

Remerciements

*Avant toute chose, je remercie **DIEU tout puissant** de m'avoir aidé et éclairé le chemin pour la réalisation de ce mémoire.*

Mes sincères remerciements vont à :

- *Mon promoteur **M. SAIT Smail M/CB** à l'UMMTO pour son soutien actif, ses fructueuses remarques, ses encouragements et sa passion pour la recherche tout au long de la durée de ce travail.*
- *A **M.SAHMOUNE AMAR** professeur à l'UMMTO ,Je lui adresse mes plus vifs remerciements pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury.*
- *J'adresse mes vifs remerciements à, Monsieur **BOURAHLA BOUALEM**, professeur à l'UMMTO pour avoir accepté de juger mon travail.*
- *Je tiens également à remercier tous les enseignants de l'Université Mouloud MAMMERI, en particulier les enseignants de la Faculté des Sciences, département Chimie pour leurs précieux conseils durant les cinq années d'étude.*

OUADOURJ Samia

Dédicaces

Je commence par dédier ce mémoire à petite famille notamment mon mari Tarek et mon fils Assalas.

En suite, je le dédie à ma famille telle que mes parents mon père Arezki et ma mère Djedjiga, mes frères et mes sœurs aussi.

Sans oublier ma belle famille notamment mes beaux parents Mohammed et Ourida, mes beaux frères et mes belles sœurs.

Je finie par dédier ce mémoire à mes amies que je connais à l'université et mes proches en générales.

OUADOURI Samia

Introduction générale	1
Chapitre I	
Les ondes ultrasonores	
I.1. Production des ultrasons	4
I.2. L'élasticité dynamique linéaire	5
I.2.1. Les ondes longitudinales et transversales	5
Chapitre II	
Les ondes guidées	
II.1. Onde de Lamb	9
II.2. Onde de Rayleigh	10
II.3. Onde de Love.....	11
II.I. Capteurs à onde guidées	11
II.I.1. Capteurs à onde de Lamb (onde de plaque)	11
II.I.2. Capteurs à ondes de Rayleigh	12
II.I.3. Capteur à ondes de Love	12
Chapitre III	
Les ondes guidées de Love	
III.1. Les ondes de Love.....	14
III. 1. 1. Conditions aux limites.....	15
III. 1. 2. Vitesses de phase et de groupe	17
III. 1. 2.1. Vitesse de phase	17
III. 1. 2.2. Vitesse de groupe	17
III. 1. 3. Déplacements	18
III. 2. Dispositif à ondes de Love	21
III. 2.1. Principes de détections	21
III. 3. Génération des ondes de Love	21
III. 4. Notions de viscosité	22
III. 4.1. Viscosité dynamique	22
III. 5. Sensibilité gravimétrie	23
III. 6. Modélisation, simulations et résultats	24
III. 6.1. Modélisations du capteur à ondes de Love	24
III. 6.2. Simulations et résultats.....	28
Conclusion générale	32
Références bibliographiques	34

Introduction générale

La détection d'espèces biologiques telles que, les protéines, les virus ou les bactéries est un enjeu de plus en plus important dans de nombreux domaines (environnemental, médical, militaire, sécurité alimentaire, etc.). Les outils de détection classiques sont encombrants, onéreux à l'achat, mais ont surtout un temps d'analyse souvent long, de quelques heures à quelques jours. Or les enjeux économiques et sanitaires, nécessitent de réduire ces délais à quelques minutes, voire quelques seconde ou en temps réel, tout en disposant d'une portabilité et d'un coût réduit des dispositifs. Les micro-capteurs présentent des potentialités intéressantes pour répondre à ces exigences. Le défi pour stimuler le renouveau industriel, lié à cette problématique de mesure et instrumentation est la recherche de capteurs fiables, à faible consommation, à bas coût, à forte sensibilité, sélectivité, portables et autonomes.

L'étude des interactions des ondes acoustiques-environnement, constitue un axe de recherche majeur pour objectif final, le développement de microsystèmes de détection (bio) chimiques dédiés.

Les capteurs à ondes acoustiques, sont dans un domaine de recherches en plein essor, du fait, de leurs propriétés de résister en milieu extrême conjuguées, avec une grande sensibilité gravimétrique, tels que, avec leurs petite taille ont la possibilité d'être interrogés à des grandes distances, les dispositifs à ondes acoustiques, semblent en effet promis à un brillant avenir dans de nombreux domaines.

Plusieurs capteurs à ondes acoustiques existent, pour la détection rapide de composés chimiques à l'état fluide soit gazeux ou liquide. En cite à titre d'exemple les capteurs à ondes de surfaces guidées de Lamb, Rayleigh et Love [1-3].

Les capteurs à ondes de Lamb, sont caractérisés par les deux composantes de déplacement, une composante longitudinale et l'autre transversale, selon le type de déplacement acoustique, on distingue les deux modes des ondes de Lamb : le mode symétrique et le mode antisymétrique. Malgré la composante normale à la surface, le mode antisymétrique peut être utilisé pour la détection en milieu liquide, sans pertes excessives d'énergie, du fait que, la vitesse de propagation inférieure à celle de l'onde de volume dans le liquide. Cependant le confinement de l'énergie acoustique dans une faible épaisseur de matériau, laisse présager d'une sensibilité accrue pour une utilisation en tant que capteur de masse, la sensibilité gravimétrique de ce type de capteurs est inversement proportionnelle à

l'épaisseur de la membrane (guide d'onde, plaque), elle augmente en diminuant l'épaisseur de la membrane, mais on risque alors d'être confronté à des problèmes de fragilité du dispositif. Néanmoins ils possèdent un potentiel intéressant pour la mesure de la masse volumique et de la viscosité.

D'autre type de capteur sont les capteurs à onde de Rayleigh, ont une polarisation purement elliptique, celle-ci est due aux composantes du déplacement d'onde de Rayleigh (longitudinale et transverse verticale), qui sont déphasées de $\pi/2$. Cette particularité entraîne un couplage important entre le déplacement mécanique et le milieu directement en contact avec la surface. Leur énergie acoustique est concentrée en surface, dans une épaisseur de deux fois la longueur d'onde, la conséquence étant une sensibilité très grande aux perturbations de surface. Cette sensibilité à l'effet de masse est inversement proportionnelle à la longueur d'onde de Rayleigh, telle que, le fait de diminuer la longueur d'onde λ , revient à diminuer la période spatiale des peignes interdigités, conduit à une meilleure sensibilité ce qui introduit également l'augmentation de la fréquence de résonance du capteur.

Toutefois, la principale limitation des capteurs utilisant les ondes de Rayleigh, réside dans leurs utilisations en milieux liquides. En effet, l'onde de Rayleigh est caractérisée par une forte composante de déplacement verticale, cela, en milieu liquide conduit à une large perte d'énergie acoustique sous forme d'ondes évanescentes dans le liquide, ces pertes importantes limitent leurs utilisation aux milieux liquides très peu visqueux.

L'évolution de la micro-technologie a donné la potentialité d'étudier d'autres types de dispositifs à ondes acoustiques. Dans ces dernières années, un dispositif puissant est apparu en terme de sensibilités, en particulier la sensibilité gravimétrique ou à l'effet de masse, c'est le dispositif à ondes de surface guidées dites de Love. Ces ondes guidées ont été sélectionnées dans le cadre d'application de capteurs ayant des caractères purement transverses, qui sont compatible avec une utilisation en milieux liquides, et ont une leur excellente sensibilité gravimétrique.

Les dispositifs, à ondes de Love, sont fondés sur un substrat piézoélectrique permettant la génération d'une onde acoustique. Ils se différencient des autres dispositifs, par la présence sur le substrat d'une couche mince et rigide, appelée couche guidante, puisque c'est elle qui supporte la propagation de l'onde. Le confinement de l'énergie acoustique dans cette couche dont l'épaisseur est contrôlée, permet d'atteindre un haut niveau de sensibilité gravimétrique.

De plus, la polarisation transverse horizontale de l'onde autorise une utilisation en milieu liquide, telle que la présence des espèces chimiques sur le chemin acoustique de l'onde (couche guidante) entraîne une perturbation de l'onde acoustique (vitesse de phase, fréquence, atténuation) [2-5].

Dans le cadre de cette idée, nous proposons la modélisation d'une plateforme acoustique associée aux matériaux sensibles, favorisant un effet de masse particulièrement important dû à leur grande surface d'interaction avec des espèces cibles. Notre approche est, de simuler ce capteur par éléments finis, qui offre une facilité d'optimiser la géométrie du capteur, et la prise en compte des propriétés des matériaux utilisés, pour la conception d'un capteur ultrasensible et sélectif, dédié à la détection en temps réel de composés chimiques à l'état fluide en particulier les liquides. En effet, l'utilisation des outils de modélisation Multiphysiques à éléments finis permettent de visualiser le comportement de l'onde dans la couche guidante pour différents modes de vibration en présence de liquides visqueux, et de même d'avoir les bases suffisantes pour la réalisation de ces capteurs.

Notre étude dans ce manuscrit comporte trois chapitres et une conclusion générale. Dans le premier chapitre nous présentons les équations de base de l'acoustique des ondes de volume qui sont à l'origine des ondes guidées de surfaces.

Dans le deuxième chapitre on s'intéresse aux ondes de surfaces guidées telle que les ondes de Lamb, Rayleigh et Love, ainsi un bref aperçu de leurs différents capteurs associés et les éléments qui font les capteurs, tels que les transducteurs, les guides d'ondes leurs forme géométriques en générale.

L'étude théorique détaillée des ondes de Love, suivé d'une modélisation d'un capteur avec le logiciel Comsole Multiphysique, fait l'objet du troisième chapitre, et en fin de celui-ci nous nous montrerons des simulations numériques, sur la mesure de la sensibilité gravimétrique et l'opportunité d'utiliser de différents modes pour détecter plusieurs espèces chimiques en se basons sur un seul capteur.

Nous terminerons ce mémoire par une conclusion générale.

Chapitre I

Les ondes ultrasonores

Les atomes qui constituent la matière, oscillent autour de leurs positions d'équilibre, sous l'effet d'une perturbation mécanique, à titre d'exemple(une onde ultrasonore) La propagation des ondes ultrasonores, résulte des vibrations des atomes contenues dans le matériau. Le comportement de ces atomes peut être symbolisé par un modèle, masse, ressort et amortisseur, qui regroupe donc une notion de masse volumique, un terme d'élasticité à l'origine de la vitesse de propagation des ondes et un terme de viscosité responsable de l'atténuation de ces ondes en fonction du milieu traversé. Pour un matériau solide isotrope, les ondes élastiques présentent, une vitesse longitudinale et une vitesse transversale, telles que les ondes transversales et longitudinales notées respectivement V_T et V_L ne se propagent pas avec la même vitesse, et l'on a approximativement : $V_T \approx V_L / 2$, cependant le rapport V_L / V_T varie d'un matériau à autre et dépend du coefficient de poisson du matériau [6-8].

I.1. Production des ultrasons

L'élément essentiel de la production des ultrasons est la pastille piézoélectrique ou transducteur. En effet, sous l'excitation avec une tension électrique très courte (quelques μs), la pastille cylindrique entre en résonance. Les dimensions de la pastille sont liées à la valeur de la longueur d'onde des ultrasons produits. Ces pastilles sont, le plus souvent, des céramiques polycristallines de titanate de baryum ou de titanate-zirconate de plomb [5-8]. Ces pastilles sont montées dans un palpeur ou bien un transducteur figure (I.1).

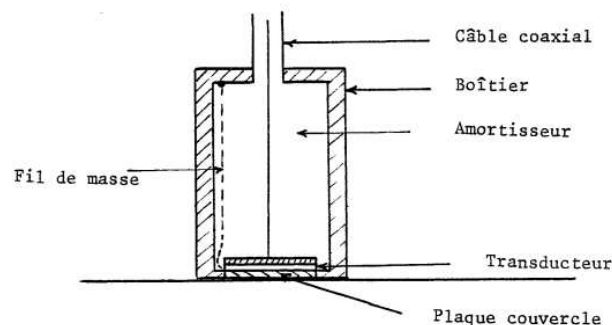


Figure I.1 : Schéma d'un palpeur (transducteur)

I.2. L'élasticité dynamique linéaire

I.2.1. Les ondes longitudinales et transversales

Les ondes transversales et longitudinales sont appelés aussi ondes de volume elles décrivent la propagation des ondes élastiques dans un solide infini.

L'étude théorique des ondes élastiques dans les milieux présentent de nombreux avantages, pour des applications potentielles. Dans la pratique, le milieu de propagation est souvent limité par une ou plusieurs frontières. Les ondes s'y réfléchissent et donnent naissance à d'autres ondes dans certaines conditions ainsi, elles changent de direction le plus souvent en changeant de nature. Dans ce contexte, ces ondes sont gouvernées, à la fois, par les équations du mouvement et par les conditions aux limites imposées sur les frontières, dans certaines conditions particulières, le milieu peut devenir un guide d'ondes.

Par ailleurs, la compréhension du phénomène de propagation des ondes dans une structure nécessite, des modélisations numériques faisant intervenir de nombreuses données physiques (contraintes imposées sur la structure, conditions aux limites, etc.). Les modélisations mathématiques s'intéressent à la résolution des équations pour la recherche de valeurs (vitesses) et vecteurs (polarisations) propres, etc., Différentes approches existent : éléments finis, analyse modale, etc.

Supposons, un milieu, traversé par un ébranlement, qui le met localement en vibration. Le déplacement u_i de chaque point, qui ne dépendait que des coordonnées initiales x_i (cas d'élasticité statique), dépend maintenant du temps $u_i = u_i(x_k, t)$, et il obéit à certaines relations fondamentales.

L'équation du mouvement, qui résulte du principe fondamental de la dynamique

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\rho}{m} f = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}. \quad (\text{I.1})$$

Où T_{ij} désigne les composantes du tenseur des contraintes T , f_i les composantes des forces volumiques, ρ la masse volumique du matériau et u_i les composantes du champ de déplacement \vec{u} .

Les déformations subies par un milieu matériel sont reliées aux contraintes résultant des efforts extérieurs appliqués sur ce milieu par une loi caractéristique de ce milieu appelé loi de comportement élastique existant entre l'allongement subi par le matériau et la contrainte normale exercée sur une extrémité, c'est la loi de Hooke généralisée. Sous l'hypothèse des faibles déformations, il existe une relation de proportionnalité entre les composantes respectives du tenseur des contraintes et des déformations :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad (\text{I.2})$$

Où S_{ij} est le tenseur des déformations élastiques, il est donné par la relation de Cauchy (déplacement/déformation), en fonction du vecteur déplacement par la relation

$$\text{suivante : } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{I.3})$$

Le tenseur C_{ijkl} d'ordre 4 est appelé tenseur d'élasticité on en compte $3^4 = 81$ composantes. Il résulte des propriétés de symétrie de T_{ij} et S_{ij} que, le tenseur C_{ijkl} possède respectivement les symétries $C_{ijkl} = C_{jikl}$ et $C_{ijkl} = C_{ijlk}$ ce qui réduit de 81 à 36 le nombre de composantes indépendantes de C_{ijkl} . De plus, des considérations thermodynamiques, découle la symétrie $C_{klij} = C_{ijkl}$

Des deux premières symétries, il résulte qu'une notation contractée des indices est possible, par l'introduction de la transformation indicielle de Voigt $ijkl \Rightarrow \alpha\beta$.

Où les indices grecs (α, β) variant de 1 à 6 et les indices latins (i, j, k, l) de 1 à 3. La transformation indicielle est donnée selon la convention suivante :

L'indice grec vaut la demi somme des indices latins si $i = j$ et il vaut $9 - (i + j)$ si $i \neq j$.

Le but de cette transformation c'est la simplification possible du tenseur des contraintes T_{ij} , d'où : $T_\alpha = C_{\alpha\beta} S_\beta$. Où $C_{\alpha\beta}$ est une matrice 6×6 , symétrique en raison de la symétrie $C_{klij} = C_{ijkl}$ mentionnée plus haut.

Dans le cas le plus général, c'est-à-dire dans le cas d'une anisotropie maximale, la connaissance de 21 composantes est nécessaire à la caractérisation du milieu.

Dans le cas simple d'un matériau isotrope, la loi de Hooke se réduit à : $T_{ij} = \lambda S_{ij} \delta_{ij} + 2\mu S_{ij}$, λ et μ sont les constantes de Lamé, δ_{ij} est le symbole de Kronecker (qui vaut 1 pour $i = j$, et 0 pour $i \neq j$)

On conclut des relations précédentes que la formulation de Navier du déplacement est comme suit :

$$(\lambda + \mu) \left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_j \partial x_i} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \right) + \rho f_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (\text{I.4})$$

En l'absence de forces volumiques, l'équation de Navier peut se mettre sous la forme vectorielle suivante :

$(\lambda + \mu)\nabla\nabla.u + \mu\Delta u = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$, où Δ désigne l'opérateur Laplacien.

Dans l'équation (I.4), les trois composantes du déplacement (u_x, u_y, u_z) , sont couplées.

Il est possible d'obtenir des équations découplées en faisant usage de la décomposition de Helmholtz :

$$\vec{u} = \vec{u}_L + \vec{u}_T = \overrightarrow{\text{grad}\phi} + \text{rot}\vec{\psi} \quad (\text{I.5})$$

Cette décomposition permet d'écrire le champ de déplacement u comme la somme d'un potentiel scalaire irrotationnel ϕ et d'un potentiel vecteur incompressible $\vec{\psi}$ définissant, respectivement, les composantes longitudinales et transversales du déplacement mécanique.

En conséquence, les composantes vectorielles des déplacements peuvent être écrites en fonction des potentiels sous la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{\partial\phi}{\partial x} + \frac{\partial\psi_z}{\partial y} + \frac{\partial\psi_y}{\partial z} \\ u_y &= \frac{\partial\phi}{\partial y} + \frac{\partial\psi_x}{\partial z} + \frac{\partial\psi_z}{\partial x} \\ u_z &= \frac{\partial\phi}{\partial z} + \frac{\partial\psi_y}{\partial x} + \frac{\partial\psi_x}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.6})$$

En reportant l'expression du déplacement (I.5) dans l'équation de Navier (I.4), on aboutit à deux équations dites de d'Alembert découplées pour les deux potentiels ϕ et $\vec{\psi}$ comme suit :

$\Delta\phi - \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0$: Correspondant à la propagation d'une onde longitudinale (L) ou de

compression (P) pour laquelle la matière subit une succession alternative de compressions et de dilatations parallèles à la direction de propagation figure (I.2), sa vitesse est définie par la

relation suivante : $C_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$.

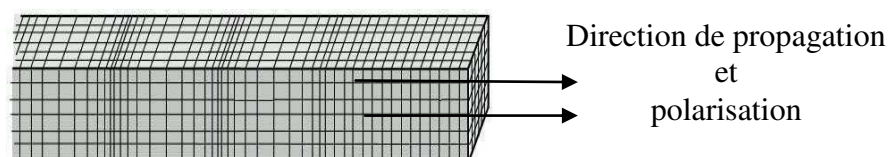


Figure I.2 : Schéma de propagation d'onde longitudinale et sa polarisation

$\Delta \vec{\psi} - \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = 0$: concerne l'onde transversale (T) ou de cisaillement (S) pour laquelle le déplacement des particules s'effectue perpendiculairement à la direction de propagation figure (I.3). La vitesse de ces ondes est définie comme suit : $C_T = \sqrt{\mu / \rho}$ [9-12].

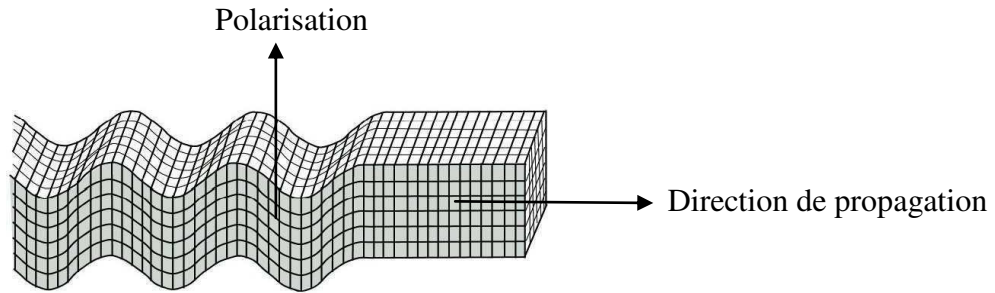


Figure I.3 : Schéma de propagation d'onde transversale et sa polarisation

Chapitre II

Les ondes guidées

Lorsqu'un solide est de dimensions finies, il possède des interfaces, les contraintes mécaniques inévitables à ces surfaces, elles influencent la propagation d'ondes acoustiques de volume, ceux qui produisent donc l'onde guidée. Il existe plusieurs type d'ondes acoustiques guidées, que ce soit par : une plaque dont les deux faces son libres, d'où l'appellation d'onde de plaque ou de Lamb ; une surface libre c'est l'onde de Rayleigh et une couche supportée sur un substrat pour l'onde de Love [11-13].

II.1. Onde de Lamb

Lors de la propagation des ondes longitudinales (L) et transversales (T) dans une plaque, elles subissent des réflexions multiples sur leurs surfaces libres, pour chacune de ces réflexions, l'onde incidente subit également une conversion vers l'autre type d'onde. En effet, une onde longitudinale incidente résulte en une combinaison d'onde longitudinale réfléchié et transversale obtenue par conversion de mode et vice-versa. Sous l'unique condition qui impose que, la longueur d'ondes d'excitation, soit supérieure ou égale à l'épaisseur de la plaque, il se produit donc un couplage entre ces ondes, d'où la naissance d'une onde guidée de Lamb, qui peut être généré un ou plusieurs modes guidés Lamb.

Les ondes de Lamb ont une polarisation quasi-elliptique, qui résulte de la superposition de deux composantes de déplacement, l'une longitudinale et l'autre transverse verticale, elle se propage à des fréquences discrètes dans des plaques fines, appelées membranes (d'épaisseur de l'ordre de λ) selon le type de déplacement acoustique, on distingue les deux modes de Lamb, symétriques et antisymétriques figure (II.1)[9,13-15].

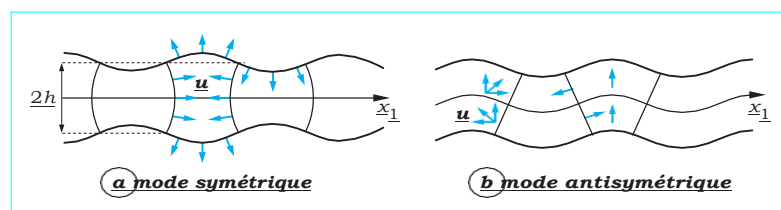


Figure II.1 : Les modes de vibrations des ondes de Lamb

II.2. Onde de Rayleigh

L'onde de Rayleigh est une onde guidée, se propage à la surface libre d'un milieu semi infini dont l'interface (solide / vide) est libre de tout contrainte. Le passage de l'onde provoque un mouvement elliptique des particules, la polarisation elliptique peut s'expliquer par la faible impédance de l'air par rapport à celle du solide, favorisant ainsi le déplacement normal par rapport au déplacement tangentiel.

L'amplitude des ondes de Rayleigh, décroît exponentiellement avec l'épaisseur figure (II.2), de sorte que, leur énergie reste confinée sur à peu près une longueur d'onde, elle s'annule à environ deux fois de la longueur d'onde 2λ en profondeur, et les composantes longitudinales et transversales sont déphasées de $\pi/2$. La vitesse de ces ondes (toujours inférieure à celle des ondes de volume elle est indépendante de la fréquence d'excitation.

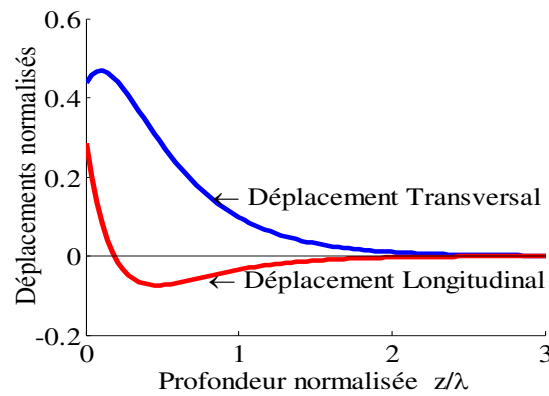


Figure II.2: Onde de Rayleigh dans un solide isotrope et les amplitude des déplacements Longitudinal et transversal en fonction de la profondeur.

Pour de nombreux matériaux isotropes la composante transversale vaut à la surface environ une fois et demie la composante longitudinale, celle-ci change de signe à une profondeur de l'ordre de $0,2 \lambda$. La figure (II.2) met en évidence, la polarisation elliptique en surface et en profondeur jusqu'à environ, 2λ figure (II.3)[10-16] .

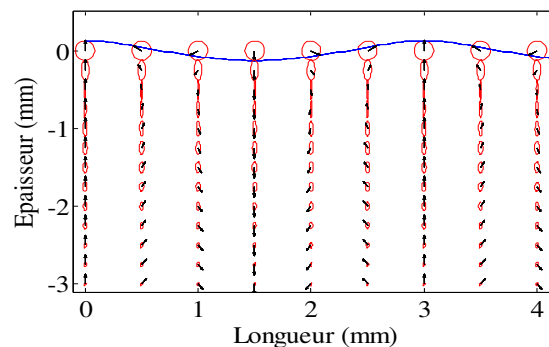


Figure II. 3 : Polarisation elliptique d'ondes de Rayleigh.

II.3. Onde de Love

C'est une onde transversale perpendiculaire à la direction de propagation, qui se propage dans un milieu constitué d'une couche solidaire d'un substrat, sous certaines conditions de symétrie et des vitesses transversales des matériaux (couche/substrat), Love a montré que la propagation de cette onde n'est possible que si la vitesse de la composante transversale de l'onde de volume dans le substrat est supérieure à celle dans la couche, la présence de la couche joue le rôle d'un guide acoustique (couche guidante), leur énergie est principalement répartie dans celle-ci comme il montre la figure (II.4) la diminution du déplacement en profondeur, de plus, les ondes de Love sont dispersives, elles se propagent à des fréquences discrètes qui dépendent de l'épaisseur de la couche guidante et de la longueur d'onde[9,17].

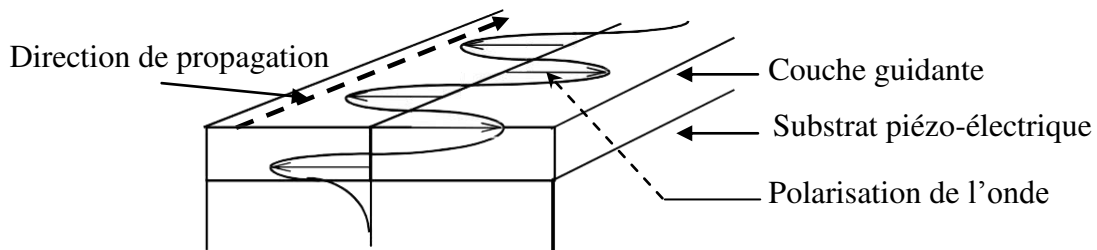


Figure II.4 : déplacement acoustique d'une onde de love

II.I. Capteurs à onde guidées

II.I.1. Capteurs à onde de Lamb (ondes de plaque)

Les capteurs, à ondes de Lamb, sont basés sur la propagation des modes de Lamb générés par des transducteurs interdigités, sur une plaque guidante de quartz figure (II.5). L'énergie acoustique est répartie le long de l'épaisseur de la plaque y compris les surfaces. Ces capteurs fonctionnent dans les liquides dans le cas des modes transversaux, ils offrent l'avantage d'être sensibles sur les deux surfaces, le principe de mesure de la viscosité est lié à l'effet de masse qui provoque l'atténuation de l'onde et la perturbation de la fréquence de fonctionnement. Ces capteurs sont plus sensibles que les capteurs à ondes de volume, mais leur sensibilité reste limitée par le produit fréquence épaisseur qui induit la fragilité du dispositif.

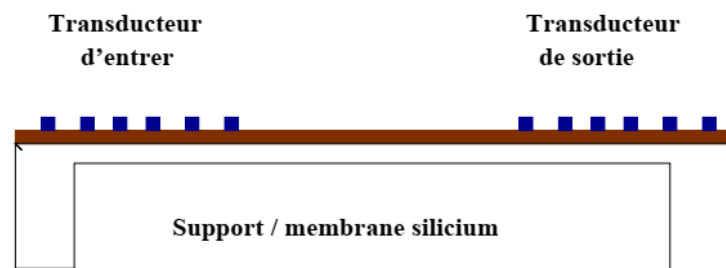


Figure II.5 : Capteur à ondes de Lamb pour la mesure de la viscosité.

II.1.2. Capteurs à ondes de Rayleigh

Les capteurs à ondes de Rayleigh figure (II.6), sont très sensibles aux perturbations de la surface, les applications de ces capteurs et surtout pour des corps chimiques et pour la chromatographie en phase gazeuse. L'étude théorique de ces capteurs repose principalement sur la variation de fréquence relative à un dépôt de masse sous forme d'un film mince.

Les dispositifs à ondes de surface de Rayleigh fonctionnent à des fréquences très élevées (25-500 MHz), ce qui permet d'avoir une bonne sensibilité. Les capteurs à ondes de surface donnent de meilleurs résultats que les capteurs à ondes de volume. Cependant, leur limitation vient de la difficulté de les utiliser dans des milieux liquides. En effet, l'onde de Rayleigh est une onde de surface dont la polarisation elliptique comporte une composante transverse verticale qui rayonne dans le liquide, ce qui induit une très forte atténuation de l'onde.

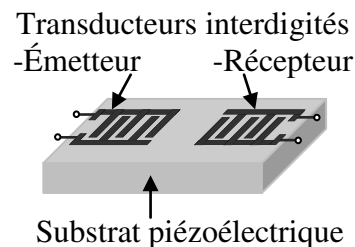


Figure II.6 : Capteur à ondes de Rayleigh.

II.1.3. Capteur à ondes de Love

Les capteurs à ondes de Love sont constitués d'un substrat, d'une couche guidante et de transducteurs interdigités figure (II.7). L'énergie acoustique transportée par l'onde de Love n'est plus répartie dans le volume du substrat comme dans les capteurs à ondes de Lamb, mais elle est concentrée en surface, généralement, dans une épaisseur inférieure à la longueur d'onde, Cette particularité, les rend beaucoup plus sensibles aux perturbations de surface [1-3, 18,19].

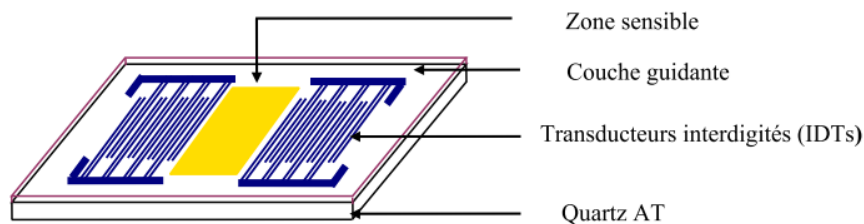


Figure II.7 : Schéma d'un capteur à ondes de Love

Parmi les capteurs cités ci-dessus, les capteurs à ondes de Love, présentent un cas intéressant et pratique dans l'industrie, soit pour les caractérisations et/ou les détections des espèces chimiques, dans ce contexte, ce qui suit une étude détaillée des ondes de Love, suivi par les mesures de la sensibilité gravimétrique théoriques des modes de Love.

Chapitre III

Les ondes guidées de Love

III.1. Les ondes de Love

Les ondes de Love, sont des ondes de surface à polarisation transversale qui se propagent dans un milieu constitué d'une couche et d'un substrat semi-infini de propriétés élastiques différentes. La couche mince, liée rigidement au substrat, joue le rôle d'un guide d'onde. La présence du substrat supprime la fréquence de coupure que présenterait la couche. Lorsque la vitesse V_{T1} des ondes transversales dans la couche, est inférieure à la vitesse des ondes transversales V_{T2} dans le demi-espace (substrat), il est possible pour les ondes de Love de se propager à l'interface entre la couche et le demi-espace. La vitesse de phase de l'onde de Love, est alors comprise entre ces deux valeurs : $V_{T1}(\text{couche}) < V_\phi < V_{T2}(\text{substrat})$ [10, 11,17].

Considérons un milieu composé d'une couche homogène et isotrope d'épaisseur h constante déposée sur un demi-espace homogène et isotrope. Supposons que la couche et le demi-espace sont parfaitement élastiques et en contact parfait (Fig. III.1). On appelle ρ_1 , μ_1 et V_{T1} la densité, le module de cisaillement et la vitesse des ondes transversales dans la couche guidante et ρ_2 , μ_2 et V_{T2} dans le demi-espace (substrat).

On introduit un système de coordonnées cartésiennes (o, x, y, z) , le plan (x, y) coïncide avec la surface et l'axe \vec{oz} orienté vers le bas du milieu (Fig. III.1). On cherche des ondes de surface polarisées dans le plan horizontal perpendiculairement à la direction de propagation.

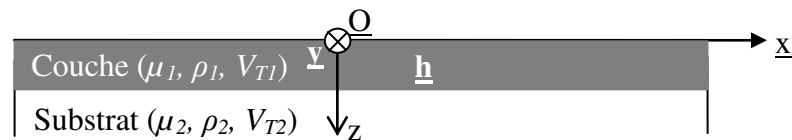


Figure III. 1 : Modèle d'une couche sur substrat pour la propagation d'ondes de Love.

Soit, une onde harmonique plane se propageant le long de l'axe \vec{ox} et polarisée selon \vec{oy} , son amplitude varie en fonction de la profondeur z . Posons \vec{U}_1 le vecteur déplacement dans la couche et \vec{U}_2 le vecteur déplacement dans le substrat :

$U_i = (u_i, v_i, w_i)$, avec $i = 1, 2$ désigne la couche et le demi-espace infini (substrat)

$$\begin{aligned} u_1 = u_2 = w_1 = w_2 = 0 \\ \left. \begin{aligned} v_1(x, z, t) &= f(z)e^{i(\omega t - kz)} \\ v_2(x, z, t) &= g(z)e^{i(\omega t - kz)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.1}) \end{aligned}$$

Avec ω la pulsation et k le vecteur d'onde de Love, $f(z)$ et $g(z)$ sont les amplitudes des déplacements dans la couche et le substrat respectivement.

Pour un milieu homogène et isotrope ces déplacements doivent satisfaire l'équation du mouvement $(\lambda + \mu)\nabla\nabla\cdot u + \mu\Delta u = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$. L'équation du mouvement se réduit aux équations

$$\text{des ondes transversales : } \nabla^2 v_i = \frac{1}{V_{T_i}^2} \frac{\partial^2 v_i}{\partial t^2}, i = 1, 2. \quad (\text{III.2})$$

En insérant les équations du déplacement dans l'équation de propagation, nous obtenons les équations différentielles suivantes, pour les amplitudes en fonction de la profondeur z : $f(z)$ et $g(z)$:

$$f''(z) + \frac{\omega^2}{V_{Love}^2} \left(\frac{V_{Love}^2}{V_{T_1}^2} - 1 \right) f(z) = 0, \quad g''(z) + \frac{\omega^2}{V_{Love}^2} \left(\frac{V_{Love}^2}{V_{T_2}^2} - 1 \right) g(z) = 0.$$

$$\text{Posons } s_1 = \sqrt{\left(\frac{V_{Love}}{V_{T_1}} \right)^2 - 1}, \quad s_2 = \sqrt{\left(\frac{V_{Love}}{V_{T_2}} \right)^2 - 1}.$$

Les solutions générales peuvent être exprimées sous la forme suivante

$f(z) = Ae^{iks_1 z} + Be^{-iks_1 z}$, $g(z) = Ce^{iks_2 z} + De^{-iks_2 z}$, A, B, C et D sont des constantes arbitraires qui seront déterminées selon les conditions aux limites.

$$\text{D'où } v_1 = (Ae^{iks_1 z} + Be^{-iks_1 z})e^{i(\omega t - kz)}, \quad v_2 = (Ce^{iks_2 z} + De^{-iks_2 z})e^{i(\omega t - kz)}. \quad (\text{III.3})$$

III. 1. 1. Conditions aux limites

Les conditions aux limites qui, déterminent les propriétés des champs de l'onde aux frontières, doivent être satisfaites quel que soit le temps et à n'importe quel endroit des frontières.

Pour $z = 0$ (interface aire/couche), nous supposons que la surface du milieu est libre, toutes les composantes des contraintes sont nulles à $z = 0$ et le déplacement est maximal, d'où

$$(T_{zy})_1 \Big|_{z=0} = \mu_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (T_{zy})_1 \text{ représente la composante de la contrainte dans la couche.}$$

À l'interface entre la couche et le substrat ($z = h$), toutes les composantes du déplacement et des contraintes sont continues :

$$v_1 \Big|_{z=h} = v_2 \Big|_{z=h}; \quad (T_{zy})_1 \Big|_{z=h} = (T_{zy})_2 \Big|_{z=h} \Rightarrow \mu_1 \frac{\partial v_1}{\partial z} \Big|_{z=h} = \mu_2 \frac{\partial v_2}{\partial z} \Big|_{z=h}$$

À une profondeur infinie dans le substrat ($z \rightarrow \infty$), le déplacement tend exponentiellement vers zéro $v_2(z) \Big|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0$.

Ces trois conditions garantissent que l'onde aura le caractère d'une onde de surface. Si on examine la dernière condition à une profondeur infinie ($z \rightarrow \infty$) pour l'équation $g(z)$ on constate que, si $V_{Love} > V_{T_2}$ s_2 est réel et $g(z)$ est une fonction oscillante, cela contredit la condition $v_2(z) \Big|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0$. En conséquence, nous devons supposer que $V_{Love} < V_{T_2}$ ce qui impose à s_2 d'être imaginaire, dans ce cas, s_2 est imaginaire positive d'où :

$$s_2 = is_2^* \quad \text{avec} \quad s_2^* = \sqrt{1 - \left(\frac{V_{Love}}{V_{T_2}} \right)^2}$$

D'autre part, le premier terme dans $g(z)$ tend vers zéro pour $z \rightarrow \infty$, tandis que le deuxième terme augmente de façon exponentielle. Par conséquent, afin de satisfaire la condition à la limite $v_2(z) \Big|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, nous devons prendre $D = 0$.

$$\text{D'où } g(z) = Ce^{-ks_2^*z}. \quad (\text{III.4})$$

On remarque que dans le cas où on choisit le signe opposé dans s_2

$$(s_2 = -i \sqrt{1 - \left(\frac{V_{Love}}{V_{T_2}} \right)^2}) \text{ nous aurions dû mettre } C = 0 \text{ et } D \text{ serait non nul.}$$

La condition à la surface libre $z = 0$ est satisfaite si $\frac{df(z)}{dz} \Big|_{z=0} = 0$, ce qui donne $A = B$.

$$\text{D'où : } f(z) = 2A \cos(ks_1 z) \quad (\text{III.5})$$

Posons $Q = ks_1 h$ il en résulte de ces conditions aux limites que :

$$\left. \begin{aligned} 2\mu_1 A k s_1 \sin Q + \mu_2 C k s_2^* e^{ks_2^* h} &= 0 \\ 2A \cos(Q) - C e^{ks_2^* h} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.6})$$

On divise la première équation par la deuxième on obtient l'équation de dispersion des ondes de Love :

$$\tan(Q) = \frac{\mu_2 s_2^*}{\mu_1 s_1} \quad \text{Ou} \quad \tan \left[\frac{\omega h}{V_{Love}} \sqrt{\left(\frac{V_{Love}}{V_{T_1}} \right)^2 - 1} \right] = \frac{\mu_2 \sqrt{1 - \left(\frac{V_{Love}}{V_{T_2}} \right)^2}}{\mu_1 \sqrt{\left(\frac{V_{Love}}{V_{T_1}} \right)^2 - 1}} \quad (\text{III.7})$$

On en déduit l'équation de dispersion reliant ω et k sous la forme suivante :

$$(kh)_n = \frac{1}{s_1} \arctg \frac{\mu_2 s_2^*}{\mu_1 s_1} + n \frac{\pi}{s_1}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{III.8})$$

La résolution numérique de cette équation fournis les nombres d'onde, la vitesse de phase et la vitesse de groupe de l'onde de Love.

La valeur pour $n = 0$ correspond au mode fondamental, les valeurs de $n = 1, 2, \dots$ sont les harmoniques (modes supérieurs) [9-12,20].

III. 1. 2 Vitesses de phase et de groupe

III. 1. 2.1 Vitesse de phase

La vitesse de phase est donnée par : $V = \omega / k$. Elle correspond à la vitesse de propagation des fronts d'ondes de fréquence donnée, à l'intérieur d'un paquet d'ondes.

III. 1. 2.2 Vitesse de groupe

La vitesse de groupe traduit la vitesse de propagation de l'énergie ou la vitesse de transport de l'énergie acoustique. Elle correspond aussi à la vitesse avec laquelle se propage le long d'un guide d'onde, un paquet d'ondes de pulsation centrale ω .

Elle est donnée par la relation : $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ [9-12].

La résolution numérique des équations caractéristiques (III.8) nous permet de tracer l'évolution de la vitesse de phase en fonction du produit fréquence – épaisseur

La figure (III.2), montre les variations de la vitesse de phase V_{Love} et de la vitesse de groupe $V_{g Love} = d\omega / dk$ en fonction du produit (fréquence \times épaisseur dans une structure $Z_n O / w-Bn$).

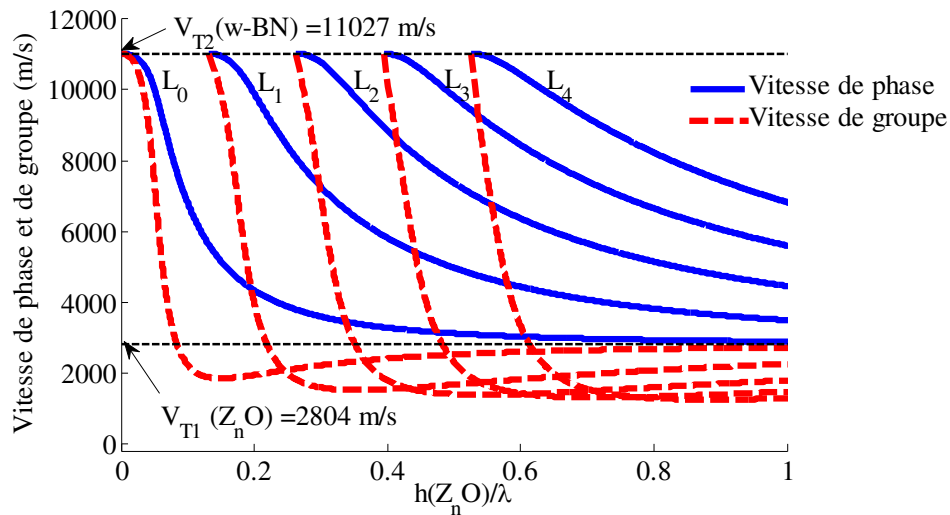


Figure III.2 : Vitesses de phase et de groupe de l'onde de Love, normalisées, en fonction du rapport h/λ pour une couche guidante de ZnO ($V_{T1} = 2804$ m/s) déposée sur un substrat de W-Bn ($V_{T2} = 11027$ m/s).

Pour une épaisseur donnée de la couche, à très basses fréquences, la longueur d'onde est beaucoup plus grande que l'épaisseur de la couche, dans cette situation les vitesses de phase et de groupe tendent vers la vitesse des ondes transversales dans le substrat ($V_{T2} = 11027$ m/s), et à hautes fréquences, la longueur d'onde est beaucoup plus faible que l'épaisseur de la couche de sorte que, les modes de Love se comportent comme des ondes de cisaillement dans la couche et les vitesses de phase et de groupe se rapprochent de la vitesse de cisaillement de la couche ($V_{T1} = 2804$ m/s) (Figure III.2). Il en résulte que les modes de Love pénètrent profondément dans le substrat pour les basses fréquences tandis qu'ils sont progressivement limités dans la couche lorsque la fréquence augmente.

III. 1. 3. Déplacements

Les déplacements dans la couche guidante et le substrat sont obtenus en cherchant l'expression de la constante C dans le système d'équation (III.6) et ensuite, en remplaçant l'expression obtenue dans les équations (III.4 et III.5) puis, en injectant ces dernières dans les équations (III.3). Finalement, on aboutit aux déplacements dans la couche et le substrat :

$$v(x, z, t) = \begin{cases} 2A \cos \left[\omega \left(\frac{1}{V_{T_1}^2} - \frac{1}{V_{Love}^2} \right)^{\frac{1}{2}} z \right] e^{i(\omega t - kx)}, & 0 \leq z \leq h \\ 2A \cos \left[\omega \left(\frac{1}{V_{T_1}^2} - \frac{1}{V_{Love}^2} \right)^{\frac{1}{2}} h \right] \exp \left[-\omega \left(\frac{1}{V_{Love}^2} - \frac{1}{V_{T_2}^2} \right)^{\frac{1}{2}} (z - h) \right] e^{i(\omega t - kx)}, & z \geq h \end{cases} \quad \text{(III.9)}$$

L'équation de dispersion (III.9), dans la structure composée, permet pour chaque épaisseur h , de calculer et de tracer les modes susceptibles de se propager dans la structure, ainsi elle montre que les amplitudes des déplacements décroissent exponentiellement dans le substrat.

La résolution numérique des équations des déplacements, fournit les tracés des déplacements normalisés en fonction de la profondeur z , ce qui permet de retrouver la relation entre l'ordre du mode et le nombre de nœuds de l'onde de déplacement dans l'épaisseur de la couche (figure (III.3)).

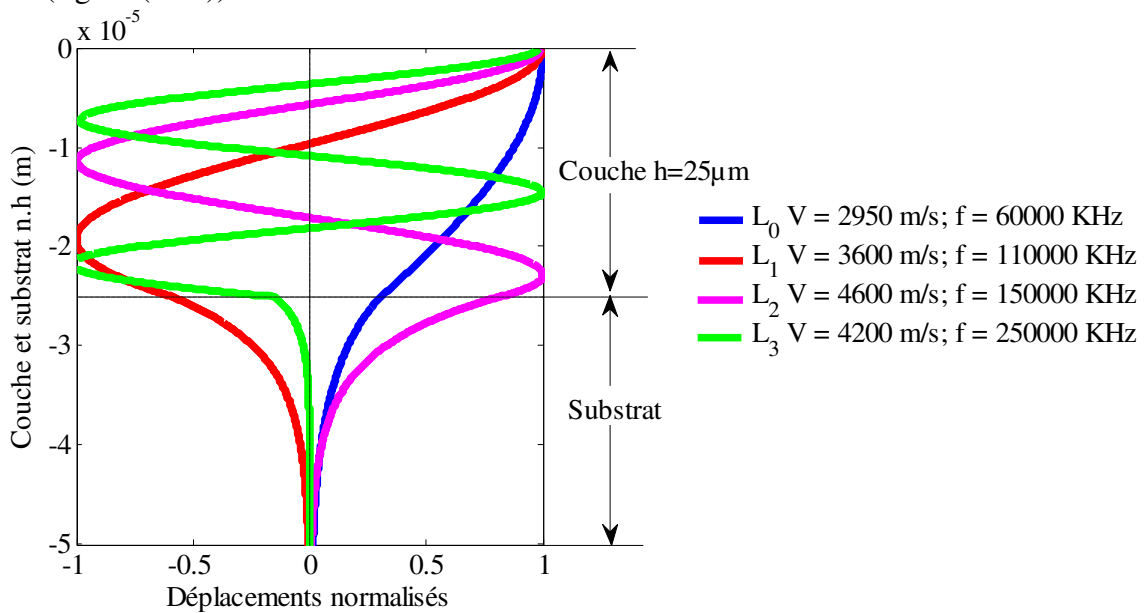


Figure III. 3: Déplacements des quatre premiers modes de Love en fonction de l'épaisseur de la couche de ZnO (25 μm) déposée sur un substrat de w-Bn.

La figure (III.3) représente les déplacements normalisés pour les quatre premiers modes d'une couche guidante de ZnO d'épaisseur $h = 25 \mu\text{m}$ déposée sur un substrat w-Bn. Nous remarquons, sur les courbes, que celles-ci, sont conformes aux conditions aux limites imposées sur la surface libre, c'est à dire qu'à contrainte nulle, le déplacement est toujours maximum ainsi, nous avons bien la continuité du déplacement à l'interface (couche-substrat). Par ailleurs, nous pouvons déduire de la figure (III.3), que l'ordre du mode ($n=0, 1, 2, \dots$) de

propagation correspond au nombre de nœuds de l'onde de déplacement dans la couche guidante.

Par ailleurs, les équations montrent que les amplitudes de déplacement dépendent aussi de la fréquence. La figure (III.4) montre la variation du déplacement du mode fondamentale de Love (L_0) en fonction de la fréquence.

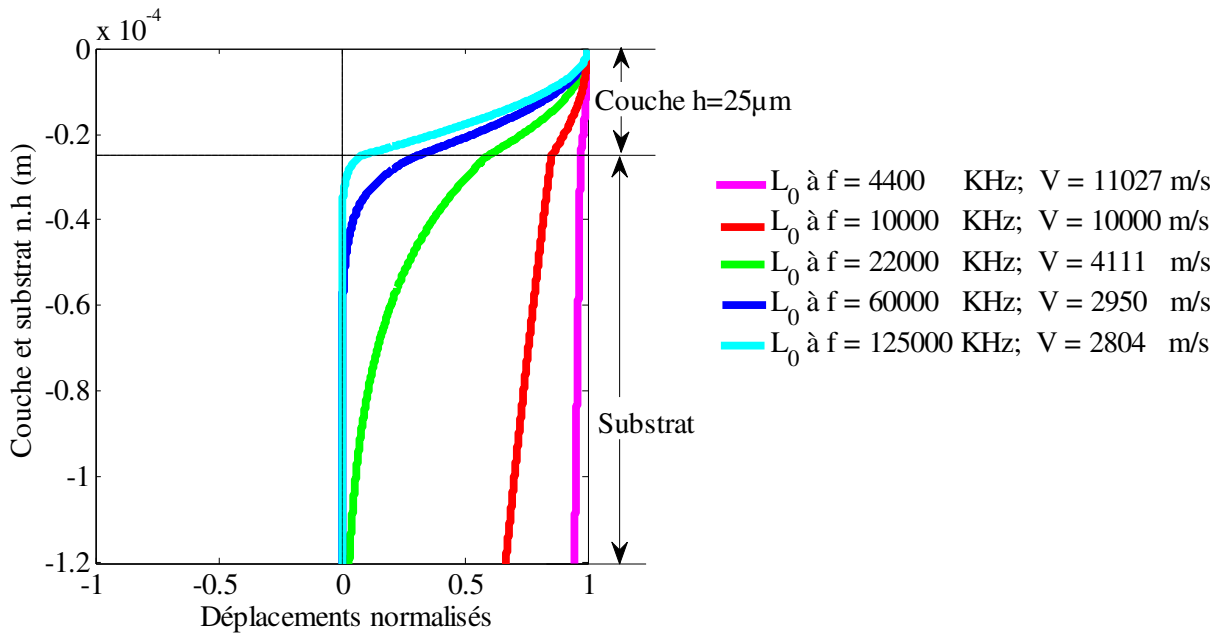


Figure III. 4. Déplacement du mode fondamental L_0 en fonction de la fréquence.

La figure. III.4 montre que l'énergie est entièrement située dans le substrat pour des fréquences très basses (4400,10000 KHz) et que, les ondes se propagent à une vitesse de phase 11027 et 10.000 m/s proche de $V_{T_2} = 11027$ m/s, tout se passe comme si que la couche n'existait pas, son épaisseur est négligeable par rapport à la longueur d'onde. En revanche, l'énergie acoustique est concentrée dans la couche pour des fréquences plus élevées (60000 et 125000 KHz), et la vitesse de phase des ondes de Love tend vers $V_{T_1} = 2804$ m/s, la longueur d'onde étant très petite par rapport à l'épaisseur de la couche. Ce comportement, en fonction de la fréquence, permet de penser que les ondes de Love, pour des fréquences élevées, seraient un outil intéressant pour la caractérisation des liquide et /ou à la détection des espèces chimiques en fonction de leurs sensibilité à l'effet de masse.

III. 2. Dispositif à ondes de Love

III. 2.1. Principes de détections

Les dispositifs à ondes acoustiques, sont sensibles à toute perturbation susceptible d'affecter la vitesse de phase et la distance de parcours ou encore le type du mode qui se propage, la perturbation des ondes se traduit par une variation de la réponse électrique du dispositif (retard, phase, fréquence ...). Les systèmes à ondes acoustiques de Love sont extrêmement sensibles aux variations de température, le dépôt de masse soit gazeuses ou liquides et solides en surface.

Le dépôt d'espèces gazeuses, fait varier la vitesse des ondes, cette variation provoque une modification de l'inertie mécanique en surface (masse écoulée), et modification des coefficients élastiques qui est sont d'ores et déjà dû aux présences d'espèces chimiques dans le milieu de propagation, comme il peut y avoir une perturbation du champ électrique de surface.

Le dépôt d'espèces liquides ou solides, modifient les modes de propagations des ondes. L'ajout d'une couche de liquide ou d'un film viscoélastique sur la surface peut engendrer l'apparition des modes guidés à des fréquences particulières. La vitesse de ces modes dépend des paramètres physiques de la couche guidante et il est donc possible de les exploiter pour multiple détections d'espèces chimiques [2-4 ,20].

III. 3. Génération des ondes de Love

La génération d'ondes de Love s'effectue sur une couche guidante déposée sur un substrat à l'aide de transducteurs interdigités. Un transducteur interdigité dans sa version la plus simple est formé de deux peignes identiques et symétriques qui jouent le rôle d'électrodes métalliques (figure III.5), l'application d'une tension sinusoïdale aux bornes d'un transducteur interdigité, crée un champ électrique et engendre par effet piézoélectrique inverse une déformation mécanique qui produit des ondes acoustiques de surface. Ces ondes se propagent dans la couche jusqu'au transducteur interdigité récepteur qui convertira la déformation mécanique du guide d'onde en courant électrique figure (III.6). La longueur d'onde de l'onde acoustique est imposée par l'écartement des transducteurs ou par la période géométrique des transducteurs.

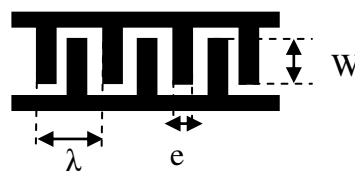


Figure III.5 : Transducteur interdigité et ces différents paramètres.

L'ouverture W correspond à la distance sur laquelle les doigts des deux électrodes s'interpénètrent. La longueur d'onde λ est égale à la somme de deux largeurs de doigts (e) et de deux distances inter-doigts [2-4].

La génération de l'onde de Love exige quelques propriétés physiques sur la couche et le substrat en particulier concernant les vitesses de propagation des ondes transversales dans ces matériaux. La grande différence entre les vitesses entraîne une meilleure sensibilité du système

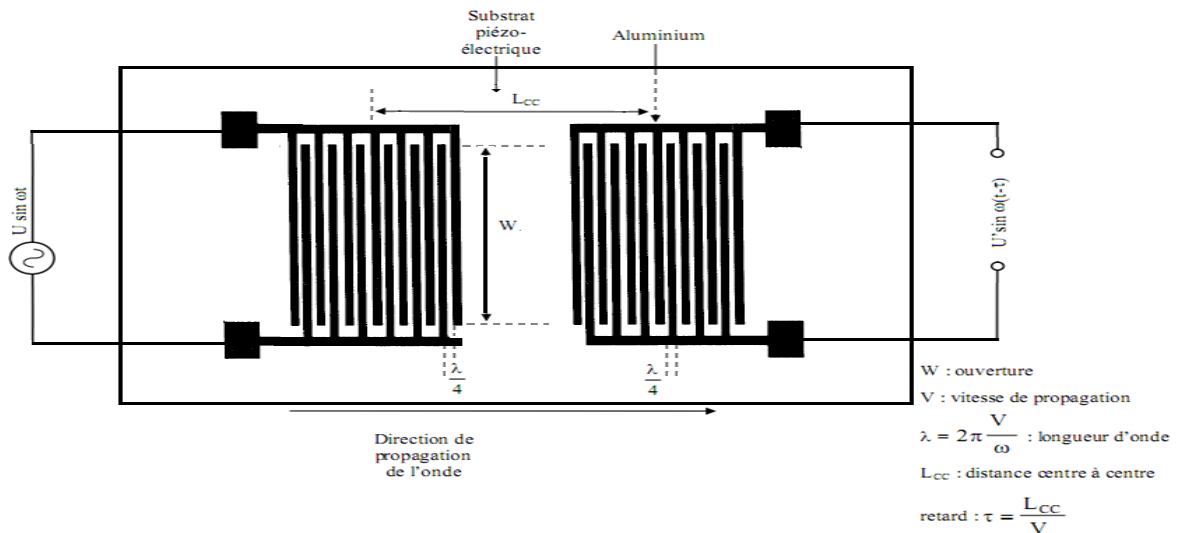


Figure III.6 : Principe et caractéristiques d'un dispositif à ondes acoustiques

III. 4. Notions de viscosité

III. 4.1. Viscosité dynamique

La viscosité est une grandeur permettant de caractériser la capacité de la matière à s'écouler. Il existe plusieurs types de viscosités en fonction du type de la contrainte appliquée : les viscosités de compression, d'élongation, de cisaillement, de rotation...etc.

Dans la pratique, la viscosité la plus fréquemment utilisée est la viscosité de cisaillement. La viscosité est généralement admise comme étant une mesure de la résistance à la déformation sous l'action d'une contrainte de cisaillement. Un liquide peu visqueux tel que l'eau s'écoulera facilement, tandis qu'un liquide fortement visqueux tel que le miel aura des difficultés à s'écouler.

Lorsqu'un fluide est soumis à une déformation, les contraintes engendrées sont indépendantes de l'amplitude de déformation, elles sont par contre dépendantes de la vitesse (ou taux) de déformation. Pour illustrer cette propriété, l'exemple habituellement utilisé est celui d'un fluide enfermé entre deux plaques parallèles planes (figure III.7), espacées d'une distance d et de dimensions supposées suffisamment grandes pour ne pas rencontrer les

effets de bord. La plaque supérieure mobile est déplacée dans son propre plan à la vitesse V . Sous l'effet de la viscosité, une force F s'exerce sur la plaque fixe. La viscosité dynamique η , également connue sous le nom de viscosité apparente, est définie par la relation suivante :

$$\frac{F}{S} = \eta \frac{V}{d}$$

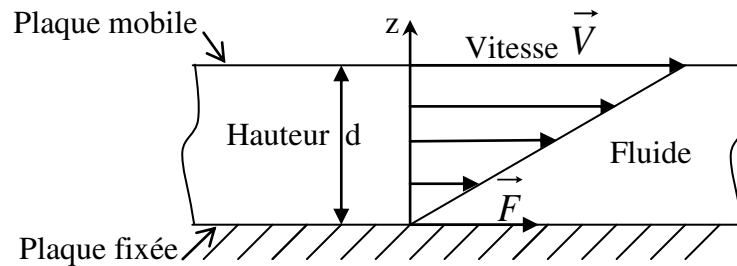


Figure III.7 : Exemple de mesure de la viscosité dynamique η

Avec : F la force exercée sur la plaque fixe [N] ; S la surface en contact avec le liquide [m^2] ; η la viscosité dynamique [Pa.s] ; V la vitesse de déplacement de la plaque supérieure [$m.s^{-1}$] et d la distance séparant les plaques [m].

Le terme F/S représente la contrainte de cisaillement exercée sur le fluide.

Le rapport V/d a la dimension inverse d'un temps : c'est le gradient de vitesse présent dans l'écoulement, appelé taux de cisaillement. La viscosité dynamique a donc la dimension d'une pression par unité de temps [Pa.s].

D'autres unités dérivées, sont fréquemment rencontrées, elles sont reliées comme suit :

Unités courantes : $1 \text{ Pa.s} = 1 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} = 1000 \text{ cP}$ (centipoise) ; anciennes unités : 1 P (Poiseuille) = 10 P (Poises) = 10 dyn.s.cm^{-2} . L'eau possède à titre d'exemple une viscosité de 1.10^{-3} Pa.s à une température de 20° C , sur le tableau (III.1) suivant on donne certain valeurs des viscosités de quelques fluides courant à température ambiante[22].

fluides	Viscosité dynamique η (Pa.s)
Air	2×10^{-5}
eau	10^{-3}
Huile d'olive	10^{-1}
miel	1-10
Sirop d'érable	100

Tableau III.1 : Quelques valeurs de viscosité à température ambiante.

III. 5. Sensibilité gravimétrie

La sensibilité gravimétrique S_m^V (kg.m^{-2}) du capteur à ondes de Love est définie comme étant le rapport de la variation relative de vitesse de phase et de la masse surfacique

sur la couche $S_m^v = \frac{\Delta V}{V_{Love}^{air}} \frac{1}{\rho_L \delta}$ avec $\Delta V = V_{Love}^{air} - V_{Love}^{Liquide}$, V_{Love}^{air} est la vitesse de phase du mode de Love sans effet de masse (avant la perturbation, plaque dans l'air) et $V_{Love}^{Liquide}$ la vitesse de phase du mode de Love avec effet de masse (avec la charge du liquide), théoriquement, elle est estimée en calculant le changement de vitesse que les modes subissent lorsque la surface libre de la couche de ZnO est chargée d'une masse $m_L = \rho_L \delta$ (ρ_L et δ sont la densité de masse du liquide ajouté et la profondeur de pénétration de l'onde dans le liquide visqueux), respectivement.

La sensibilité du capteur aux propriétés physiques du liquide peut alors être définie comme étant :

$$S_\eta^f = \frac{V_{gr}}{V_{ph}} S_m^v \Rightarrow S_\eta^f = \frac{V_{gr}}{V_{ph}} \frac{\Delta V / V_{Love}^{air}}{\rho_L \delta}$$

Avec ρ_L [kg.m⁻³] la masse volumique du liquide et η [Pa.s] sa viscosité dynamique en régime newtonien [23-28].

III. 6. Modélisation, simulations et résultats

III. 6.1. Modélisations du capteur à ondes de Love

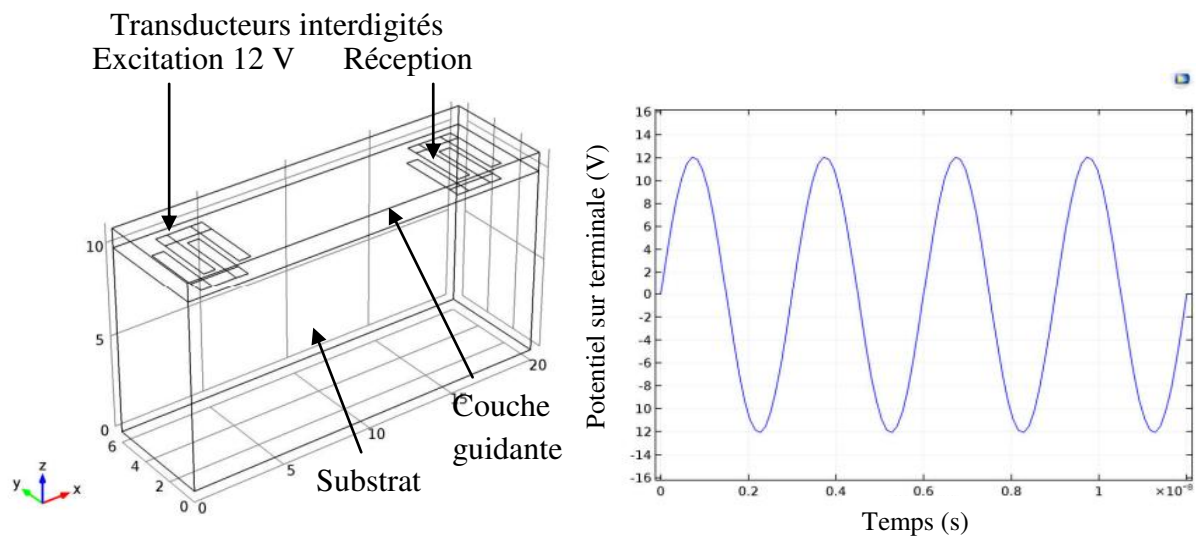


Schéma du capteur à ondes de Love

Tension de sortie du second transducteur interdigité (Réception)

Figure III.8 : Modélisations d'une géométrie d'un capteur à onde de Love

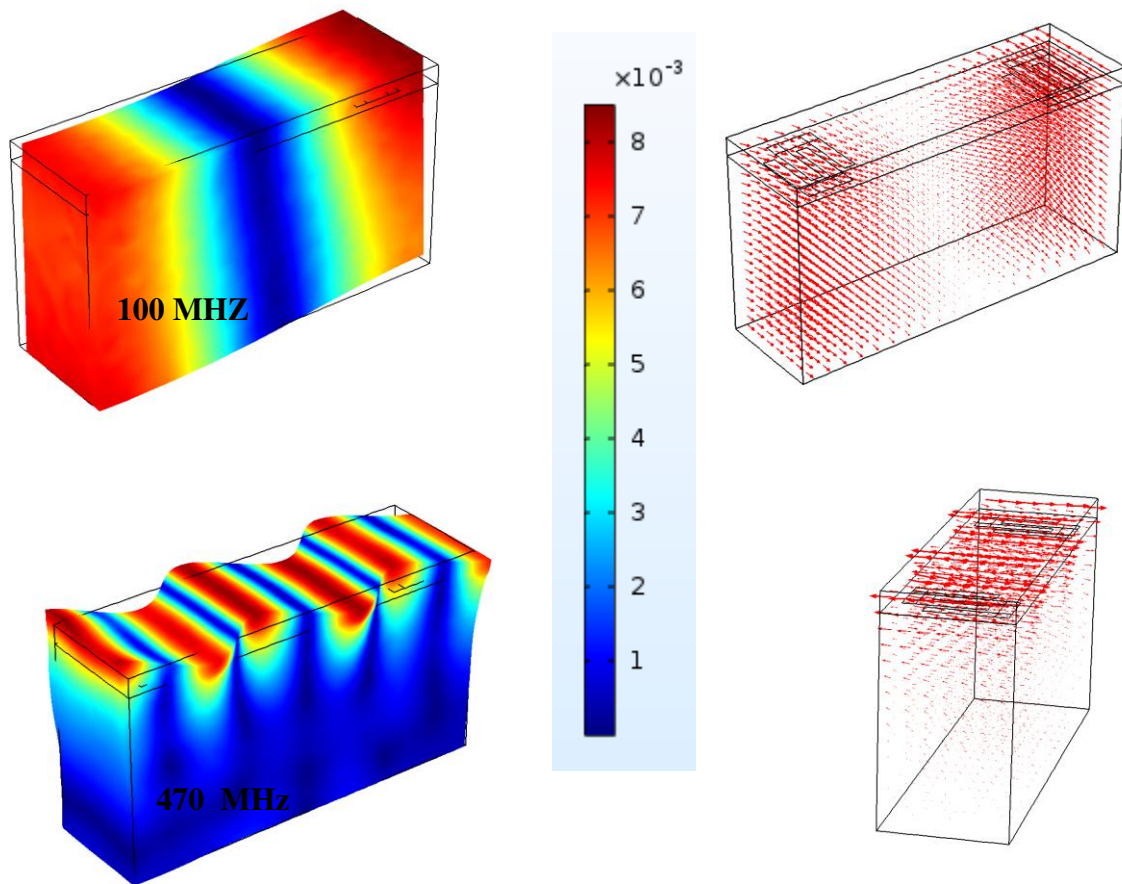
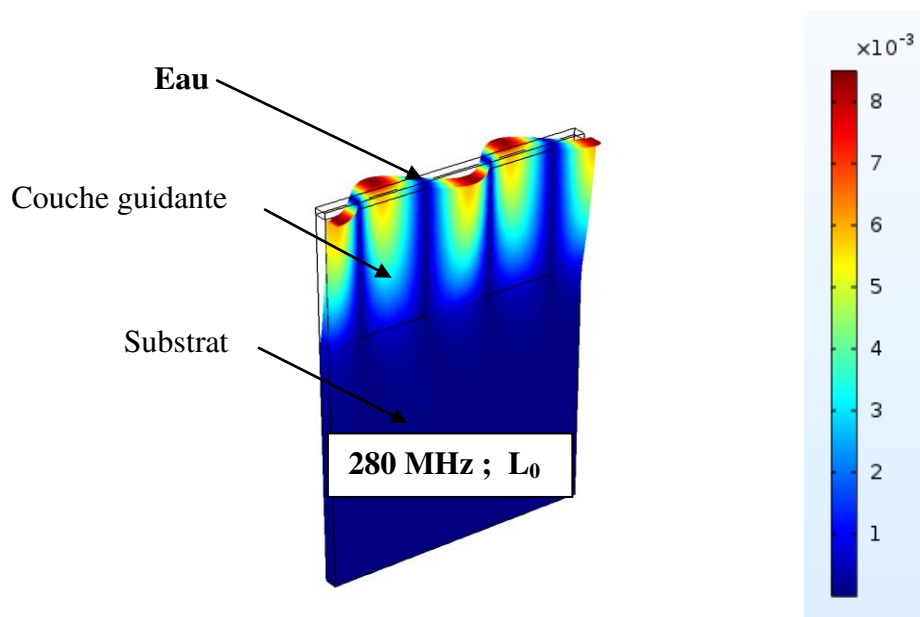
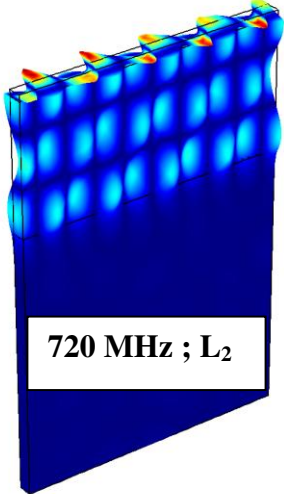
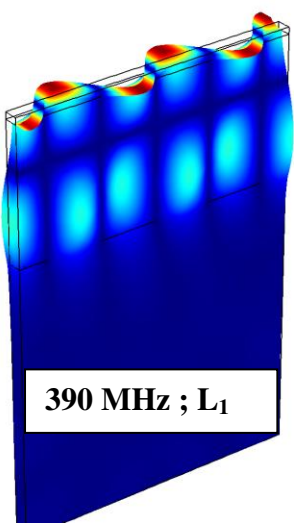
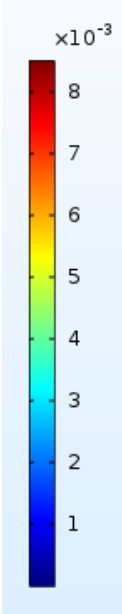
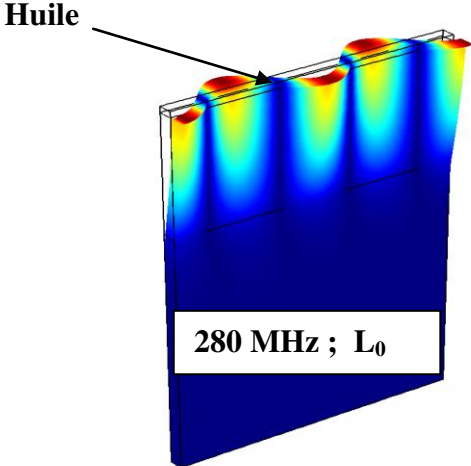
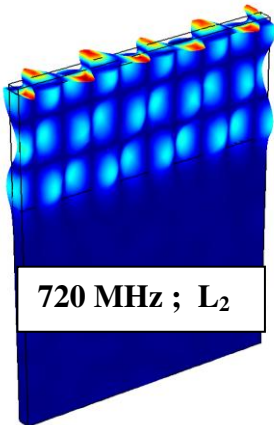
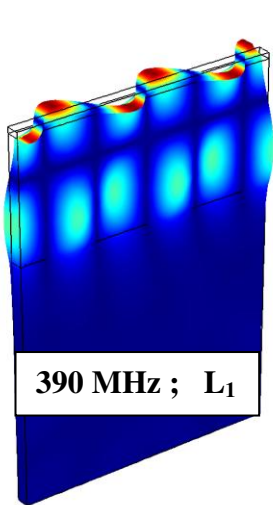


Figure III.9 : Modélisations du comportement élastique et visualisation de la polarisation de l'onde d'un capteur à onde de Love en fonction de la fréquence pour le mode fondamental L_0





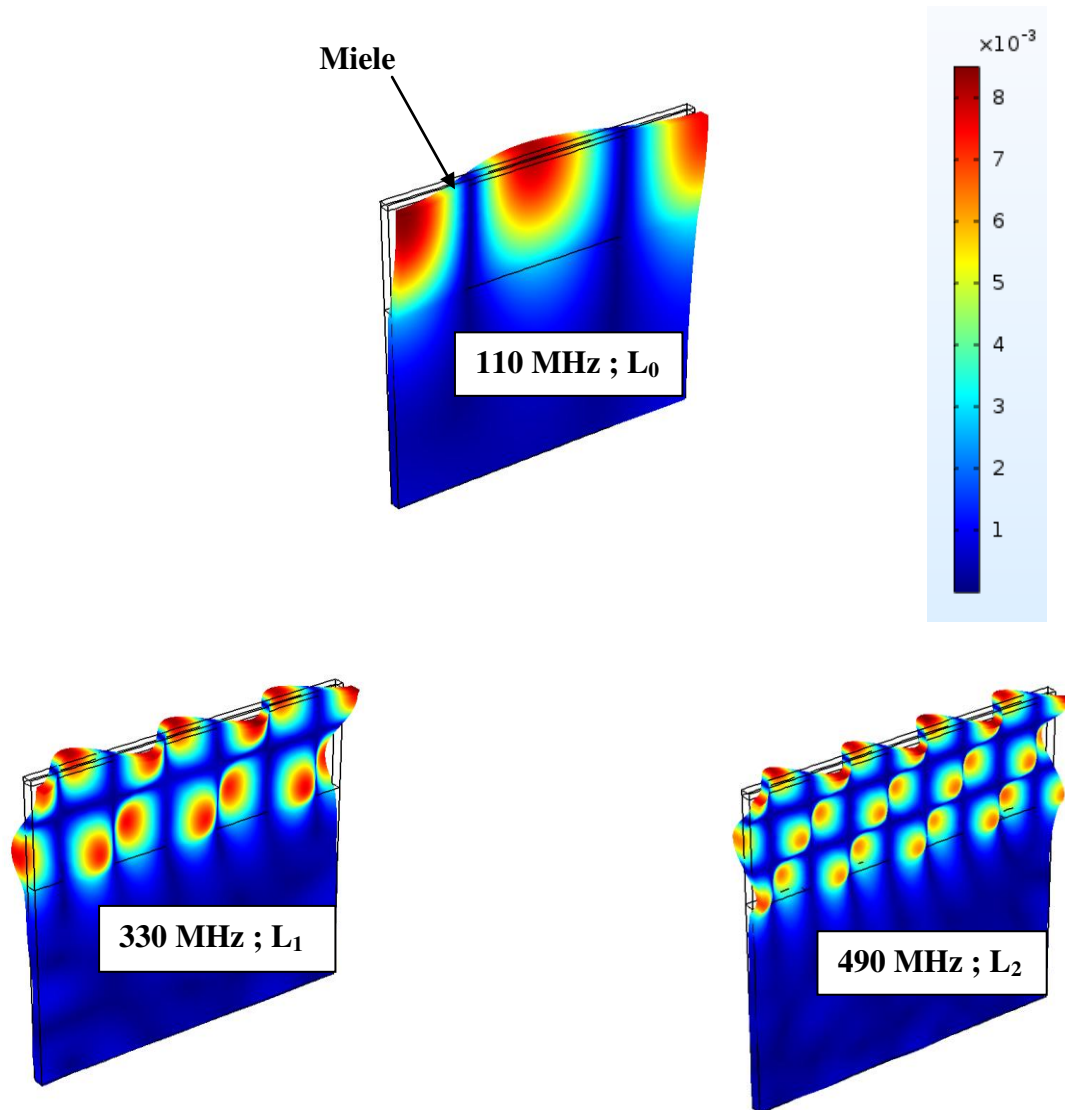


Figure III.10 : Modélisations de capteurs à onde de Love pour les trois premiers modes L_0 , L_1 et L_2 , avec un ajout de différents liquides, eau, huile et miel respectivement.

Les figure (III.8) montrent les résultats des modélisations des ondes de Love pour un dispositif composé d'une couche guidante d'Oxyde de Zinc et d'un substrat de Niobate de Lithium ($ZnO / LiNbO_3 Y+128^\circ-X$)

Ces modélisations permettent de retenir deux avantages principaux des capteurs à onde de Love :

La possibilité d'utilisation de ces capteurs en milieux liquides sont leurs causés des altérations (court-circuités les transducteurs interdigités) .

L'exploitation de la polarisation transverse horizontale de l'onde dans des milieux liquides. On rappelle que, la polarisation transverse horizontale se caractérise par un

déplacement purement transverse par rapport à la direction de propagation mais dans un plan horizontal comme elles montrent les figures des sens des déplacements figure (III.9).

En ce qui concernent les modélisations sur la sensibilité à l'effet de masse des dispositifs à ondes de Love figure (III.10), un effet de masse a été réalisé par l'ajout d'un film mince de différents liquides eau, huile et miel de viscosité 0,001 ; 0,1 ; 6 Pa.s respectivement. Ces résultats ont permis de l'écoulement des fluides sur la couche et la particularité des ondes de Love du point de vue énergétique vis-à-vis de la masse ajoutée sur la couche, cependant on déduit que la quasi-totalité de l'énergie est confinée excessivement à haute fréquence juste près de l'interface couche guidante /liquide (ce qui reflète les déplacements mécaniques le long de l'épaisseur du capteur).

Par ailleurs, le comportement modal des ondes de Love apparaît, à hautes fréquences, on visualise sur les figures (III.10) l'écoulement des liquides pour les modes supérieurs (L_1 , L_2) ce qui permet de l'exploiter pour la détection des espèces chimiques ou comme outil de caractérisation de liquides, comme la viscosité.

Néanmoins, ces modélisations ne donnent pas d'information exacte sur la valeur de la sensibilité gravimétrique des modes, cependant, une série de simulations a été faite pour plus de précision et de pouvoir exploiter les modes supérieurs pour rendre le dispositif sélectif, pour la détection de différentes espèces chimiques selon les différentes sensibilités de chaque mode en tenant compte d'un seul dispositif.

III. 6.2. Simulations et résultats

La méthode de détection d'espèces chimiques des capteurs à ondes acoustiques se repose sur l'effet de masse. C'est-à-dire sur le fait que tout changement de masse en surface du capteur provoque une perturbation de l'onde acoustique et notamment un changement de sa vitesse de phase. Cette détection peut être évaluée selon la sensibilité gravimétrique des dispositifs qui est liée directement aux propriétés physiques des différents matériaux ainsi l'épaisseur de la couche guidante.

Il existe une épaisseur de la couche guidante optimale pour laquelle la sensibilité à l'effet de masse est maximale (en valeur absolue). Il est donc possible de choisir à la fois la combinaison du capteur vis-à-vis des matériaux ainsi l'épaisseur de la couche guidante de manière à optimiser la réponse des capteurs.

Pour clarifier cette dépendance, nous avons sur la Figure (III.11) la sensibilité gravimétrique théorique en fonction de différents matériaux, pour une couche guidante fixée d'épaisseur 50 μ m

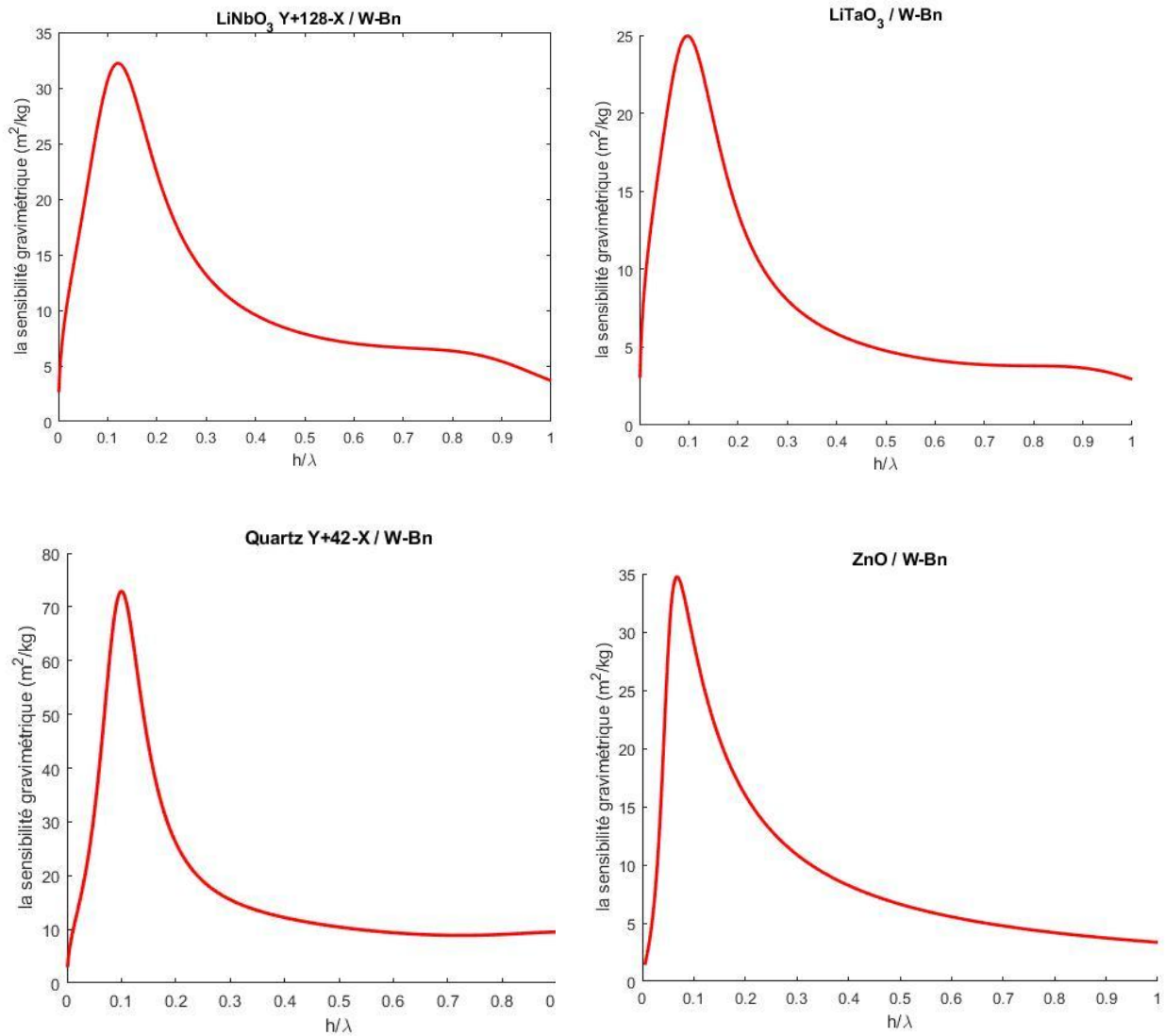


Figure III.11 : Simulations de la sensibilité gravimétrique du mode fondamental de Love pour des différents dispositifs d'une couche d'épaisseur fixée à $50\mu\text{m}$

Les résultats de simulations décrivant le choix des matériaux qui peuvent être employés dans les dispositifs à ondes de Love, les simulations montrent l'évolution de la sensibilité à l'effet de masse pour chacune des combinaisons figure (III.11), elles permettent d'avoir un maximum de sensibilité gravimétrique pour chaque composition (couche/substrat), cependant, on remarque qu'une meilleure sensibilité atteinte 72.8 Kg m^{-2} pour un rapport $h/\lambda = 0.1$ dans le cas où le dispositif à onde de Love comporte une couche de quartz Y+42°-X et substrat le W-Bn, Le tableau ci-dessous récapitule les différentes valeurs des sensibilités à l'effet de masse, le rapport h/λ , l'épaisseur de la couche h et la fréquence de fonctionnement qui lui correspond

Couche/substrat	Sensibilité (Kg m^{-2})	h/λ	$h(\mu\text{m})$	$f(\text{MHz})$
Quartz Y+42°-X / W-Bn	72.88	0.100	5	148.14
ZnO / W-Bn	34.72	0.068	3.4	175.1
LiNbO ₃ Y+128°-X / W-Bn	32.21	0.122	6.1	152.70
LiTaO ₃ /W-Bn	24.96	0.100	5	153.16

Tableau III.2: Tableau récapitulatif des résultats

Toutefois, nous pouvons évaluer les valeurs de la sensibilité de différents modes de Love L_1 et L_2 pour la détection des espèces chimiques, la figure (III.12) nous montre, les différentes valeurs de sensibilité pour les différents modes pour un seul capteur les valeurs sont représentées dans le tableau ci-dessous

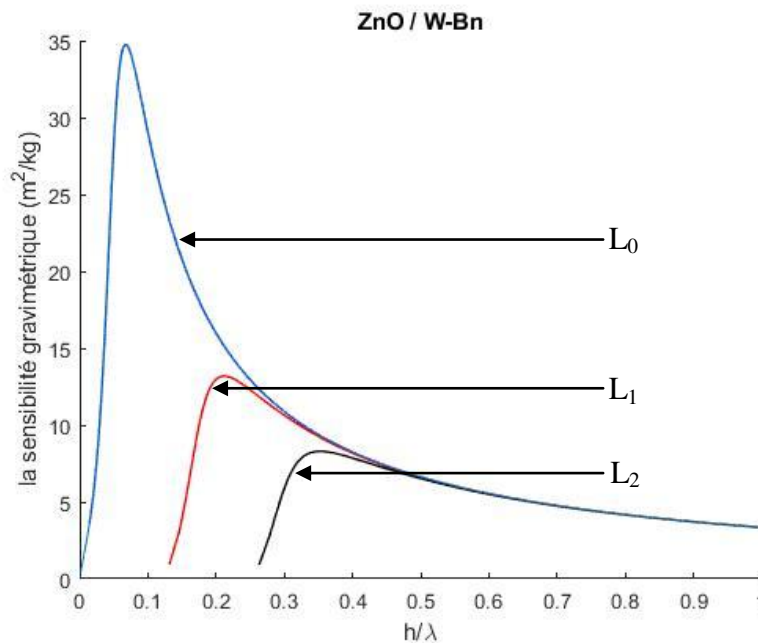


Figure III.12 : Simulations de la sensibilité gravimétrique des trois premiers modes de Love pour un dispositif constitué d'une couche guidante de ZnO d'épaisseur 50 μm sur un substrat de W-Bn

Couche/substrat ZnO / W-Bn	Sensibilité (Kg m^{-2})	h/λ	$h(\mu\text{m})$	$f(\text{MHz})$
L_0	34.72	0.068	3.4	175.1
L_1	13.18	0.214	10.7	188.66
L_2	8.29	0.350	17.5	196.98

Tableau III.2: Tableau récapitulatif des sensibilités partielles pour chaque mode.

La figure (III.12) montre la faisabilité d'exploiter les modes de Love L_1 et L_2 , est de rendre le dispositif à ondes de Love sélectif, pour la détection des espèces chimiques. Ce caractère réalisable par, l'ajustage de la fréquence de fonctionnement selon le type d'espèce chimique souhaité à détecter.

Conclusion générale

L'un des principes les plus importants, pour les diverses surveillances, avec des dispositifs à ondes acoustiques, à la détection et/ou à la caractérisation des milieux fluides, en particulier les milieux liquides, est la sensibilité gravimétrique, celle-ci elle dépend directement des paramètres intrinsèques des matériaux constituant les dispositifs. Les diverses combinaisons de ces matériaux déterminent, la limite de caractérisation ou de détection de d'un ou plusieurs paramètres physico-chimiques.

L'unique difficulté jointe aux applications des capteurs en milieu liquide, consiste à placer le liquide sur le chemin de propagation d'onde acoustique (couche guidante du capteur), tout en évitant tout contact entre le liquide et les transducteurs interdigités, afin de les court-circuités. Cette difficulté impose une géométrie particulière du dispositif .

En revanche, les procédés technologiques, ont met en œuvre la fabrication de capteurs à ondes de surface de Love, vu de leurs potentiel majeur d'effectuer des mesures en milieux fluides notamment en liquides, en raison de la nature de déplacement, qui résulte une grande sensibilité à toute variation extérieurs, qui modifiera les caractéristiques (fréquence et vitesse de phase) de propagation de l'onde et de sa capacité de fonctionner en milieux liquides.

Nous avons notamment souligné, la géométrie des capteurs à ondes de Love par les modélisations dans les quelles nous nous remarquons sur les figures, la sécurité parfaite des transducteurs interdigités lors de leurs utilisation en milieu liquide, de plus nous avons montré la faisabilité de les exploiter pour différent liquide (viscosité), ceux qui montrent les modélisations, par l'écoulement des différent liquides sur la surface sensible (couche guidante) du capteur.

Par ailleurs, nous nous sommes intéressés aux choix des différentes combinaisons susceptibles des matériaux, qui constituent les dispositifs pour montrer leurs degré d'efficacité, cependant, plusieurs sensibilités peuvent être définies en fonction du domaine d'application du capteur, nous nous somme focalisés sur la sensibilité à l'effet de masse, nous avons illustré les sensibilités gravimétrique du mode fondamental d'ondes de Love L_0 pour différentes combinaisons, ce qui permet d'avoir une limite estimable et une large gamme de détection et/ou de caractériser des espèces physicochimique.

Toutefois, nous sommes intéressés vers la fin, au comportement modale d'ondes de Love, celui-ci présente l'avantage d'être plus aisément exploité, en mettant en évidence,

l'intérêt des modes de Love L_1 et L_2 par leurs sensibilités gravimétriques pour diverses opérations, et de faire des sélections de détection pour différents espèces chimiques, en se basant sur la variation de fréquence, ce qui nous a permis d'avoir un capteur à onde de Love fiable et sélectif.

Référence bibliographique

- [1] M. Pierre, Thèse de Doctorat, Étude de dispositifs à ondes de Love par modélisation numérique de la propagation d'ondes acoustiques. Application à l'optimisation de structures et à la caractérisation de matériaux en vue de la réalisation de capteurs chimiques. Université bordeaux I, (2005).
- [2] N. Pascal, Thèse de Doctorat, les capteurs a ondes élastiques de surface. Applications pour la mesure des basses pressions et des hautes températures. Université henri poincaré, nancy (2007).
- [3] Z. Céline, Thèse de Doctorat, conception, réalisation et étude de micro capteurs a ondes de love pour applications en milieu gazeux. Cas de la détection de composes organophosphores, Université bordeaux I, (2002).
- [4] S. Sait, Thèse de Doctorat en Sciences, Etude théorique et simulation de la propagation des ondes guidées de Lamb de Rayleigh et de Love. Application à la mesure d'épaisseur à la gravimétrie et à la mesure de la viscosité, USTHB, Algérie, (2016).
- [5] F. Laidoudi, Thèse de Doctorat en Sciences, Simulation des ondes ultrasonores dans des matériaux anisotropes piézoélectriques. Application aux capteurs électroacoustiques à ondes guidées, USTHB, Algérie, (2019).
- [6] Y. Abbass, Mémoire de Magister, Utilisation des ondes ultrasonores guidées pour l'étude de défauts invisibles sur des plaques minces, U.S.T.H.B. Algérie, (2007).
- [7] H. Zitoune, Mémoire de Magister, Utilisation des ondes ultrasonores guidées pour l'inspection interne de structures tubulaires : Application aux tubes de l'industrie alimentaires, U.S.T.H.B. Algérie, (2008).
- [8] M. Ait Ourabi, Mémoire de Magister, Utilisation de la vitesse ultrasonore pour évaluer le phénomène de recristallisation dans un acier doux tréfilé à froid, U.S.T.H.B. Algérie, (2009).
- [9] D. Royer, E. Dieulesaint, Elastic waves in solids I, Free and guided propagation, Springer, (1996).
- [10] D. Royer, E. Dieulesaint, Elastic waves in solids II, Generation, acousto-optic interaction, applications, Springer, (2000).
- [11] J. Rose, Ultrasonic guided waves in solid media, New York, (2014).
- [12] W. P. Mason, Physical acoustics principles and methods, X, Academic Press New York and London, (1973).
- [13] D. ROYER, E. DIEULESAINT, F. BOUBENIDER and O. LEGRAS, « Capteurs à ondes élastiques guidées », J. Phys. III, vol. 2, pp.145-168. (1992).
- [14] H. Lamb, F. E. S, On waves in an elastic plate, conf. of the royal society, 114, (1916).
- [15] I. A. Victorov, Rayleigh and Lamb waves, Plenum press, New York, (1967).

- [16] L. Rayleigh, D. O. L, F. R. S, On waves propagated along the plane surface of an elastic solid, *proc. London. Math. Soc.*, 17, 411 (1885).
- [17] E. H. Love, M. A., D. Sc, F.R.S. Some problems of geodynamics, Cambridge: at the University Press, (1911).
- [18] L. El Fissi, Thèse de Doctorat, Détection et mesure de nanoparticules pour les applications de capteurs en milieu liquide, Université de Franche-Comté, (2010).
- [19] N. Omar-Aouled, Thèse de Doctorat, Développement d'un biocapteur associant dispositif à onde de Love et polymères à empreintes moléculaires, caractérisation sous gaz, Université bordeaux I, (2013).
- [20] B. A. Auld, *Acoustic fields and waves in solids II*, John Wiley & Sons, Inc, (1973)
- [21] G. McHale, M. I. Newton, and F. Martin, Theoretical mass sensitivity of Love wave layer guided acoustic plate mode sensors, *Journal of Appl. Phy* 91, 9701 (2002).
- [22] Étude et développement d'un système microfluidique à ondes de Love dédié à la caractérisation de fluides complexes 2008 Vincent Raimbault
- [23] I. Herrera, A perturbation method for elastic wave propagation, *Journal of Geophysical Research*, 69, 3845 (1964).
- [24] P. Kielczyhski ,and R. Plowiec, Determination of the shear impedance of viscoelastic liquids using Love and Bleustein-Gulyaev surface waves, *J. Acoust. Soc. Am*, 86, 818 (1989).
- [25] C. Caliendo , S. Sait, F. Boubenider , Love mode MEMS devices for sensing applications in liquids, *Micromachines*, 7, 15 (2016).
- [26] P. Kielczyn ski, M. Szalewski, A. Balcerzak, Effect of a viscous liquid loading on Love wave propagation, *International Journal of Solids and Structures*, 49, 2314 (2012).
- [27] J. Du, G.L. Harding, A.F. Coilings, P.R. Dencher, An experimental study of Love-wave acoustic sensors operating in liquids, *Sensor and Actuators*, 60, 54 (1997).
- [28] C. Caliendo, M. Hamidullah; Guided acoustic wave sensors for liquid environments *J. Appl. Phys.*, (2019).