

Simulation de l'élastographie transitoire non linéaire: modèle d'éléments finis pour la propagation des ondes de cisaillement dans les tissus mous

Wenfeng Ye, Aline Bel-Brunon, Alain Combescure, Stefan Catheline, Michel Rochette

▶ **To cite this version:**

Wenfeng Ye, Aline Bel-Brunon, Alain Combescure, Stefan Catheline, Michel Rochette. Simulation de l'élastographie transitoire non linéaire: modèle d'éléments finis pour la propagation des ondes de cisaillement dans les tissus mous. 13e colloque national en calcul des structures, Université Paris-Saclay, May 2017, Giens, Var, France. hal-01899350

HAL Id: hal-01899350
https://hal.science/hal-01899350

Submitted on 19 Oct 2018

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.

CSMA 2017
13ème Colloque National en Calcul des Structures
15-19 Mai 2017, Presqu'île de Giens (Var)

Simulation de l'élastographie transitoire non linéaire: modèle d'éléments finis pour la propagation des ondes de cisaillement dans les tissus mous

W.Ye [1,3], A.Bel-Brunon[1], A.Combescure[1], S. Catheline[2], M. Rochette[3]

[1] *INSA-Lyon, LaMCoS CNRS UMR 5259, France, {wenfeng.ye, alain.combescure, aline.bel-brunon}@insa-lyon.fr*
[2] *INSERM LabTAU Unité 1032, France, stefan.catheline@inserm.fr*
[3] *ANSYS, France, michel.rochette@ansys.com*

Résumé —
La loi de Landau est un modèle de matériau visco-hyperélastioque qui est largement utilisé dans le domaine de la physique acoustique. Dans ce travail, elle est introduite pour la première fois dans une formulation des éléments finis (EF) pour modéliser le comportement non linéaire des ondes de cisaillement dans les solides mous, tels que dans les tissus biologiques. Les simulations numériques de la propagation d'onde de cisaillement non linéaire sont basées sur les expériences de Xavier *et al.* [1]. Les résultats de la simulation sont en accord avec l'étude expérimentale.
Mots clés — onde de cisaillement non linéaire ; élastographie ; éléments finis

1 Introduction

L'élastographie transitoire est une technique d'imagerie médicale qui caractérise les propriétés élastiques des tissus biologiques *in vivo* par l'observation de la propagation des ondes de cisaillement. Ces propriétés mécaniques fournissent des informations cliniques utiles pour le processus de diagnostic.

En général, la technique d'élastographie transitoire peut être décrite comme suit : tout d'abord, les petites ondes de cisaillement avec faible fréquence sont générées par un vibrateur mécanique [2] ou par une force de rayonnement acoustique [3]. Ensuite, la réponse dynamique des tissus est mesurée par la méthode de suivi et la vitesse des ondes de cisaillement est calculée. En supposant que le tissu mou est homogène, isotrope et élastique linéaire, le module de cisaillement μ peut être estimé par :

$$\mu = \rho c_s^2 \tag{1}$$

Où ρ est la masse volumique (constant) et c_s est la vitesse d'onde de cisaillement. Bien que la mesure puisse être influencée par de nombreux facteurs tels que les conditions aux limites, des fréquences ou des géométries, il a été cliniquement prouvé que cette technique permettant de détecter de nombreuses maladies telles que les cancers et la fibrose hépatique.

Ces derniers temps, des efforts ont été faits pour déterminer les propriétés non linéaires des tissus mous biologiques. Catheline *et al.* [4, 1] ont mesuré le comportement non linéaire des ondes de cisaillement à forte amplitude. Gennisson *et al.*[5, 6] ont caractérisé les modules d'élasticité d'ordre élevé à l'état précontraint. Ces expériences ont été effectuées sur des gels artificiels. Récemment, Jiang *et al.* [7, 8] ont développé leurs expériences pour les tissus biologiques *ex vivo* and *in vivo*.

Grâce à sa flexibilité, la méthode des éléments finis (MEF) pourrait être un outil performant pour analyser la propagation des ondes de cisaillement élastographie. Dans la littérature, Chen *et al.* [9, 10] ont étudié les effets des conditions aux limites et la fréquence d'excitation en utilisant des modèles EF simples. Pour tenir compte de l'hétérogénéité (*i.g.* les tumeurs dans les tissus sains), des modèles EF en 2D [11] et 3D [12] ont été proposées. Mais à notre connaissance, la plupart des modèles mentionnés ci-dessus utilisent des matériaux élastiques linéaires (loi de Hooke) avec ou sans viscosité. Très peu considèrent les lois hyperélastiques, comme dans [8], le modèle de Fung est utilisé.

Cependant, aucune étude n'a été réalisée sur le modèle EF précis pour la propagation des ondes de cisaillement non linéaire dans les tissus biologiques. Ceci peut probablement s'explique par le fait que la

loi de comportement dans le domaine acoustique est différente que les lois classiques de la mécanique.

Dans ce travail, la loi de Landau non linéaire qui est souvent utilisé dans le domaine acoustique est développée dans la formulation des éléments finis. Les simulations EF sont effectuées pour modéliser la réponse dynamique non linéaire des tissus mous quasi-incompressible. Nos résultats permettent de retrouver les résultats expérimentaux de la littérature, typiquement, ceux du travail de Xavier *et al.*[1].

2 Modèle d'élasticité non linéaire : loi de Landau

En biomécanique, le choix du modèle de comportement matériau adapté est une condition essentielle pour obtenir des simulations numériques de haute fidélité. Comme les matériaux biologiques sont soumis à une déformation importante, ils sont généralement modélisés par des modèles hyperélastiques, où la loi de comportement est décrite par le potentiel de déformation W. La loi de Landau [13] est largement utilisé dans l'étude acoustique médicale, où le potentiel W est écrit en fonction du teneur de Green-Lagrange $\mathbf{E}$. De plus, en considérant l'incompressibilité des tissus mous, Hamilton *et al.* [14] ont développé la forme découplée du potentiel de déformation, dans lequel les composants volumétriques et déviatoriques sont séparés :

$$W = W^{dev} + W^{vol} \tag{2}$$

Où

$$W^{dev} = \mu I_2 + \frac{A}{3} I_3 + D I_2^2 \tag{3}$$

avec $I_k = tr(\mathbf{E}^k)$ pour $k = 2,3$. μ, A et D représentent les modules de cisaillement en seconde, troisième et quatrième ordre. Ils ont tous le même ordre de grandeur (kPa) dans les tissus mous, et jouent un rôle clé dans la propagation des ondes de cisaillement non linéaire.

Le potentiel volumétrique joue le rôle de la fonction de pénalité dans la MEF pour assurer la condition d'incompressibilité. Nous prenons l'expression la plus simple :

$$W^{vol} = \frac{1}{2} K (J-1)^2 \tag{4}$$

avec K le module volumique qui est plus grand que les modules de cisaillement, de l'ordre de GPa en général.

Ce modèle est utilisé dans de nombreux travaux pour étudier le comportement des solides mous [15, 16, 13, 7, 8]. Cependant, il n'y a pas de simulation numérique qui prenne en compte le modèle de Landau. Ce travail est le premier à utiliser la loi de Landau dans la formulation EF.

2.1 Implémentation

Pour un modèle hyperélastique, la contrainte de seconde Piola-Kirchhoff (PK-2) $\mathbf{S}$ est obtenue en dérivant le potentiel W :

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= 2\frac{\partial W^{vol}}{\partial \mathbf{C}} + \frac{\partial W^{dev}}{\partial \mathbf{E}} \\ &= pJ\mathbf{C}^{-1} + 2\mu\mathbf{E} + A\mathbf{E}^2 + 4Dtr(\mathbf{E}^2)\mathbf{E} \end{aligned} \tag{5}$$

où p indique la pression hydrostatique,et obtenu par $p = K(J-1)$.

Certains codes MEF sont basés sur la configuration actuelle. L'expression de la contrainte de Cauchy $\boldsymbol{\sigma}$ est nécessaire. Elle est obtenue par la relation de transformation :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{J}\mathbf{F}\mathbf{S}\mathbf{F}^T \tag{6}$$

Afin d'utiliser un modèle hyperélastique dans un solveur implicite (e.g. ABAQUS/Standard [17]), le quatrième ordre du tenseur d'élasticité doit être dérivée. Dans la configuration de référence, le tenseur d'élasticité est donné comme

$$\begin{aligned}\mathbb{C} &= KJ(J-1)(\mathbf{C}^{-1}\otimes\mathbf{C}^{-1}-2\mathbb{I}_{\mathbf{C}^{-1}})+KJ^2\mathbf{C}^{-1}\otimes\mathbf{C}^{-1}\\ &+2\mu\mathbb{I}+2A\mathbf{E}:\mathbb{I}+8D\mathbf{E}\otimes\mathbf{E}+4Dtr(\mathbf{E}^2)\mathbb{I}\end{aligned} \tag{7}$$

Où $\mathbb{I}=\frac{1}{2}(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{jk})$ représente le tenseur d'identité de quatrième ordre, et $(\mathbb{I}_{\mathbf{C}^{-1}})_{ijkl}=-\frac{1}{2}(\mathbf{C}^{-1}_{ik}\mathbf{C}^{-1}_{jl}+\mathbf{C}^{-1}_{il}\mathbf{C}^{-1}_{jk})$.

Le tenseur d'élasticité spatiale peut être obtenu par l'opération de *push-forward*

$$\mathbb{c}_{ijkl}=\frac{1}{J}\mathbf{F}_{iI}\mathbf{F}_{jJ}\mathbf{F}_{kK}\mathbf{F}_{lL}\mathbb{C}_{IJKL} \tag{8}$$

2.2 Viscoélasticité : modèle de Voigt

Dans la propagation des ondes d'amplitude finie, l'élasticité non linéaire génère des harmoniques supérieures à la fréquence fondamentale. D'autre part, l'absorption du milieu diminue l'amplitude de la déformation qui limite la génération de ces harmoniques. En conséquence, la propagation des ondes non linéaire ne peut être modélisée sans tenir compte de la viscosité. En acoustique non linéaire, la viscoélasticité des solides mous est souvent décrite par le modèle Voigt où la (PK-2) contrainte totale est la somme de la contrainte élastique et la contrainte visqueuse :

$$\boldsymbol{S}^{tot}=\boldsymbol{S}^{elas}+\boldsymbol{S}^{visco} \tag{9}$$

Pour un matériau isotrope quasi-incompressible, la contrainte visqueuse peut être écrit en termes de partie déviatorique et volumétrique comme l'élasticité, qui est,

$$\mathbf{S}^{visco}=2\eta\dot{\mathbf{E}}^{dev}+\xi\dot{\mathbf{E}}^{vol} \tag{10}$$

Où $\dot{\mathbf{E}}$ représente la dérivée temporelle de $\mathbf{E}$, η et ξ sont respectivement les coefficients de viscosité de cisaillement et volumique. La relation de la séparation des vitesses de déformation est vu d'après [18], Chapitre 5 :

$$\dot{\mathbf{E}}^{vol}=\frac{1}{3}(\dot{\mathbf{E}}:\mathbf{C}^{-1})\mathbf{C},\ \ \dot{\mathbf{E}}^{dev}=\dot{\mathbf{E}}-\dot{\mathbf{E}}^{vol} \tag{11}$$

3 Simulation numérique

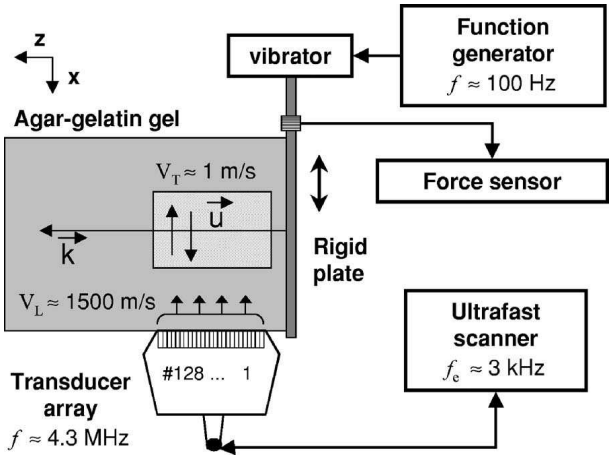


FIGURE 1 – Dispositif experimental permettant de générer une onde de cisaillement plane non linéaire dans un tissu mou [1]

Dans la propagation des ondes d'amplitude finie, l'élasticité non linéaire déforme le forme d'onde en générant des harmoniques. Dans le même temps, la viscosité a deux effets : d'une part, il diminue l'amplitude de l'onde qui limite la génération des harmoniques. D'autre part, le coefficient d'absorption

augmente avec la fréquence, de sorte que les harmoniques supérieures s'atténuent rapidement, conduisant à une perte d'énergie. Par conséquent, la distorsion de l'onde est générée par la non-linéarité élastique, mais est limitée par la dissipation. Dans cette section, la propagation d'onde de cisaillement plane non linéaire est simulée par MEF, les résultats de simulation sont validés par la comparaison avec les travaux expérimentaux dans des gels[1].

Dans l'expérience, le fantôme est un solide mou composé d'agar et de gélatine mélangée avec de l'eau chaude qui a solidifié. Une plaque rigide est placée sur un côté du fantôme et génère une onde de cisaillement de faible fréquence, voir Fig. 1. L'onde de cisaillement se propage transversalement à une vitesse très faible (plusieurs mètres par seconde). Ce mouvement est détecté par le dispositif de l'élastographie impulsionnelle en bas. Il a été observé que l'onde plane ne génère que des harmoniques impaires à $3f, 5f$, ... (f est la fréquence fondamentale). Pour une description plus détaillée, le lecteur est invité à consulter l'article original [1].

Les simulations sont effectuées à l'aide de codes éléments finis développés au seins du laboratoire et implémenté en *Fortran* [19]. Le modèle de Landau et le modèle Voigt présentés dessus sont mis en œuvre dans le code, et dans les simulation, la non-linéarité matérielle et la non-linéarité géométrique sont considérées. Pour les simulations dynamiques, un schéma d'intégration classique en explicite [18] est utilisé. Les éléments quadrangulaires bi-linéaires combinés avec la stratégie d'intégration sélective sont utilisés pour gérer le verrouillage volumétrique et l'effet de *hourglass* en même temps.

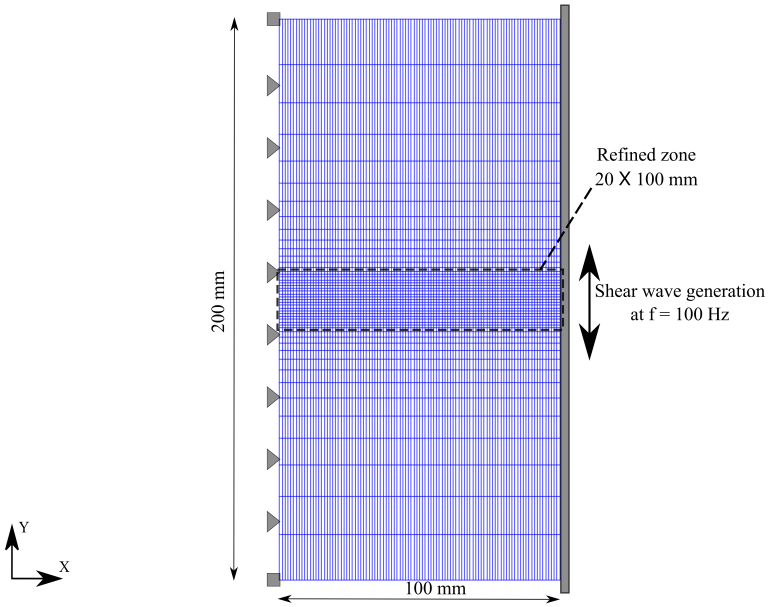


FIGURE 2 – Géométrie et modèle EF de l'onde de cisaillement plane

La géométrie et le modèle EF pour l'expérience d'onde de cisaillement plane sont représentés Fig.2. L'hypothèse de déformation plane est utilisée, ce qui permet un énorme gain en temps de calcul. La taille de maillage du modèle est choisie suffisamment grande pour éviter les reflets. Le modèle contient 4949 nœuds et 4800 éléments. La mesure est réalisée uniquement dans la zone où le maillage a été affiné. Cette zone contient 2000 éléments carrés avec une longueur de côté de 1 *mm*. Les paramètres du matériau sont résumés dans le Tab.1. Ils sont choisis pour être proche des valeurs rapportées dans les expériences. Notez qu'il n'y a pas de moyen pour distinguer les troisième et quatrième modules de cisaillement A et D séparément. Ici, nous avons mis $D = 0$ pour déterminer la valeur de A.

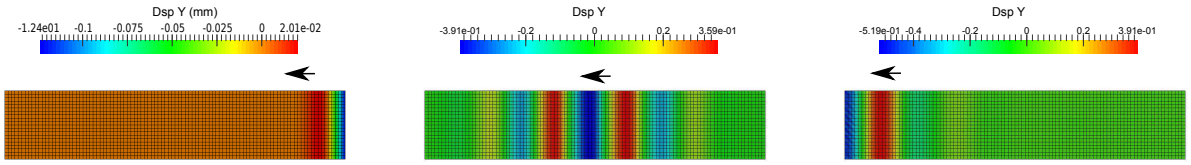
Les conditions aux limites sont définies de façon à bloquer le mouvement rigide (Fig.2). Pour générer des ondes planes, un déplacement vertical est prescrit sur le côté droit du fantôme. La fonction suivante est utilisée pour décrire l'excitation harmonique lissée :

$$U_y(t) = A_0\, sin(2\pi ft)(1 - cos(\frac{2\pi f}{N}t)),\ \ 0 \leqslant t \leqslant \frac{N}{f} \tag{12}$$

Où $A_0 = 0.8\ mm$, $N = 5$ et la fréquence $f = 100\ Hz$.

Les paramètres du matériau	
$\rho\ (kg/m^3)$	1000
$\mu\ (kPa)$	4.4
$A\ (kPa)$	41.1
$D\ (kPa)$	0
$K\ (kPa)$	10^4
$\eta\ (kPa\ s)$	0.6×10^{-3}
$\xi\ (kPa\ s)$	0.5×10^{-5}

TABLE 1 – Les paramètres du matériau



(a) $t = 0.0075\ s$ (b) $t = 0.0525\ s$ (c) $t = 0.075\ s$, fin de la simulation

FIGURE 3 – Distribution du déplacement vertical dans la zone raffinée au cours de la simulation. Le front d'onde reste plan pendant la simulation qui assure l'hypothèse de la propagation des ondes plane

Le temps de simulation est de $0,075\ s$. La durée de la simulation est plus courte que les expériences, car le modèle EF est plus petit que le fantôme expérimental. Donc, l'onde réfléchie perturbe la mesure plus tôt. Toutefois, il sera montré que ce temps de simulation est suffisant pour établir l'effet non linéaire et éviter les reflets. Le pas de temps est $\Delta t = 0.5 \times 10^{-6}\ s$ pour maintenir la stabilité du schéma d'intégration explicite.

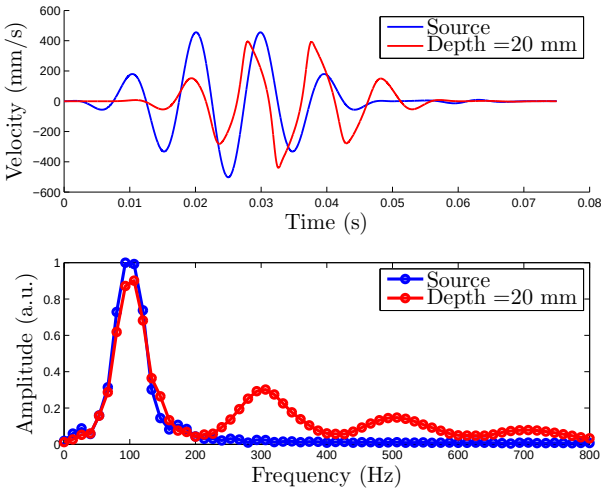


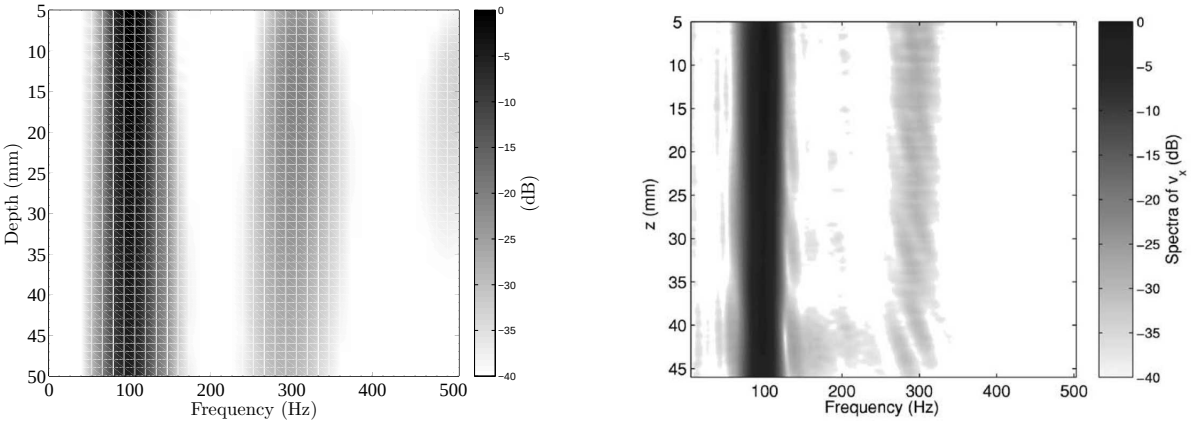
FIGURE 4 – L'histoire des vitesses verticales et ses spectres

La Fig.3 montre la répartition du déplacement vertical dans la zone raffinée à trois moments différents. On observe que le front d'onde reste plan jusqu'à la fin de la simulation. L'hypothèse de la propagation d'une onde plane est correcte.

La vitesse de la source et son spectre correspondant est affiché Fig.4. Elle montre que la source ne contient que le composant de 100 Hz, et que la vitesse maximale atteint 500 mm/s, soit environ 24% de l'onde de cisaillement linéaire c_s. Ce ratio appelé nombre de Mach indique que la propagation des ondes est en effet en régime non linéaire.

Dans les résultats, la vitesse verticale et son spectre sont mesurées à la distance de 20 mm de la source (voir les courbes rouges de la Fig.4). Dans le domaine temporel, la forme d'onde est clairement différent du signal de la source, la distorsion est d'une manière dissymétrique qui correspond aux composantes harmoniques impaires (300, 500 Hz, ...) dans le spectre.

Une comparaison avec les résultats expérimentaux rapportés dans [1] est donnée à la Fig.5. Les figures représentent le spectre global à la distance de propagation de 5 à 50 *mm*. On peut voir que les deux résultats sont très similaires. Ils présentent l'harmonique impaire à $3f$ qui pénètrent l'ensemble de la zone mesurée. Toutefois, les résultats expérimentaux semble plus précis dans le spectre. En effet, l'expérience a durée plus longtemps, la transformée de Fourier est donc meilleur.



(a) Les résultats numériques

(b) Les résultats expérimentaux [1]

FIGURE 5 – Les spectres de la vitesse verticales en function de la distance de propagation z obtenues numériquement (a) et expérimentalement (b)

L'évolution des amplitudes des composantes fondamentale et de la troisième et cinquième harmoniques en fonction de la distance de propagation sont comparées sur la Fig.6. Pour les résultats numériques (Fig.6(a)), la composante fondamentale (100 Hz) diminue de manière linéaire à cause de la dissipation de la viscosité. Les deux composantes harmoniques atteignent respectivement 10% et 3% de l'amplitude de composante fondamentale à la profondeur de 12 *mm*. Cela indique qu'une partie de l'énergie est transmise à des fréquences plus élevées en raison de la non-linéarité élastique. De plus, on peut voir que l'amplitude des harmoniques augmente jusqu'à 12 *mm* et diminue ensuite car la dissipation visqueuse devient l'effet dominant par rapport à la non-linéarité. Les résultats expérimentaux sont présentés dans la Fig.6(b), les composantes harmoniques semblent légèrement plus grandes. Cependant, les résultats numériques et expérimentaux restent très similaires.

4 Conclusion

Dans ce papier, la loi de Landau en cas de quasi-incompressibilité est présentée. La viscosité est aussi prise en compte en ajoutant directement la contrainte visqueuse sur la partie élastique. Ce modèle de matériau décrit précisément la réponse dynamique non linéaire de la propagation des ondes de cisaillement dans les solides mous. La simulation numérique en utilisant ce modèle sont en accord avec les expériences de la littérature. Par conséquent, ce modèle peut être utilisé dans l'étude numérique de l'élastographie non linéaire, ce travail est encore en cours.

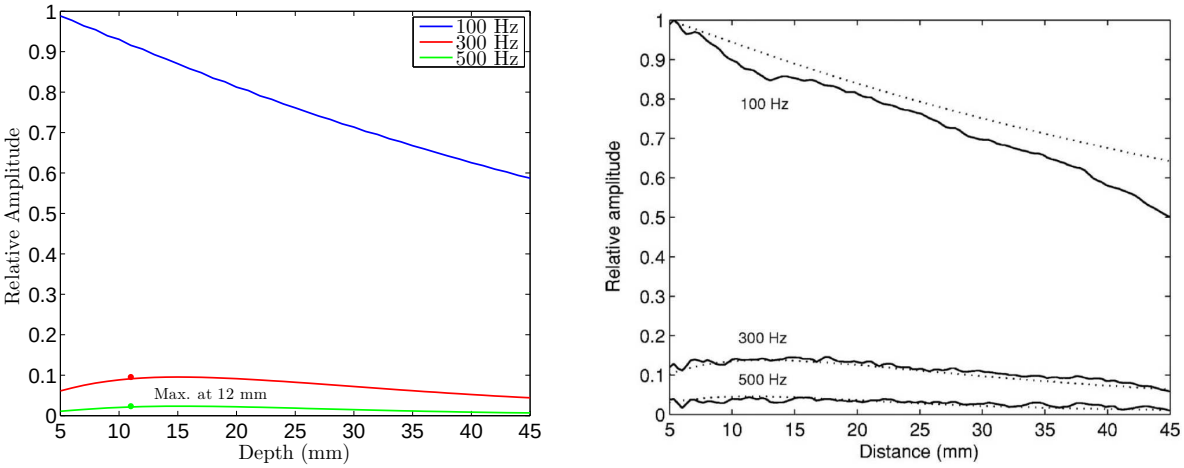
Références

[1] Xavier Jacob, Stefan Catheline, Jean-Luc Gennisson, Christophe Barrière, Daniel Royer, and Mathias Fink. Nonlinear shear wave interaction in soft solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(4) :1917–1926, 2007.

[2] Stefan Catheline, François Wu, and Mathias Fink. A solution to diffraction biases in sonoelasticity : the acoustic impulse technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105(5) :2941–2950, 1999.

[3] Jérémy Bercoff, Mickaël Tanter, and Mathias Fink. Supersonic shear imaging : a new technique for soft tissue elasticity mapping. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 51(4) :396–409, 2004.

[4] S Catheline, J-L Gennisson, M Tanter, and M Fink. Observation of shock transverse waves in elastic media. *Physical review letters*, 91(16) :164301, 2003.



(a) Les résultats numériques

(b) Les résultats expérimentaux [1]

FIGURE 6 – Evolution de la composante fondamentale et des troisième et cinquième harmoniques en function de la distance de propagation

[5] J-L Gennisson, Mathieu Rénier, Stefan Catheline, Christophe Barrière, Jeremy Bercoff, Mickael Tanter, and Mathias Fink. Acoustoelasticity in soft solids : Assessment of the nonlinear shear modulus with the acoustic radiation force. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(6) :3211–3219, 2007.

[6] S Catheline, J-L Gennisson, and M Fink. Measurement of elastic nonlinearity of soft solid with transient elastography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(6) :3087–3091, 2003.

[7] Yi Jiang, Guoyang Li, Lin-Xue Qian, Si Liang, Michel Destrade, and Yanping Cao. Measuring the linear and nonlinear elastic properties of brain tissue with shear waves and inverse analysis. *Biomechanics and modeling in mechanobiology*, 14(5) :1119–1128, 2015.

[8] Yi Jiang, Guo-Yang Li, Lin-Xue Qian, Xiang-Dong Hu, Dong Liu, Si Liang, and Yanping Cao. Characterization of the nonlinear elastic properties of soft tissues using the supersonic shear imaging (ssi) technique : inverse method, ex vivo and in vivo experiments. *Medical image analysis*, 20(1) :97–111, 2015.

[9] Qingshan Chen, Stacie I. Ringleb, Armando Manduca, Richard L. Ehman, and Kai-Nan An. A finite element model for analyzing shear wave propagation observed in magnetic resonance elastography. *Journal of Biomechanics*, 38(11) :2198 – 2203, 2005.

[10] Qingshan Chen, Stacie I Ringleb, Armando Manduca, Richard L Ehman, and Kai-Nan An. Differential effects of pre-tension on shear wave propagation in elastic media with different boundary conditions as measured by magnetic resonance elastography and finite element modeling. *Journal of biomechanics*, 39(8) :1428–1434, 2006.

[11] Mark L Palmeri, Amy C Sharma, Richard R Bouchard, Roger W Nightingale, and Kathryn R Nightingale. A finite-element method model of soft tissue response to impulsive acoustic radiation force. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 52(10) :1699–1712, 2005.

[12] Kristen H Lee, Benjamin A Szajewski, Zaegyoo Hah, Kevin J Parker, and Antoinette M Maniatty. Modeling shear waves through a viscoelastic medium induced by acoustic radiation force. *International journal for numerical methods in biomedical engineering*, 28(6-7) :678–696, 2012.

[13] Michel Destrade, Michael D Gilchrist, and Giuseppe Saccomandi. Third-and fourth-order constants of incompressible soft solids and the acousto-elastic effect. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 127(5) :2759–2763, 2010.

[14] Mark F Hamilton, Yurii A Ilinskii, and Evgenia A Zabolotskaya. Separation of compressibility and shear deformation in the elastic energy density (l). *Acoustical Society of America Journal*, 116 :41–44, 2004.

[15] Evgenia A Zabolotskaya, Mark F Hamilton, Yurii A Ilinskii, and G Douglas Meegan. Modeling of nonlinear shear waves in soft solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(5) :2807–2813, 2004.

[16] Raymond W. Ogden Michel Destrade. On the third- and fourth-order constants of incompressible isotropic elasticity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2010.

[17] Karlsson Hibbitt and Sorensen. *ABAQUS/CAE User's Manual*. Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Incorporated, 2002.

[18] Ted Belytschko, Wing Kam Liu, Brian Moran, and Khalil Elkhodary. *Nonlinear finite elements for continua and structures*. John Wiley & Sons, 2013.

[19] W Ye, A Bel-Brunon, S Catheline, M Rochette, and A Combescure. A selective mass scaling method for shear wave propagation analyses in nearly incompressible materials. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2016.