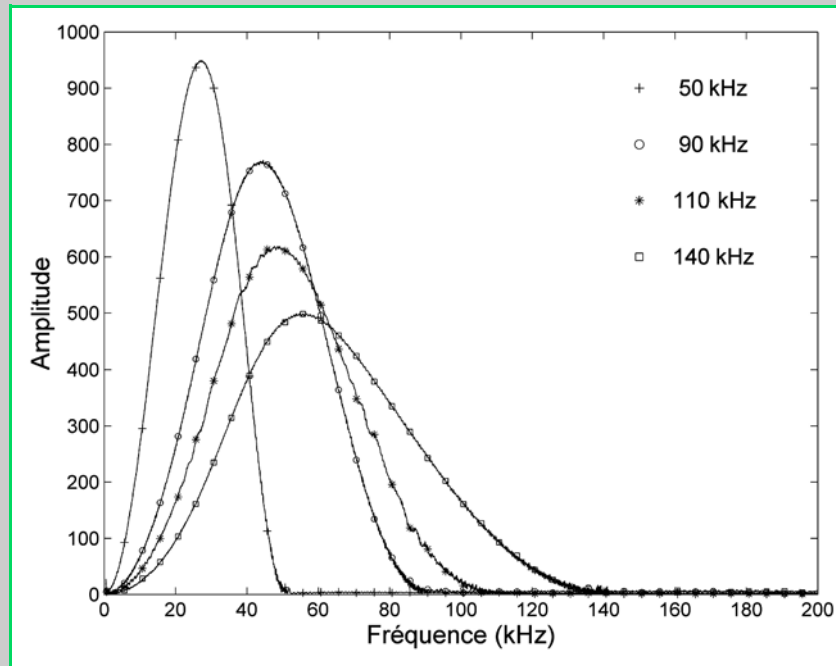


Fig. 15 - Spectres des courants d'excitation chirp mesurés pour des f_{\max} de 50, 90, 110 et 140 kHz.

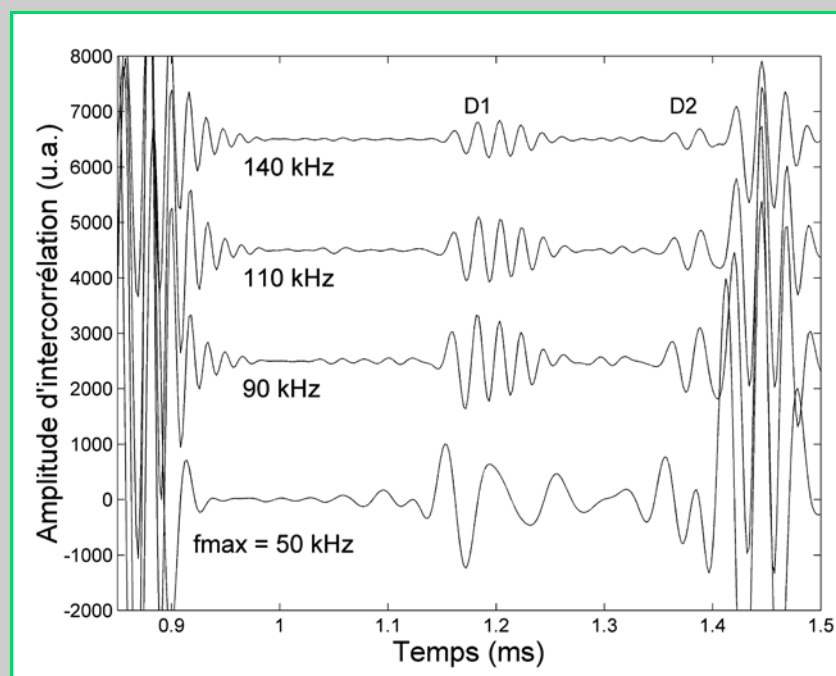


Fig. 16 - Intercorrélogrammes du toron endommagé pour différents produits bande spectrale-durée de l'excitation chirp (la durée du chirp est de 2 ms).

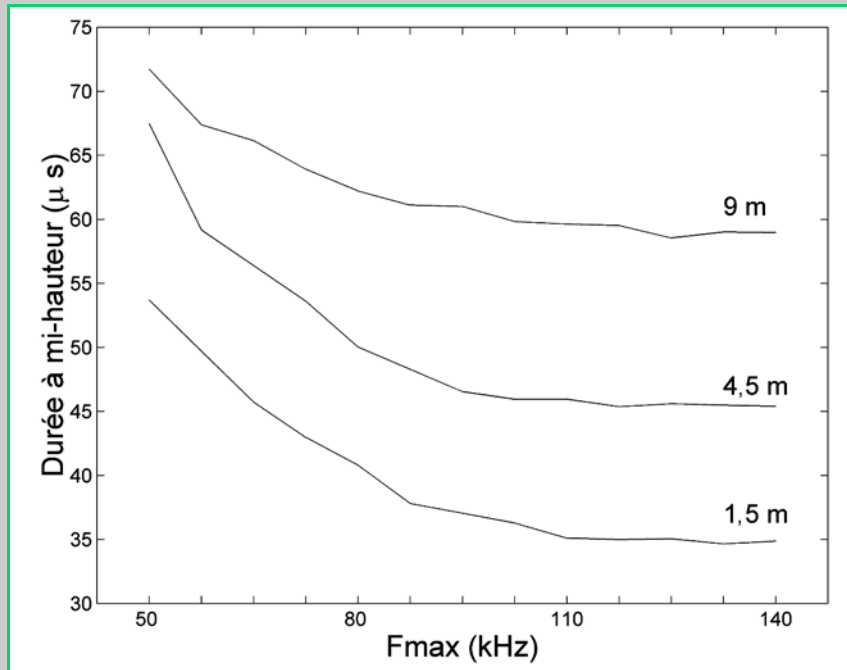


Fig. 17 - Durée à mi-hauteur des enveloppes des arrivées successives des signaux intercorrélés en fonction de f_{max} et pour des distances émetteur-détecteur de 1,5, 4,5 et 9 m, respectivement.

Il est donc possible d'avoir une estimation de la position des défauts en connaissant la vitesse de propagation dans le toron. La vitesse est alors déduite du signal intercorrélé, en déterminant la durée séparant deux échos ayant parcouru un multiple de la longueur du toron. La vitesse estimée sur la gamme de fréquence est $V_{\text{toron}} = 5175 \pm 18 \text{ ms}^{-1}$. La connaissance de la vitesse de propagation, nous permet de remonter aux positions des défauts à partir du signal intercorrélé. Les positions des défauts D1 et D2, par rapport à l'extrémité la plus proche, sont respectivement $d_1 = 683 \pm 26 \text{ mm}$ et $d_2 = 160 \pm 12 \text{ mm}$. Ces résultats sont à comparer aux positions réelles qui sont respectivement 680 mm et 150 mm. On peut considérer qu'il s'agit là d'un résultat encourageant plus particulièrement pour la détection du défaut D2, le plus proche de l'extrémité, si l'on considère les distances émetteur-récepteur de l'ordre de 6,2 m et 7,2 m pour D1 et D2 respectivement. L'utilisation d'une impulsion identique à celle utilisée pour la barre n'aurait pas permis de séparer l'écho du défaut de celui dû à l'extrémité du toron.

Conclusion

Un dispositif réflectométrique magnétoélastique expérimental a été mis au point pour la détection de défauts dans les barres cylindriques en acier ou les torons en utilisant des ondes ultrasonores guidées basse fréquence. Les résultats expérimentaux ont dans un premier temps démontré la nécessité de contrôler l'émission magnétoélastique en fonction de l'intensité polarisante et dynamique au niveau de l'émetteur pour linéariser la transduction magnétoélastique et pour maximiser l'énergie mécanique générée dans l'objet à évaluer. L'étape de la linéarisation est une étape cruciale pour l'utilisation des ondes guidées, car elle permet de contrôler le contenu spectral de l'impulsion mécanique qui, à son tour, conditionne fortement les conditions de propagation dans le milieu. Ces conditions de propagation ont été ensuite étudiées expérimentalement pour différents contenus spectraux soulignant la nature dispersive et multimodale d'un guide cylindrique axisymétrique et son influence sur la résolution spatiale du système. On constate, dans le cas de la barre cylindrique, un très bon accord entre les résultats expérimentaux obtenus et les résultats prédits par la théorie de la propagation dans les cylindres. Cette étape expérimentale importante constitue la phase de validation du système et met en évidence les potentialités du dispositif magnétoélastique sans contact et large bande pour les études de la propagation dans des géométries diverses. Les expériences con-

duites sur le toron montrent que pour les basses fréquences, le toron se comporte comme une barre. Les études menées avec le dispositif sur un toron en traction longitudinale mettent en évidence l'influence des conditions de contact sur les conditions de propagation. On montre qu'il existe une relation de causalité entre ces conditions de propagation et le niveau de tension mécanique du toron. Toutefois, un travail plus approfondi et systématique doit être mené dans un futur proche. Enfin, la recherche de défauts à l'aide du dispositif magnétoélastique a été conduite sur une barre et un toron de précontrainte. Afin d'améliorer la résolution spatiale du système, et pour augmenter sa sensibilité, nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'une impulsion modulée en fréquence. Ce choix est notamment lié au fait que le transducteur magnétoélastique est un transducteur plutôt large-bande pour la bande spectrale considérée. Ainsi, en minimisant l'effet de la dispersion liée à la propagation des ondes guidées, des défauts proches des extrémités (de l'ordre de 15 cm) ont pu être détectés et localisés à des distances d'implantation du dispositif d'émission-réception conséquentes (de l'ordre de la dizaine de mètres).

Compte-tenu du caractère sans contact et large-bande des transducteurs magnétoélastiques, ces transducteurs présentent une utilité certaine pour l'étude de la propagation dans des aciers aux configurations géométriques variées (émission-réception) et peuvent également aider à la caractérisation d'événements acoustiques transitoires (détection seule).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- ACHENBACH J.D., *Wave propagation in elastic solids*, North Highland Publishing, Amsterdam, **1984**.
- ALLEYNE D., CAWLEY P., A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals, *J. Acoust. Soc. Am.*, **89** (3), **1991**, pp. 1159-1168.
- BARTON J.R., TELLER S.C.M., SULLER A., *Design, develop and fabricate a prototype nondestructive inspection and monitoring system for structural cables and strands of suspension bridges*, vol. I, Final Report, Federal Highway Administration, US Department of Transport, **1989**, 133 pages.
- BÖTTGER W., SCHNEIDER H., WEINGARTEN W., Prototype emat system for tube inspection with ultrasonic guided waves, *Nuclear Engineering and Design*, **102**, **1987**, pp. 369-376.
- BOZORTH R.M., *Ferromagnetism*, Van Nostrand Company Inc., New York, **1951**.
- BRISSAUD M., AIME J.-C., LAGUERRE L., *Analytical modelling of magnetostrictive transducers used for non destructive evaluation*, 8th Int. Cong. on Sound and Vibration, Honk-Kong, **2001**, July.
- DU TREMOLET DE LACHEISSERIE E., Les applications industrielles de la magnétostriction, *Silicates Industriels*, **9-10**, **1993**, pp. 173-180.
- GAN T.H., HUTCHINS D.A., BILLSON D.R., SCHINDEL D.W., The use of broadband acoustic transducers and pulse-compression techniques for air-coupled ultrasonic imaging, *Ultrasonics*, **39**, **2001**, pp. 181-194.
- KOMAROV V.A., KONONOV P.S., Direct and inverse electromagnetic-acoustic conversion in ferromagnetic rods, *Soviet Journal of Nondestructive Testing*, **14** (5), **1978**, pp. 398-403.
- KWUN H., TELLER C., Magnetostrictive generation and detection of longitudinal, torsional and flexural wave in a steel rod, *J. Acoust. Soc. Am.*, **96**, (2), **1994**, pp. 1202-1204.
- KWUN H., HOLT A.E., Feasibility of under-lagging corrosion detection in steel pipe using the magnetostrictive sensor technique, *NDT&E International*, **28**, (4), **1995**, pp. 211-214.
- HUETER T.F., BOLT R.H., *Sonics*, John Wiley & Sons Inc., New York, London, **1955**.
- MEEKER T.R., MEITZLER A.H., *Guided wave propagation in elongated cylinders and plates*, Physical Acoustics, vol. 1, Part A., pp. 112-166, W. P. Mason Ed., Academic Press, New York and London, (**1964**).
- MURAYAMA R., Driving mechanism on magnetostrictive type electromagnetic acoustic transducer for symmetrical vertical-mode Lamb wave for shear horizontal-mode plate wave, *Ultrasonics*, **1996**, pp. 729-736.
- ONOE M., Theory of delay lines for direct-current pulse transmission, *J. Acoust. Soc. Am.*, **34**, (9), **1962**, pp. 1247-1254.
- ONOE M., MCNIVEN H.D., MINDLIN R.D., Dispersion of axially symmetric waves in elastic rods, *J. Appl. Mech.*, **29**, **1962**, pp. 729-734.
- POTTS A.E., *Non destructive testing of steel wire ropes*, Symposium of the British Institute of Non Destructive Testing, London, december **1988**.

ROBERT J.-L., BRUHAT D., GERVAIS J.-P., LALOUX R., RUMIANO N., DESMAS M., Surveillance acoustique des câbles, Approche théorique, Appareillage, *Bulletin de liaison des laboratoires des Ponts et Chaussées*, **139**, **1985**, pp. 71-78.

ROTHBART A., ROSENBERG L., A theory of pulse transmission along a magnetostrictive delay line, *Trans. IRE PGUE*, **6**, **1951**, pp. 32-58.

THOMPSON R.B., *Electromagnetic noncontact transducers*, Ultrasonics symposium, Phoenix, **1977**, pp. 385-392.

THURSTON R.N., Elastic waves in rod and clad rods, *J. Acoust. Soc. Am.*, **64** (1), **1978**, pp. 1-37.

SKOLNIK M., *Radar Handbook*, Mc Graw-Hill, New-York, **1970**.

WOODWARD R.J., *Non destructive methods for concrete bridges*, Transport and Road Research Laboratory Report 250, **1989**.