

N° d'ordre :.....

REPUBLIQUE ALGERIENE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPIRIEUR ET DE LA RECHERCHE

SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI-OUZOU

FACULTE DES SCIENCE

DEPARTEMENT DE: CHIMIE



DOMAINE : SCIENCE DE LA MATIERE

FILIERE : CHIMIE

MEMOIRE DE MASTER

SPECIALITE : CHIMIE-PHYSIQUE

THEME

**Etude théorique des ondes acoustiques de surface pour la
détection des espèces chimiques**

Présenté par : **KARA Amira**

Soutenu publiquement le: 25 / 06/ 2023, devant le jury composé de :

<i>Nom et Prénom</i>	<i>Grade</i>	<i>Affiliation</i>	<i>Qualité</i>
<i>M.CHEKNOUN Salem</i>	<i>M/CB</i>	<i>UMMTO</i>	<i>Président</i>
<i>M.SAIT Smail</i>	<i>M/CA</i>	<i>UMMTO</i>	<i>Encadreur</i>
<i>M.BOURLAHLA Boualem</i>	<i>Professeur</i>	<i>UMMTO</i>	<i>Examineur</i>

REMERCIEMENTS

“ Il semble prudent de remercier un auteur pour son livre avant de le lire
Cela évite d’avoir à mentir”.

George Santayana

Je remercie en premier lieu **Dieu tout puissant** de m’avoir prêté vie et volonté et il m’a éclairé le chemin pour achever ce mémoire.

Je souhaite remercier mon promoteur de mémoire, M.SAIT.S, pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils, qui ont contribué à alimenter ma réflexion.

Je tiens à exprimer mes vifs remerciements aux membres de jury qui m’ont fait l’honneur de bien vouloir examiner ce travail : le président de jury M.CHEKNOUN Salem et M. BOURAHLA Boualem.

Je tiens également à remercier tous les enseignants de l’Université Mouloud MAMMERI, en particulier les enseignants de la Faculté des Sciences, département.

Kara Amira

Dédicas

Je dédie ce travail :

À mes très chers parents, source de vie, d'amour et d'affection.

À mes frères et ma sœur, source de joie et de bonheur.

À ma belle famille et spécialement mon fiancé Younes, source d'espoir et de motivation.

Je finie par dédier ce mémoire à mes ami(es) et mes proches en particulier.

À vous chers lecteurs ...

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I

Aperçus sur l'élasticité dynamique linéaire

I.1. Propagation d'onde de volume dans un milieu isotrope	3
I.2. Les ondes du volume	5
1.2.1. Les ondes longitudinales (ondes de compression).....	5
1.2.2. Les ondes transversales (ondes de cisaillement)	6

Chapitre II

Ondes acoustiques de surface

II.1. Aperçus sur quelques ondes acoustiques de surface et leurs applications possibles	7
II.2. Les ondes de Rayleigh.....	7
II.3. Les ondes de Sezawa.....	8
II.4. Les ondes de Lamb	8
II.5. Les ondes de Bleustein-Gulyaev.....	9
II.6. Les ondes de Love.....	10

Chapitre III

Capteur à onde de Rayleigh

III.1. Etude théorique d'ondes de Rayleigh	11
III. 1. 2. Etude analytique des déplacements	11
III.2. Description d'un capteur chimique à onde acoustique de surface de Rayleigh	15
III.3. La piézoélectricité.....	15
III.3.1. Principe	15
III.4. Matériaux pour capteur à ondes acoustiques de surface (SAW)	16
III.5. Transducteurs à électrodes interdigités	17
III.5.1. Principes électromécanique de fonctionnement	17
III.5.2. Principe de génération d'ondes acoustiques par transducteur interdigités.....	18
III.5.3. Théorie de perturbation d'onde de Rayleigh	20
III.6. Capteur à onde acoustique de surface de Rayleigh (RSAW)	20

III.6.1. Principe de détection.....	21
III.6.2. Modélisation numérique par COMSOL.....	22
III.6.2.1. Modélisation d'un modèle à 3D.....	22
III.6.2.2. Modélisation d'un modèle à 2D.....	25
III.6.2.3. Discussion des résultats.....	30
Conclusion générale.....	31
Références bibliographiques	32

Introduction

Les composés organiques volatils ont des effets néfastes sur la santé humaine. De plus, ces composés sont émis par des sources anthropiques, tels que les moteurs à combustion, à base de combustibles fossiles, évaporation de solvants et fabrication de produits chimiques, etc... Pratiquement sont des cancérigènes connus [1].

En ce sens, la surveillance vis-à-vis de ces composés est nécessaire, pour détecter leur niveau de concentration dans l'air. Ce qui complique leurs détections et leurs présences en nombreuses classes dans l'atmosphère ; alcanes, alcènes, alcynes, aromatiques, aldéhydes, cétones, alcools, esters et certains composés chlorés. Pour établir une stratégie efficace de gestion de la qualité de l'air, il faut faire la distinction entre ses différents composés pour deux raisons, la première c'est que, sont émise par les sources anthropiques (contrôlables) sont souvent différentes de celles qui sont émis par sources biogéniques (moins contrôlables); et la seconde est due à la forte variabilité de leurs contribution dans l'air pour la formation d'autre gaz, qui est due à la variation réactivités photochimiques [2]. Cependant, pour qu'une solution de surveillance de la qualité de l'air soit efficace, les unités de détection sont basées sur les capteurs chimiques, qui sont capables de différencier les nombreux composés organiques volatils, qui existent dans l'atmosphère. D'où l'intérêt de la technologie d'ondes acoustiques de surface (SAW Surface Acoustic Waves), qui a connu, récemment, un essor considérable, dans le domaine des capteurs chimiques et biologiques. Ces capteurs sont formés d'un récepteur, qui permet la reconnaissance sélective d'une espèce cible, appelée analyte, et d'un transducteur gravé sur un substrat (SAW), qui traduit cette reconnaissance à une variation de fréquence, donc la vitesse de phase et l'amplitude du signal électrique de sortie [3].

Le développement des capteurs SAW a été motivé par une forte évolution des normes environnementales, notamment celles liées au contrôle des rejets industriels des polluants et les avancées considérables dans le domaine médical. Leur défi majeur réside dans la détection des quantités de plus en plus faibles, en un minimum de temps, avec une grande spécificité [3,4].

De plus, leur fort développement tient en premier point à leur bonne sensibilité et à leur adaptabilité à un grand nombre d'applications, aussi bien pour la détection en milieux gazeux et liquide; ainsi que leurs caractéristiques, telles que la taille faible et la bonne sensibilité. Fait qu'ils puissent être passifs et interrogeable à distance jouent également en leur faveur.

Par ailleurs, un grand nombre d'applications utilisant divers types d'ondes ont été présentées à ce jour, tels que les ondes acoustiques de surface (SAW), qui se retrouvent

actuellement dans les principales parties de nombreux appareils à systèmes électroniques, comme les téléviseurs, les écrans tactiles, les téléphones portables, tablettes et récepteurs satellites [4], en conséquence sont plus populaires sous les noms des capteurs [5,6]. Leurs fréquences de fonctionnement peuvent aller de quelques centaines de MHz jusqu'à quelques GHz, d'où une meilleure sensibilité et des variations de fréquence qui sont plus élevées [6-8].

Dans ce type de dispositifs, l'énergie acoustique est concentrée près de la surface du substrat, généralement, dans une épaisseur de quelques longueurs d'onde. Cette particularité rend le dispositif beaucoup plus sensible à tout changement se produisant en surface (masse, viscosité, conductivité) [9,10].

Cependant, l'idée principale est fondée sur l'observation des variations des propriétés physiques des ondes, qui sont dues aux perturbations du milieu environnant. Ce principe de base est mis en application, grâce au phénomène piézoélectrique, qui va être mis à la contribution, à la fois pour la génération et l'observation de l'onde.

Dans ce travail, nous avons exploré, par une simulation sous MATLAB, et par modélisation par éléments finis avec COMSOL, les performances théoriques des capteurs à ondes de surface de Rayleigh (RSAW), fonctionnant à 860 MHz et 174.40 MHz. Ce type de capteur gravimétrique a été ensuite utilisé en tant que capteur chimique pour la détection des espèces chimiques (gaz).

Ce manuscrit est subdivisé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présentons une étude bibliographique, qui aborde la notion des équations de l'élasticité linéaire (élastodynamique) de l'acoustique, des ondes de volume (longitudinale et transversale).

Dans le deuxième chapitre, nous nous intéressons aux ondes de surfaces guidées, telles que les ondes de Lamb, Love et Rayleigh, ainsi quelques domaines de leurs application.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude théorique des ondes de Rayleigh, dans le but d'avoir l'équation de dispersion de la vitesse et les déplacements. Par la suite nous avons abordé, la notion de la piézoélectricité et les principaux matériaux utilisés pour avoir les ondes acoustique de surfaces. De plus, la principale configuration adoptée pour les différents types de capteurs gravimétriques, en particulier les capteurs à ondes acoustiques de surface de Rayleigh (RSAW). Par la suite, les simulations par méthode d'éléments finis, via le logiciel COMSOL Multiphasiques, sont réalisées pour des dispositifs RSAW fonctionnant, à 860 MHz et 174.40 MHz, pour des modèles 3D et 2D, respectivement, et la validation du modèle à 2D est favorisée pour simuler de nouvelles structures de détection.

Chapitre I

Aperçu sur l'élasticité dynamique et linéaire

I.1. Propagation d'ondes de volume dans un milieu isotrope

La propagation des ondes dans les milieux (matériels), est étudiée en considérant l'approximation de l'élastodynamique linéaire (Lamb, 1904), à partir du principe fondamental de la dynamique (deuxième loi de Newton), qui définit la conservation de la quantité de mouvement. Cela grâce à l'hypothèse de linéarité entre le déplacement et la déformation, qui reste valable en supposant de l'hypothèse de petits déplacements propres à la propagation des ondes. On établit une relation entre l'accélération, la masse d'un élément de volume et les forces de volume qui s'appliquent sur la surface du volume élémentaire. Cependant la rhéologie du milieu considéré est décrite par la loi de Hooke, qui relie les contraintes et les déformations [10,11].

Par ailleurs, l'étude théorique des ondes élastiques, dans les milieux, offre des avantages pour des applications variées, mais, leurs propagations peuvent être limitées par des frontières, causant des réflexions et des changements de direction et de nature des ondes. Vu la géométrie du milieu (limitée, semi-infinie, infinie), les équations du mouvement et les conditions aux limites qui régissent les phénomènes de vibrations, et dans certaines situations, le milieu peut jouer le rôle d'un guide d'onde.

Soit un milieu traversé par une onde. Celle-ci génère des vibrations locales et le déplacement de chaque point dépendait uniquement de ses coordonnées initiales, dans le cas de l'élasticité statique. Par la suite, il devient en fonction du temps et obéit à la relation fondamentale de la dynamique. Cependant, le déplacement est représenté par la variable u_i , qui est une fonction de la position initiale x_i (cas d'élasticité statique), et du temps $u_i = u_i(x_k, t)$.

L'équation du mouvement découle du principe fondamental de la dynamique.

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

Avec :

T_{ij} : les composantes du tenseur des contraintes.

f_i : les composantes des forces volumiques.

ρ : La masse volumique du matériau.

u_i : les composantes du champ de déplacement u .

La déformation d'un matériau dépend des forces externes appliquées. La relation (I.1) décrit le comportement élastique du matériau, connue sous le nom de loi de Hooke généralisée. Cette loi relie, l'allongement subi par le matériau à la contrainte normale exercée, sur une de ses extrémités, lorsque les déformations sont faibles, il existe une relation linéaire, entre les composantes du tenseur des contraintes et les déformations correspondantes.

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

Le S_{ij} est le tenseur des déformations élastiques, qui est donné par la relation de Cauchy en fonction du vecteur déplacement par la relation suivante

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

Le tenseur d'élasticité, représenté par C_{ijkl} est d'ordre 4. Il est constitué de 81 composantes. Cependant, en raison des propriétés de symétrie de T_{ij} et S_{ij} , le tenseur C_{ijkl} présente des symétries respectives $C_{ijkl} = C_{jikl}$ et $C_{ijkl} = C_{ijlk}$, ce qui réduit le nombre de composantes indépendantes à 36. En outre, des considérations thermodynamiques permettent de simplifier l'analyse de ce tenseur par la loi de Hooke, comme suit

$$T_{ij} = C_{ijkl} \cdot S_{ij}.$$

Pour un matériau isotrope $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{klij} = C_{lkji}$.

$$\text{Avec } C_{ijkl} = \lambda(\delta_{ij} \cdot \delta_{kl}) + \mu(\delta_{ik} \cdot \delta_{jl} + \delta_{il} \cdot \delta_{jk}) .$$

Or la loi de Hooke, pour un matériau isotrope se simplifié à

$$T_{ij} = \lambda S_{ij} \delta_{ij} + 2\mu S_{ij}$$

Où λ et μ sont les constantes de Lamé, et δ_{ij} est le symbole de Kronecker, qui prend 1 pour $i = j$ et 0 pour $i \neq j$.

En utilisant ces relations, la formulation de Navier, pour le déplacement peut être exprimée comme suit

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

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

$$\text{vectorielle suivante : } (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot u + \mu \Delta u = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$$

Où Δ désigne l'opérateur Laplacien

Dans l'équation (I.4), les trois composantes du déplacement (u_x, u_y, u_z) sont couplées. En utilisant la décomposition d'Helmholtz, il est possible d'obtenir des équations découplées, selon la relation de décomposition suivante

$$\vec{U} = \vec{U}_L + \vec{U}_T = \text{grad}\vec{\phi} + \text{rot}\vec{\Psi} \quad (\text{I.5})$$

Avec :

U : c'est le champ de déplacement.

U_L : c'est la partie longitudinale.

U_T : c'est la partie transversale.

Le champ de déplacement U , peut être décomposé à une somme de deux potentiels :

Un potentiel scalaire irrotationnel ϕ , et un potentiel vecteur incompressible ψ . Ces deux potentiels définissent, respectivement, les composantes longitudinales et transversales du déplacement mécanique. En utilisant cette décomposition, il est possible d'écrire, les composantes vectorielles du déplacement en fonction des potentiels selon la forme suivante

$$\begin{aligned} U_x &= \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_z}{\partial y} + \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} \\ U_y &= \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_z}{\partial x} \\ U_z &= \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi_y}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_x}{\partial y} \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

I.2. Les ondes du volume

I.2.1. Les ondes longitudinales (ondes de compression)

En reportant l'expression du déplacement (I.5), dans l'équation de Navier (I.4), on aboutit à deux équations d'Alembert découplées, pour les deux potentiels scalaires ϕ et vecteur ψ [10-13].

$\Delta\phi - \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0$: Correspond 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. Sa vitesse est définie par la relation

suivante : $C_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho} = \sqrt{\frac{K}{\rho}}$, où K est le module de compressibilité qui est égal à

$\lambda + 2\mu$ et ρ représente la masse volumique.

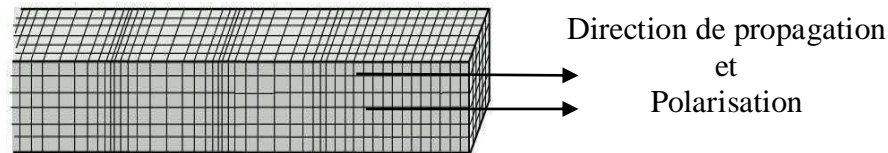


Figure I.1 : Schéma de propagation d'onde longitudinale et sa polarisation.

I.2.2. Les ondes transversales (ondes de cisaillement)

La deuxième équation, correspond à la propagation d'une onde transversale (T), dans laquelle, la matière subit des déformations perpendiculaires à la direction de propagation.

Cette équation est donnée par: $\Delta \Psi - \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial t^2} = 0$, où C représente la vitesse de propagation

de l'onde, définie par la relation $C_T = \sqrt{\mu/\rho}$.

Où μ est le module de cisaillement.

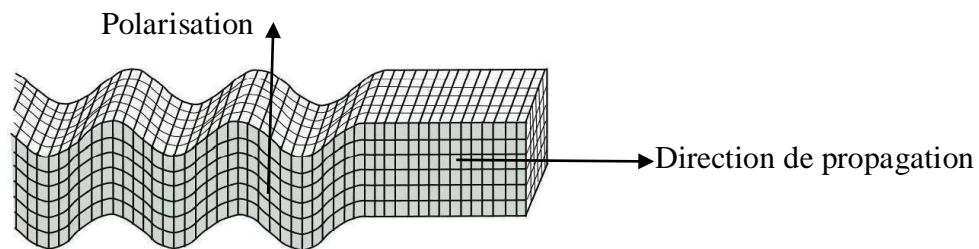


Figure I.2 : Schéma de propagation d'onde transversale et sa polarisation.

En résumé, les équations de d'Alembert permettent de décrire la propagation des ondes mécaniques dans un milieu élastique, en considérant les potentiels scalaire ϕ et vectoriel ψ qui, représentent, respectivement, les déplacements longitudinaux et transversaux des particules du milieu [10-15].

Chapitre II

Ondes acoustiques de surface

II.1. Aperçu sur quelques ondes acoustiques de surface et leurs applications possibles

Par définition, les ondes élastiques ou acoustiques de surface sont des ondes qui se propagent parallèlement à la surface d'un solide; le vecteur d'onde et le vecteur du flux d'énergie, étant parallèles à la surface, ou formant un faible angle avec le plan de la surface considérée. L'amplitude de déplacements de ces ondes de surface se situe dans le même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Pour quelques types d'ondes, cette amplitude décroît progressivement, en s'éloignant de la surface vers la profondeur du solide.

Il existe plusieurs modes de propagation, qui peuvent être déduits de la résolution des équations de propagation, en tenant compte des conditions aux limites. Néanmoins, la satisfaction des conditions mécaniques est une condition nécessaire mais pas suffisante pour avoir vraiment d'autres types ondes de surface.

Comme nous nous intéressons à la simulation d'un capteur à ondes de surface, dont la sensibilité dépend directement et uniquement des phénomènes de perturbation, se produisant à l'interface du substrat et de la couche réceptrice; qui est en contact parfait avec ce substrat. Nous citons quelques différents types d'ondes acoustiques de surface, et les différents modes de propagation [11-13].

II.2. Les ondes de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh ont été découvertes par Lord Rayleigh en 1885. Ces ondes possèdent deux composantes de déplacement mécanique dans le plan sagittal et remplissent les conditions aux limites mécaniques à la surface libre. Leurs déplacements résultent de la superposition des deux composantes longitudinale et transversale, déphasées de $\pi/2$, leurs pénétrations en profondeur dans le substrat est de l'ordre de 2λ . La figure. II.1 donne une représentation qualitative des ondes de Rayleigh, qui ont une polarisation elliptique [14].

Cependant, les dispositifs à ondes de Rayleigh sont utilisés pour réaliser des capteurs en milieu gazeux et des filtres électriques à haute fréquence [16].

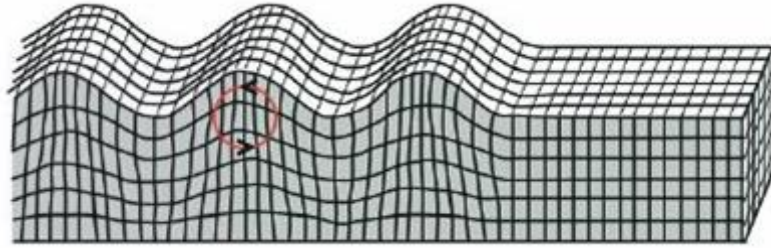


Figure .II.1: Schéma qualitative d'onde de Rayleigh.

II.3. Les ondes de Sezawa

Les ondes de Sezawa appartiennent à la famille des ondes de Rayleigh, mais correspondent au mode 1 des ondes de Rayleigh. Les ondes de Sezawa peuvent avoir des vitesses de phase, correspondant à peu près au double de celles des ondes de Rayleigh, pour des structures réalisées avec du diamant [17].

II.4. Les ondes de Lamb

Les ondes de Lamb (onde de plaques) sont en fait un cas particulier des ondes de Rayleigh. Une onde de Lamb n'existe que dans des plaques fines, appelées membranes, et elle est constituée de la superposition de deux ondes de Rayleigh, qui sont soit en phase, soit déphasée de $\pi/2$.

Identiquement, comme les ondes de Rayleigh, les ondes de Lamb ont une polarisation elliptique, qui résulte de la superposition de deux composantes de déplacement, une composante longitudinale et une composante transversale.

Les ondes de Lamb se propagent à des fréquences discrètes dans des plaques. Selon le type de déplacement acoustique, on distingue les deux modes de vibration, les modes symétriques et les modes antisymétriques (figure II.2). D'autre part, malgré la composante normale à la surface, le mode antisymétrique peut être utilisé pour des détections en milieu liquide, sans perte excessive d'énergie [10-12,18].

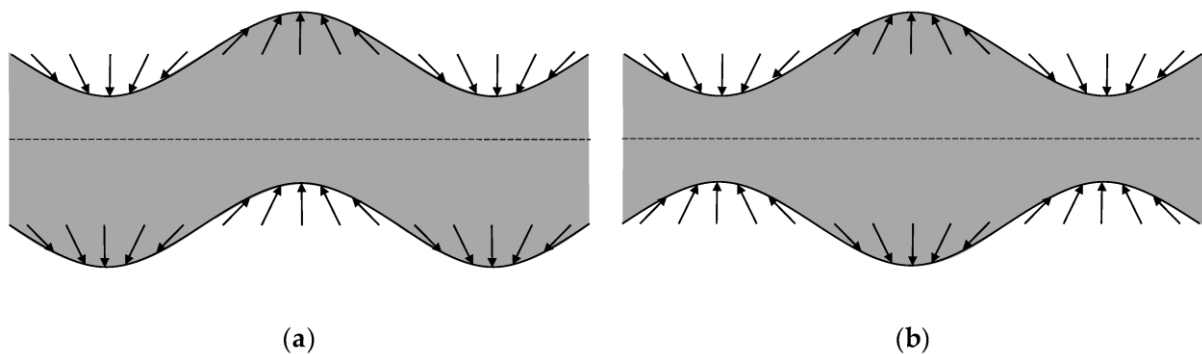


Figure. II.2 : Représentation d'ondes de Lamb : a) mode antisymétrique ;b) Modes symétriques.

II.5. Les ondes de Bleustein-Gulyaev

Les ondes de Bleustein-Gulyaev (ondes BG) ont été découvertes indépendamment par Bleustein et Gulyaev en 1968 (figure. II.3). Il s'agit d'un type d'ondes de cisaillement de surface pure non dispersive, qui sont présentes dans des matériaux piézoélectriques. Ces ondes existent dans des cristaux piézoélectriques à symétrie hexagonale. Elles se propagent perpendiculairement à l'axe C, avec un déplacement mécanique selon C.

Les conditions aux limites d'absence de contraintes sont remplies par le fait que, les contraintes générées par le déplacement mécanique et l'effet piézoélectrique se compensent exactement et mutuellement à la surface. Les propriétés de cette onde à la surface s'expliquent par la réduction de la constante piézoélectrique rigidifiée à la surface. Il en résulte une réduction de la vitesse de propagation de l'onde de cisaillement de volume dans la couche superficielle [10].

L'énergie de l'onde de Bleustein-Gulyaev se trouve répartie en profondeur sur plusieurs longueurs d'ondes. La profondeur de pénétration des ondes BG est de l'ordre de 100λ ; contrairement à l'énergie de l'onde de Rayleigh qui se répartit sur une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde. Les ondes BG ont été utilisées pour la détermination de conductivité et de pH en milieu liquide [10-12].

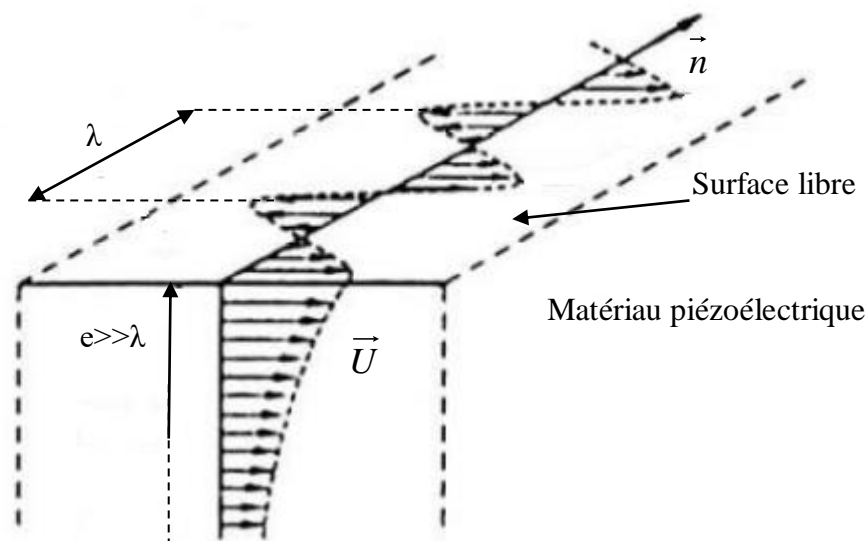


Figure. II.3 : Représentation graphique des ondes Bleustein-Gulyaev.

II.6. Les ondes de Love

Une représentation schématique des ondes de Love est donnée sur la figure II.4. La condition d'existence de ces ondes est la présence d'une couche guidante, qui peut être piézoélectrique ou non-piézoélectrique, déposée à la surface du substrat et dont la vitesse des ondes de cisaillement est inférieure à celle du substrat.

Les dispositifs à ondes de Love se différencient des dispositifs à ondes de Rayleigh par la présence d'un substrat et d'une couche mince et rigide (couche guidante). Cette couche supporte la propagation de l'onde et dont on contrôle l'épaisseur qui permet de confiner l'énergie acoustique. Ceci induit une sensibilité élevée aux perturbations extérieures. De plus, la polarisation transverse horizontale de l'onde de Love, la rend attractive pour une utilisation en milieu liquide [10-13].

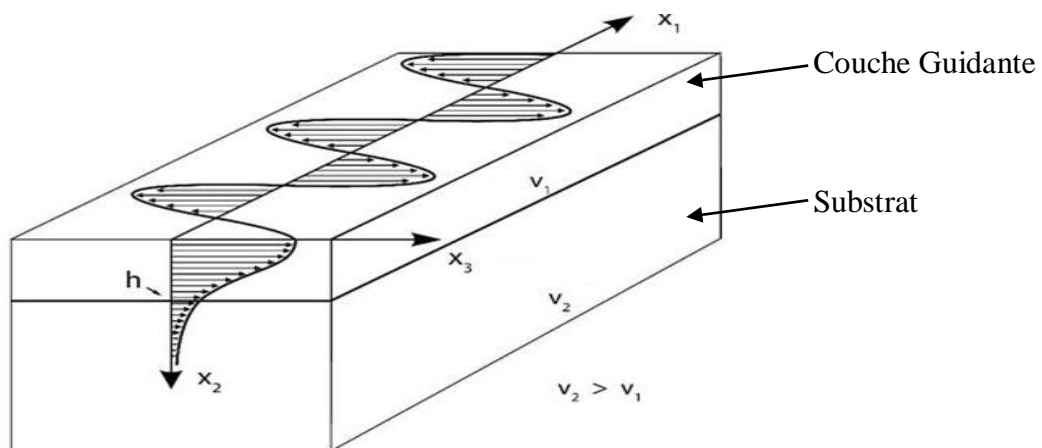


Figure. II.4 : Représentation qualitative d'onde de Love.

Chapitre III

Capteur à ondes de Rayleigh

III.1. Etude théorique d'ondes de Rayleigh

L'onde de Rayleigh, est une onde guidée qui se propage à la surface d'un milieu semi-infini, dont l'interface (solide/vide) est libre de toute contrainte. Le passage de l'onde provoque un mouvement elliptique des particules, son amplitude diminue progressivement en épaisseur. Elle s'annule à environ, deux fois la longueur d'onde (2λ) en profondeur et les composantes longitudinales et transversales sont déphasées de $\pi/2$.

III. 1. 2. Etude analytique des déplacements

Soit le milieu de propagation illustré par la figure ci-dessous, le déplacement \vec{u} d'une particule soumise à une perturbation, lors de la propagation d'une onde de Rayleigh à la surface d'un solide est donné par la décomposition d' Helmholtz :

$\vec{u} = \overrightarrow{grad}\phi + rot\vec{\psi}$, où ϕ est le potentiel scalaire et $\vec{\psi} = (\psi_x, \psi_y, \psi_z)$ le potentiel vecteur.

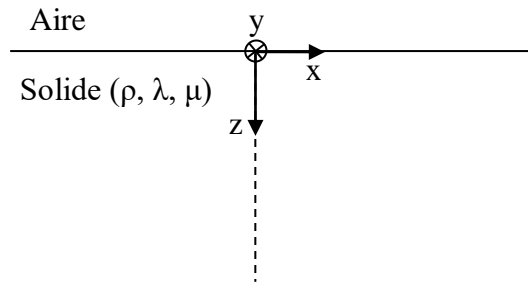


Fig. III. 1. Schéma simplifié d'un milieu semi-infini pour la propagation d'ondes de Rayleigh.

L'hypothèse de déformation plane dans le plan (x, z) implique : $u_y = 0$; $\partial / \partial y = 0$, et pour une onde harmonique, qui se propage dans la direction "x", $\partial^2 / \partial t^2 = -\omega^2$. De ces formules, on en déduit que le mouvement s'effectue dans le plan (x, z) et ne dépend pas de y ; les équations du mouvement peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{\omega^2}{V_L^2} \phi &= 0 \\ \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2} - \frac{\omega^2}{V_T^2} \psi_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.1})$$

Ce système d'équations montre l'existence de la , la propagation de deux potentiels indépendants (ϕ, ψ_y) avec des vitesses respectives V_L et V_T . Les composantes u_x et u_z du déplacement \vec{u} d'après la décomposition d'Helmholtz sont sous la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \\ u_z &= \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.2})$$

Les deux potentiels sont de parités différentes, ils dépendent à la fois, de la direction de propagation x de la profondeur du milieu z et du temps t ($\phi = \phi(x, z, t)$ et $\psi_y = \psi_y(x, z, t)$). Leurs équations peuvent être écrites selon les formules ci-dessous :

$\phi = F(z)e^{i(kx - \omega t)}$ et $\psi = G(z)e^{i(kx - \omega t)}$, où $e^{i(kx - \omega t)}$ représente le terme de propagation $F(z)$ et $G(z)$ sont les amplitudes en fonction de la profondeur z . Elles obéissent aux conditions aux limites suivantes :

$$\lim_{z \rightarrow \infty} F(z) = 0; \quad \lim_{z \rightarrow \infty} G(z) = 0$$

En remplaçant ϕ et ψ dans les équations (III.1) nous obtenons :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 F(z)}{dz^2} - (k^2 - k_L^2)F(z) &= 0 \\ \frac{d^2 F(z)}{dz^2} - (k^2 - k_T^2)F(z) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.3})$$

Posons $Q = \sqrt{k^2 - k_L^2}$ et $S = \sqrt{k^2 - k_T^2}$ avec $k_L = \frac{\omega}{C_L}$, $k_T = \frac{\omega}{C_T}$.

Le système d'équation (III.18) a pour solution : $F(z) = Ae^{-Qz}$ et $G(z) = Ae^{-Sz}$.

D'où $\phi = Ae^{-Qz}e^{i(kx - \omega t)}$ et $\psi = Be^{-Sz}e^{i(kx - \omega t)}$.

Les contraintes axiales T_{zz} et T_{xz} sont respectivement;

$$\left. \begin{aligned} T_{zz} &= \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \\ T_{xz} &= \mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (III.4)$$

En tenant compte des conditions aux limites sur la surface libre $T_{zz} = T_{xz} = 0 /_{z=0}$, et en

exprimant B en fonction de A :
$$B = \frac{2ikA}{(k^2 + S^2)} .$$

Finalement les potentiels s'expriment de la manière suivante :

$$\phi(x, z, t) = Ae^{-Qz} e^{i(kx - \omega t)} \quad ; \quad \psi(x, z, t) = A \frac{2ik}{(k^2 + S^2)} e^{-Sz} e^{i(kx - \omega t)}$$

En remplaçant ces expressions dans le système d'équation (III.2), on en déduit les équations des composantes réelles des déplacements longitudinaux u_x et transversaux u_z :

$$\left. \begin{aligned} u_x &= Ak \left(e^{-Qz} - \frac{2QS}{(k^2 + S^2)} e^{-Sz} \right) \sin(kx - \omega t) \\ u_z &= AQ \left(e^{-Qz} - \frac{2k^2}{(k^2 + S^2)} e^{-Sz} \right) \cos(kx - \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (III.5)$$

La résolution numérique des deux composantes nous permet d'obtenir les courbes des déplacements, transversale et longitudinale, de l'onde de Rayleigh (figure III.2). La vitesse de l'onde de Rayleigh étant donnée par la formule de Viktorov :

$$V_R = \left[\left(0,718 - \left(\frac{V_T}{V_L} \right)^2 \right) / \left(0,75 - \left(\frac{V_T}{V_L} \right)^2 \right) \right] \times V_T \quad [11-13].$$

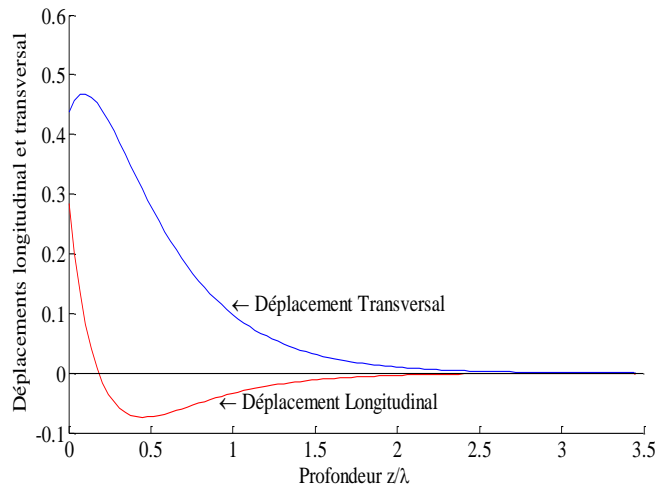


Figure. III. 2. Les amplitudes des déplacements longitudinal et transversal d'onde de Rayleigh en fonction de la profondeur.

La courbe de la figure III.2 représente le tracé des déplacements pour une plaque de duralumin. Elle revoit un exemple des variations des composantes longitudinales et transversales, valable pour de nombreux matériaux isotropes. Au passage de l'onde de Rayleigh, le mouvement des particules est elliptique, quel que soit la profondeur (figure III.3). Les composantes du déplacement étant différentes, l'ellipse se déforme et la polarisation de rétrograde à la surface, elle peut devenir directe. Alors que, 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 $0,2 \lambda$. (figure III.4) [10-13].

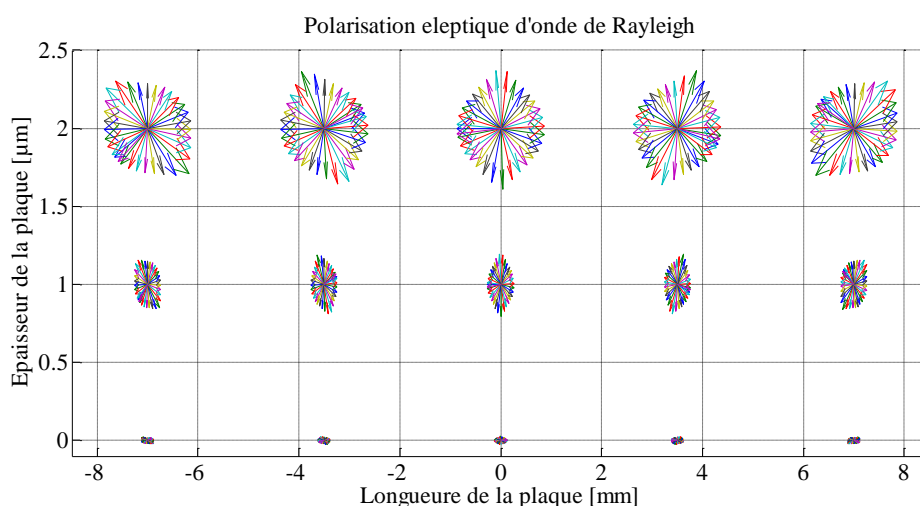


Figure III.3. Polarisation elliptique d'onde de Rayleigh.

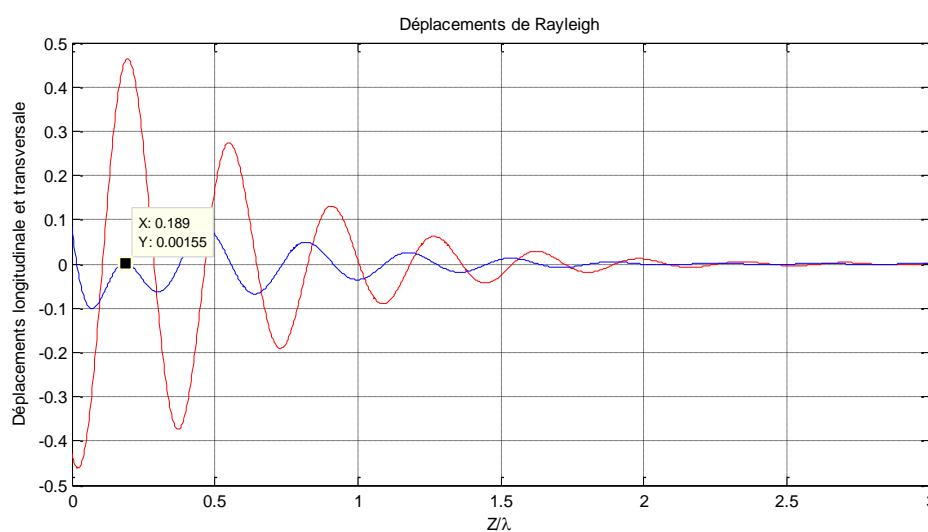


Figure III.4. Oscillation des déplacements en fonction de la profondeur au cours du temps.

III.2. Description d'un capteur chimique à ondes acoustiques de surface de Rayleigh

Un capteur chimique est un dispositif formé de deux éléments clés, une couche de reconnaissance qui est capable de reconnaître sélectivement l'analyte ou la famille d'analytes d'intérêt, et un transducteur capable de traduire cette reconnaissance en un signal physique mesurable. De plus, les transducteurs interdigités IDT utilisés dans les appareils SAW peuvent avoir des centaines d'électrodes identiques et chaque électrode peut être environ 100 fois plus longue que large. Ce qui permet donc de négliger les effets de bord et de réduire la géométrie du modèle à la cellule unitaire.

Dans le cas des capteurs à ondes acoustiques de surface de Rayleigh (RSAW), l'onde se propageant à la surface d'un matériau solide, possède une amplitude qui décroît rapidement, souvent de façon exponentielle, avec la profondeur du matériau. La détection d'espèces chimiques et biologiques, par la couche de reconnaissance déposée à la surface du capteur, entraîne une modification de la vitesse de phase de l'onde et donc de la fréquence et l'amplitude du signal électrique de sortie.

Le capteur se compose d'un transducteur interdigité (IDT) gravé sur un matériau piézoélectrique LiNbO_3 (Niobate de Lithium) et recouvert d'un film très fin de Pd (Palladium) ou PdNi (Nickel Palladium) ou bien de PIB (Polyisobutylène).

Soit la couche de reconnaissance est faite d'un film mince de PIB, la masse du film augmente à mesure que le PIB absorbe sélectivement le CH_2Cl_2 (Dichlorométhane, DCM) ou bien H_2 dans l'air, cela provoque un décalage de fréquence, qui abaisse ou augmente légèrement la fréquence de résonance pour le même mode RSAW [19-20].

III.3. La piézoélectricité

III.3.1. Principe

Jacques et Pierre Curie ont découvert la piézoélectricité en 1880, en observant certains cristaux se polariser électriquement, lorsqu'ils sont soumis à une pression mécanique. La piézoélectricité, est un phénomène de couplage entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique. Elle est reliée, à la capacité de certains matériaux à générer un potentiel électrique sous l'effet d'une contrainte mécanique (effet piézoélectrique direct), et inversement à produire une contrainte mécanique, sous l'effet d'un champ électrostatique (effet piézoélectrique inverse).

La piézoélectricité concerne uniquement les matériaux dont les barycentres des charges positives et négatives peuvent être séparés, sous l'effet d'une contrainte mécanique. Un exemple type est celui d'une maille hexagonale formée d'atomes de silicium, portant une charge électrique positive et d'atomes d'oxygène portant une charge négative. La figure III.5.a représente la position des barycentres des charges positives et négatives, qui sont confondues lors de l'absence de contrainte mécanique, tandis qu'à la déformation de la même maille, sous l'effet d'une contraintes mécaniques, on observe l'apparition d'un moment dipolaire (champs électrique) au sein du matériau (figure(III.5.b)) [21].

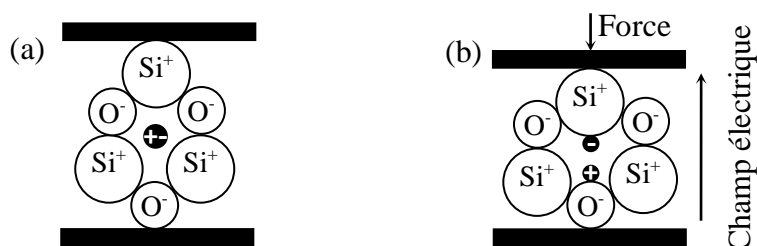


Figure III.5. La piézoélectricité du quartz à :a) l'équilibre et b) avec une force appliquée.

III.4. Matériaux pour capteurs à ondes acoustiques de surface (SAW)

Les matériaux piézoélectriques sont l'unique source capable de convertir l'énergie mécanique en énergie électrique et inversement, le taux de conversion dépend du coefficient de couplage électromécanique K_2 ,

Dans ce sens, les dispositifs à ondes de surface (SAW) sont généralement basés sur des électrodes interdigités, gravés au-dessus d'un matériau piézoélectrique. L'effet piézoélectrique est dérivé d'un matériau solide afin de produire une charge électrique lorsqu'il est soumis à une pression mécanique et inversement. Certains de matériaux piézoélectriques couramment utilisés, pour la génération des SAW sont : le quartz (SiO_2), le Niobate de Lithium (LiNbO_3) et le Tantalate de Lithium (LiTaO_3).

Le tableau III.1 résume les vitesses de propagation en fonction de la direction et de la coupe cristallographique.

Le choix du matériau piézoélectrique et de la coupe cristallographique ont deux aspects principaux. La première considération est la direction du faisceau, telle que dans un solide anisotrope, la vitesse des ondes acoustiques de surface (SAW) dépend de la direction de propagation ; le deuxième aspect d'intérêt consiste à déterminer

l'efficacité de la conversion piézoélectrique du signal électrique en signal mécanique, ce qui nécessite un coefficient de couplage électromécanique k_2 élevé [11-13,22].

Matériel	Coupe d'orientation	Direction de propagation	Vitesse de propagation (m/s)	$K_2(\%)$
quartz	Y+42°	X	3158	0.14
LiNbO ₃	38°+Y	X	3980	5.5
	41°+ Y	X	4792	17.2
	Y	Z	3488	4.9
LiTaO ₃	X	112°+Y	3290	0.75
	36°+Y	X	4160	5
	42°+Y	X	4022	7.6

Tableau II.1. Vitesses de propagation et coefficient de couplage électromécanique, en fonction de la direction et de la coupe cristallographique.

III.5. Transducteurs à électrodes interdigités

III.5.1. Principe électromécanique de fonctionnement

Le transducteur à électrodes interdigités comporte deux électrodes en forme de peigne, placées sur un substrat piézoélectrique (par exemple, par photogravure d'un film métallique, dépôt sous vide). Dans sa version la plus fondamentale (Figure III.6), l'espace d , entre les doigts d'électrode et la largeur de chevauchement W , de deux doigts adjacents sont tous les deux des constantes.

L'application de la tension électrique U , entre les deux électrodes, crée un champ électrique, qui engendre des compressions et des dilatations près de la surface. Celles-ci donnent lieu à diverses ondes élastiques. En ce qui concerne l'onde de Rayleigh émise perpendiculairement aux doigts des peignes, le transducteur se comporte comme une source ultrasonore, lorsque la tension d'alimentation est sinusoïdale. Les vibrations s'ajoutent de manière constructive, seulement si la distance d est égale à la moitié de la longueur d'onde élastique ($\lambda/2$). En effet, toute contrainte produite à l'instant t par une paire de doigts, pour une polarité donnée de la tension, parcourt à une vitesse V_R de l'onde de Rayleigh, à la distance $\lambda/2$ pendant la demi-période $T/2$; au temps $t + T/2$, cette contrainte est arrivée sous la paire de doigts voisine, juste au moment où la tension qui a changé de signe, produit une contrainte de même phase. La contrainte due à la deuxième paire de doigts s'ajoute constructivement à la première. La fréquence $f_0 = V_R / 2d$, qui correspond à cet effet cumulatif, est appelée fréquence de synchronisme ou fréquence de résonance.

Si la fréquence s'écarte de cette valeur, l'interférence entre les signaux élastiques générés par les différentes paires de doigts, n'est pas totalement constructive et le signal résultant est réduit. D'autre par, la bande passante d'un tel transducteur est d'autant plus étroite qu'il comporte plus de doigts.

Bien entendu que la réponse fréquentielle d'un transducteur simple à N paires de doigts peut être déduite de sa réponse impulsionnelle. Une impulsion appliquée aux électrodes, qui a une courte durée par rapport au temps requis, permet à l'onde de Rayleigh de passer entre deux doigts. L'onde excite simultanément les différentes parties du transducteur. Comme le champ électrique est inversé à chaque intervalle entre les doigts, le signal élastique transmis à une période spatiale $\lambda=2d$, sa durée Θ est égale à la longueur active du transducteur, $L = 2Nd$ divisée par la vitesse V_R de l'onde de Rayleigh: $\Theta = \frac{2Nd}{V_R} = \frac{N}{f_0}$ [11-12].

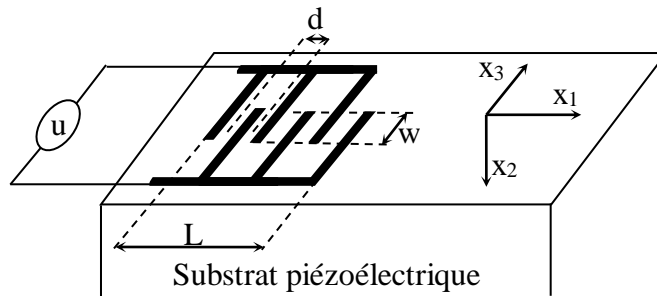


Figure. III.6: Excitation des ondes acoustiques de surface à l'aide de peignes interdigités ($d=\lambda/2$ = demi périodicité des peignes, W = ouverture, L = Longueur)

III.5.2. Principe de génération d'ondes acoustiques par transducteur interdigités

Généralement, on distingue deux types d'ondes acoustiques, selon le milieu de propagation; le premier type est celui des ondes de volume (BAW (Bulk Acoustic Wave)), qui se propagent dans des milieux infinis, et le second type sont des ondes de surface (SAW (Surface Acoustic Wave)) qui se propagent dans des milieux finis ou semi- infinis,

Une différence importante entre les deux types d'ondes citées est la façon d'excitation. En ce qui concerne les ondes de volume, leur excitation peut se faire à l'aide d'un dispositif, constitué de deux électrodes réalisées, en métallisant les deux faces d'une lame piézoélectrique, en appliquant un champ électrique alternatif sur les électrodes; ce qui génère une onde de volume dont la fréquence de vibration de dispositif dépend du

matériau, comme sa coupe cristallographique et de ses dimensions, selon la relation

$$\text{suivante: } f = \frac{V}{\lambda}$$

Avec:

f : la fréquence du dispositif.

V et la vitesse de propagation de l'onde dans la lame, λ la longueur d'onde. Dans le cas général, le travail s'effectue avec des harmoniques de fréquence $n f$ (n impair).

Pour les ondes acoustiques de surface, le système de génération d'onde se fait au moyen de deux électrodes parallèles, déposées (gravés) sur la surface du substrat piézoélectrique. Pour obtenir un effet cumulatif, on utilise un ensemble d'électrodes interdigités qui constitue le transducteur (figure III.7). Cependant, la distance constituée de deux largeurs de doigt est de deux fois plus grand que la distance entre deux doigts et la longueur d'onde du dispositif sera déterminée de façon à obtenir un phénomène cumulatif d'ondes constructives à une fréquence donnée, c'est la fréquence de synchronisme f_0 , cette fréquence est alors déterminée par: $f_0 = \frac{V}{\lambda}$.

Par conséquent, les transducteurs interdigités ne fonctionnent de manière efficace que lorsque la longueur d'onde λ , des ondes acoustiques de surface, est égale à la périodicité spatiale du transducteur $\lambda = 2d$. Dans le cas d'onde de Rayleigh, cela se produit lorsque le transducteur est excité à la fréquence de synchronisme définie par: $f_0 = \frac{V_R}{d} = \frac{V_R}{\lambda}$ [10-12].

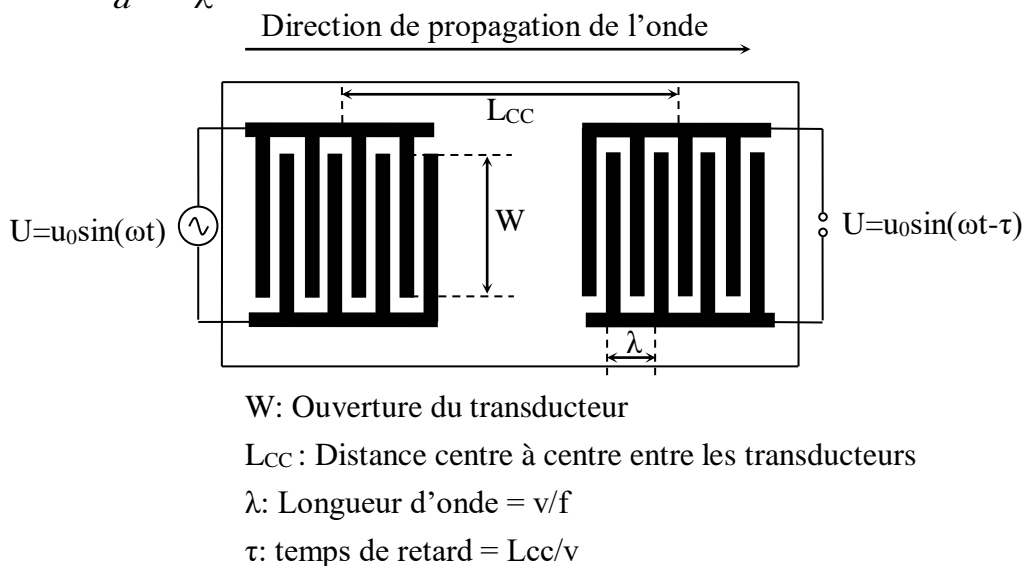


Figure. III.7. Principe et caractéristiques d'un dispositif à onde élastiques.

III.5.3. Théorie de perturbation d'ondes de Rayleigh

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, la différence fondamentale réside dans la manière de générer l'onde élastique dans le substrat piézoélectrique. Pour les dispositifs SAW, on utilise des transducteurs interdigités. L'onde ainsi générée se propage en surface du substrat, son énergie est confinée sur une épaisseur équivalente à environ une longueur d'onde sous la surface.

L'étude théorique de ces dispositifs concernant le phénomène de perturbation s'appuie sur une expression simplifiée donnant la variation de fréquence relative, à un dépôt de masse sous forme de film mince. L'analyse de ces perturbations induites par le dépôt d'un film mince sur le substrat permet de calculer le décalage en fréquence par la relation suivante

$$\Delta f = (k_1 + k_2) f_0^2 h \rho - k_1 f_0^2 h \frac{4\mu}{V_R} \left[\frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \right].$$

Dans l'équation précédente, la couche mince est considérée comme non conductrice, isotrope et d'épaisseur inférieure à 1% de la longueur d'onde. Dans le cas particulier (où les paramètres élastiques de la couche peuvent être négligés), le deuxième membre de l'équation peut être éliminé, on obtient donc une équation décrivant un effet de masse pure est : $\Delta f = (k_1 + k_2) f_0^2 h \rho$ [23,24].

Avec :

- k_1 et k_2 : les constantes dépendant du matériau et de la coupe cristallographique,
- ρ : la masse volumique du film,
- h : l'épaisseur de la couche sensible.

III.6. Capteur à ondes acoustiques de surface de Rayleigh (RSAW)

Les dispositifs à ondes de surface de Rayleigh fonctionnent à des fréquences beaucoup plus élevées que les dispositifs à ondes de volume; leur fréquence de fonctionnement est de l'ordre de centaine de mégahertz. Les variations des fréquences obtenues sont également plus élevées et la sensibilité est bien meilleure. D'autre part, l'énergie de l'onde est fortement confinée à la surface et la sensibilité est donc d'autant améliorée.

À propos des capteurs de gaz, à ondes acoustiques, nous pouvons conclure que les capteurs à ondes de surface de Rayleigh donnent des résultats meilleurs que les

capteurs à ondes de volume, tout en conservant certains de leurs avantages comme la bonne stabilité ainsi que la simplicité d'utilisation.

Cependant, leur limitation vient de la difficulté de les utiliser pour des détections en milieu liquide. En effet, l'onde de Rayleigh est une onde dont la polarisation elliptique comporte une composante transverse verticale et la présence d'un liquide adjacent provoque le rayonnement de la composante verticale de l'onde, ce qui conduit à une perte d'énergie acoustique très importante, sous forme d'ondes évanescentes dans un milieu liquide. Ces pertes importantes par propagation limitent, l'utilisation des capteurs utilisant les ondes de Rayleigh aux liquides très peu visqueux [19-22].

III.6.1. Principe de détection

Maintenant que nous avons établi le principe de génération d'ondes élastiques sur un substrat, intéressons-nous à la manière de détecter des espèces chimiques à partir de ce principe. Le type d'onde élastique se propageant dans un cristal piézoélectrique dépend de certains paramètres tels que, la coupe cristallographique du cristal, les caractéristiques du milieu et la direction de propagation. Une variation de ces paramètres provoque la perturbation de l'onde, en changeant leurs caractéristiques, vitesse de propagation et amplitude de déplacements.

Parmi les paramètres influents sur l'onde, on peut citer les propriétés des matériaux, soit, la masse volumique, l'élasticité, la viscosité ou l'épaisseur des couches, ainsi que les paramètres extérieurs tels que la température ou la pression. Dans le cadre d'application des dispositifs à ondes élastiques à la détection d'espèces chimiques, nous nous intéressons plus particulièrement à la masse volumique. En effet, l'étude de ces dispositifs montre que, les caractéristiques de propagation de l'onde sont fortement liées à la masse volumique de la structure considérée (substrat, couche sensible), cet effet appelé effet de masse est dominant par rapport aux effets induits par les autres paramètres. Bien entendu que, l'ajout d'une couche sensible (absorbante) sur le chemin de propagation perturbe l'onde par effet de masse qui est dû au dépôt d'espèces chimiques, sa vitesse de phase sera modifiée. Dans le cas où, la couche sensible est choisie pour ses affinités pour une espèce chimique donnée, la présence de celle-ci dans l'atmosphère du capteur (figure III.8) interagit avec la couche sensible principalement par l'absorption, ainsi induit une variation de sa masse et perturbe l'onde acoustique. Ces perturbations se traduisent par une modification de la vitesse de l'onde et par conséquent de sa fréquence. En mesurant ces variations de fréquence

nous pouvons détecter des espèces chimiques spécifiques et remonter à leur concentration. Il en résulte que la concentration en espèces chimiques est proportionnelle à la perturbation, par conséquent, les effets seront visibles sur la mesure de fréquence [19,25-27].

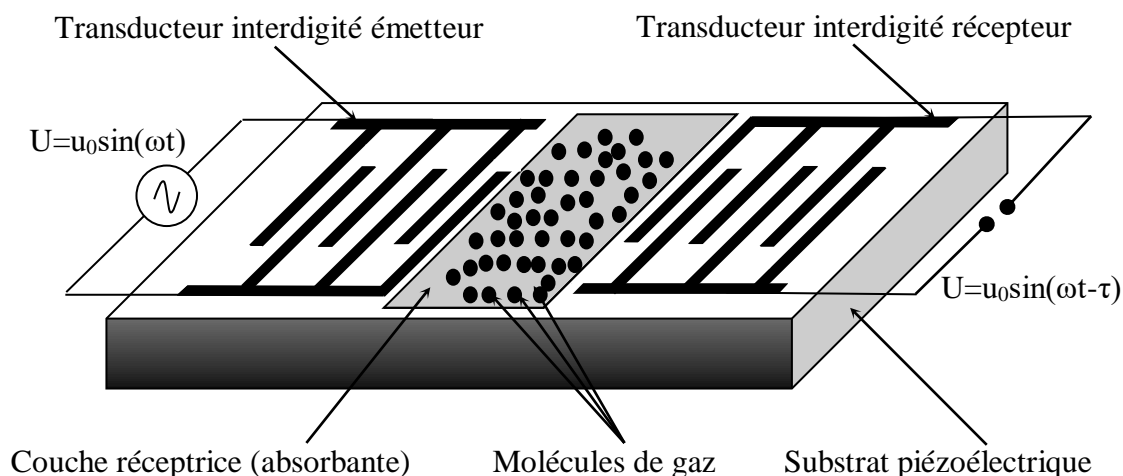


Figure. III.8. Principe de détection d'un dispositif à ondes de surface piézoélectrique

III.6.2. Modélisation numérique par COMSOL

III.6.2.1. Modélisation d'un modèle à 3D

Cette modélisation à 3D, par la méthode des éléments finis du capteur à onde acoustique de surface de Rayleigh (RSAW) est faite à l'aide du logiciel COMSOL Multiphasiques.

Le capteur RSAW composé d'un substrat piézoélectrique de Niobate de Lithium (LiNbO_3 rot 38°) et des électrodes se présentent sous la forme de peignes interdigités (émetteur et récepteur), séparés par une zone sensible. Cette zone sensible est constituée d'une couche réceptrice (couche absorbante) des gaz.

Des éléments triangulaires extra fins et maillage par extrusion ont été utilisés pour mailler la géométrie, comme illustré sur la figure III. 9. a. b, et fonctionne à une fréquence $f_0 = 860\text{MHz}$.

Nous avons appliqué une tension de 12 V au niveau du transducteur émetteur, la propagation étant unidirectionnelle, suivant x_1 ; le graphe de suivi de la tension en fonction du temps au niveau de transducteur récepteur est illustré sur la figure III.10.

Les résultats de la simulation numérique (figure III.11.a-c) montrent que les nouvelles fréquences de résonance en MHz se situent entre 854,71 ; 888,79 et 900,49MHz. Par conséquent, ces résultats montrent une très bonne sensibilité du capteur, et ce par le

décalage fréquentiel de 854.71 à 900.49 MHz par rapport à la fréquence caractéristique du capteur RSAW $f_0 = 860$ MHz. Néanmoins cette simulation reste très chronophage le temps de calcul étant énormément long, ce qui nous a conduit à la modélisation à 2D.

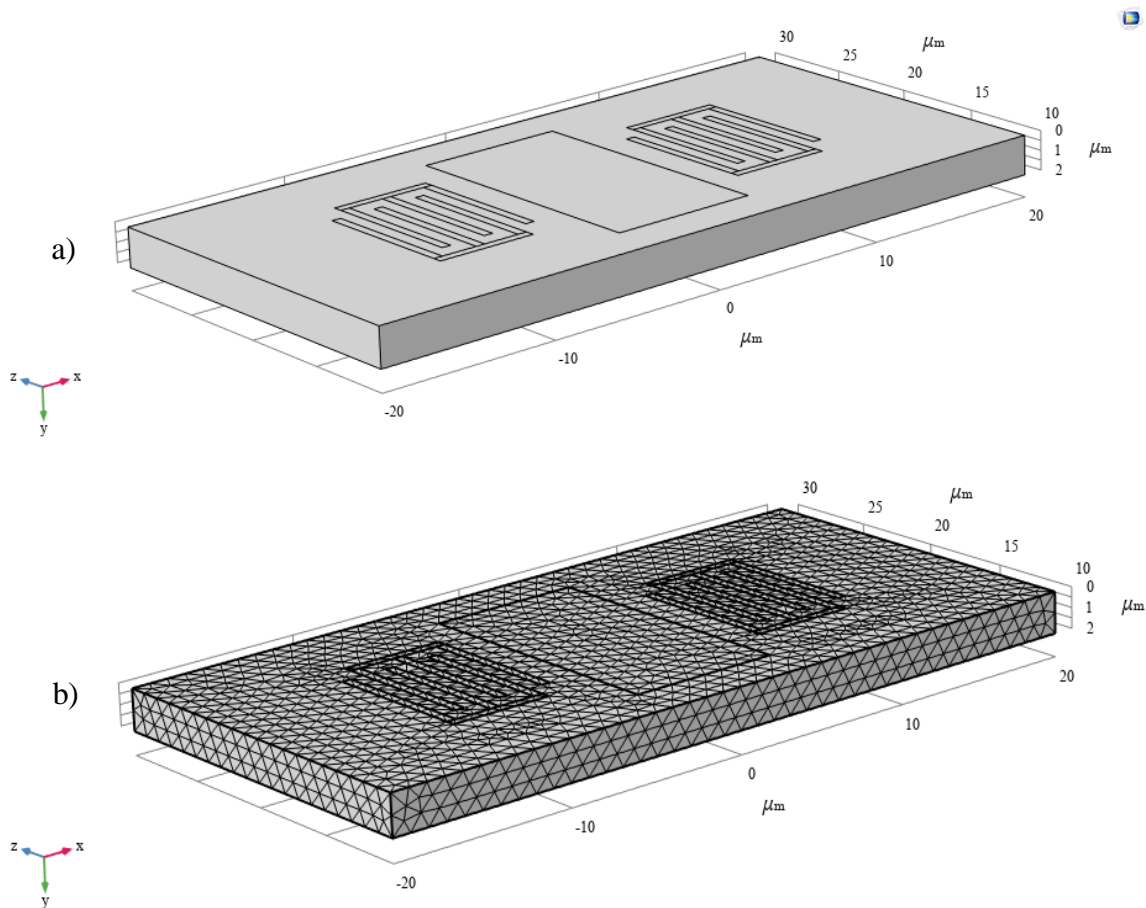


Figure. III.9 : a) Géométrie du dispositif à onde acoustique de surface RSAW à 3D;
b) : Maillage optimisé pour la simulation.

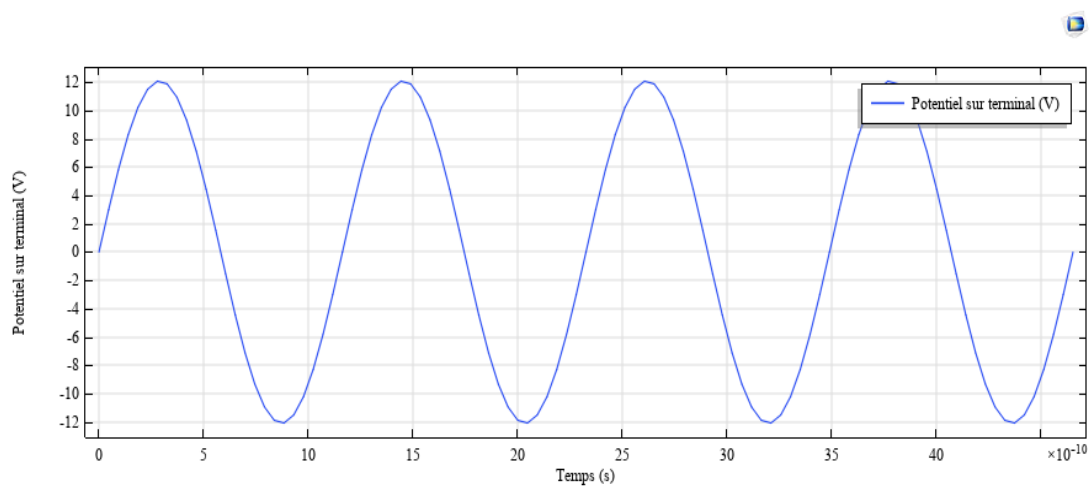


Figure. III.10 : Potentiel de sortie sur le transducteur récepteur

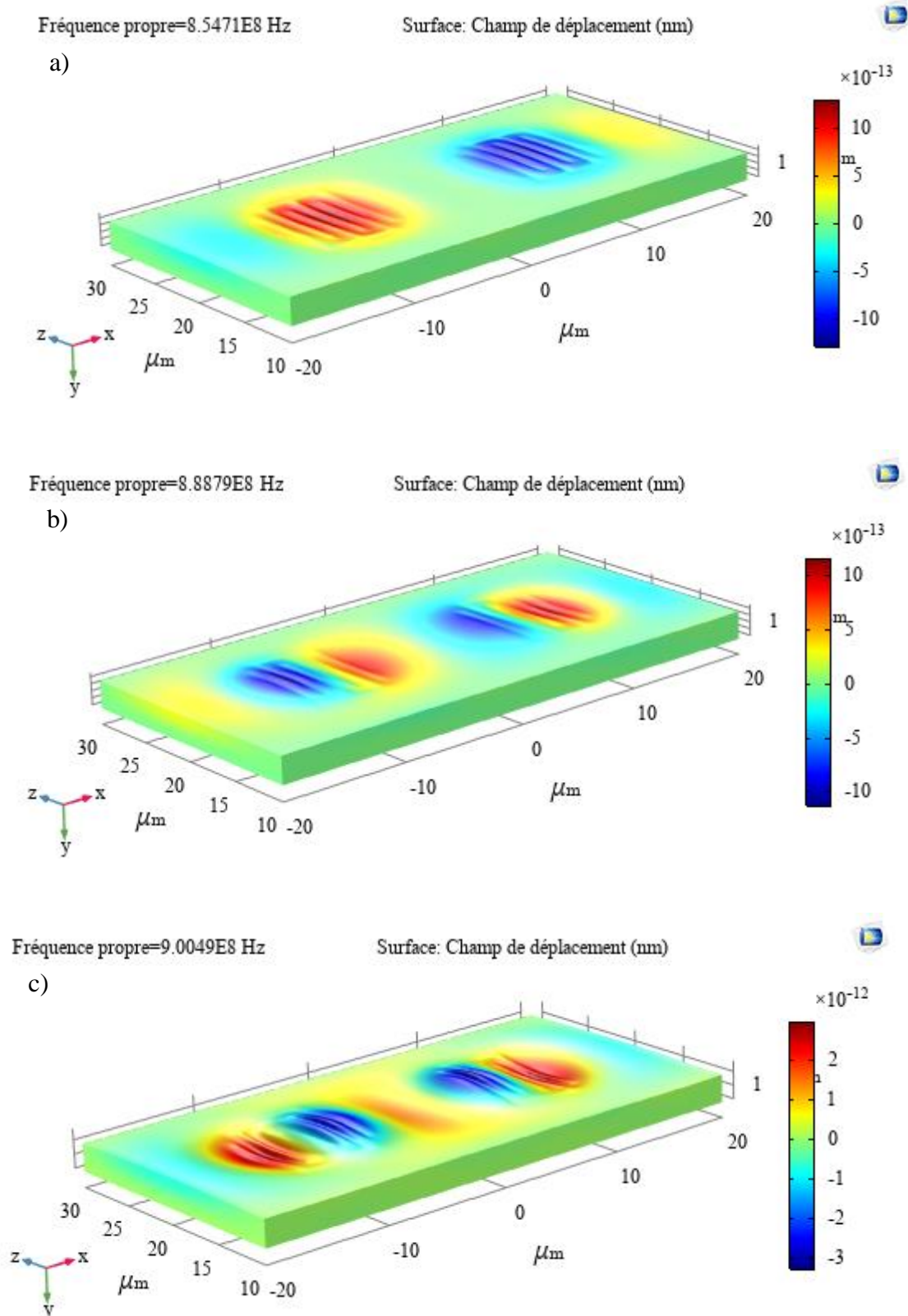


Figure. III.11. Profil de déplacement d'onde de Rayleigh pour les différentes fréquences de résonance ; a)854,71MHz ; b) 888,79MHz ; c) 900,49MHz.

III.6.2.2. Modélisation d'un modèle à 2D

Dans cette étape, nous avons guidé vers une étude à 2D; nous avons simulé une structure 2D avec une zone sensible. La géométrie 2D du dispositif à ondes acoustiques de surface de Rayleigh (RSAW) est représentée sur la figure III.12.a. Ce modèle a été maillé avec les paramètres normaux, prédéfinis dans un maillage quadrant libre. Le domaine de maillage est maillé à des densités plus élevées, près de la surface plutôt que le fond, vu que les déplacements RSAW sont les plus importants près de la surface du substrat figure III.12.b

La fréquence de résonance du capteur est de 174.40 MHz; la simulation montre un décalage en fréquence, comme illustré sur les figures III (13 et 18). Cependant, le champ de déplacement de l'onde apparaît à deux fréquences de résonances de 170.87 MHz et 171.15MHz. Celle-ci montre la bonne sensibilité du capteur RSAW à l'environnement. Les résultats obtenus sont regroupés sur les figures III.15, 17, 19,20, pour les différentes lignes de coupe figures III (14 et 16).

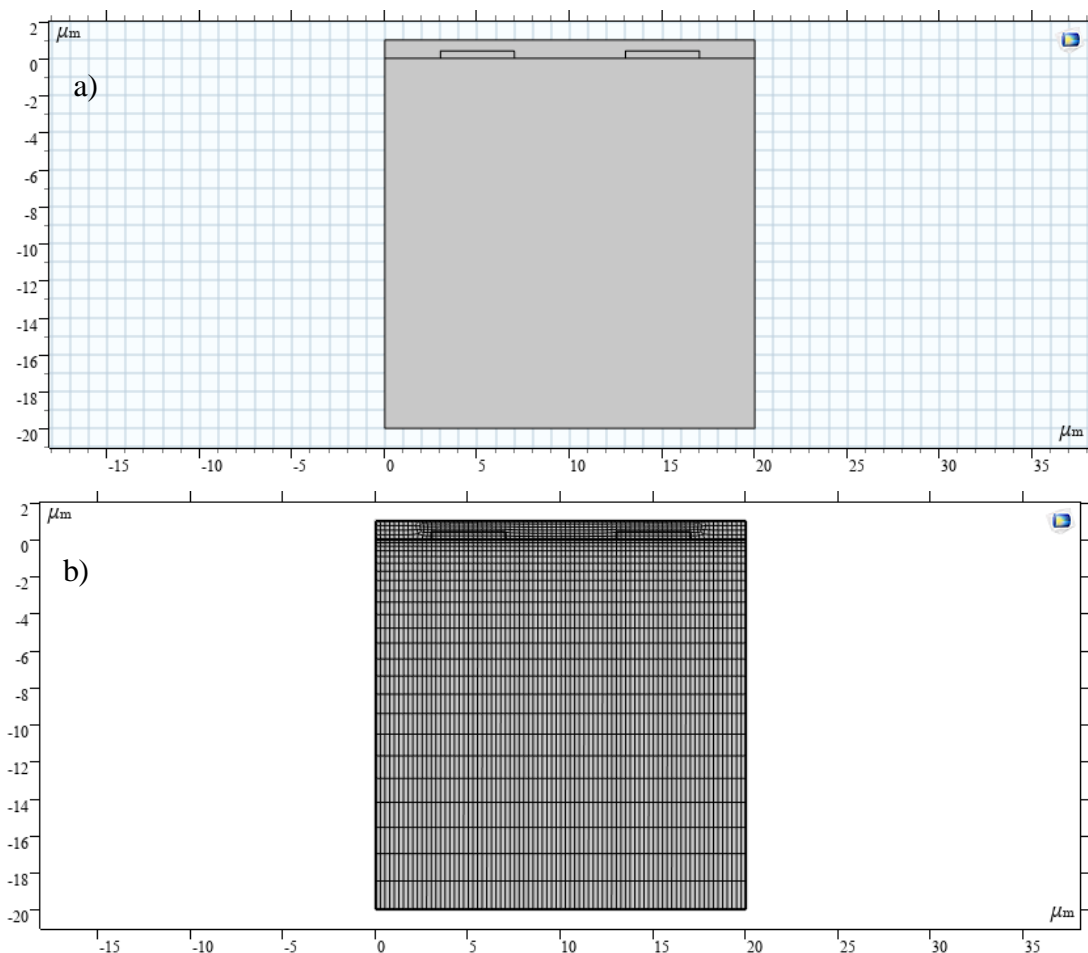


Figure III.12 : a) Géométrie du dispositif à ondes acoustiques de surface RSAW à 2D; b) : Maillage opté pour la simulation.

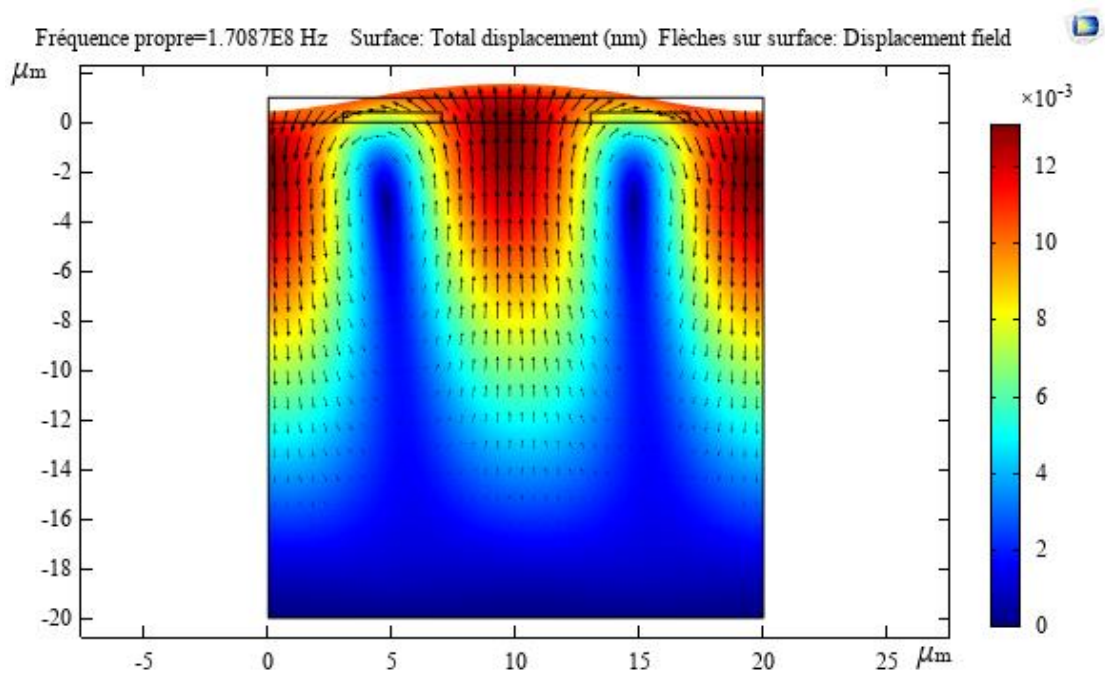


Figure. III.13 : Illustration du champ de déplacement total d'ondes de Rayleigh.

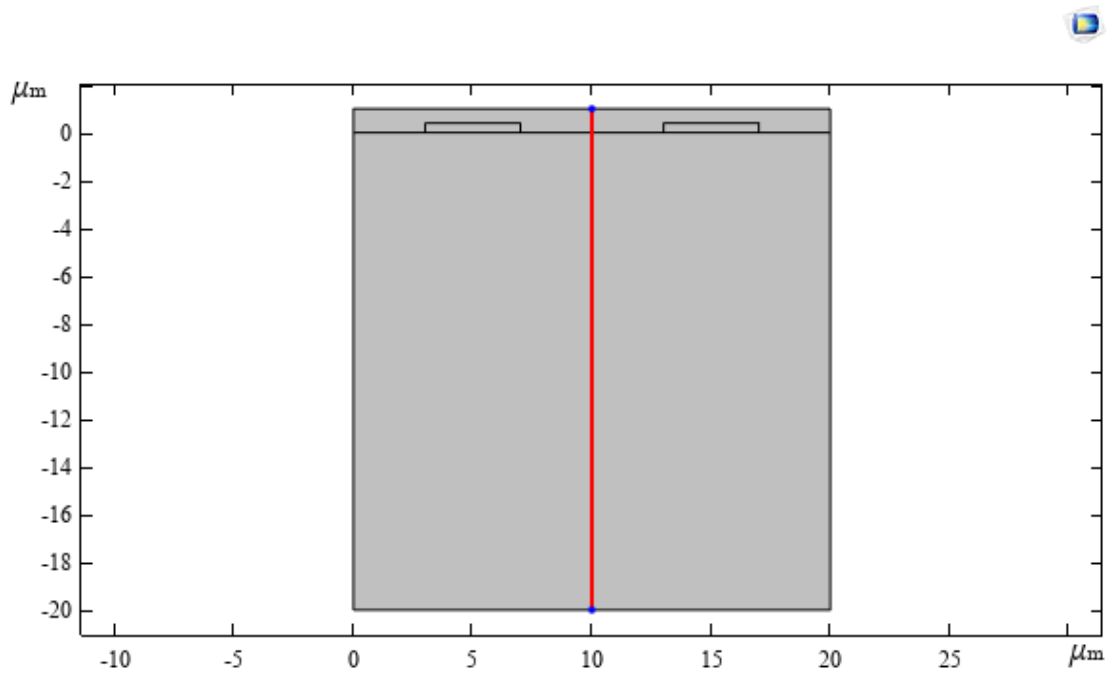


Figure. III.14 : Ligne de coupe pour relever le déplacement avec la couche absorbante.

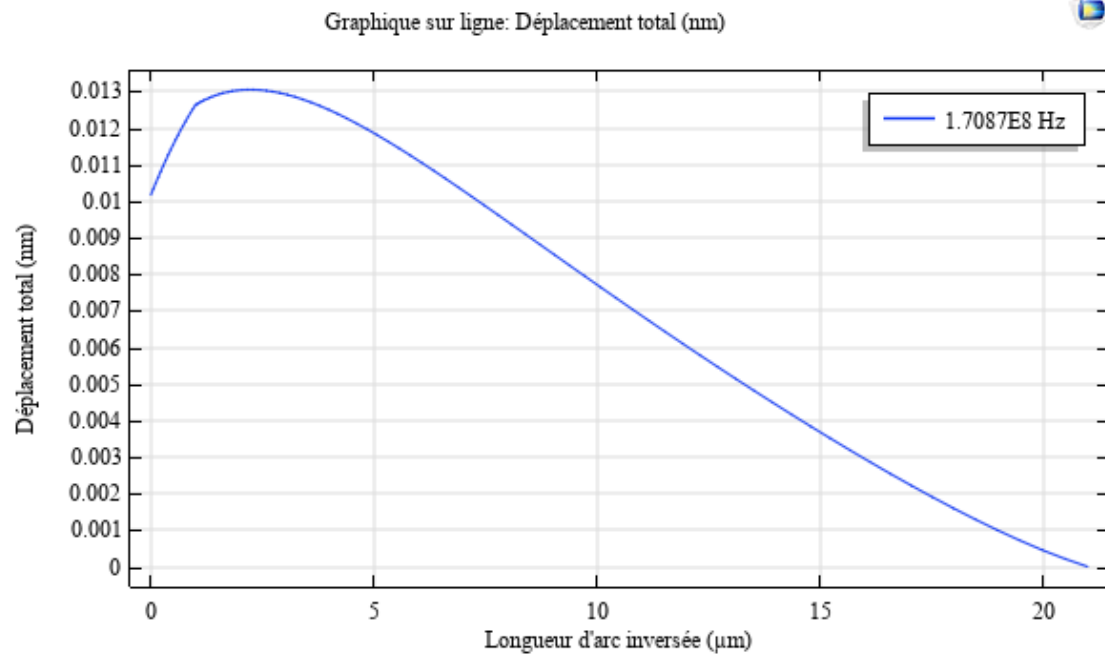


Figure. III.15 : Module de déplacement total d'ondes de Rayleigh sur la ligne de coupe avec la couche absorbante.

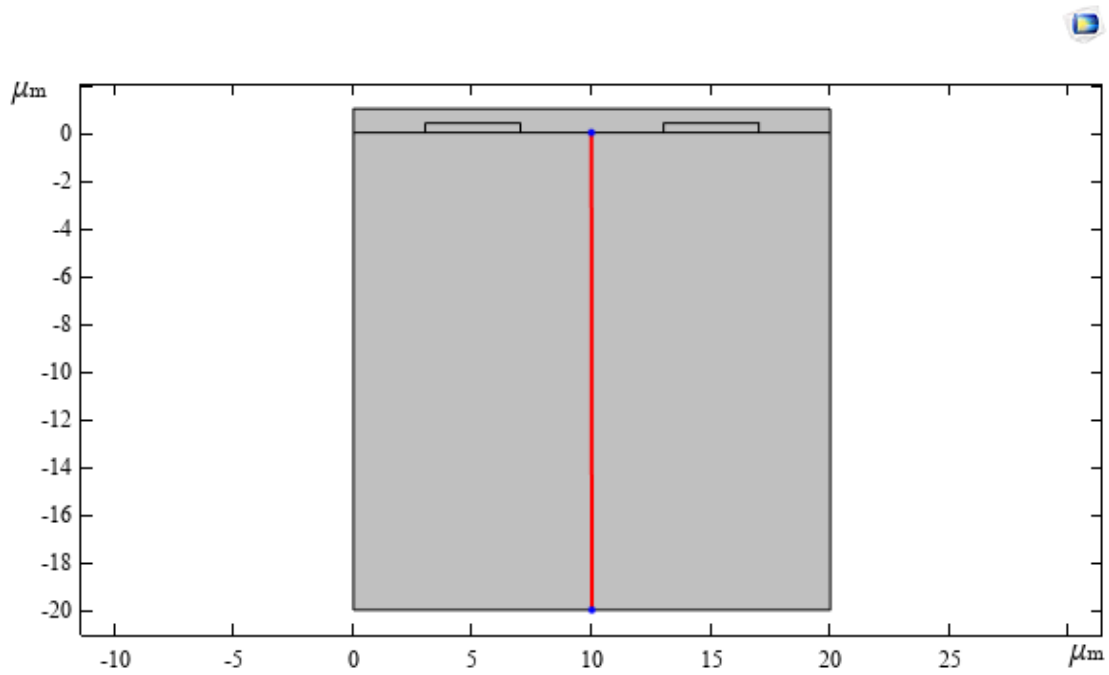


Figure. III.16 : Ligne de coupe pour relever le déplacement sans la couche absorbante.

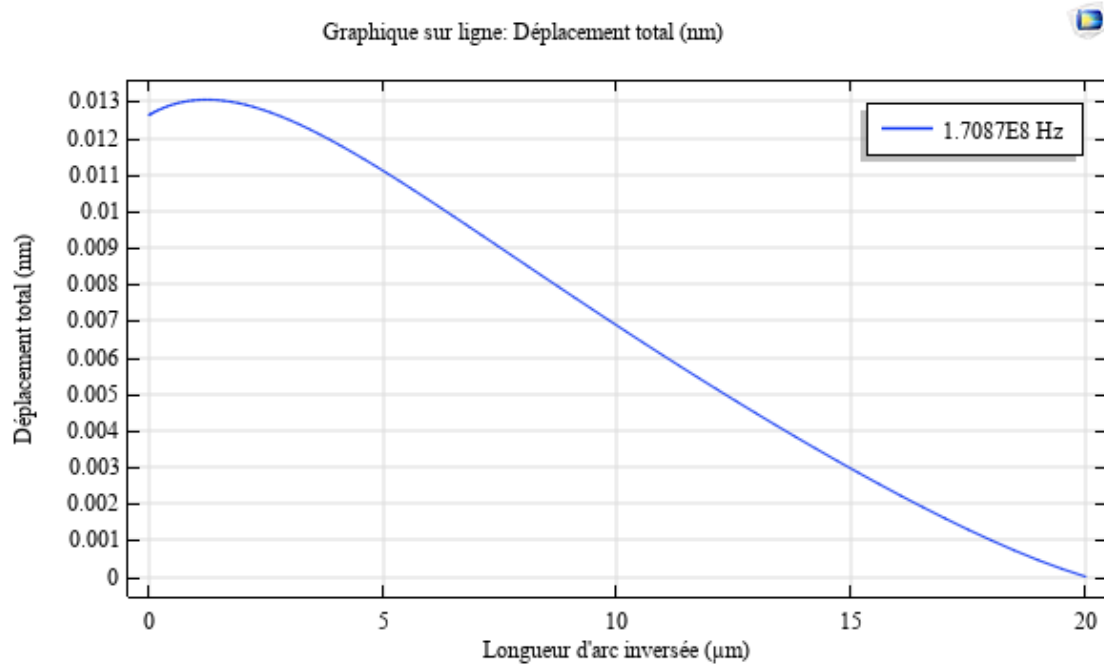


Figure. III.17: Module de déplacement total d'ondes de Rayleigh sur la ligne de coupe sans la couche absorbante.

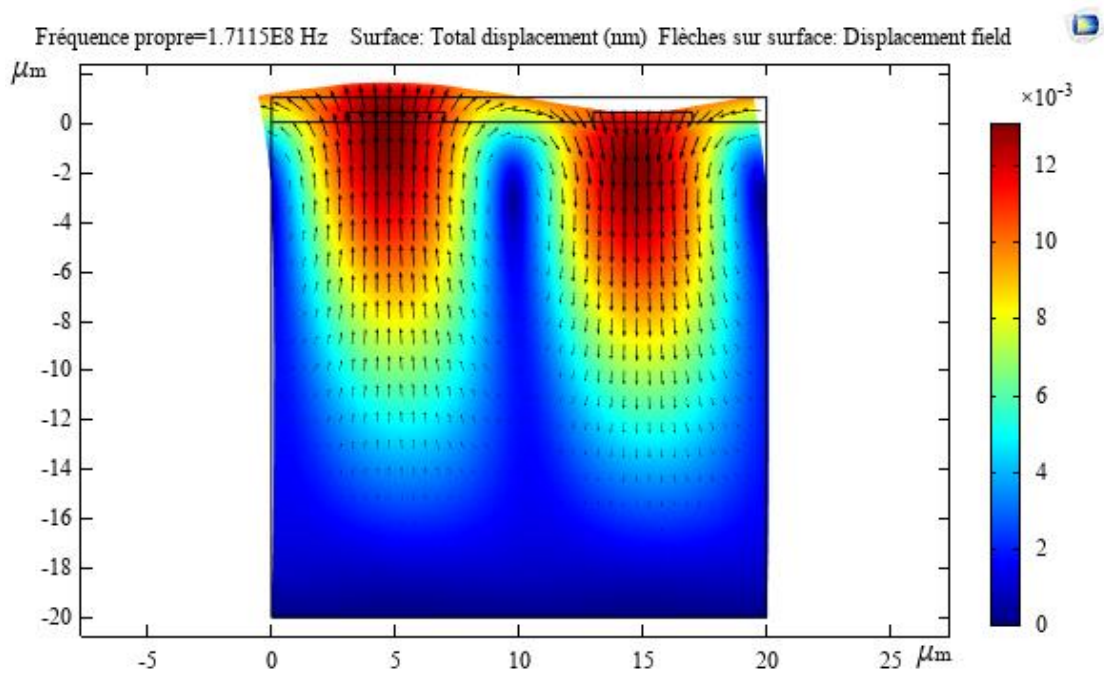


Figure. III.18 : Illustration du champ de déplacement total d'ondes de Rayleigh.

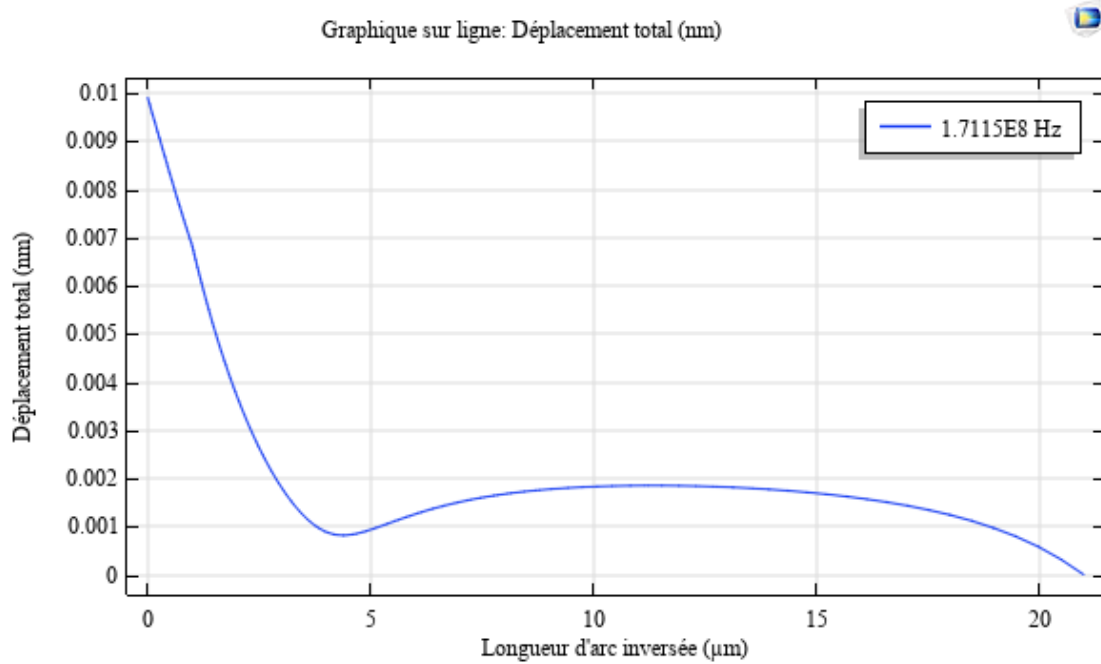


Figure. III.19 : Module de déplacement total d'ondes de Rayleigh sur la ligne de avec la couche absorbante.

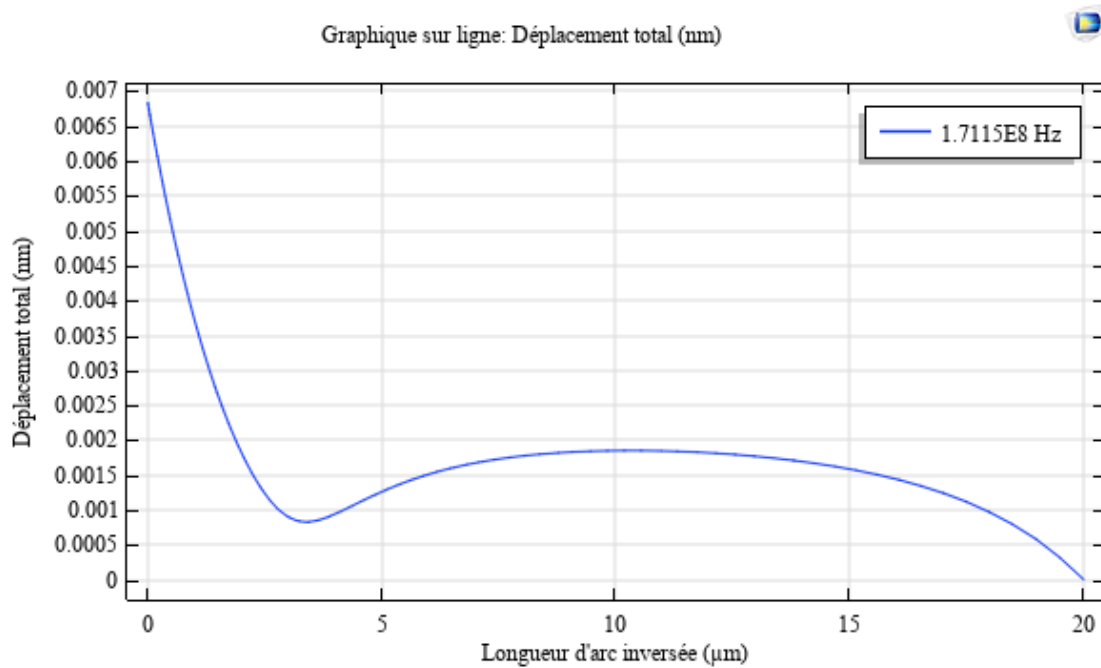


Figure. III.20 : Module de déplacement total d'ondes de Rayleigh sur la ligne de coupe sans la couche absorbante.

Les figures montrent deux cas de dispositifs, à ondes acoustiques de surface de Rayleigh (RSAW) à 2D et 3D. Une onde mécanique est générée et se propage à la surface du matériau par effet piézoélectrique en un mode Rayleigh. La vitesse de l'onde de surface dépend des paramètres du matériau, tels que, l'élasticité, la densité et les paramètres piézoélectriques de la couche. Les capteurs RSAW sont très sensibles aux changements de l'environnement ambiant et ont une puissance importante pour utiliser comme capteurs passifs.

III.6.2.3. Discussion des résultats

Nous avons utilisés une analyse fréquentielle, pour déterminer les fréquences propres et les modes propres de vibration dans les structures modélisées. Nous avons pu générer l'onde de Rayleigh. Et en observant les vibrations de l'onde dans les structures, on peut les comparer à la fréquence de résonance sans charge.

Les simulations à 3D ont été exécutées à une fréquence de 860 MHz, les résultats obtenus (présentés sur les figures III.11.a-c) montrent les modes de vibration pour les différentes fréquences de résonances de l'ordre de quelques MHz, et ce par la couche absorbante, ce qui montre la bonne sensibilité du capteur près de la surface, ainsi la clarté des déplacements à différentes fréquence de résonance.

Pour les simulations à 2D, la fréquence de fonctionnement du capteur est déterminée selon l'épaisseur du substrat sans charge et la vitesse de phase dans le matériau, elle est égale à 174,40MHz. La réponse en fréquence du dispositif RSAW avec l'adsorption du DCM, sur la couche de PIB est de 170,87MHz et 171,15MHz, est illustrée sur les figure III.15,17,19,20. Ces nouvelles fréquences de résonance avec la charge (avec l'absorption de gaz) montrent un décalage en fréquence de 170,87 et 171,15 MHz par rapport à la fréquence propre du capteur (174.40 MHz).

De plus, le profil du module de déplacement total d'ondes de Rayleigh sur les différentes lignes de coupes (avec et sans couche absorbante) montre un décalage d'amplitude de 0,003 nm pour une fréquence de 171,15 MHz, et 0,0025 nm pour la fréquence de 170,87 MHz. Ces résultats montrent le caractère elliptique de déplacement qui possède une composante transverse verticale assez forte près de la surface, qui s'exploite pour la détection des gaz via une couche absorbante. Par

ailleurs, les résultats numériques permettent de comparer les performances de deux configurations en termes de décalage en fréquence, donc de sensibilité.

Conclusion

Nous avons simulé sous COMSOL un modèle de capteur à ondes acoustiques de surface de Rayleigh, pour la détection de gaz. En effet, la simulation consiste en deux modèles. Dans le premier modèle 2D, nous avons utilisé un substrat de Niobate de Lithium (LiNbO₃ rot 38°), pour avoir la propagation dans la direction x. Étant donné que la fréquence de fonctionnement des dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW) est donnée par le rapport $f = V/\lambda$. Sur cette base ce capteur fonctionne à 174,40MHz, et le deuxième modèle à 3D du même matériau fonctionne à 860 MHz, une couche de reconnaissance très fine ($\ll \lambda$) en polyisobutylène ((C₄H₈)_n, PIB), sensible au gaz Dichlorométhane (CH₂Cl₂, DCM) a été déposée sur la surface de chacun des deux dispositifs RSAW.

Cependant, le résultat obtenu montre clairement un décalage fréquentiel de 170,87MHz et 171,15MHz par rapport à la fréquence de résonance sans charge, qui vaut 174,40MHz, et ce pour le premier dispositif à 2D; et de même pour le second qui possède des fréquences de résonance en MHz de 854,71 ; 888.79 et 900.49, ce qui nous assure que cela se traduira par l'absorption du gaz via la couche réceptrice.

Au final, le dépôt d'espèces gazeuses, fait varier la vitesse des ondes, donc la fréquence caractéristique f_0 . Cette variation se traduit par la modification de l'inertie mécanique en surface, qui est due à l'augmentation de la masse à mouvoir, et la modification des coefficients élastiques de la couche de reconnaissance, qui est due à l'absorption d'espèces chimiques dans le milieu environnemental du capteur.

Références bibliographiques

- [1] B.C. Air Action Plan - Environment - Province of British Columbia, (2009).
- [2] W.A. Groves, E.T. Zellers, and G.C. Frye, Analyzing organic vapors in exhaled breath using a surface acoustic wave sensor array with preconcentration: Selection and characterization of the preconcentrator adsorbent, *Analytica Chimica Acta*, 371, 131 (1998).
- [3] 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)
- [4] C. Caliendo, M. Hamidullah, Guided acoustic wave sensors for liquid environments *J. Appl. Phys*, 52, 55 (2019).
- [5] S. Kawata and T. Sugiura, Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam, *Opt. Lett*, 17, 11, 772 (1992).
- [6] A. Azioune, M. Storch, M. Bornens, M. Théry, and M. Piel, Simple and rapid process for single cell micro-patterning, *Lab Chip*, 9, 11, 1640 (2009).
- [7] W. T. Coakley, D. W. Bardsley, M. A. Grundy, F. Zamani, and D. J. Clarke, Cell manipulation in ultrasonic standing wave fields, *J. Chem. Technol. Biotechnol*, 44, 1, 43 (1989).
- [8] Y. Liu and K.-M. Lim, Particle separation in microfluidics using a switching ultrasonic field, *Lab Chip*, 11, 18, 3167 (2011).
- [9] P. R. Rogers, J. R. Friend, and L. Y. Yeo, Exploitation of surface acoustic waves to drive size-dependent microparticle concentration within a droplet, *Lab Chip*, 10, 21, 2979 (2010).
- [10] D. Royer, E. Dieulesaint, *Elastic waves in solids II, Generation, acousto-optic interaction, applications*, Springer, (2000).
- [11] D. Royer, E. Dieulesaint, *Elastic waves in solids I, Free and guided propagation*, Springer, (1996).
- [12] J. Rose, *Ultrasonic guided waves in solid media*, New York, (2014).
- [13] B.A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, v. I, John Wiley & Sons: New York, (1973).
- [14] V.I. Alshits, J. Lothe, Some basic properties of bulk elastic waves in anisotropic media, *Wave Motion*, 40, 297(2004).

- [15] J.A. Turner, Elastic wave propagation and scattering in heterogeneous, anisotropic media: Textured polycrystalline materials, *J. Acoust. Soc. Am.* 106 (2), 541 (1999).
- [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] Sezawa, K.: Elastic Waves Produced by Applying Statical Force to a Body or by Releasing It from a Body, *Bull. Earthquake Research Inst. (Tokyo)*, 740 (1935).
- [18] H. Lamb, F. E. S, On waves in an elastic plate, *conf. of the royal society*, 114, (1916).
- [19] Moataz Mostafa Elsherbini¹, Mohamed Fahim Elkordy², Aly Mohamed Gomaal Transient Analysis for 70MHz LiNaBo₃ SAW delayline, *J. Sci. Res. Adv.* 2, 80(2015).
- [20] Jagannath Devkota , Paul R. Ohodnicki , and David W. Greve , SAW Sensors for Chemical Vapors and Gases, *Sensors* 17, 801(2017).
- [21] Walter Heywang · Karl Lubitz Wolfram Wersing, *Piezoelectricity Evolution and Future of a Technology*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2008).
- [22] B.A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids, V. II*, John Wiley & Sons: New York, (1973).
- [23] I. Herrera, A perturbation method for elastic wave propagation, *Journal of Geophysical Research*, 69, 3845 (1964).
- [24] J. Devkota, Paul R. Ohodnicki and D. W. Greve, SAW Sensors for Chemical Vapors and Gases, *Sensors* 17, 801(2017).
- [25] *Interdigital Transducer for TNT Detection*, Springer Science, Business Media, LLC, part of Springer Nature (2020).
- [26] M.M Elsherbini¹, M.F Elkordy, A.M Goma Transient Analysis for 70MHz LiNaBo₃ SAW delayline, *J. Sci. Res. Adv.* 2, 80(2015).