



**Université Kasdi Merbah Ouargla**

**FACULTE DES SCIENCES  
ET SCIENCES DE L'INGENIEUR**

N° d'ordre :  
N° de série :

**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**Mémoire**

Présenté pour l'obtention du diplôme de

**MAGISTER**

**Spécialité : Physique**

**Option : Physique Rayonnement et Plasmas**

Présenté par :

**BENHAMIDA SOUFIANE**

**Thème**

*Étude théorique d'un capteur d'ondes ultrasoniques par  
rayonnement optique utilisant un interféromètre Fabry Pérot*

**Soutenu publiquement le : 16 / 05 / 2009**

**Devant le jury composé de :**

<b>Mr. Mohammed T Meftah</b>	<b>Professeur</b>	<b>Université d'Ouargla</b>	<b>Président</b>
<b>Mr. Smail Chihi</b>	<b>Maître de Conférences A</b>	<b>Université d'Ouargla</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr. Ferhat Rehouma</b>	<b>Professeur</b>	<b>C.U.EL-Oued</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr. Kamel Eddine Aiadi</b>	<b>Maître de Conférences A</b>	<b>Université d'Ouargla</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Mr. Rabah Bouanane</b>	<b>Maître Assistant A</b>	<b>Université d'Ouargla</b>	<b>Invité</b>

# Remerciements

*Ce travail à été réalisé au Laboratoire de Développement des Energies Nouvelles et Renouvelables dans les Zones Arides et Sahariennes (LENREZA), Equipe Optoélectronique, Université de Ouargla.*

*Mes remerciements vont tout premièrement à Dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donné pour terminer mon travail de recherche.*

*Je tiens à exprimer mes meilleurs sentiments d'amour et de respect à mes très chers parents, pour leur patience, compréhension, aide et confiance tout au long de mon éducation et ma longue formation en espérant, leur rendre le peu du grand qu'ils m'ont donné, amour et affection.*

*Nous saisissons, cette opportunité pour exprimer nos vifs à Monsieur, **Kamel Eddine Aiadi** à qui nous, témoignons notre profonde gratitude d'avoir accepté l'encadrement de ce mémoire en tant que Directeur de ce travail. Nous lui témoignons notre sincère reconnaissance, de nous avoir toujours bénéficié de son expérience au niveau de l'enseignement et la recherche, pour l'intérêt et les efforts qu'il a consacré à la réalisation de ce travail, ses orientations et ses encouragements.*

*J'adresse mes plus sincères remerciements à Monsieur, **Ferhat Rehouma** professeur à l'université EL Oued. Tout ce travail lui doit beaucoup, il m'a initié à la recherche, m'a transmis ses connaissances et m'a permis de valoriser mon travail au sein dans l'équipe Optoélectronique.*

*Je tiens à remercier Monsieur **Mohammed Tayeb Meftah**, professeur à l'université de Ouargla, je le remercie vivement pour cette marque d'intérêt et notamment de me faire l'honneur de présider le jury.*

*Tous mes remerciements à Monsieur **Smail Chihi** Maître de conférences à l'université de Ouargla, pour avoir accepté de participer au jury de ce mémoire.*

*Mes sincères remerciements vont également à Monsieur, **Rabah Bouanane** Maître assistant charge de cours à l'Université de Ouargla. Toute ma gratitude pour avoir bien voulu faire part de ses observations à propos de ce travail et de participer à ce jury.*

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à l'équipe Optoélectronique dans laquelle j'ai évolué pendant ma mémoire : **Mohammed Lbar Soudani, Omar Bentouila, Mabrouk Ghougali, Mohammed Lamine Kadri.***

*Les remarques et conseils de tous les enseignants de post-graduation de l'université de Ouargla m'ont été d'un très grand réconfort, qu'ils trouvent ici l'expression de mon profond respect et grande considération.*

*Enfin je remercie tous mes amis : **Bachir Dahdi** et **Lotfi Kadri**, pour leurs soutiens moral et leurs aides, ainsi que tous ce qui m'ont soutenu et aidé tout au long de cette étude et tous les personnes qui contribuent directement ou indirectement à ce travail.*

## ***1.1.Introduction***

La science du son est devenue un carrefour très animé à l'intersection de plusieurs disciplines et techniques, dont les applications, déjà très nombreuses, sont encore appelées à se développer dans l'avenir. L'acoustique fait des grands progrès dans l'étude, grâce au perfectionnement des instruments d'analyse du son [1].

Ce chapitre contient deux parties principales, dans la première partie en commencera par une généralité sur l'acoustique, un contexte historique sur le son, un rappel sur l'onde sonore, production et identification des caractéristiques physiques composant le signal sonore (amplitude, fréquence, durée...), on terminera ce partie par quelques notions élémentaires utilisées dans l'acoustique.

La deuxième partie traitera l'onde ultrasonore après un bref historique, puis nous donnerons quelques notions sur l'onde ultrasonore, ensuite on passera en détail sur l'interaction de l'onde ultrasonore avec la matière, et on terminera par des applications d'ultrason dans les différents domaines industriels.

## ***1.2.Généralités sur l'acoustique***

L'acoustique est une branche de la physique qui étudie des sons et des ondes mécaniques, en faisant appel aux phénomènes ondulatoires et à la mécanique vibratoire. L'acoustique a une notion très large car elle traite des domaines variés, tels que la propagation des ondes sonores, l'acoustique des salles, le traitement du signal audio...etc [2].

On peut prendre en particulier le rôle de l'acoustique dans l'anatomie, ou plutôt la physiologie, l'oreille et l'ouïe, la psycho acoustique, ce dernier traitant les interprétations de ces perceptions au niveau cortical et cérébral [3]. Les grecs ont été les premiers à se servir des propriétés physiques du son et développer quelques connaissances qu'ils avaient sur les phénomènes de réflexion et de réfraction des sons pour construire des amphithéâtres avec une forme particulière [4].

---

---

### ***1.2.1. Contexte historique***

Les premières études sur les phénomènes acoustiques remontent au VI<sup>ème</sup> siècle avant J.C. En effet, les théoriciens et les philosophes anciens ont énoncé des hypothèses pertinentes au sujet de l'acoustique. **Sénèque**, par exemple, enseignait que c'est l'élasticité de l'air qui permet aux sons de se produire et de se propager. On attribue à **Pythagore** l'invention du monocorde, instrument composé d'une corde tendue entre deux chevalets fixes [4].

**Newton** (1642-1727) donne la première tentative de calcul de la vitesse du son. Il se trompe, mais donne le début de la formalisation mathématique des phénomènes sonores. **C.Huygens** (vers 1690) fait une synthèse des connaissances de l'époque sur les phénomènes sonores [5].

Le XVIII<sup>ème</sup> siècle est très riche concernant le développement de l'acoustique. **D'Alembert** (1717-1783), **Euler** (1707-1783) et **Lagrange** (1736-1813) établissent le formalisme définitif en développant la notion de dérivée partielle puis en jetant les bases de la mécanique analytique, à partir de cette époque, le formalisme est établi, le reste n'est que raffinement. **Helmholtz** (1821-1894) expérimente et développe la théorie de l'audition [6].

### ***1.2.2. Définition du son***

De point de vue physique le son, est une onde pression, peut se propager dans les gaz, dans les liquides et dans les solides. De point de vue physiologique, c'est un signal perçu par le sens de l'ouïe. Le son généralement se propage sous la forme d'une onde dans l'air jusqu'à notre oreille. C'est un ébranlement de la matière qui se caractérise par une variation de pression se propageant de proche en proche. Plus la pression acoustique est grande, plus le volume sonore est important [7].

### ***1.2.3. Production du son***

Le son résulte d'une perturbation d'un milieu élastique qui provoque une modification de la pression dans ce dernier. Le milieu élastique transmet l'état de compression ou de dilatation, c'est à dire la déformation de proche en proche sans qu'il y ait transport de matière à distance. On dit que le son se propage en ondes sonores ou acoustiques [6].

---

---

### I.3. Onde sonore

#### I.3.1. Classification des ondes acoustiques

Le tableau (1.1) donne les différents types d'ondes sonores par rapport à leur fréquence [9].

Type	Intervalle (Hz)
<i>Infra Son</i>	< 20
<i>Bass</i>	20-200
<i>Bas Medium</i>	200-2000
<i>Haut Medium (ou aigu)</i>	2000-12000
<i>Aigu (sur aigu)</i>	12000-20000
<i>Ultrason</i>	> 20000

Tableau.1. 1 Différents types d'ondes sonores [9]

#### I.3.2. Propriétés d'ondes acoustiques

##### I.3.2.1. Période (T) et fréquence (f)

La période est la durée d'un cycle complet de variation, c'est le temps qui sépare le passage par deux maxima consécutifs; fig (1.1) l'unité est la seconde. L'information totale véhiculée pendant tout le temps du signal a une certaine durée qui est distincte de la période. Cette information totale constitue en général un train d'ondes [10].

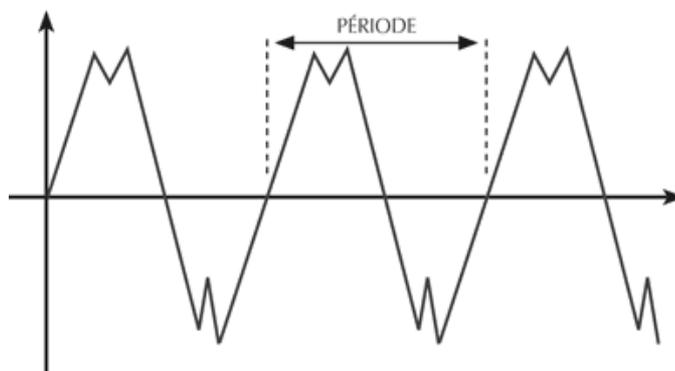


Fig. 1. 1 Période d'une Onde Sonore

La fréquence ( $f$ ) est l'inverse de la période:  $f = 1/T$ . Elle s'exprime en Hertz c'est-à-dire en nombre d'oscillation par seconde. Les ondes sonores audibles par l'homme ont une fréquence comprise entre 20 Hz et 20 000 Hz. Plus la fréquence est grande, plus le son est aigu.

### ***1.3.2.2. Pulsation ( $\omega$ )***

On appelle pulsation du signal pur, le terme :

$$\omega = 2\pi / T = 2\pi f. \quad (1.1)$$

La pulsation représente le nombre de radians par secondes, l'unité de la pulsation est le radian par seconde (rad/s) [2].

### ***1.3.2.3. Vitesse de propagation ( $c$ )***

La vitesse  $V$  d'une onde est appelée **célérité**. Elle s'exprime en mètre par seconde. Elle dépend de la nature de l'onde, et des caractéristiques physiques du milieu où elle se propage et est définie de la manière suivante :

$$C = \frac{\omega}{k} \quad (1.2)$$

Avec:  $\omega$  la pulsation de l'onde (en rad / s),  $k$  le nombre d'onde (en rad / m).

La vitesse du son étant constante dans un milieu matériel homogène, plus la fréquence augmente, plus la longueur d'onde diminue. Dans un gaz parfait la célérité est donnée par la relation :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\rho\chi}} \quad (1.3)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique du gaz et  $\chi$  sa compressibilité.

---

---

Le son se déplace à 340 m/s dans l'air (1 224 Km/h), 1 500 m/s dans l'eau, 6000 m/s dans le granite. Plus le milieu est dense, plus cette vitesse est grande [11]. Dans les milieux solides le son peut se propager encore plus rapidement.

Le son ne se propage pas dans le vide, car il n'y a pas de matière pour supporter les ondes produites, il se propageant grâce aux déplacements des molécules d'air [9].

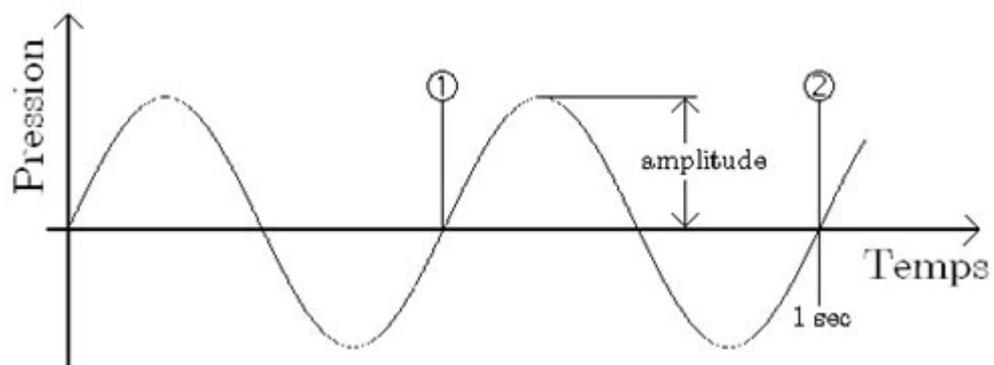
#### ***1.3.2.4. Longueur d'onde ( $\lambda$ )***

La longueur d'onde  $\lambda$  est la distance entre deux maxima successifs de l'onde à un instant donné. Durant chaque période  $T$ , l'onde s'est donc propagée sur une distance  $\lambda$  proportionnelle au temps  $T$  et à la vitesse de propagation  $v$ .

Ainsi  $\lambda = v T = v / f$ . Cette longueur d'onde représente la périodicité spatiale du phénomène ondulatoire. Connaissant la vitesse du son dans l'air, on calcule facilement la longueur d'onde d'un son de fréquence donnée [8].

#### ***1.3.2.5. Amplitude (A)***

Une onde mécanique véhicule une variation longitudinale de pression. L'amplitude détermine la puissance du son, c'est l'élongation maximum de l'onde sonore fig (1.2). Plus l'amplitude est grande plus le son est fort. Notons que l'amplitude de la vibration décroît avec la distance [7].



**Fig. 1. 2 Amplitude d'une Onde Sonore**

---

---

### ***1.3.2.6. Espace-temps***

Comme tous les phénomènes perçus, le temps joue un rôle fondamental pour l'acoustique. Il existe même des relations très étroites entre l'espace et le temps, vu que le son est une onde qui se propage dans l'espace au cours du temps [4].

On distingue trois grandes classes de signaux acoustiques :

- **Périodiques**, dont la forme se répète à l'identique dans le temps.
- **Aléatoires**, qui n'ont pas de caractéristiques périodiques.
- **Impulsionnels** : qui ne se répètent pas dans le temps et ont une forme déterminée.

### ***1.3.2.7. Nombre d'onde (k)***

C'est une grandeur qui caractérise la progression de l'onde acoustique le facteur de l'onde et définit par :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{C} = \frac{\omega}{C} \quad (1.4)$$

## ***1.4. Propagation du son***

La production et la propagation des sons sont liées à l'existence d'un mouvement vibratoire. Le phénomène se produit sans transport de matière, les particules du milieu entrent en vibration les unes après les autres autour de leur position d'équilibre fig (1.3).

La déformation se propage dans le milieu selon une onde. On dit que le son se déplace en ondes sonores ou acoustiques [11]. Notons que seule la compression se déplace et non les molécules d'air, si ce n'est de quelques micromètres. Lorsque l'on observe des ronds dans l'eau, les vagues se déplacent mais l'eau reste au même endroit, elle ne fait que se déplacer verticalement et non suivre les vagues (un bouchon placé sur l'eau reste à la même position sans se déplacer) [8].

---

---

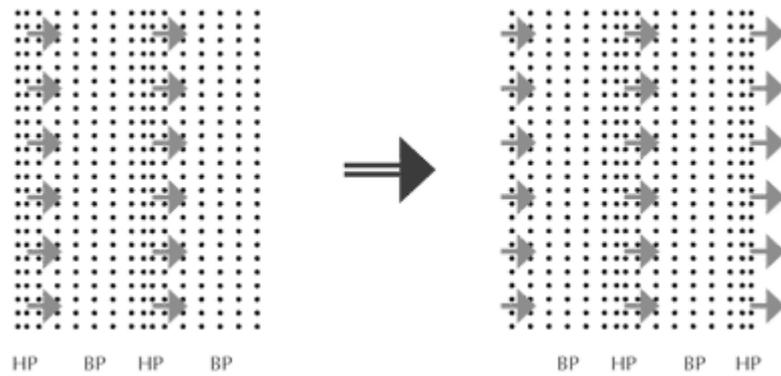


Fig. 1. 3 Propagation d'une Onde Sonore [6]

La propagation du son doit se faire dans un milieu élastique : un gaz, un liquide ou un solide. Un milieu est dit élastique lorsqu'il est capable de se déformer pour encaisser un choc ou laisser passer une onde, puis de reprendre son état initial [7]. L'air fait partie des milieux élastiques : ses molécules oscillent autour de leur position initiale en fonction des caractéristiques de l'onde sonore qui les traverse. Ce mouvement provoque des variations de pressions : lorsque dans un volume contenant un fluide, le nombre de molécules augmente, la pression augmente, le son se propage donc dans l'air sous la forme d'une série de variations de pressions [2].

#### 1.4.1. Equation de propagation

Pour pouvoir agir sur la propagation, il est nécessaire d'avoir un modèle mathématique de l'onde qui se propage. Toutes les grandeurs caractérisant l'onde acoustique par exemple la pression acoustique  $P$  ou cinématique comme le déplacement sont solutions d'une équation différentielle du deuxième ordre appelée équation de propagation (ou équation des ondes) [9].

$$\Delta \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

Ou :

$\Delta$  représente l'opérateur *laplacien*, dans les coordonnées cartésiennes ce dernier s'écrit :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$c$  est la célérité de l'onde dans le milieu,  $\psi$  représente une grandeur caractéristique de l'onde acoustique (la pression acoustique par exemple) est considéré à une position  $x$  donnée et à un instant  $t$  donné. La solution générale de l'équation de propagation (1.5) en un point  $M$  quelconque du milieu de propagation est de la forme suivante :

$$\psi(x,t) = A \cdot \cos[\omega.t - k.x + \varphi] \quad (1.6)$$

Où  $A$  est l'amplitude acoustique,  $\omega$  la pulsation,  $\varphi$  la phase initiale de l'onde.

## 1.5. Quelques notions élémentaires utilisées dans l'acoustique

### 1.5.1. Octave

On appelle octave l'intervalle entre deux fréquences qui vérifie la relation suivante

$$\frac{\Delta f}{f_m} = \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0.7 \quad (1.7)$$

Ou :

- $\Delta f = f_2 - f_1$  (l'écart entre deux fréquences).
- $f_m = (f_1 \cdot f_2)^{1/2}$  (fréquence de la hauteur médiane de  $\Delta f$  [4]).

### 1.5.2. Décibel (dB)

La sensation auditive n'est pas linéaire, mais varie comme un logarithme. Le décibel est défini comme un rapport, en base logarithmique, de grandeurs de même « nature ». Ainsi, il peut référer à des valeurs d'intensité, de tension, de puissance, d'énergie...

Pour la définition du décibel acoustique, le niveau de référence est le seuil d'audibilité à 1000 Hz, pour lequel l'intensité acoustique est  $I_0 = 10^{-12} \text{ W.m}^{-2}$  (intensité qui correspond à une variation de pression  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$ ). On a donc :

$$\text{En: Bel: } N_1 = \log \frac{I_1}{I_0} \text{ en bel ( B )} \quad (1.8)$$

Le décibel est le 1/10 du bel.

$$N_1 = 10 \log \frac{I_1}{I_0} \text{ En décibels dB} \quad (1.9)$$

### ***1.5.3. Timbre***

Le timbre détermine la couleur du son. Il est différent pour chaque type de source sonore et différencie, à l'oreille, deux sons qui auraient la même fréquence fondamentale et la même intensité; par exemple la même note jouée avec la même intensité, mais avec une trompette ou un violon [7].

### ***1.5.4. Puissance acoustique***

La puissance acoustique est définie par le produit d'amplitudes de la pression acoustique la vitesse acoustique en tout point d'un front d'onde, il prend la relation suivante [7] :

$$W = P_e V_e S \quad (\text{watt}) \quad (1.10)$$

Avec  $P_e$  et  $V_e$  : valeur efficaces de la pression et la vitesse acoustique.

$S$ : surface du front d'onde.

### ***1.5.5. Intensité acoustique***

Si le son est rayonné de manière isotrope, la puissance acoustique  $W$  de la source sera réparti dans l'espace, à travers des surfaces sphériques dont la source est le centre. Les aires de ces surfaces croissent à mesure que la distance  $r$  de la source augmente, en définit l'intensité acoustique en fonction de cette distance (source - aire) de la manière suivante [9]:

$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi.r^2} \quad (1.11)$$

### ***1.5.6. Impédance acoustique***

L'impédance caractéristique d'un milieu (solide, liquide ou gazeux) est définie comme le rapport de la pression acoustique sur la vitesse de propagation d'une onde. Il s'agit d'une grandeur physique qui représente en fait la résistance acoustique, c'est à dire la résistance que présente le milieu à la propagation de l'onde acoustique. Il y a une analogie avec le courant électrique [3] :

---

---

- l'équivalent électrique de la pression acoustique est la tension électrique.
- le courant électrique est l'équivalent de la vitesse de déplacement de l'onde et leur rapport est bien la résistance électrique.

$$Z = \rho / c \quad (1.12)$$

Unités :  $\rho$  étant exprimé en  $\text{kg/m}^3$ ,  $c$  en  $\text{m/s}$ ,  $Z$  est exprimé en  $[\text{Pa.s/m}]$ .

La masse volumique  $\rho$  et la vitesse  $c$  du son variant avec la température. La notion d'impédance se révèle être d'un grand intérêt en acoustique. Elle permet de remplacer les calculs acoustiques par des calculs analogues électriques [1].

Après avoir une compréhension générale sur le son et l'acoustique, dans le reste du chapitre et rend compte sur les ondes ultrasoniques.

### ***1.6. Bref historique sur l'ultrason***

Les premières expériences sur les ultrasons ont duré un peu plus d'un siècle. **Galton** en 1883 produisait des vibrations juste au-dessus des fréquences audibles, grâce à son sifflet. Pendant trente ans les ultrasons resteront une curiosité assez mal connue dont on n'imaginait pas d'autres applications.

En 1925, grâce à Pierce, les ultrasons atteignent des fréquences de quelques mégahertz. Puis en 1932, les équipes de **Debye** et **Sears**, d'une part, de **Lucas** et **Biquard**, d'autre part, travaillant indépendamment, réalisent les premières expériences de diffraction de la lumière par les ultrasons et vérifient les prédictions théoriques de **L. Brillouin** faites en 1922 [11].

**L. Richardson** entrevoit la possibilité d'utiliser une méthode d'écho ultrasonore pour la détection. **Langevin**, utilisant le phénomène de la piézoélectricité. Les ultrasons se développèrent par la suite en bénéficiant des progrès parallèles de l'électronique [14].

### ***1.7. Ondes ultrasonores***

Les ultrasons constituent la partie supérieure du spectre des ondes acoustiques au-delà de la zone d'audibilité de l'oreille humaine (20 kHz) au-delà de 150 MHz fig (1.4), on les appelle "les hyper sons". Ils possèdent toutes les propriétés générales des ondes élastiques et ils n'ont point de spécifiques [15]. De plus, la petitesse des longueurs d'onde ultrasonore assure une propagation quasi optique avec peu de diffraction.

---

---

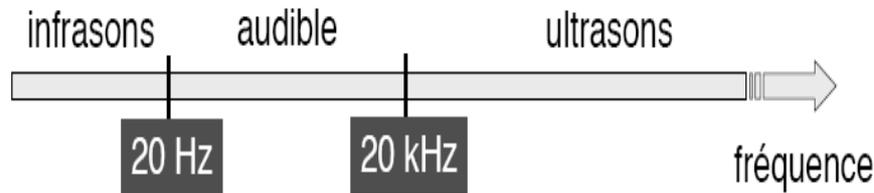


Fig. 1.4. Spectre de l'onde acoustique en fonction de fréquence

Plus leur fréquence est élevée, plus la directivité des faisceaux ultrasonores est grande. Par contre, l'atténuation ultrasonore croît très vite avec la fréquence. On comprend que les ultrasons sont devenus un outil très commode et parfois irremplaçable pour étudier la matière et agir sur elle [13].

## 1.8. Interactions avec la matière

Les ondes ultrasoniques interagissent avec la matière. Certaines propriétés du son montrent le caractère ondulatoire des phénomènes acoustiques. Si on considère le son comme un ensemble de «rayons sonores», on constate qu'un objet perturbant la propagation provoque des phénomènes d'absorption, de réflexion, de diffusion, et d'interférence.

### 1.8.1. Absorption

L'onde ultrasonore, en se propageant cède une partie de son énergie au milieu, il y a absorption de l'énergie ultrasonore et l'intensité du faisceau diminue. Elle obéit à une loi exponentielle décroissante [12]:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (1.13)$$

$I$  représente l'intensité à la distance  $x$ ,  $I_0$  l'intensité initiale et  $\alpha$  le coefficient d'absorption. L'intensité ultrasonore décroît plus rapidement dans les premiers centimètres. Le coefficient d'absorption qui définit le pouvoir de pénétration des ultrasons est à peu près proportionnel au carré de la fréquence ultrasonore fig (1.5) [15] :

$$\alpha = k \cdot f^2 \quad (1.14)$$

Ou :  $k$  constante et  $f$  fréquence ultrasonore.

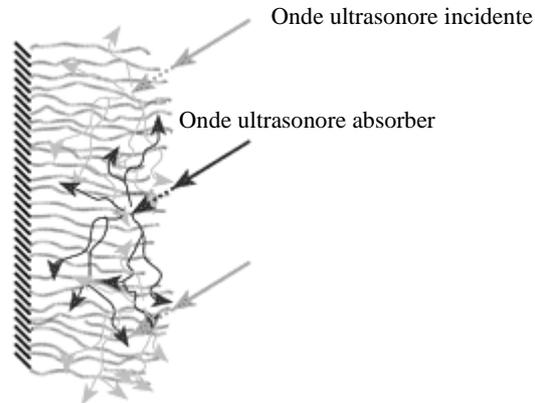


Fig. 1.5. Absorption des ondes ultrasonores

### 1.8.2. Diffusion

Lorsque l'interface de diffusion est de petite taille par rapport à la longueur d'onde, l'énergie de l'onde ultrasonore est diffusée fig (1.6); c'est-à-dire réfléchié dans toutes les directions, il est possible de définir trois types de diffusion [12]:

- Interface  $\gg$  longueur d'onde: Retro-diffusion.
- Interface = longueur d'onde : Diffusion antégrade.
- Interface  $\ll$  longueur d'onde : Diffusion multidirectionnelle.

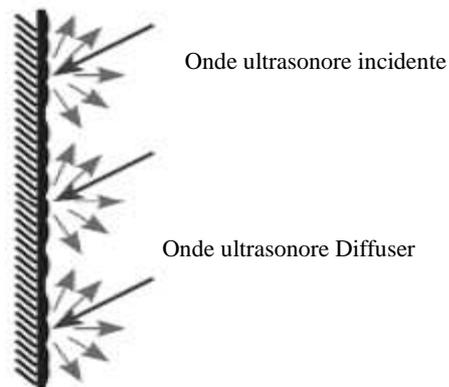


Fig. 1.6. Diffusion des ondes ultrasonores

---

### 1.8.3. Réflexion:

C'est le phénomène de retour d'une onde lorsqu'elle rencontre une surface. Lorsqu'une énergie, comme la lumière, se propage dans un milieu et rencontre un milieu différent, une partie de l'énergie passe, en général, dans le deuxième milieu et une autre partie réfléchi. La réflexion dite « spéculaire » obéit à deux lois. Tout d'abord, les directions de l'onde incidente et de l'onde réfléchi fait le même angle avec la normale (perpendiculaire à la surface réfléchissante au point d'incidence). Ces angles sont respectivement appelés angle d'incidence et angle de réflexion. fig (1.7) [14].

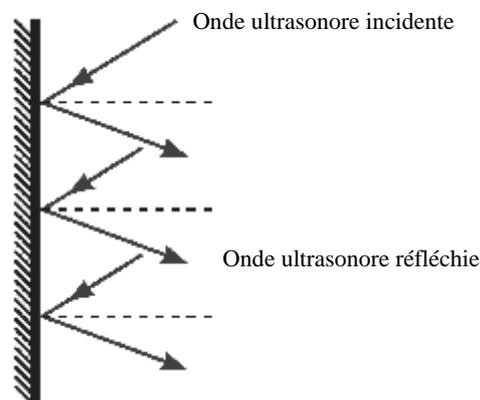


Fig. 1.7. Réflexion des ondes ultrasonores

### 1.8.4. Interférences

Lorsque deux ondes de même nature se croisent, la perturbation résultante est égale à la somme des perturbations de chaque onde prise individuellement fig (1.8), ceci pour chaque point du milieu et à tout instant. On dit que les ondes entrent en interférence [11].

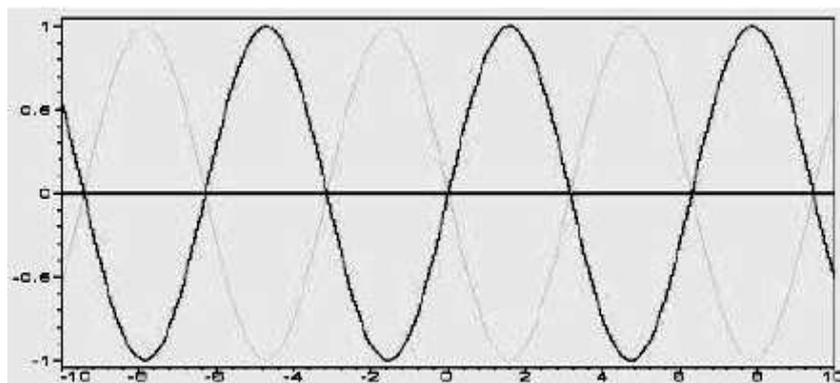


Fig.1. 8. Représentation d'interférence de deux ondes de mêmes fréquence et amplitude

### ***I.9. Application***

Les applications des ultrasons sont si étendues qu'il serait fastidieux de les énumérer toutes. Une des utilisations les plus fréquentes réside dans les techniques des défauts (fissures, bulles, inhomogénéités de densité ou d'épaisseur) [11]. Enfin, les observations opérées à l'intérieur du corps humain à l'aide d'ultrasons sont parfois essentielles au diagnostic médical. Les ultrasons sont une technique très utile pour le traitement du signal sous toutes ses formes. À des puissances très élevées ils apportent des modifications permanentes de l'état ou de la phase de la matière, qui sont exploitées dans divers domaines de l'industrie textile, alimentaire, pharmaceutique, chimique, mécanique, etc.[12,13,14].

Des ultrasons de très hautes fréquences (on peut en produire jusqu'à 100 GHz) peuvent être excités à l'heure actuelle, dans les recherches physiques de base, dans les télécommunications et les techniques modernes de détection. Les ultrasons de fortes intensités, trouvent d'autres applications dont le nettoyage industriel et l'activation de certaines réactions chimiques, le brassage et échauffement. [12,14].

Les ultrasons de faible intensité (quelques milliwatts à quelques centaines de milliwatts) sont utilisés pour les études physiques des matériaux, pour le contrôle de qualité des surfaces. Le tableau (1.2) résume les différentes applications dans le domaine industriel [13].

Application	Description	Fréquence (KHz)	Intensité (W/cm <sup>2</sup> )
Nettoyage et dégraissage	Cavitation d'une solution pour nettoyer les pièces immergées	20-50	Environ 1-6
Soudage et brasage	Déplacement d'une pellicule oxydée pour réaliser la soudure sans flux	-	1-50
Soudage des plastiques	Soudage des plastiques mous ou rigides	Environ 20	100
Soudage des métaux	Soudage de métaux semblables et non semblables	10-60	2000
Usinage	Tournage, broyage des surfaces à l'aide de boues abrasives, perçage à l'aide d'une action vibratoire	En général 20	-
Extraction	Extraction d'essences, jus et produits chimiques de fleurs, fruits et plantes	Environ 20	Environ 500
Atomisation	Atomisation d'un combustibles pur en améliorer le rendement de combustion et réduire la pollution; aussi ,dispersion des métaux fondus	Entre 20 et 30	-

Tableau 1.2. Applications industrielles des ultrasons [13]

***I.10. Conclusion***

Les notions de base sur le son, la production, la propagation et la perception ont été rappelées dans la première partie. Dans la deuxième partie nous avons donné un aperçu sur l'ultrason, les différents comportements lorsqu'ils interagissent avec la matière, et enfin quelques applications dans les différents domaines industriels.

La détection des ondes ultrasoniques sera l'objectif du chapitre suivant, à partir des instruments appelés les capteurs.

### **Bibliographie du chapitre I**

- [1] J. JOUHANEAU, Notions élémentaires d'acoustique, CNAM, collection Acoustique appliquée, Paris, 1994.
  - [2] P. Baille hache Une histoire de l'acoustique musicale, CNRS édition, 1998.
  - [3] Daniel R.Raichel, The science and applications of acoustics, Second edition, Springer, 2006.
  - [4] D. Mercier .Le livre des techniques du son, édition Masson 1975.
  - [5] A. Fischetti, Initiation à l'acoustique, sciences Belin Sup. 2001.
  - [6] M. Chion et G. Reibel, Les musiques électroacoustiques, édition sud, 1976.
  - [7] P. LIPPI –Acoustique Générale, édition de physique, 1994.
  - [8] D. Royer et E. Dieulesaint– Ondes élastiques dans les solides, Tome 2.Génération, interaction acousto-optique, applications, Masson, Paris 1999.
  - [9] O. Calvet, Acoustique appliquée aux techniques du son, édition Casteilla, 2002.
  - [10] B. Guiraut, Le son numérique, Cours de Bernard Guiraut, classe de composition électroacoustique du CNR de Nice, 1998.
  - [11] P. Du moussau et J. Roget, Applications de l'émission acoustique Edition. CETIM 1981.
  - [12] P. Biquard, Les ultrasons, Edition Presses Universitaires de France 1983.
  - [13] M. Dautat., Ultrasonographie vasculaire diagnostique (Théorie et pratique) Edition Vigot, 1991.
  - [14] A. Lambert, Y. Pralus et J. Rivenez, ULTRASON propagation des ondes Ultrasonores niveau1, Edition CETIM, 1997.
  - [15] K. Mansour, Optique, Electricité et Ultrasons, Edition de l'université MENTOURI Constantine, 1999.
- 
-

## II.1.Introduction

Lorsqu'on veut contrôler un système ou un processus physique on doit, à un certain stade des opérations, mesurer et surveiller certaines grandeurs physiques dépendantes directement du processus. Il est alors nécessaire de procéder à la vérification des résultats obtenus, il faut que les grandeurs mesurées restent dans une fourchette acceptable de valeurs dans le but d'assurer la bonne fonctionnement et la qualité de l'ensemble des opérations, pour ce là il est nécessaire de les transformer en des grandeurs exploitables. Cette transformation gérée par les interfaces est assurée par des instruments appelés capteurs [1.2].

Il existe un très grand nombre des capteurs, une description exhaustive de ces derniers n'a pas sa place dans ce mémoire. Dans ce chapitre, on essayera de donner quelques notions de base concernant les capteurs ; constitutions, paramètres, modes de fonctionnement. Ensuite on passera en revue les différents types de capteur, basons sur les trois types les plus important dans notre étude (optique, ultrasonique, acousto-optique), on terminera ce chapitre en établissant le principe de fonctionnement des capteurs appelés « capteurs interférométriques ».

## II.2.Définition d'un Capteur

Le capteur est un organe chargé de prélever une grandeur physique à mesurer et de la transformer en une grandeur exploitable (figure 2.1). Les capteurs sont les premiers éléments rencontrés dans une chaîne de mesure. Ils transforment les grandeurs physiques ou chimiques d'un processus ou d'une installation en une information exploitable (tension, charge, courant etc.), [1]. Cette transformation doit être le reflet aussi parfait que possible de ces grandeurs. Cet objectif n'est atteint que si l'on maîtrise en permanence la réponse des capteurs qui peut être affectée par des défauts produits par les parasites, par les conditions d'utilisation, par le processus lui-même et par le milieu qui l'entoure [2,4].



Fig. 2.1.Schéma générale d'un capteur

Les capteurs jouent des rôles de plus en plus importants car ce sont eux qui permettent de mesurer les effets des phénomènes de toutes natures qui agissent sur l'environnement de l'homme. Avec l'évolution de la technologie, l'électronique en particulier, leur importance s'accroît car ils permettent d'assurer la liaison homme – machine – environnement [3].

### **II.3. Constitutions d'un capteur**

Les parties constitutives d'un capteur sont les suivantes [2] :

#### ***II.3.1. Transducteur***

Élément qui sert à transformer, suivant une loi déterminée, la grandeur mesurée (ou bien une grandeur déjà transformée de la grandeur mesurée) en une autre grandeur ou une autre valeur de la même grandeur avec une précision spécifiée.

#### ***II.3.2. Transmetteur***

Élément influencé par une grandeur physique mesurée, qui transmet un signal. Il peut être un assemblage d'éléments constitué d'un capteur, d'un amplificateur ou d'un convertisseur.

#### ***II.3.3. Boucle de régulation***

Une boucle de régulation est un ensemble des éléments utilisés pour l'asservissement à une grandeur mesurer. Une boucle de régulation peut utiliser des techniques analogiques ou numériques.

#### ***II.3.4. Chaîne de mesure***

On appelle chaîne de mesure l'ensemble des circuits qui, adaptent, linéarisent, numérisent (digitalisent), le signal de sortie.

### **II.4. Paramètres d'un capteur**

Comme beaucoup de composants ou ensembles électroniques, il existe un certain nombre de paramètres électriques communs à tous les capteurs. Ils caractérisent les performances et donc leurs utilisations dans un environnement donné.

---

---

**II.4.1. Sensibilité**

Pour une valeur donnée de la grandeur mesurée, la sensibilité s'exprime par le quotient de la variation de la grandeur de sortie par la variation correspondante de la grandeur mesurée.

**II.4.2. Étendue de mesure**

Cette caractéristique donne la plage de fonctionnement du capteur pour la grandeur à mesurer.

**II.4.3. Linéarité**

Un capteur est dit linéaire s'il présente la même sensibilité sur toute l'étendue de sa plage d'emploi.

**II.4.4. Précision**

La précision d'un capteur est caractérisée par l'incertitude absolue obtenue sur la grandeur électrique obtenue à la sortie du capteur. Elle s'exprime en fonction de la grandeur physique mesurée.

**II.4.5. Fidélité**

Un capteur est dit fidèle si le signal qu'il délivre ne varie pas pour une série de mesures concernant la même valeur de la grandeur d'entrée.

**II.4.6. Finesse**

Qualité exprimant l'aptitude d'un capteur à donner la valeur de la grandeur à mesurer sans modifier celle-ci par sa présence.

**II.4.7. Rapidité**

Qualité qui exprime la manière de suivre dans le temps les variations de la grandeur à mesurer.

**II.5. Grandeurs d'influences**

Les grandeurs peuvent influencer sur la mesure, c'est donc une cause d'erreurs agissant sur le signal de sortie. Citons en particuliers [2]:

- La température.
  - La pression.
  - Les vibrations mécaniques ou acoustiques.
  - La position du capteur et sa fixation.
  - L'humidité.
  - Les perturbations électromagnétiques.
  - Les rayonnements nucléaires.
  - L'alimentation électrique du capteur.
- 
-

## II.6. Modes de fonctionnement d'un capteur

On distingue deux types de capteurs, suivant leurs modes de fonctionnement :

### II.6.1. Capteurs actifs

Un capteur actif est généralement fondé dans son principe sur un effet physique qui assure la conversion en énergie électrique de la forme d'énergie propre à la grandeur physique à prélever, énergie thermique, mécanique ou de rayonnement [7].

Les signaux de sortie délivrés par les capteurs actifs sont de très faible puissance. Ils sont dits de bas niveau et doivent être amplifiés pour pouvoir ensuite être transmis à distance [8].

### II.6.2. Capteurs passifs

Les capteurs passifs doivent être alimentés par une source d'énergie électrique extérieure, cette source d'énergie peut être une tension continue, un courant. [1.2].

## II.7. Domaines d'utilisation des capteurs

Le tableau (2.1) illustre quelques types des capteurs dans quelques domaines d'utilisations.

<i>Domaine</i>	<i>Mécanique</i>	<i>Electricité</i>	<i>Climatique</i>	<i>Divers</i>
<b>CAPTEURS</b>	Indication de présence	tension	température	rayonnement
	Déplacement linéaire	Courant	Humidité	Luminosité
	Déplacement angulaire	Puissance	Vent	Niveau acoustique
	Vitesse	Fréquence	Pluviométrie	Célérité acoustique
	Accélération	Champ électrique	Ensoleillement	Champ magnétique
	Force	Charge	Durée d'insolation	Débit
	Pression	/	Durée de pluie	Couleur
	Couple	/	/	Salinité

Tableau .2.1 Domaines d'utilisations des capteurs [4]

## II.8. Capteur optique

Un capteur optique est un dispositif capable de détecter l'intensité ou la longueur d'onde des photons. Ils permettent la traduction en signaux électriques de l'information portée par la lumière [4]. La grandeur physique à mesurer peut moduler soit par l'intensité, soit par la phase de l'onde électromagnétique transportée dans le capteur [1].

Les capteurs optiques sont utilisés pour la détection sans contact, le comptage ou le positionnement d'un objet. Le fonctionnement est basé sur l'émission et la réception de lumière. L'objet qui doit être détecté ou reflété entrecoupe un rayon de lumière qui est émis par une diode d'émission. En fonction du type d'appareil, la coupure ou la réflexion du rayon de lumière est évaluée [8].

### II.8.1. Différents systèmes de détection

#### II.8.1.A. Capteurs émetteurs-récepteurs

L'émetteur et le récepteur sont placés dans deux boîtiers séparés. L'émetteur, peut être une LED, est placée au foyer d'une lentille convergente créant un faisceau lumineux parallèle fig (2.2). Le récepteur, peut être une photodiode est placée au foyer d'une autre lentille convergente, fournit un courant proportionnel à l'énergie reçue [1].

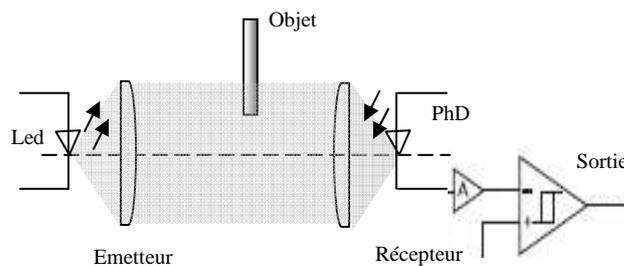


Fig. 2.2 Schéma d'un système émetteur-récepteur

- ❖ **Point fort** : La distance de détection (portée) peut être longue (jusqu'à 10 m). Elle dépend de la dimension des lentilles et donc du détecteur.
- ❖ **Points faibles** : La nécessité de 2 boîtiers et donc de 2 alimentations séparées. L'alignement pour des distances de détection supérieures à 50 m peut présenter une certaine difficulté.

### II.8.1.B. Capteurs à réflexion directe

Pour les capteurs à réflexion directe, l'émetteur et le récepteur se trouvent dans le même boîtier fig (2.3). La lumière transmise est réfléchiée par l'objet qui doit être détecté. [7].

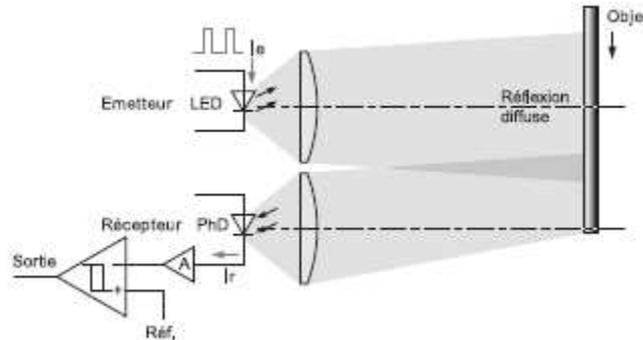


Fig.2.3 Schéma d'un system a réflexion directe

- ❖ **Point fort :** L'émetteur et le récepteur sont dans un même boîtier (un seul câble d'alimentation). La distance de détection (portée) est importante.
- ❖ **Points faibles :** Un objet transparent (vitre, verre.), laisse la lumière transmit, donc on ne peut pas être détecté par le récepteur.

### II.8.1.C. Capteur à réflexion d'une lumière polarisée

Le rayonnement émis est polarisé verticalement par un filtre polarisant linéaire. Le réflecteur a la propriété de changer l'état de polarisation de la lumière. Une partie du rayonnement renvoyé a donc une composante horizontale fig (2.4). Un filtre polarisant linéaire en réception laisse passer cette composante (composante horizontale) et la lumière atteint le composant de réception. Un objet réfléchissant (verre, vitre) contrairement au réflecteur ne change pas l'état de polarisation [4,5].

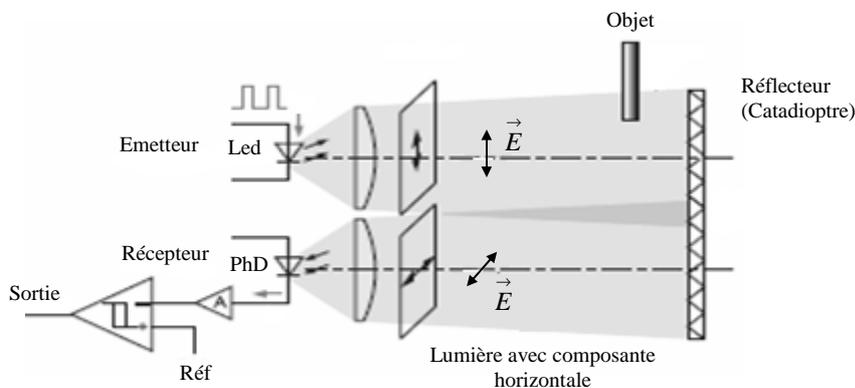


Fig.2.4 Schéma d'un Capteur à réflexion d'une lumière polarisée

## II.9. Capteur ultrasonique

Le capteur à ultrason fonctionne sur le principe du temps de transit. Des impulsions ultrasonores sont transmises sur une longueur donnée dans le sens du débit ainsi que dans le sens opposé et sont détectées par des capteurs à ultrasons. La différence entre les temps de passage (dans la gamme des nanosecondes) permet de déterminer le débit. Les capteurs à ultrasons fonctionnent comme des détecteurs de position sans contact. Ils ne s'usent pas et peuvent être utilisés dans des environnements difficiles [9].

Un avantage important de ces capteurs à ultrason est le fait qu'ils peuvent détecter des objets fabriqués dans n'importe quel matériau avec n'importe quelle texture de surface. Les substances solides, liquides, granuleuses et poudreuses peuvent être détectées sans que la forme ou la couleur de l'objet n'influe les mesures. De plus, la possibilité de détecter des matériaux transparents comme les films ou les liquides est très judicieuse [4].

### II.9.1. Principe de fonctionnement

L'émetteur et le récepteur sont situés dans le même boîtier. L'émetteur envoie un train d'ondes qui va se réfléchir sur l'objet à détecter fig (2.5) et ensuite revenir à la source. Le temps mis pour parcourir un aller-retour permet de déterminer la distance de l'objet par rapport à la source.

Plus l'objet sera loin plus il faudra un long temps pour que le signal revienne. Si un signal est de retour, l'électronique du capteur détermine le temps que le signal a mis pour faire l'aller-retour et donne la distance à laquelle se situe l'objet détecté [9,2].

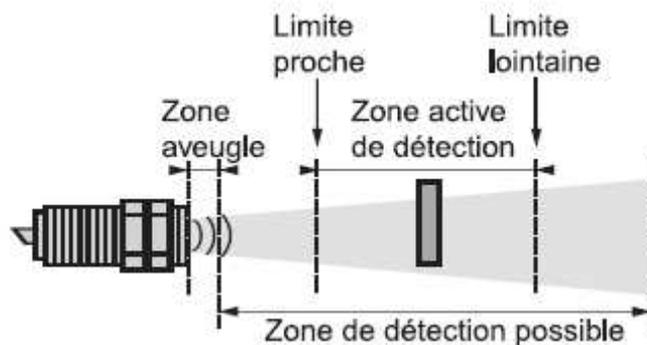


Fig. 2.5 Principe de fonctionnement d'un capteur ultrasonore [2]

## II.9.2. Particularités des détecteurs à ultrasons

### II.9.2.A. Zone aveugle

Zone comprise entre la face sensible du détecteur et la portée minimale dans laquelle aucun objet ne peut être détecté de façon fiable. Il est impossible de détecter correctement les objets dans cette zone [1].

### II.9.2.B. Zone de détection

Domaine dans lequel le détecteur est sensible. Selon les modèles de détecteurs [1].

### II.9.2.C. Facteurs d'influence

Les détecteurs à ultrasons sont particulièrement adaptés à la détection d'objets durs et présentant une surface plane perpendiculaire à l'axe de détection. Cependant le fonctionnement du détecteur à ultrasons peut être perturbé par différents facteurs [4] :

- ❖ Les courants d'air de forte intensité peuvent accélérer ou dévier l'onde acoustique émise.
- ❖ Les gradients de température importants dans le domaine de détection. Une forte chaleur dégagée par un objet crée des zones de températures différentes qui modifient le temps de propagation de l'onde.
- ❖ Les isolants phoniques. Les matériaux tels le coton, les tissus, le caoutchouc absorbent le son.

## II.9.3. Mode de fonctionnement

### II.9.3.A. Mode Réflexe

Un détecteur émet l'onde sonore, puis la réceptionne après réflexion sur un réflecteur fig (2.6). La détection de l'objet se fait alors par coupure de l'onde. Ce mode est particulièrement adapté pour la détection de matériaux [9].

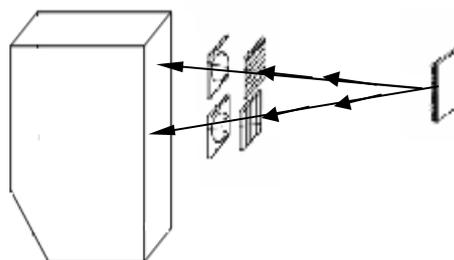


Fig. 2.6 Mode réflexe d'un capteur ultrasonore [8]

### **II.9.3.B.Mode barrage**

Le système barrage est composé de deux produits indépendants qu'il faut placer en vis à vis : un émetteur d'ultrasons et un récepteur.

## **II.10.Capteur acousto-optique**

Le phénomène d'interaction de la lumière avec les ondes acoustiques a été prévu théoriquement par le physicien français *Léon Brillouin* en 1922. Dix ans après *Debye* et *Sears* faits les premières expériences traitant du couplage de la lumière et des ultrasons simultanément aux Etats-Unis. L'étude du phénomène d'interaction de la lumière avec les ondes acoustiques, ainsi que son implication dans des dispositifs variés (tels que analyseurs de spectres, la détection, dispositifs divers de traitement du signal), a donné naissance à une science nouvelle [3].

Le traitement le plus général du phénomène d'interaction de la lumière avec les ondes acoustiques a des nombreux développements d'application le plus important pour ce dernier est la détection. Pour cela on va étudier des capteurs appelés 'capteurs interférométriques' qui sont basés sur le phénomène d'interférence optique [6].

## **II.11.Capteur interférométrique**

Le principe de fonctionnement est basé sur le phénomène d'interférence optique. On présente le capteur interférométrique qui est constitué de deux plaques (verre, membrane mobile) formant un coin d'air fig (2.7) [8].

En l'éclairant sous incidence quasi-normale par une source lumineuse cohérente continue (laser), on observe des franges d'interférence circulaires dont les propriétés sont définies par l'épaisseur de la cavité formée par les deux plaques. Tout changement de cette épaisseur se traduit par une variation d'une différence de distance, donc de phase, en un changement d'intensité [6]. Cette variation permet de contrôler la déformation ou le déplacement de l'une ou des deux plaques du capteur. L'application de cette technique est actuellement largement utilisée dans le domaine de l'instrumentation, la détection, le suivi d'objets en déplacement et leur positionnement, le contrôle de la qualité de surfaces d'objets, etc...Ces capteurs montrent une grande sensibilité, une bonne stabilité et une réponse rapide. Ces avantages peuvent être maintenus pour la détection de vibrations mécaniques [7].

---

---

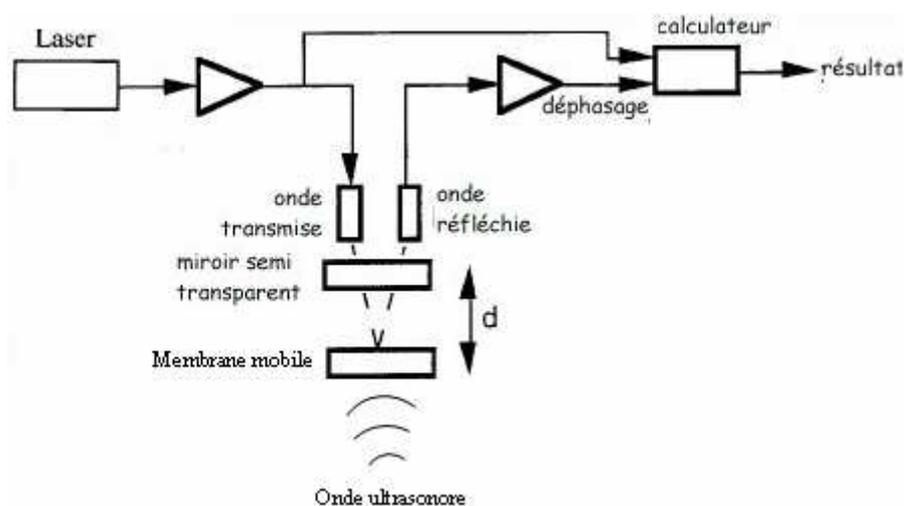


Fig.2.7 Dispositif expérimentale d'un capteur interférométrique [7]

## II.12.Conclusion

Nous avons accédé dans ce chapitre à l'étude des capteurs, nous avons présenté de manière globale trois types importants dans notre étude (optique, ultrasonique, acousto-optique). Notre modèle est basé sur les capteurs interférométriques. Avant de détailler l'étude de ce dernier, il est nécessaire d'avoir une compréhension générale sur les phénomènes d'interférences et les différents systèmes interférométriques utilisés. Nous développerons ces points en détail dans le chapitre III.

## **Bibliographie du chapitre II**

- [1] F. Desvignes, Détection et détecteurs de rayonnements optiques, Masson, 1987.
  - [2] J. Max Tome 1: Principes généraux et méthodes classiques, Masson, 1985.
  - [3] M. A. Trishenkov, Detection of low level optical signals, Institute of Applied Physics, kluwer academic publishers, 1997.
  - [4] P. Mayer, Optoélectronique industrielle conception et applications, Edition Dunois, 2001.
  - [5] Groupement de recherche coordonné, Optoélectronique, les éditions de physique ,1990.
  - [6] C. Volât, Rapport de stage, « Contribution au développement d'un capteur optique pour la mesure de champ électrique », Université de Savoie, France, 1997.
  - [7] P. Ferdiand, Capteurs à fibre optique, édition Lavoisier, 1992.
  - [8] J-P. Goure, Capteurs optique, Entropie, 1990.
  - [9] J. David N. Cheeke, Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves, CRC Press LLC, 2002.
- 
-

### III.1.Introduction

L'interférométrie est la technique de mesure basée sur le phénomène d'interférence pour des applications très variées. Elle est mise en oeuvre grâce à un dispositif spécifique : l'interféromètre [1]. Il existe plusieurs types et configurations d'interféromètres, mais ils fonctionnent tous selon le même principe de base : ils permettent de superposer deux ondes lumineuses cohérentes. La figure d'interférence qui en résulte dépend de la forme des fronts d'onde (plans, sphériques, etc..) [1.2].

Nous traiterons dans ce chapitre, quelques notions nécessaires sur le phénomène d'interférence et leur formulation mathématique, nous montrons qu'il est possible de calculer l'intensité résultante de deux ondes. Ensuite nous présenterons les différents types de séparateurs de faisceau en se basant sur l'interférence à onde multiple. Nous détaillerons ensuite le principe de l'interféromètre *Fabry Pérot* et quelques propriétés de ce dernier. On terminera par les avantages spécifiques de l'interféromètre de type *Fabry Pérot*.

### III.2.Superposition de deux ondes monochromatiques

La lumière est une onde électromagnétique, donc constituée d'un ensemble de champs  $(\vec{E}, \vec{B})$ . Les détecteurs optiques (rétine de l'œil, film et cellule photoélectrique) sont tous sensibles au champ électrique. On s'intéressera à la propagation de la lumière dans le vide ou dans des milieux diélectrique (verres) homogènes et isotropes, donc dans des milieux où 'il n'y a pas d'amortissement, et alors on pourra prendre une solution de type onde plane, polarisée rectilignement de la forme [3] :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{(wt - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (3.1)$$

#### III.2.1.Champ résultant de la superposition de deux ondes

Considérons deux ondes harmoniques déphasées d'une phase  $\varphi$ , L'onde 1 étant prise comme référence de phase, nous pouvons écrire les champs électrique associés aux deux ondes :

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = E_1(\vec{r}) \exp i(\vec{k}_1 \vec{r} - w_1 t) \vec{e}_1 \quad (3.2)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = E_2(\vec{r}) \exp i(\vec{k}_2 \vec{r} - w_1 t + \varphi(t)) \vec{e}_2 \quad (3.3)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) \quad (3.4)$$

Le principe de superposition des ondes résulte de la linéarité des équations de Maxwell.

« Si une onde décrite par le champ électrique  $\vec{E}_1(\vec{r},t)$  rencontre une seconde onde décrite par le champ  $\vec{E}_2(\vec{r},t)$ , l'onde résultante est correctement décrite par le champ  $\vec{E}(\vec{r},t)$  » [5].

### III.2.2. Intensité résultante de la superposition de deux ondes

L'intensité résultante s'écrit comme le carré du module du champ électrique, soit:

$$I(\vec{r}) = K \left\langle \vec{E}(\vec{r},t) \vec{E}(\vec{r},t)^* \right\rangle \quad (3.5)$$

où la formule entre les crochés représente la moyenne temporelle de la quantité X, et  $X^*$  désigne le complexe conjugué de X (rappelons que  $X.X^* = |X|^2$ )

et K est une constante. Exprimons les intensités de chaque onde [3]:

$$I_1(\vec{r}) = K \left\langle \left| \vec{E}_1(\vec{r},t) \right|^2 \right\rangle = K \left\langle \vec{E}_1(\vec{r},t) \cdot \vec{E}_1(\vec{r},t)^* \right\rangle = K E_1^2(\vec{r}) \quad (3.6)$$

$$I_2(\vec{r}) = K \left\langle \left| \vec{E}_2(\vec{r},t) \right|^2 \right\rangle = K \left\langle \vec{E}_2(\vec{r},t) \cdot \vec{E}_2(\vec{r},t)^* \right\rangle = K E_2^2(\vec{r}) \quad (3.7)$$

Il vient:

$$I(\vec{r}) = I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r}) + K \left\langle \vec{E}_1(\vec{r},t) \cdot \vec{E}_2(\vec{r},t)^* + \vec{E}_2(\vec{r},t) \cdot \vec{E}_1(\vec{r},t)^* \right\rangle \quad (3.8)$$

Utilisons la relation  $(X + X^*) = 2 \text{Re}(X)$ , Finalement, l'intensité lumineuse s'écrit :

$$I(\vec{r}) = I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r}) + 2\sqrt{I_1(\vec{r})I_2(\vec{r})} \left\langle \cos \left| (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} - (w_1 - w_2)t - i\varphi(t) \right| \right\rangle \vec{e}_1 \vec{e}_2 \quad (3.9)$$

Le terme  $2\sqrt{I_1(\vec{r})I_2(\vec{r})} \left\langle \cos \left| (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} - (w_1 - w_2)t - i\varphi(t) \right| \right\rangle \vec{e}_1 \vec{e}_2$ , qui représente l'écart à la somme des intensités ( $I_1 + I_2$ ) est appelé terme d'interférence entre les deux ondes [3].

### III.3. Conditions d'interférence de deux ondes

Le phénomène d'interférences se produit lorsque les composantes parallèles de deux ou plusieurs champs de même fréquence se superposent dans une même région de l'espace.

Attardons sur la moyenne temporelle du terme précédent lorsque ce dernier est nul, il y a pas d'interférence, ce qui nous permet de définir les deux conditions d'interférence [7]:

- ❖ **Condition de cohérence polarisation** : pour qu'il y ait interférence, le produit scalaire  $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2$ , doit être non nul. Cette condition est la condition de cohérence polarisation. Si  $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 0$ , il n'y a pas interférence.

- ❖ **Condition de cohérence spatiale:** les deux ondes ont même fréquence et leur déphasage est constant.

L'intensité lumineuse résultante de la superposition de deux ondes vérifiant la cohérence de polarisation et en cohérence spatiale s'écrit :

$$I(\vec{r}) = I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r}) + 2\sqrt{I_1(\vec{r})I_2(\vec{r})} \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r} + \varphi] \vec{e}_1 \vec{e}_2 \quad (3.10)$$

Il est impossible de réaliser des sources indépendantes dont le temps où la longueur de cohérence soit suffisante pour leur permettre de jouer le rôle de sources ponctuelles cohérentes dans un dispositif interférentiel [4].

### III.4. Les dispositifs interférentiels

Les dispositifs interférentiels sont classés en deux catégories, on distingue:

- ❖ Les interféromètres à division de front d'onde, par exemple dans le cas du montage des fentes de *Young*.
- ❖ les interféromètres à division d'amplitude, par exemple dans le cas de l'interféromètre de *Michelson*.

#### III.4.1. Diviseurs de front d'onde

La division du faisceau par séparation de front d'onde consiste à sélectionner dans l'onde incidente deux (ou plusieurs) parties à l'aide d'un écran percé de trous ou de fentes fig (3.1) On note que la division de front d'onde se traduit par un énorme gaspillage d'énergie [7].

De nos jours, la division de front d'onde connaît un regain d'intérêt, toujours en astronomie.

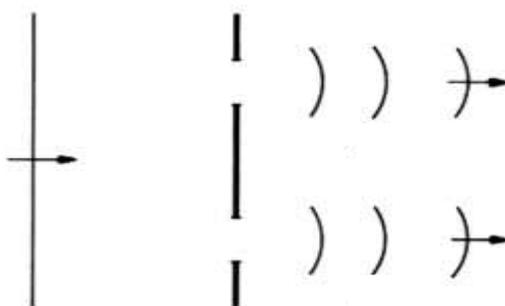


Fig. 3. 1 Séparateur de faisceau par division de front d'onde [2]

### III.4.2. Diviseurs d'amplitude

Ce sont les plus utilisés, car ils ne perdent que le minimum de lumière. On parle d'une division d'amplitude lorsque les ondes interférant entre elles proviennent de la division en plusieurs faisceaux de l'amplitude de l'onde sur toute sa surface fig (3.2). Ces interféromètres sont souvent de meilleure qualité, et sont donc utilisés dans les mesures d'optique de précision [8].

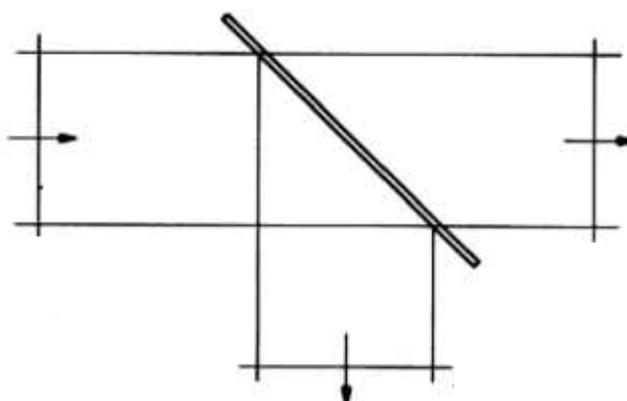


Fig. 3. 2 Séparateur de faisceau par division d'amplitude [2]

### III.5. Interféromètre de Michelson

Le principe d'un Interféromètre de *Michelson* est de diviser le faisceau de lumière incidente en deux, puis de déphaser un faisceau par rapport à l'autre, et enfin de faire interférer. L'interféromètre de *Michelson* est un interféromètre à deux ondes dont les deux bras séparés permettent de nombreux montages fig (3.3) [7].

Le faisceau de lumière incident est séparé à l'aide d'une lame semi réfléchissante. Les deux faisceaux dérivés sont ensuite réfléchis par deux miroirs et rassemblés à l'aide de la lame semi réfléchissante dans le dispositif d'observation fig. (3.3).

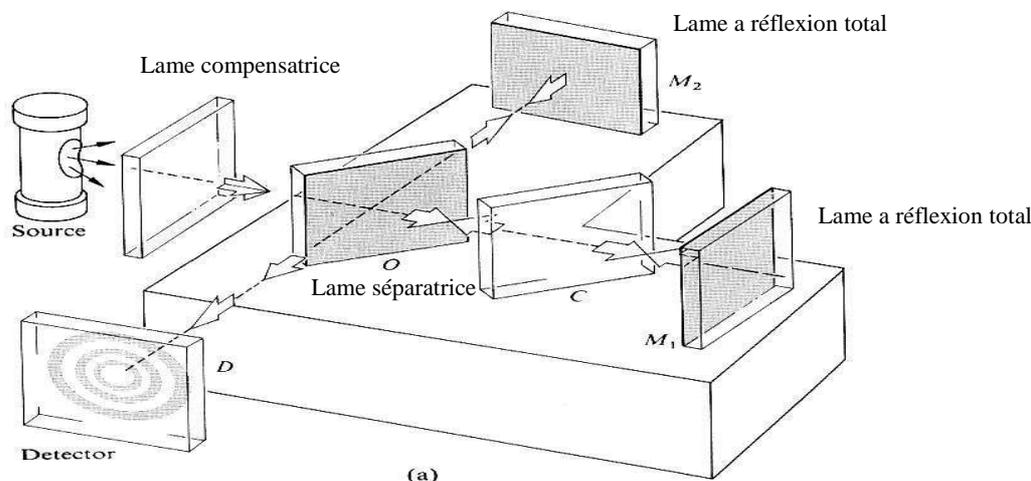


Fig. 3. 3 l'interféromètre de Michelson [6]

### III.6. Interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de *Mach-Zehnder* est un autre exemple d'interféromètre à division d'amplitude. Il est constitué de deux lames séparatrices et de deux miroirs totalement réfléchissants, permettant un parcours des deux ondes totalement séparées fig (3.4). La différence de chemin optique est introduite par une légère inclinaison d'une des plaques séparatrices. Les deux ondes parcourent un chemin différent, ce qui rend l'alignement assez difficile, tout en offrant un grand choix d'applications [2].

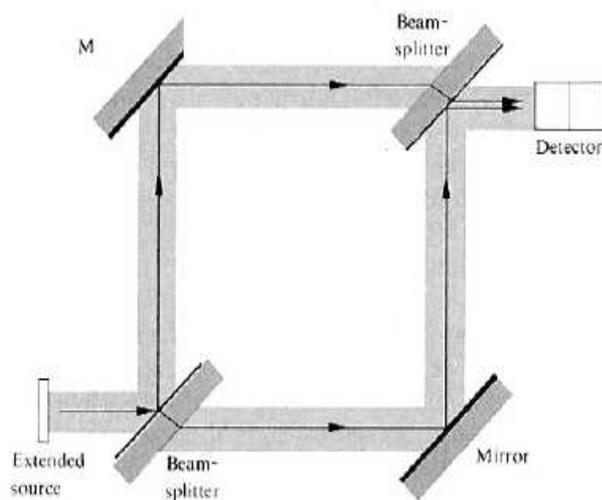


Fig. 3.4. L'interféromètre de Mach-Zehnder [2]

### III.7. Interféromètre d'onde multiple

On appelle interférence d'ondes multiples l'interférence d'un grand nombre d'ondes, L'étude de cette superposition d'onde dans le cas d'une lame mince, plongée dans l'air et éclairée par une source étendue, l'interférence dans ce cas (le cas d'un très grand nombre d'onde qui interfèrent) donne des anneaux beaucoup plus fins, ce qui est précieux en spectrométrie [4].

#### III.7.1. Interféromètre de Fabry Péro

C'est le type de l'interféromètre à ondes multiples, où la séparation des faisceaux est obtenue par division d'amplitude. L'interféromètre de *Fabry Péro* est très utilisé comme spectromètre à haute résolution, ainsi que comme cavité dans les lasers [3].

##### III.7.1.1. Description

L'interféromètre se compose de deux miroirs partiellement réfléchissants se faisant face. Ces deux miroirs peuvent être librement traversés par la lumière. Lorsque on éclaire la lame avec une source (la source est dans le plan focal) étendue monochromatique de sorte que chaque point de la source contribue à former un faisceau de lumière parallèle incident sur la lame fig (3.5). La lame reçoit donc une infinité de faisceau de lumière parallèle avec des incidences différentes [2,6].

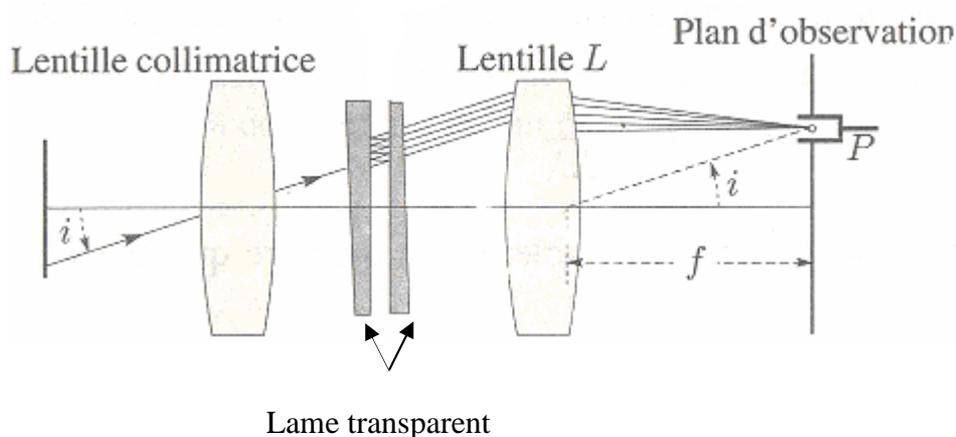


Fig.3.5 Dispositif expérimental d'un interféromètre de Fabry Péro [3]

### III.7.2. Propriétés de l'interféromètre Fabry-Pérot

#### III.7.2.A. Figure d'interférence

L'observation de l'image s'effectue à l'infini, c'est à dire sur un écran placé loin de la lame, la figure d'interférence correspond donc à une alternance d'anneaux sombres et brillants appelés anneaux de *Fabry pérot* (Fig.3.6) [3].

Les expressions des rayons anneaux brillants et sombres sont données respectivement :

$$r_n = f \sqrt{2 - \left(\frac{2e}{\lambda} + 1 - n\right) \cdot \frac{\lambda}{e}} \quad r_m = f \sqrt{2 - \left(\frac{2e}{\lambda} + \frac{3}{2} - m\right) \cdot \frac{\lambda}{e}} \quad (3.11)$$

Où  $f$  représente la distance focale,  $n$  et  $m$  sont des nombres entiers [3].

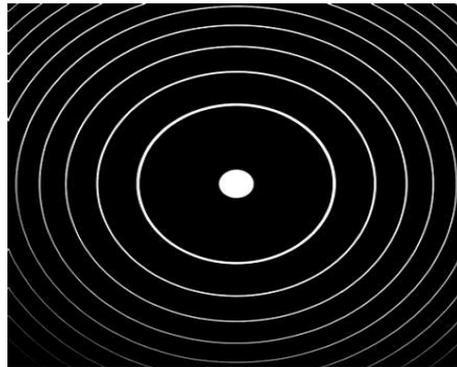


Fig. 3.6. Anneaux de Fabry Pérot, la figure correspond à  $\lambda = 600 \text{ nm}$ ,  $R = 0.8$  [2]

#### III.7.2.B. Contraste des franges de Fabry Pérot

Le contraste  $C$  est défini par la relation suivante [2]:

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.12)$$

$$\text{Notons que } I_{\max} \text{ s'écrit : } I_{\max} = \frac{n_2}{n_1} \alpha^2 I_0 \quad , \quad \alpha = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (3.13)$$

Où  $n_1, n_2$  sont les indices de réfraction de la deux lame du verre,  $R$  est le coefficient de réflexion  $I_0$  est l'intensité incidente.

Exprimons  $I_{\min}$  :

$$I_{\min} = \frac{n_2}{n_1} \alpha^2 I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}} = I_{\max} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}} = I_{\max} \left( \frac{1-R}{1+R} \right)^2 \quad (3.14)$$

On obtient l'expression du contraste:

$$C = \frac{1 - \left( \frac{1-R}{1+R} \right)^2}{1 + \left( \frac{1-R}{1+R} \right)^2} = \frac{2R}{1+R^2}, \quad R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (3.15)$$

Où  $R$  représente le coefficient de réflexion dans le cas d'incidence normale. Le contraste des franges dépend donc du coefficient de réflexion (figure 3.7).



Fig.3.7 Variation du contraste des anneaux de Fabry péroet en fonction du coefficient de réflexion [8]

### III.7.2.C. Finesses des franges de Fabry Péroet

La finesse  $F$  des franges est définie par le rapport entre la différence de phase de deux maximums consécutifs  $\Delta\varphi$  d'un anneau brillant figure (3,8) [6].

$$\Delta\varphi \approx \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (3.16)$$

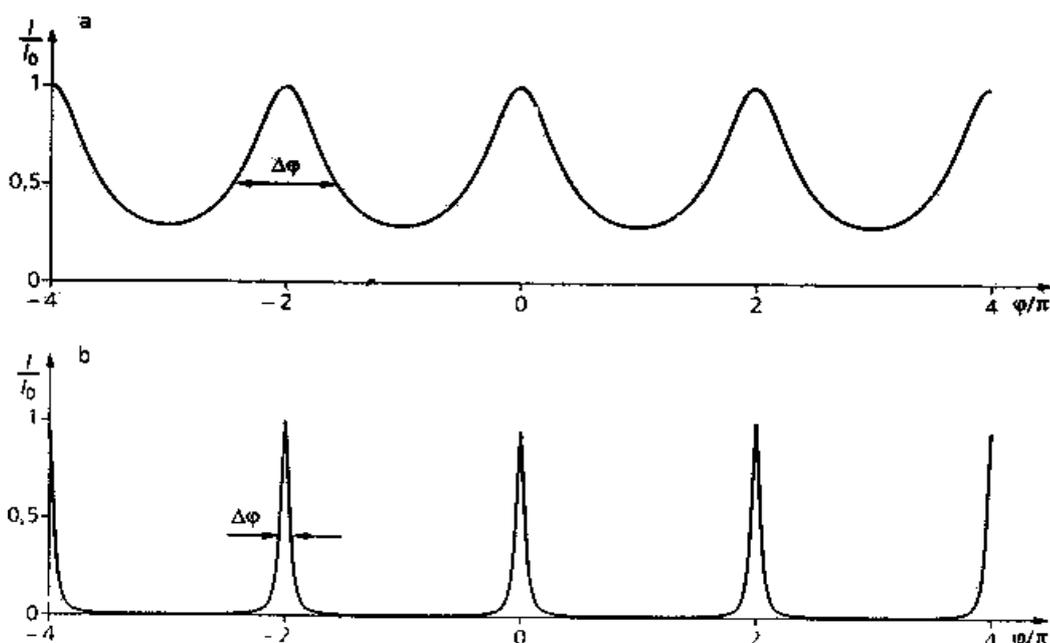


Fig. 3.8 Intensité  $I_\varphi$  des franges de Fabry Pérot en fonction de  $\varphi/\pi$  pour  $R = 0,3$  (a)  $R = 0,9$  (b) [4]

La différence de phase entre deux maxima étant égal  $2\pi$ , L'expression de la finesse  $F$  est:

$$F = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{(1-R)} \tag{3.17}$$

La courbe de la figure représente le comportement de  $F$  pour  $R$  compris entre  $R_{\min}$  et 1.

La finesse varier en fonction de coefficient de réflexion  $R$  fig (3.9).

Cette finesse de franges justifie l'intérêt de l'interféromètre de **Fabry Pérot**.

Notons que la finesse et le contraste sont liés par la relation [2,8] :

$$C = \frac{F^2}{F^2 + \frac{\pi^2}{2}} \tag{3.18}$$

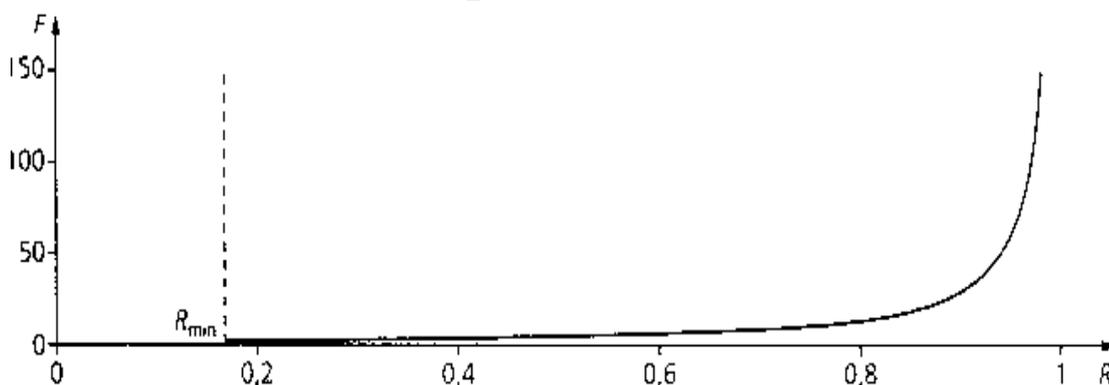


Fig.3.9 Finesse des franges de Fabry Pérot en fonction du coefficient de réflexion [2]

### III.7.2.D. Pouvoir de résolution

Le pouvoir de résolution d'un interféromètre de type Fabry Pérot s'écrit sous la forme :

$$P.R = \frac{\pi \cdot \sqrt{4R / (1-R)^2}}{\lambda} \quad (3.19)$$

De plus on peut l'écrire en fonction du facteur de finesse F:

$$P.R = \frac{2e \cdot \cos i}{\lambda} \cdot F \quad (3.20)$$

Le tableau (3.1) montre que le pouvoir de résolution est très élevé et qu'il varie beaucoup lorsque le facteur de réflexion passe de 0.8 à 0.99 dans le cas de ( $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ , et  $i \approx 0$ ) [3].

<b>R</b>	0.80	0.90	0.95	0.99
<b>F</b>	14	30	61	313
<b>P.R</b>	$0.56 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$	$2.45 \cdot 10^6$	$125 \cdot 10^6$
<b><math>\Delta\lambda</math> (pm)</b>	0.89	0.42	0.21	0.004

Tableau 3.1 Valeurs de (F, P.R, et  $\Delta\lambda$ ) en variation de R [3]

### III.7.3. Avantages des systèmes interférométriques de type Fabry Pérot

- ❖ L'interféromètre de *Fabry Pérot* est un instrument très puissant en spectrométrie comparant avec les autres systèmes interférentiels, au point qu'il ne convient que lorsque l'analyse spectrale montre une précision excellente, et une grande fiabilité [2].
- ❖ Le pouvoir de résolution de l'image observer par l'interféromètre *Fabry Pérot* capable d'atteindre des valeurs de résolution extrêmement élevé ( $P.R \sim 10^8$ ) par rapport de l'interféromètre de *Michelson* ( $P.R \sim 10^4$ ) [3].
- ❖ La finesse des franges de l'interféromètre *Fabry Pérot* permet d'arriver jusqu'à des valeurs augmentées ( $F \sim 335$ ), les autres systèmes interférentiels ne dépasser la valeur ( $F \sim 175$ ), ce qui nous permet de fournir des mesures d'excellente qualité et aussi la

possibilité d'effectuer en temps réel des mesures de déformations ou de vibrations [5.7].

- ❖ L'interféromètre de type *Fabry Pérot* permet également de déterminer les indices de réfraction des substances, à partir du déplacement des franges d'interférences [2].

### **III.8. Conclusion**

Les différents systèmes interférométriques ont été abordés dans ce chapitre, en basant sur l'interféromètre de type *Fabry Pérot*, ces avantages spécifiques peuvent être le choix dans le modèle que nous avons élaboré dans notre étude. Le prochain chapitre sera consacré sur le côté de modélisation du capteur.

### **Bibliographie du chapitre III**

- [1] J.-P.MATHIEU, Vibrations et phénomènes de propagation, Tome 2, ondes, Masson, 1974.
  - [2] P. HARIHARAN, Basics of interferometry Second Edition, Academic Press Elsevier, 2007.
  - [3] J.-P. PÉREZ, OPTIQUE fondements et applications 5<sup>e</sup> édition, Masson, 1996.
  - [4] A.MAUREL, Optique ondulatoire, Edition Belin Sup. 2003.
  - [5] M. FRANÇON, Vibrations lumineuses. Optique cohérente. Dunod 1970.
  - [6] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Seventh Edition, Springer ,1999.
  - [7] Karl D. Moller et C. Belorgeot, Cours d'optique, Springer, 2007.
  - [8] H. J. Pain, The physics of vibration and waves, Sixth Edition, John Wiley & Sons,2005.
- 
-

## IV.1.Introduction

La simulation numérique prend une place importante, aussi bien dans le développement des appareils d'instrumentation. Dans ces domaines, la modélisation est aujourd'hui un outil indispensable en amont du contrôle dans les systèmes de mesure, la détection, le suivi d'objets en déplacement. Ces techniques avancées conduisent à penser que la simulation devient ou va devenir très rapidement [1].

En premier lieu, on donnera la structure du chapitre qui est réservé d'abord pour le choix du modèle théorique que nous avons élaboré, après on va donner plus de détails sur le mécanisme de fonctionnement du capteur, ensuite une étude mathématique permet de simuler le mouvement de la membrane a partir de notre modèle choisi,déterminer les relations essentiels pour l'interféromètre *Fabry-Pérot*, les différentes étapes de modélisation numérique seront faites suivant un algorithme et un organigramme de calcul, la dernière étape est la réalisation du programme informatique a l'aide du langage *Fortran 90*.

## IV.2.Modèle théorique

### *IV2.1.Discription du modèle*

La figure 4.1 illustre les organes internes du capteur. Les parties constitutives du capteur sont:

- **La membrane** : est une feuille circulaire très mince d'un matériau élastique, tendue uniformément sur son pourtour au moyen d'un cadre rigide.
  - **La cavité et la chambre arrière** : sont deux enceintes de volume différent qui communiquent par l'intermédiaires de trous
  - **Le verre** : est une lame très mince (de l'ordre  $10^{-6}$ m) et transparent caractérisé par son indice de réfraction  $n$ .
  - **Les trous** : Les trous ont un rôle très important, ils assurent le mouvement des particules d'air entre la cavité et la chambre arrière.
- 
-

Le modèle que nous avons élaboré dans notre étude est un modèle d'un microphone à fibre optique [2,3,4] modifié, ce dernier utilise pour déterminer la vitesse et la pression acoustique, ce modèle a quelques inconvénients; la bande de fréquences ne dépasse pas convenablement les fréquences ultrasonores [4], l'utilisation de la fibre optique dans ce modèle présente une limite de passage du faisceau laser réfléchi à cause de l'ouverture numérique (cône d'acceptance) de la fibre, donc nous avons besoin d'un modèle pour résoudre ses problèmes, dans ce cas il faut modifier le modèle précédent dans le but d'élargir la bande de fréquence pour atteindre l'ultrason et l'exploitation totale du faisceau laser. Pour cela, nous avons utilisé l'interféromètre de type *Fabry-Pérot*, afin de développer ce modèle. On remplace la fibre optique par un verre placé devant la membrane, une distance  $h$  séparant la membrane et le verre.

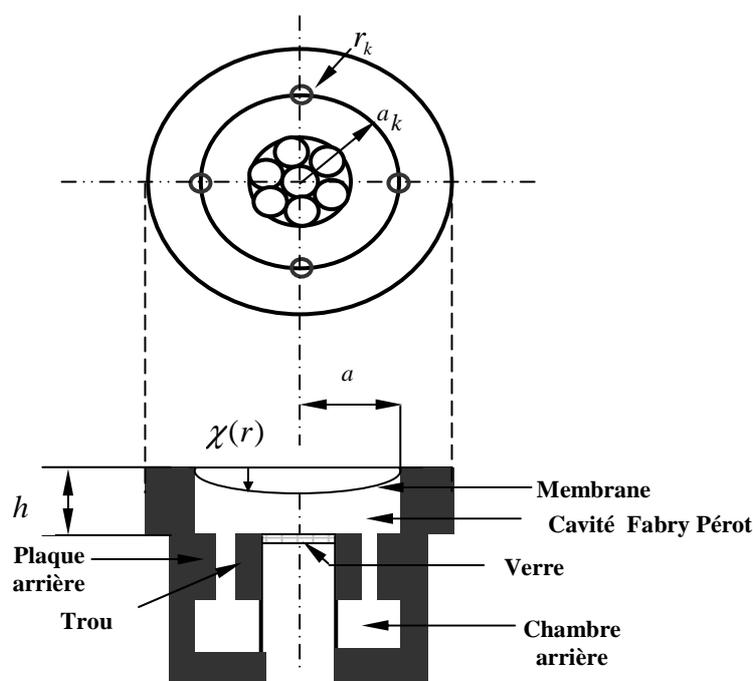


Fig.4.1 Coupe longitudinale du capteur

### IV.3.Mécanisme de fonctionnement

Le principe de fonctionnement est détaillé de la manière suivante, d'une part le mouvement de la membrane qui est la partie utilisée comme transducteur intermédiaire qui vibre sous l'effet de la pression acoustique et réfléchit le signal optique provenant de la diode laser (Figure 4.2).

D'autre part en éclairant le capteur sous une incidence normale par une source lumineuse cohérente continue (comme le laser), le faisceau traverse le verre, une partie de son énergie est transmise vers le centre de la membrane, le reste étant réfléchi, qui à son tour réfléchit une partie de l'énergie vers le second, et ainsi de suite. A chaque passage, une partie du faisceau s'échappe et donne naissance aux faisceaux secondaires. Ce retard va se traduire par un décalage des maxima des deux ondes, en fonction de la distance parcourue qui dépend l'épaisseur séparant les deux plaques qu'il égale  $(h - \chi(0))$ .

Toute déformation ou déplacement de la membrane provoquée par l'effet de la pression acoustique, introduit un changement dans l'épaisseur de la cavité d'air qui se traduit par la modification spatiale des franges d'interférence, c'est à dire un changement de la différence de phase, et une variation d'intensité.

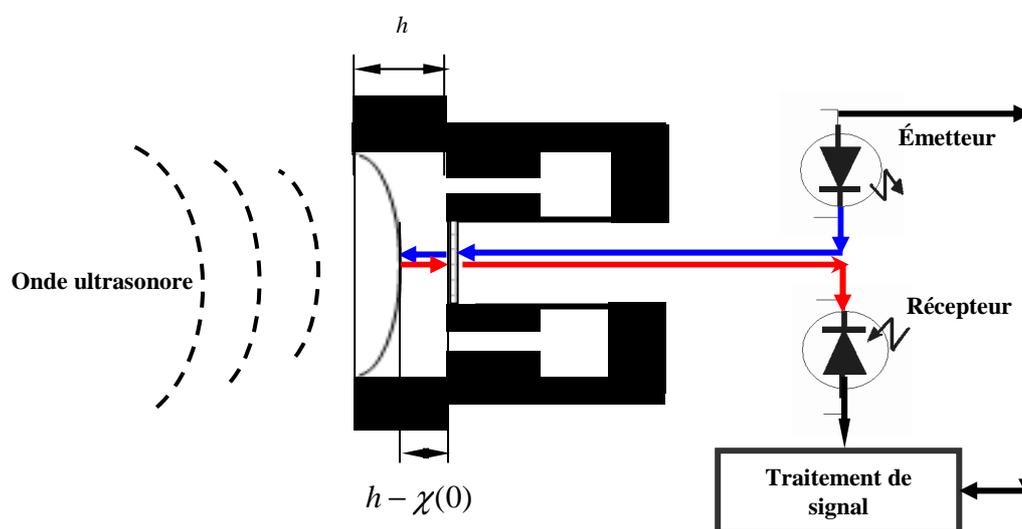


Fig.4.2 schéma qui représente le principe de fonctionnement d'un capteur interférométrique

#### IV.4. Etude de mouvement d'une membrane circulaire

On considère une membrane circulaire de rayon  $a$ , idéalement flexible, leur masse par unité de surface (densité surfacique)  $\sigma$  [Kg/m<sup>2</sup>], sous une tension de fixation  $T$  [N/m] considérée constante dans toute la membrane. Le but dans la suite de cette partie est de trouver la formulation mathématique de déplacement d'une membrane circulaire.

L'équation de propagation d'une onde dans un milieu élastique, on la rencontre cette équation très souvent dans les problèmes liés à la résolution de l'équation d'Helmholtz [1,5]:

$$\Delta\chi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = 0 \quad (4.1)$$

Où  $\Delta$  représente l'opérateur **Laplacien**,  $\chi$  la fonction d'onde qui représente le déplacement de la membrane en fonction du temps et de l'espace. Puisque la membrane est circulaire, on introduit les coordonnées polaires:

$$\chi = \chi(r, \theta, t) \quad (4.2)$$

Pour être univoque, la fonction  $\chi$  doit vérifier la condition de périodicité :

$$\chi(r, \theta, t) = \chi(r, \theta + 2\pi, t) \quad (4.3)$$

L'opérateur  $\Delta$  dans les coordonnées polaire s'écrit :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \quad (4.4)$$

Interagissent l'opérateur  $\Delta$  sur  $\chi$  ils devient :

$$\frac{\partial^2 \chi(r, \theta, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi(r, \theta, t)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \chi(r, \theta, t)}{\partial \theta^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \chi(r, \theta, t)}{\partial t^2} = 0$$

Il faut d'abord séparer la fonction  $\chi(r, \theta, t)$  en deux parties, la première qui concerne la partie temporelle  $t$ , l'autre qui est reliée à la partie spatiale  $(r, \theta)$  qui s'écrit [6] :

$$\chi(r, \theta, t) = \psi(r, \theta)T(t) \quad (4.5)$$

On trouve la formule suivante :

$$\frac{\partial^2 \psi(r, \theta)T(t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, \theta)T(t)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)T(t)}{\partial \theta^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)T(t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.6)$$

$$T(t) \left[ \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)}{\partial \theta^2} \right] - \frac{\psi(r, \theta)}{v^2} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.7)$$

Par division sur  $\psi(r, \theta)T(t)$  on obtient :

$$\frac{1}{\psi(r, \theta)} \left[ \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)}{\partial \theta^2} \right] - \frac{1}{v^2 T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{v^2}{\psi(r, \theta)} \left[ \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi(r, \theta)}{\partial \theta^2} \right] = \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} \quad (4.9)$$

Pour avoir une solution sinusoïdale, l'égalité de l'équation (4.9) doit être égale  $(-\omega^2)$  [6].

$$\frac{\nu^2}{\psi(r, \theta)} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi(r, \theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \psi(r, \theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \psi(r, \theta) \right] = \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (4.10)$$

$$\left\{ \frac{\nu^2}{\psi(r, \theta)} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi(r, \theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \psi(r, \theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \psi(r, \theta) \right] = -\omega^2 \right. \quad (4.11)$$

$$\left. \frac{1}{T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = -\omega^2 \right\} \quad (4.12)$$

L'équation (4.12) devient :

$$\frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} + \omega^2 T(t) = 0 \quad (4.13)$$

La solution générale de cette équation s'écrit :

$$T(t) = Ae^{i\omega t} \quad (4.14)$$

On revient à l'équation (4.11), par le même raisonnement en va séparer la fonction  $\psi(r, \theta)$  en deux parties, partie radiale et partie angulaire qui s'écrit [2,6] :

$$\psi(r, \theta) = R(r)\Theta(\theta) \quad (4.15)$$

Ce qui implique :

$$\frac{\nu^2}{R(r)\Theta(\theta)} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} R(r)\Theta(\theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} R(r)\Theta(\theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} R(r)\Theta(\theta) \right] = -\omega^2 \quad (4.16)$$

$$(4.17) \frac{\nu^2}{R(r)\Theta(\theta)} \left[ \Theta(\theta) \left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + \frac{R(r)}{r^2} \frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} \right] = -\omega^2$$

$$(4.18) \Theta(\theta) \left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + \frac{R(r)}{r^2} \frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} = \frac{-\omega^2}{\nu^2} R(r)\Theta(\theta)$$

Par division sur  $R(r)\Theta(\theta)$  on obtient :

$$\frac{r^2}{R(r)} \left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{\Theta(\theta)} \frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} = -k^2 r^2, \quad k = \frac{\omega}{\nu} \quad (4.19)$$

$$\frac{r^2}{R(r)} \left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + k^2 r^2 = \frac{-1}{\Theta(\theta)} \frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} \quad (4.20)$$

Egalité toujours vérifiée si les deux membres de l'équation sont égaux à une même constante  $m^2$ , l'équation (4.20) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{r^2}{R(r)} \left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + k^2 r^2 = m^2 \\ - \frac{1}{\Theta(\theta)} \frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} = m^2 \end{array} \right. \quad (4.21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{r^2}{R(r)} \left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} \right) + k^2 r^2 = m^2 \\ - \frac{1}{\Theta(\theta)} \frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} = m^2 \end{array} \right. \quad (4.22)$$

La fonction  $\Theta(\theta)$  est périodique de période  $2\pi$ , donc la solution harmonique de la partie angulaire s'écrit :

$$\Theta(\theta) = \cos(m\theta + \varphi) \quad (4.23)$$

où :

$m$  : Un nombre entier positif qui prend les valeurs  $[m = 0, 1, 2, \dots]$ .

$\varphi$  : représente la phase initiale.

L'équation (4.21) devient :

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \left( k^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R(r) = 0 \quad (4.24)$$

la solution de cette équation est les fonctions de **Bessel** d'ordre  $m$  de 1<sup>ère</sup> et 2<sup>ème</sup> espèces:

$$R(r) = A.J_m(kr) + B.Y_m(kr) \quad (4.25)$$

Dans laquelle la condition de détermination de  $\chi(r, \theta, t)$  à  $r = 0$ , impose  $B = 0$  ( $Y_m$  n'étant pas défini pour  $r = 0$ ).

D'où : 
$$R(r) = A.J_m(kr) \quad (4.26)$$

Avec comme condition limite  $R(a) = 0$  qui entraîne  $J_m(ka) = 0$  ( $a$  étant le rayon de la membrane). On obtient l'équation des modes normaux, en prenant comme zéros de la fonction de Bessel les valeurs  $j_{mn}$  telles que  $J_m(j_{mn}) = 0$ , La solution générale complète s'écrit alors:

$$\chi(r, \theta, t) = \sum_{m,n} A_{mn} J_m(k_{mn} r) \cos(m\theta + \varphi_{mn}) e^{i\omega_{mn} t} \quad (4.27)$$

Et les fréquences propres de la membrane :  $f_{mn} = \frac{c}{2\pi a} j_{mn}$  peuvent être obtenues à partir du tableau donnant les zéros de la fonction de **Bessel** de chaque mode de vibration [1].

n \ m	0	1	2	3	4	5
0	-	2.40	5.52	8.65	11.79	14.93
1	0	3.83	7.02	10.17	13.32	16.47
2	0	5.14	8.42	11.62	14.80	17.96
3	0	6.38	9.76	13.02	16.22	19.41
4	0	7.59	11.06	14.37	17.62	20.83
5	0	8.77	12.34	15.70	18.98	22.22

Tableau 4.1: Zéros de la fonction de Bessel  $J_m(j_{mn})$  de chaque mode de vibration [6]

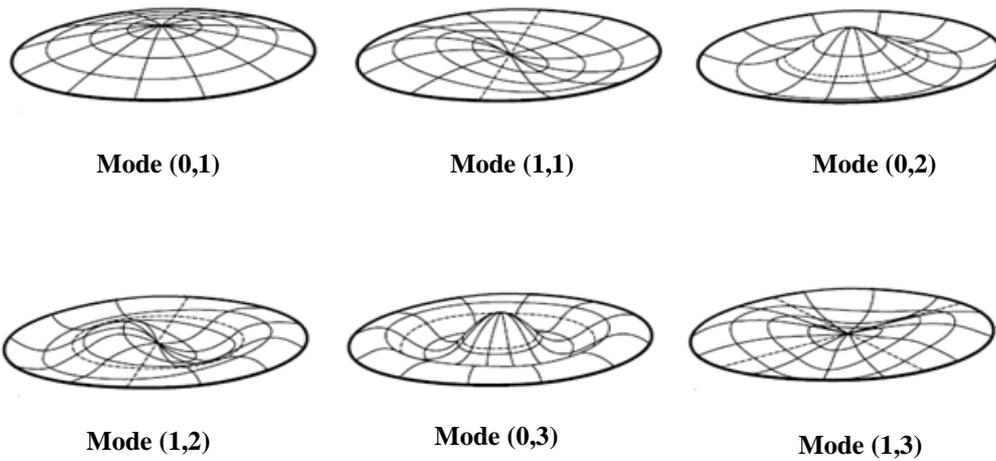


Fig4.3 Premiers modes de vibrations d'une membrane circulaire fixée sur son pourtour [1]

### IV.5. Formule de mouvement d'une membrane à partir du modèle choisi

L'équation de mouvement de la membrane sous l'action d'une pression acoustique à partir de modèle choisi [2,3] s'écrit :

$$\nabla^2 \chi(r, \theta) + K^2 \chi(r, \theta) = \frac{p_i}{T} + \frac{p(r, \theta, 0)}{T} \tag{4.28}$$

$\chi(r, \theta)$  : Déplacement de la membrane.

$K$  : Nombre d'onde sonore sur la membrane.

$$K = \omega \left( \frac{\sigma_m}{T} \right)^{1/2}$$

$\omega$  : Pulsation.

$\sigma_m$  : Densité surfacique de la membrane.

$T$  : Tension de fixation.

$p_i$  : Pression sonore incidente.

$p(r, \theta, t)$  : Réaction de pression sur la surface de membrane.

Les conditions aux limites de déplacement de la membrane s'écrit [2,3] :

$\chi(a, \theta) = 0$  où  $a$  représente le rayon de membrane.

$\chi(0, \theta)$ , prend une valeur finie au centre de la membrane.

L'influence de la pression incidente sur la surface de la membrane crée une réaction provoquée par le mouvement des particules d'air dans les trous de la plaque arrière à l'intérieur du capteur figure (4.4). Cette réaction est caractérisée par un paramètre  $D$  relié directement avec l'expression du déplacement à partir de l'équation (4.29).

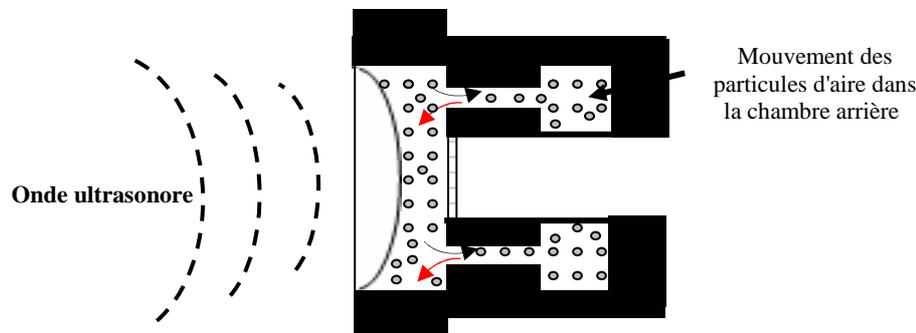


Fig. 4.4 : Mécanisme de mouvement des particules d'air

D'après le modèle choisi [2, 3,5], la formule de déplacement de la membrane en fonction du rayon va s'écrire alors :

$$\chi(r) = \frac{P_i}{TK^2} \frac{J_0(Kr) - J_0(Ka)}{J_0(Ka) + D} \quad (4.29)$$

où:

$P_i$  : Pression sonore incidente.

$T$  : Tension de fixation.

$K$  : Nombre d'onde sonore sur la membrane.

$J_0$  : Fonctions de Bessel d'ordre zéro.

$D$  : Paramètre dû à la réaction de pression sur la membrane.

A partir de l'équation (4.29) le déplacement au centre de la membrane s'écrit (notre étude est faite au centre de la membrane) :

$$\chi(0) = \frac{p_i}{TK^2} \frac{1 - j_0(Ka)}{j_0(Ka) + D} \quad (4.30)$$

Avec :

$$D = \frac{i4\omega\rho_0 j_0(Ka)}{\pi T j_2(Ka)} \sum_{m=0}^{\infty} \left( -i\omega\Theta_m + \sum_{s=1}^q \Upsilon_s s_s \Gamma_m J_0(\xi_m a_s) \right) \frac{1}{T_m j_0(\xi_m a)} \left( \frac{j_2(Ka)\delta(m)}{4K^2 a^2} + \frac{j_1(Ka)[1 - \delta(m)]}{2Ka(K^2 a^2 - \xi_m^2 a^2)} \right) \quad (4.31)$$

$$\Theta_m = 2\pi \left( \frac{Ka J_0(\xi_m a) j_1(Ka)}{(K^2 - \xi_m^2) j_0(Ka)} - \frac{a^2}{2} \delta(m) \right), \quad \delta(m) = 1 \text{ si } m=0, \delta(m) = 0 \text{ si } m \neq 0. \quad (4.32)$$

$$\Gamma_m = \frac{\sin(k_m h) + \gamma_m \sin(L_m h)}{\sin(k_m h) \cos(L_m h) + \gamma_m \cos(k_m h) \sin(L_m h)} \quad (4.33)$$

$$T_m = \frac{k_m \{2[1 - \cos(k_m h) \cos(L_m h)] + (\gamma_m + \gamma_m^{-1}) \sin(k_m h) \sin(L_m h)\}}{\sin(k_m h) \cos(L_m h) + \gamma_m \cos(k_m h) \sin(L_m h)} \quad (4.34)$$

$$\begin{cases} k_m^2 = k^2 - \xi_m^2 \\ L_m^2 = L^2 - \xi_m^2 \\ \gamma_m^2 = k_m L_m / \xi_m^2 \\ j_1(\xi_m a) = 0 \end{cases} \quad \text{où : } L = \sqrt{-i\omega\rho_0/\mu} \quad (4.35)$$

$\rho_0$  : Densité statique de l'air.

$s_s$  : Surface de s<sup>ième</sup> trous.

$q$  : Nombre de trous.

$j_1(\xi_m a) = 0$ , représente les modes propres de vibration de la membrane, notons que  $\xi_m$  détermine les zéros de fonctions de Bessel d'ordre 1 avec  $m = 0, 1, 2, 3, \dots, \infty$ .

$$\Upsilon : \text{Une matrice qui s'écrit : } \Upsilon = (I + A)^{-1} \beta \quad (4.36 a)$$

Avec  $I$  : la matrice identité.

$\beta$  : Un vecteur  $\beta(q)$ , défini par la relation :

$$\beta_k = \frac{\rho_0 \omega^2}{s_k} \left( \sum_{l=1}^q \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Theta_m \Gamma_m j_0(\xi_m a_l) Y_{kl}}{P_m T_m} \right) \quad (k = 1, \dots, q) \quad (4.36 b)$$

$A$  : Une matrice  $A(q \times q)$ , ses éléments sont donnés par la formule :

$$a_{ks} = -\frac{i\omega\rho_0 s_s}{s_k} \sum_{l=1}^q \sum_{m=0}^{\infty} \frac{j_0(\xi_m a_s) j_0(\xi_m a_l) Y_{kl}}{P_m T_m} \quad (k, s = 1, \dots, q) \quad (4.37)$$

Avec :

$$P_m = \pi a^2 j_0^2 (\xi_m a) \quad (4.38)$$

$Y_{kl}$  est la matrice d'admittance. Notons que l'admittance acoustique est le rapport inverse de l'impédance.

$$Y = [Z]^{-1} \quad (4.39)$$

Avec  $Z(q, q)$  est la matrice d'impédance acoustique défini par :

$$Z = \begin{bmatrix} Z_1 + Z_c & Z_c & \dots & Z_c \\ Z_c & Z_2 + Z_c & \dots & Z_c \\ \cdot & & & \\ \cdot & & & \\ Z_c & Z_c & \dots & Z_q + Z_c \end{bmatrix} \quad (4.40)$$

$$Z_c = \frac{\gamma p_0 c_T^2}{i \omega V} \quad (4.41)$$

$$Z_k = \frac{(8\rho_0 \omega \mu)^{1/2}}{\pi r_k^2} \left(1 + \frac{l_k}{2r_k}\right) + i \frac{\omega \rho_0 (l_k + 1.7r_k)}{\pi r_k^2} \quad (k = 1, 2, \dots, q) \quad (4.42)$$

où :

$z_c$  : L'impédance acoustique de la chambre arrière.

$z_k$  : L'impédance acoustique du  $k^{\text{ième}}$  trou.

$\gamma$  : Rapport de la chaleur spécifique.

$C_i$  : La vitesse du son.

$\mu$  : Viscosité absolue de l'air.

$V$  : Volume de chambre arrière.

### IV.6. Paramètres du circuit électrique équivalent

Le circuit électrique équivalent est le circuit qui représente le mouvement de la membrane figure (4.6) [2,3,5], il est caractérisé par certains paramètres, dans ce modèle les paramètres du circuit électrique équivalent sont donnés par les expressions suivantes:

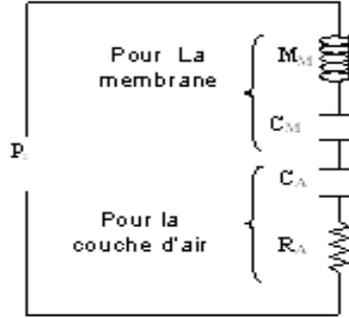


Fig.4.6. Circuit électrique équivalent de la membrane et de la cavité [2]

- ❖ La sensibilité mécanique  $M_M = 5\sigma_m/12\pi.a^2$  (kg/m<sup>4</sup>)
- ❖ Conformité de la membrane  $C_m = \pi a^2/2T$  (m<sup>5</sup>/N)
- ❖ Conformité de la couche d'air de la cavité  $C_a = \pi a^2/2T \operatorname{Re}(D)$  (m<sup>5</sup>/N)
- ❖ Résistance de la couche d'air de la cavité  $R_a = 2T \operatorname{Im}(D)/\omega\pi a^2$  (N.s/m<sup>5</sup>)
- ❖ Facteur de qualité  $Q = \frac{1}{R_a} \sqrt{\frac{M_m(C_a + C_m)}{C_a C_m}}$

### IV.7. Etude de L'interféromètre de Fabry Pérot en lumière monochromatique

#### IV.7.1. Différence de phase introduite par une cavité

La cavité est éclairée sous une incidence  $i$  quasi-normale, figure (4.7). Considérons les deux ondes d'amplitudes  $A_1'$  et  $A_2'$  successivement réfléchis dans la direction  $i$ .

La fonction d'onde  $\psi_1'$  associée à l'onde 1, choisie comme référence de phase s'écrit [7]:

$$\psi_1' = A_1' \exp(i\vec{k}' \vec{r}) \tag{4.43}$$

où  $\vec{k}'$  est le vecteur d'onde commun à toutes les ondes réfléchis dans la direction  $i$ . L'onde 2 est décrite par la fonction d'onde :

$$\psi_2' = A_2' \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r} + i\varphi(i)) \quad (4.44)$$

Où  $\varphi(i) = \frac{2\pi\delta(i)}{\lambda}$  est le déphasage entre les deux ondes, avec la différence de marche

$\delta(i)$  entre les deux rayons [7]:

$$\delta(i) = |M_1 N_1 M_2| - |M_1 H_1| = n(M_1 N_1 + N_1 M_2) - M_1 H_1 \quad (4.45)$$

D'après des simplifications arithmétiques la différence de marche  $\delta(i)$  s'écrit :

$$\delta(i) = 2ne \cos i \quad (4.46)$$

$$\varphi(i) = \frac{4\pi}{\lambda} ne \cos i \quad (4.47)$$

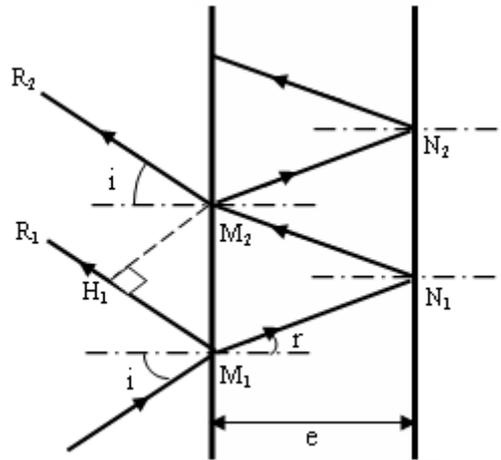


Fig.4.7 Différence de marche entre deux rayons successifs

#### IV.7. 2. Calcul de l'amplitude et l'intensité des ondes successivement transmises et réfléchies

Considérons une onde monochromatique plane qui tombe sur un dioptre plan séparant deux milieux diélectriques d'indices respectifs  $n_1$  et  $n_2$  figure (4.8).

Cette onde d'expression:  $E_{m1} \exp(-i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}))$  se décompose en deux ondes de même pulsation, l'une est l'onde réfléchie  $E_{m1}' \exp(-i(\omega t - \vec{k}_1' \cdot \vec{r}))$ , l'autre est l'onde transmise  $E_{m2} \exp(-i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}))$  [8,9].

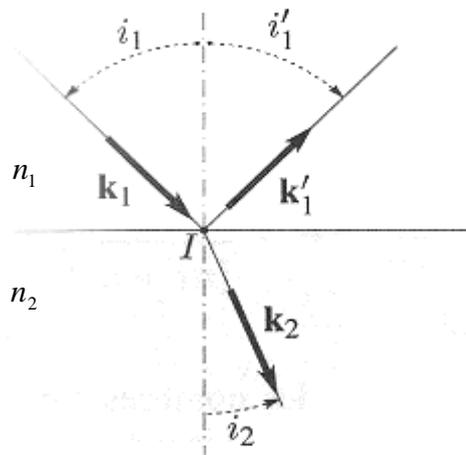


Fig.4.8. Transmission et Réflexion de vecteur d'onde dans un milieu vers un autre

Pour qu'une relation entre les amplitudes de ces trois ondes puisse exister

En tout point  $r$  de la surface de séparation et tout instant  $t$ .

Il en résulte que:

$$\vec{k}_1 \vec{r} = \vec{k}'_1 \vec{r} = \vec{k}_2 \vec{r} \quad (4.48)$$

En projetant dans le plan du dioptre, on obtient les relations de réflexion et de la réfraction de l'optique géométrique [5].

$$i'_1 = -i_1 \text{ et } n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (4.49)$$

Lorsque l'incidence est normale ( $i=0$ ), Les nombres d'ondes réfléchis et réfractés aussi sont nuls ( $\vec{k}'_1 = -\vec{k}_1$ ).  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  de même sens. D'après les équations de **Maxwell**, les champs électriques et magnétiques sont ceux représentés sur la figure (4,9), il résulte [9]:

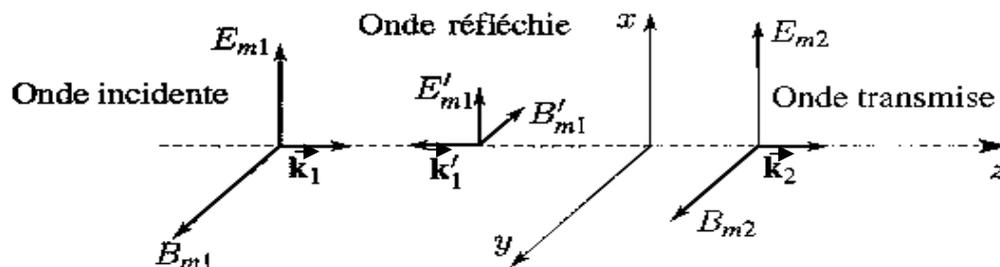


Fig.4.9. Transmission et Réflexion d'une onde électromagnétique dans une incidence normale [3]

$$E_{m1} + E'_{m1} = E_{m2} \tag{4.50}$$

$$B_{m1} - B'_{m1} = B_{m2} \tag{4.51}$$

Comme  $\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B}$ , la seconde équation s'écrit :

$$\frac{E_{m1}}{v_1} - \frac{E'_{m1}}{v_1} = \frac{E_{m2}}{v_2} \tag{4.52}$$

$v_1$  et  $v_2$  désignant les vitesses de la lumière dans les milieux 1 et 2.

On déduit les facteurs de réflexion et de transmission en amplitude, en fonction des indices:

$$r = \frac{E'_{m1}}{E_{m1}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \qquad t = \frac{E_{m2}}{E_{m1}} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \tag{4.53}$$

Puisque  $I = n|E|^2$  alors :

$$R = \frac{n_1 |E'_{m1}|^2}{n_1 |E_{m1}|^2} = r^2 = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \qquad T = \frac{n_2 |E_{m2}|^2}{n_1 |E_{m1}|^2} = \frac{n_2}{n_1} t^2 = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \tag{4.54}$$

$R$  le coefficient de réflexion,  $T$  le coefficient de transmission.

Reprenons le même raisonnement pour déterminer à chaque interface les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude pour une incidence quasi-normale Figure (4.10) [7, 8,9] :

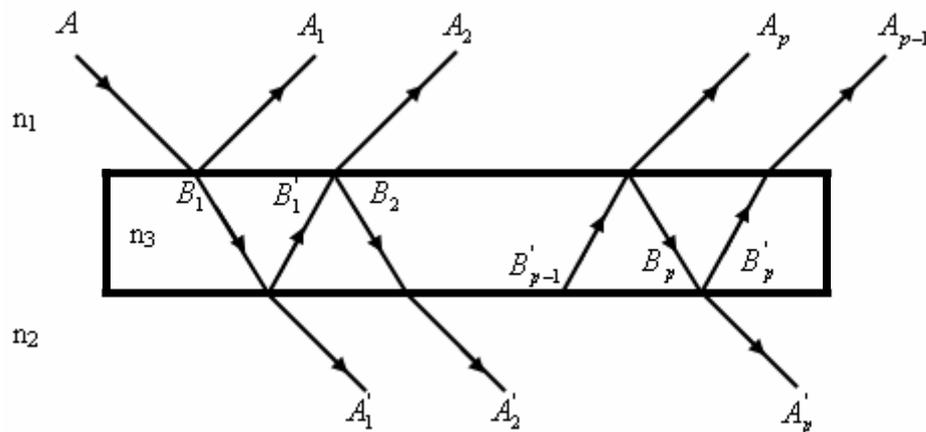


Fig.4.10. Rayons successivement Transmis et Réfléchies

$$\text{Interface } n_1/n_3 : \quad r_1 = \frac{n_1 - n_3}{n_1 + n_3} \quad t_1 = \frac{2n_1}{n_1 + n_3} \quad (4.55)$$

$$\text{Interface } n_3/n_1 : \quad r_1' = -r_1 = \frac{n_3 - n_1}{n_1 + n_3} \quad t_1' = \frac{2n_3}{n_1 + n_3} \quad (4.56)$$

$$\text{Interface } n_3/n_2 : \quad r_2' = \frac{n_3 - n_2}{n_2 + n_3} \quad t_2' = \frac{2n_2}{n_2 + n_3} \quad (4.57)$$

Raisonnons de proche en proche les amplitudes des ondes successivement réfléchies et transmises à chaque interface [7]:

- Les amplitudes  $A_1$  et  $B_1$  sont particulières :  $A_1 = r_1 A$  et  $B_1 = t_1 A$  (4.58)

- $B_1'$  est l'amplitude réfléchie à l'interface  $\frac{n_3}{n_2}$  et issue de  $B_1$ :  $B_1' = r_2' B_1$  (4.59)

Cette relation reste vraie pour tout  $p$  donc :  $B_p' = r_2' B_p$  (4.60)

- $A_2$  est l'amplitude transmise à l'interface  $\frac{n_3}{n_1}$  et issue de  $B_1'$ :  $A_2 = t_1' B_1'$  (4.61)

Cette relation reste vraie pour tout  $p > 1$ :  $A_p = t_1' B_{p-1}'$  (4.62)

- $B_2$  est l'amplitude réfléchie à l'interface  $\frac{n_3}{n_1}$  et issue de  $B_1'$ :  $B_2 = r_1' B_1'$  (4.63)

Cette relation reste vraie pour tout  $p > 1$ :  $B_p = r_1' B_{p-1}'$

- $A_1'$  est l'amplitude transmise à l'interface  $\frac{n_3}{n_2}$  et issue de  $B_1$ :  $A_1' = t_2' B_1$  (4.64)

Cette relation reste vraie pour tout  $p$  :  $A_p' = t_2' B_p$  (4.65)

Utilisons les relations ci-dessus et calculons l'amplitude  $B_p$  ( $p > 1$ ) en fonction de  $A$  :

$$B_p = r_1' B_{p-1}' = r_1' r_2' B_{p-1}' = (r_1' r_2')^2 B_{p-2}' = \dots \quad (4.66)$$

Soit :

$$B_p = (r_1' r_2')^{p-1} B_1 = t_1 (r_1' r_2')^{p-1} A \quad (4.67)$$

On déduit la valeur de  $B_p'$  :

$$B_p' = r_2' B_p = r_2' t_1 (r_1' r_2')^{p-1} A \quad (4.68)$$

Les amplitudes  $A_p$  des ondes réfléchies et les amplitudes  $A_p'$  des ondes transmises sont données, pour  $p > 1$ , par :

$$\begin{aligned} A_p &= r_2 t_1 (r_1' r_2')^{p-1} A \\ A_p' &= t_1 t_2' (r_1' r_2')^{p-1} A \end{aligned} \quad (4.69)$$

Pour ramener plus facilement, nous posons dans la suite,  $r$ ,  $R$ ,  $T$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  tels que :

$$r = r_1' = \frac{n_3 - n_1}{n_3 + n_1} \quad R = (r_1' r_2') = \left( \frac{n_3 - n_1}{n_3 + n_1} \right) \left( \frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2} \right) \quad (4.70)$$

$$T = 1 - R = \frac{2n_3(n_1 + n_2)}{(n_1 + n_3)(n_2 + n_3)} \quad \alpha = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad \beta = \frac{n_3 - n_2}{n_3 - n_1} \quad (4.71)$$

Les amplitudes s'écrivent en fonction de  $r, T$  et  $R$  pour  $p > 1$  :

$$\begin{aligned} A_1 &= -rA \\ A_p &= \alpha\beta rTR^{p-2} A \\ A_p' &= \alpha TR^{p-1} A, p > 0 \end{aligned} \quad (4.72)$$

La fonction d'onde  $\psi_1'$  associée à l'onde 1, que nous choisissons comme référence de phase s'écrit [5]:

$$\psi_1'(\vec{r}) = A_1' \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r}) \quad (4.73)$$

Où  $\vec{k}'$  est le vecteur d'onde commun, les ondes transmises s'écrit :

$$\psi_2'(\vec{r}) = A_2' \exp i(\vec{k}' \cdot \vec{r} + \varphi(i)) \quad (4.74)$$

En poursuivant le raisonnement, dans la  $P^{eme}$  transmission la fonction d'onde s'écrit :

$$\psi_p'(\vec{r}) = \alpha TR^{p-1} A \cdot \exp i(\vec{k}' \cdot \vec{r} + (p-1)\varphi(i)) \quad (4.75)$$

Finalement, la fonction d'onde  $\psi_t$  résultant de la superposition de l'infinité d'ondes transmises s'écrit :

$$\psi_t(\vec{r}) = \sum_{p=1}^{\infty} \alpha TR^{p-1} A \exp i[\vec{k}' \cdot \vec{r} + (p-1)\varphi(i)] \quad (4.76)$$

$$\psi_t(\vec{r}) = \alpha T \exp i(\vec{k}' \cdot \vec{r}) \sum_{p=0}^{\infty} [\text{Re } xp(i\varphi(i))]^p \quad (4.77)$$

Nous reconnaissons une série géométrique de la forme  $\sum a^p$ . Après des simplifications et des étapes de calcul on obtient la formule finale de l'onde transmise qui s'écrit :

$$\psi_t(\vec{r}) = \alpha TA \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r}) \frac{\exp(i\varphi(i))}{1 - \text{Re } xp(i\varphi(i))} \quad (4.78)$$

L'amplitude complexe  $A_t$  de l'onde transmise s'écrit :

$$A_t(i) = \alpha T \frac{\exp(i\varphi(i))}{1 - \text{Re } xp(i\varphi(i))} A$$

L'intensité transmise  $I_t(i)$  s'écrit comme le module ou carré de l'amplitude transmise:

$$I_t(i) = \frac{n_2}{n_1} \alpha^2 I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi(i)}{2}\right)} \quad (4.79)$$

Reprenons le même raisonnement pour les ondes successivement réfléchies. La fonction associée à la  $P^{\text{ème}}$  onde réfléchie (l'onde incidente choisie comme référence de phase) s'écrit [7,8]:

$$\psi_p(\vec{r}) = A_p \exp i(\vec{k} \cdot \vec{r} + (p-1)\varphi(i)) \quad (4.80)$$

La fonction d'onde  $\psi_r$  résultant de la superposition de l'infinité d'ondes réfléchies s'écrit :

$$\psi_r(\vec{r}) = rA \exp i(\vec{k} \cdot \vec{r}) \left( -1 + \alpha\beta \frac{T}{R} \sum_{p=1}^{\infty} R^p \exp i(p\varphi(i)) \right) \quad (4.81)$$

Après des simplifications arithmétiques on obtient la formule de l'amplitude de l'onde réfléchie qui s'écrit :

$$A_r(i) = -r \frac{1 - \frac{R}{r^2} \exp i(\varphi(i))}{1 - R \exp i(\varphi(i))} A \quad (4.82)$$

L'intensité réfléchie  $I_r(i)$  s'écrit de la façon suivante :

$$I_r(i) = I_0 \frac{\left(1 - \frac{n_2}{n_1} \alpha^2\right) + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi(i)}{2}\right)}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi(i)}{2}\right)} \quad (4.83)$$

Dans notre cas où l'incidence normale ( $i \approx 0$ ) et la cavité *Fabry pérot* et constituer d'une lame de verre d'indice  $n$  et une membrane.

On obtient la relation d'intensité de l'onde réfléchie qui s'écrit [7,8]:

$$I_r = I_0 \frac{\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}, \quad R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad (4.84)$$

Après cette étude consacrée à la détermination de déplacement de la membrane dans le modèle de base d'une part et de calculer l'intensité de l'onde réfléchie d'autre part, en résumera les relations essentielles pour notre étude.

- Relation de déplacement au centre de la membrane :

$$\chi(0) = \frac{p_i}{TK^2} \frac{1 - j_0(Ka)}{j_0(Ka) + D} \quad (4.85)$$

- Relations essentielles de l'interféromètre de **Fabry-Pérot** :

\* Relation de déphasage:

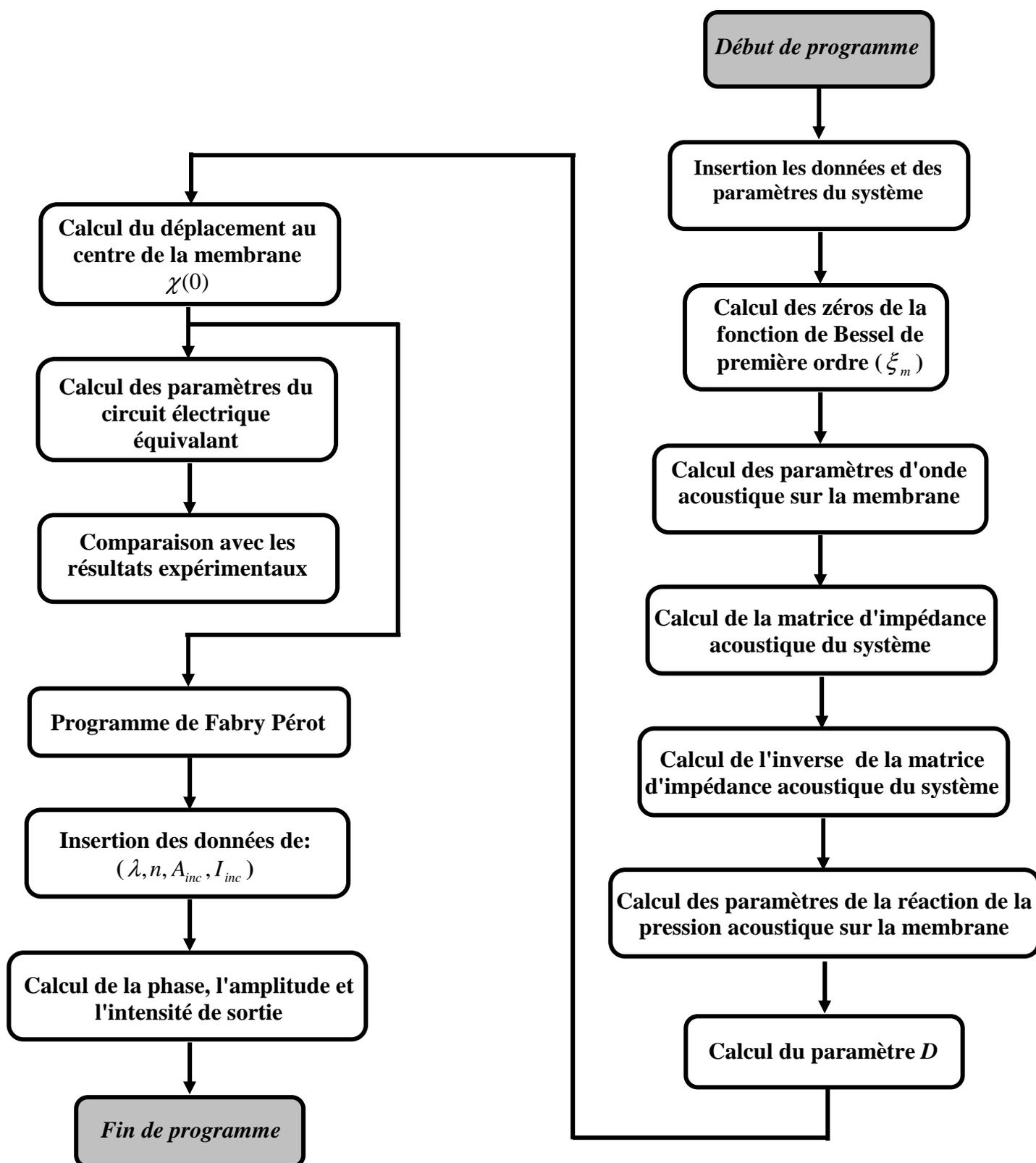
$$\varphi = \frac{4\pi n}{\lambda} (h - \chi(0)) \quad (4.86)$$

- Relation d'intensité total de l'onde réfléchie :

$$I_r = I_0 \frac{\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (4.87)$$

### IV.8. Organigramme illustrant les différentes étapes de modélisation

Les différentes étapes du calcul sont illustrées dans l'organigramme suivant :



### IV.8.1. Réalisation du programme informatique

Avec l'avancement des ordinateurs puissants, rapides en exécution de calculs et économiques (coûts réduits), l'utilisation des méthodes de simulations numériques pour la résolution des problèmes devient de plus en plus d'actualité.

Dans la partie de programmation nous avons utilisé un programme informatique en langage *Fortran 90*, aussi nous nous sommes basées sur la bibliothèque riche de *Fortran (IMSL)*, pour résoudre les problèmes de résolution d'équations de *Bessel* et le problème d'inversion de matrice, les différentes étapes de programmation seront illustrées dans les points suivants:

*Etape 1* : insertion des données (dimensions et paramètres du modèle).

*Etape 2* : calcul des paramètres intermédiaires suivant les zéros de la fonction de Bessel à l'aide de la bibliothèque mathématique *IMSL*.

*Etape 3*: calcul de la matrice de l'impédance acoustique du système.

*Etape 4*: calcul de l'inverse de la matrice acoustique à l'aide de la bibliothèque mathématique *IMSL*.

*Etape 5*: calcul des paramètres de la réaction de pression sur la membrane.

*Etape 6*: calcul du déplacement de la membrane.

*Etape 7* : calcul des éléments du circuit électrique équivalent.

*Etape 8* : insertions des données numériques pour l'interféromètre *Fabry Pérot*.

*Etape 9* : calcul de la phase, l'amplitude et l'intensité de sortie du capteur.

*Etape 10* : insertion des résultats de calculs dans des fichiers.

---

---

**IV.9.Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons proposé une étude détaillée d'un modèle de capteur. Après une série de calculs qui permet de définir les paramètres les plus influents sur le capteur, dans le but d'améliorer le fonctionnement du capteur, les résultats des différents cas de simulation seront illustrés dans le prochain chapitre.

---

---

**Bibliographie du chapitre IV**

- [1] H. J. Pain, The physics of vibration and waves Sixth Edition, John Wiley & Sons, 2005.
  - [2] Andong Hu and Frank W. Cuomo, Theoretical and experimental study of a Fiber optic microphone, University of Rhode Island, Kingston, , J.Qcoust.Soc, Am 91(5), 1992.
  - [3] Allan J.ZUCKERWAR, Theatrical response of condenser Microphone, Norfolk, VIRGINIA, J.Qcoust.Soc, Am 64(4), 1978.
  - [4] R. Barnert, Modal Improved Condenser Microphone A-1230 Vienna, Austria, 2001.
  - [5] R.Bouanane Etude de la membrane d'un microphone a fibre optique, Mémoire de magistère, Université de Ouargla, 2004.
  - [6] A.Nikiforov, V.Ouvarov, Fonctions spéciales de la physique mathématique, OPU, 1983.
  - [7] Agnés Maurel, Optique Ondulatoire, Edition Belin sup, 2003.
  - [8] Karl D. Moller et C. Belorgeot, Cours d'optique, Springer, 2007
  - [9] J.-P. PÉREZ, OPTIQUE fondements et applications, 5<sup>e</sup> édition, Masson, 1996.
- 
-

## V.1.Introduction

La conception ou l'amélioration des performances d'un dispositif s'appuie sur un modèle de représentation et de simulation de son bon fonctionnement. La simulation ainsi prévoit l'impact de la géométrie et des matériaux choisis sur les performances de dispositif à réaliser. Le domaine des capteurs comme d'autres, fait appel pour sa mise au point, à la simulation et l'expérimentation comme moyen d'aide à la conception [1].

Ce chapitre est divisé en deux parties, la première partie est consacrée à la comparaison des résultats obtenus avec ceux du modèle théorique et expérimental, la deuxième partie traitera l'influence de chaque paramètre du capteur sur leur réponse, on prendra les données numériques des différents paramètres et dimensions du modèle de base que nous allons appliquer dans notre programme informatique, dans le but de généraliser le modèle pour différentes valeurs et paramètres.

## V.2. Paramètres et dimensions du capteur

Les différents paramètres et dimensions du capteur sont donnés dans les tableaux 5.1 à 5.6.

### V.2.A.Paramètres de la membrane

<i>Symboles</i>	<i>Elément</i>	<i>Unité</i>
<b>a</b>	<i>Rayon de la membrane</i>	m
$\sigma_m$	<i>Densité surfacique</i>	Kg/m <sup>2</sup>
<b>T</b>	<i>Tension de fixation</i>	N/m

Tableau 5.1 Paramètres de la membrane

**V.2.B. Paramètres de trous et les ouvertures**

<i>Symboles</i>	<i>Elément</i>	<i>Unité</i>
<b>q</b>	<i>Nombre d'ouvertures</i>	-
<b>r<sub>k</sub></b>	<i>Rayon des trous d'ouvertures</i>	m
<b>a<sub>k</sub></b>	<i>Rayon de positionnement</i>	m
<b>l<sub>k</sub></b>	<i>Profondeur des trous</i>	m

Tableau 5.2 Paramètres de trous et les ouvertures

**V.2.C. Paramètres de la chambre arrière et l'air**

<i>Symboles</i>	<i>Elément</i>	<i>Unité</i>
<b>h</b>	<i>Distance entre la membrane et la plaque arrière</i>	m
<b>V</b>	<i>Volume de la chambre arrière</i>	m <sup>3</sup>
<b>ρ</b>	<i>Densité statique de l'air</i>	Kg/m <sup>3</sup>
<b>μ</b>	<i>Viscosité absolue d'air</i>	N.s/m <sup>2</sup>
<b>γ</b>	<i>Rapport de chaleur spécifique</i>	-

Tableau 5.3 Paramètres de la chambre arrière et l'air

**V.2.D. Paramètres du son**

<i>Symboles</i>	<i>Elément</i>	<i>Unité</i>
<b>C<sub>t</sub></b>	<i>Vitesse du son</i>	m/s
<b>f</b>	<i>Fréquence du son</i>	Hz
<b>P<sub>i</sub></b>	<i>Pression incidente du son</i>	Pa

Tableau 5.4 Paramètres du son

**V.2.E. Paramètre du verre**

<i>Symboles</i>	<i>Elément</i>	<i>Unité</i>
<b>n</b>	<i>Indice de réfraction</i>	-

Tableau 5.5 Paramètre du verre

**V.2.F. Paramètres de la cavité Fabry Pérot**

<i>Symboles</i>	<i>Elément</i>	<i>Unité</i>
<b>λ</b>	<i>Longueur d'onde</i>	μm
<b>A<sub>i</sub></b>	<i>Amplitude initiale</i>	μm
<b>I<sub>i</sub></b>	<i>Intensité initiale</i>	w/m <sup>2</sup>
<b>φ</b>	<i>Le déphasage</i>	rad

Tableau 5.6 Paramètres de la cavité Fabry-Pérot

### V.2.1. Données numériques du modèle

Nous nous sommes basées sur le modèle théorique de références [2, 3,5], les données que nous avons introduites dans notre programme sont portées dans le tableau (5.7) :

<i>Paramètres du capteur</i>	<i>Données numériques du modèle</i>
$a$	$3.175 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
$\sigma_M$	$5.677 \cdot 10^{-3} \text{ Kg/m}^2$
$T$	$35 \text{ N/m}$
$q$	$2$
$r_k \quad k=1,2$	$7.94 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
$a_1$	$1.98 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
$a_2$	$2.78 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
$l_k \quad k=1,2$	$0.102 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
$h$	$65 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
$V$	$7.68 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3$
$\rho_0$	$1.205 \text{ Kg/m}^3$
$\mu$	$4.30 \cdot 10^{-6} \text{ N.s/m}^2$
$\gamma$	$1.403$
$C_T$	$290.2 \text{ m/s}$
$f$	$2 \text{ à } 100000 \text{ Hz}$
$P_i$	$2 \cdot 10^{-5} \text{ à } 200 \text{ Pa}$

Tableau 5.7 données numériques du modèle de base

D'après les données du modèle théorique on fixe la fréquence d'onde sonore en  $F = 250 \text{ Hz}$  et la pression acoustique incidente en  $P_i = 20 \text{ Pa}$ , et en va appliquant ces valeurs dans notre programme, on a obtenu les résultats suivants :

- **Les impédances**

Impédance de la chambre arrière  $Z_c = .000000 - i.11802110^{+09} \text{ ohm}$

- **La matrice Z**

$$Z = \begin{bmatrix} .478589 \cdot 10^{+06} & -i.115210 \cdot 10^{+09} & .000000 \cdot 10^{+00} & -i.118021 \cdot 10^{+09} \\ .000000 \cdot 10^{+00} & -i.118021 \cdot 10^{+09} & .478589 \cdot 10^{+06} & -i.115210 \cdot 10^{+09} \end{bmatrix}$$

- **La matrice Y**

$$Y = \begin{bmatrix} .294359 \cdot 10^{-07} - i.170720 \cdot 10^{-06} & .294271 \cdot 10^{-07} + i.175008 \cdot 10^{-06} \\ .294271 \cdot 10^{-07} + i.175008 \cdot 10^{-06} & .294359 \cdot 10^{-07} - i.170720 \cdot 10^{-06} \end{bmatrix}$$

- **Le vecteur  $B_k$**

$$B = \begin{bmatrix} .594434 \cdot 10^{+01} + i.148482 \cdot 10^{+04} \\ .101369 \cdot 10^{+00} + i.752538 \cdot 10^{+03} \end{bmatrix}$$

- **La matrice de l'impédance des ouvertures A**

$$A = \begin{bmatrix} .728972 \cdot 10^{+03} - i.418970 \cdot 10^{+01} & .143436 \cdot 10^{+04} + i.366170 \cdot 10^{+01} \\ .369163 \cdot 10^{+03} + i.625188 \cdot 10^{+00} & .729109 \cdot 10^{+03} - i.479848 \cdot 10^{+01} \end{bmatrix}$$

- **Le vecteur Vs**

$$V = \begin{bmatrix} .824890 \cdot 10^{-01} + i.156548 \cdot 10^{+01} \\ -.417938 \cdot 10^{-01} + i.238823 \cdot 10^{+00} \end{bmatrix}$$

Le paramètre de la réaction de pression acoustique  $D$

$$D = .205509 \cdot 10^{+00} + i.240576 \cdot 10^{-01}$$

- **Le déplacement de la membrane  $\chi(0)$  :**

Le déplacement  $\chi(0)$  au centre de la membrane est :

$$\chi(0) = 0.119505 \cdot 10^{-5} m \approx 1.2 \mu m$$

- **La sensibilité mécanique**

$$M_m = 0.597525E-07 \text{ (kg/m}^4\text{)}$$

### V.3.Comparaison avec les relations approximatives

En comparant les résultats de calcul à ceux calculés par les relations approximatives [2, 3,5]. Tel que :

Le déplacement de la membrane calculé par la relation approximative :

$$\frac{\chi(0)}{P_i} \approx \frac{a^2}{4.T} \Rightarrow \chi(0) \approx \frac{a^2 \cdot P_i}{4.T} \approx 0.14 \times 10^{-5} m \approx 1.4 \mu m$$

Et la sensibilité mécanique du capteur calculée par la relation :

$$M_m = \frac{\chi(0)}{P_i} \approx \frac{a^2}{4T} \approx 0.72 \times 10^{-7} \quad (\text{kg}/\text{m}^4)$$

Donc par comparaison entre les résultats obtenus de notre programme et ceux obtenus par les relations approximatives, on observe un bon accord.

On compare les valeurs de calcul de notre programme avec les résultats de modèle de Allen.J [2], en utilisant les paramètres du système (Tableau 5.8) [2,3,5].

<i>Elément du système</i>	<i>Résultats de modèle de Allen.J [2]</i>	<i>Résultats de notre calcul</i>
$M_m$ ( $\text{kg}/\text{m}^4$ )	74.7	74.7
$C_M$ ( $\text{m}^5/\text{N}$ )	$4.60 \cdot 10^{-12}$	$4.56 \cdot 10^{-12}$
$C_A$ ( $\text{m}^5/\text{N}$ )	$1.94 \cdot 10^{-11}$	$2.2 \cdot 10^{-11}$
$R_A$ ( $\text{N.s}/\text{m}^5$ )	$4.30 \cdot 10^6$	$3.4 \cdot 10^6$
$Q$	1.042	1.323

Tableau 5.8 Comparaison des résultats du modèle [2,3] et les résultats du notre programme

D'après le tableau de résultats calculés, on remarque que les résultats obtenus par le programme de modélisation et ceux de modèle référence sont très proches théoriquement.

### ***V.3.1. Présentation graphique de la réponse et comparaison***

#### ***V.3.1.1. Sensibilité de la membrane et la qualité de réponse***

La bonne réponse en déplacement avec une grande sensibilité et le bon facteur de qualité dépend:

- De dimensions et de la forme géométrique du capteur.
- De la plage de fréquences d'utilisation du capteur.

Théoriquement,  $m$ , le nombre des solutions de l'équation de propagation de l'onde acoustique sur la membrane, varie de 0 à  $\infty$ . Pratiquement, on le choisit de 0 à un nombre fini.

Graphiquement, le déplacement, facteur de qualité et la sensibilité convergent vers une valeur constante à partir de  $m=46$  dans les courbes représentées aux figures (5.1, 5.2 et 5.3).

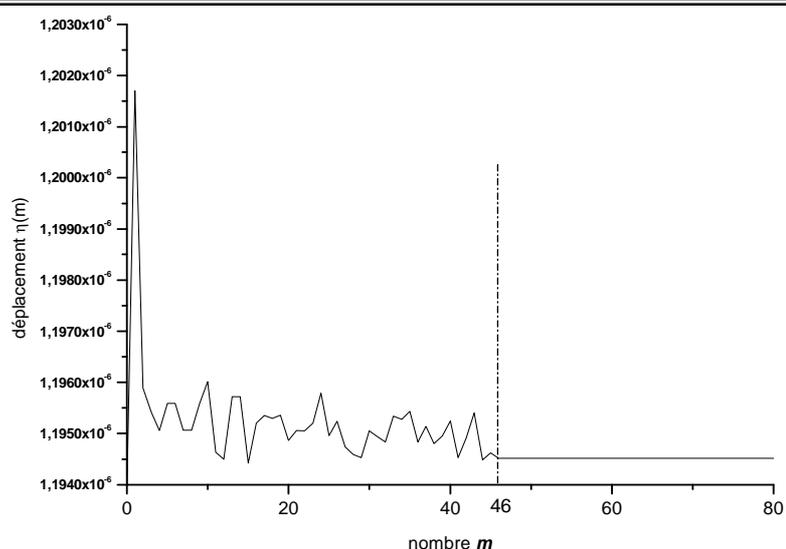


Fig.5.1 Le déplacement en fonction du nombre  $m$

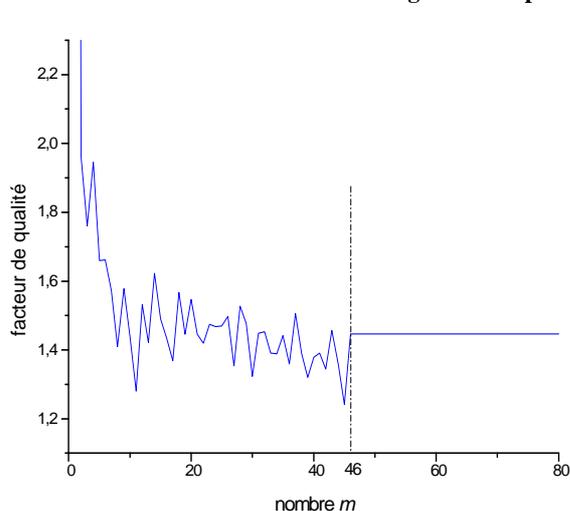


Fig.5.2 Le facteur de qualité en fonction du nombre  $m$

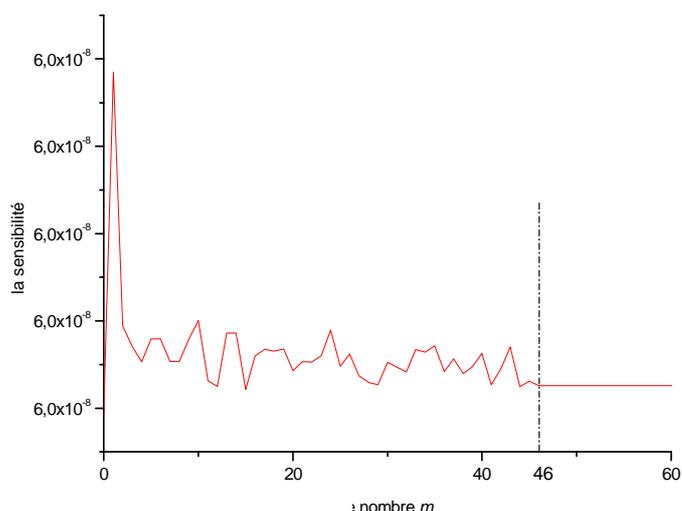


Fig.5.3 la sensibilité en fonction du nombre  $m$

A partir des courbes (5.1), (5.2), (5.3) on observe que le choix de  $m$  entre 0 à 46 est suffisant pour déterminer le comportement du capteur. On applique ce résultat dans tout le programme.

### V.3.2. Comparaison des résultats graphiques

#### V.3.2.1. Comparaison avec le modèle de base

Les résultats obtenues montrent une compatibilité et une cohérence entre le modèle d'un microphone à fibre optique et notre modèle modifié dans les fréquences soniques (l'étude du modèle [2, 3, 4,5]) figure (5.4).

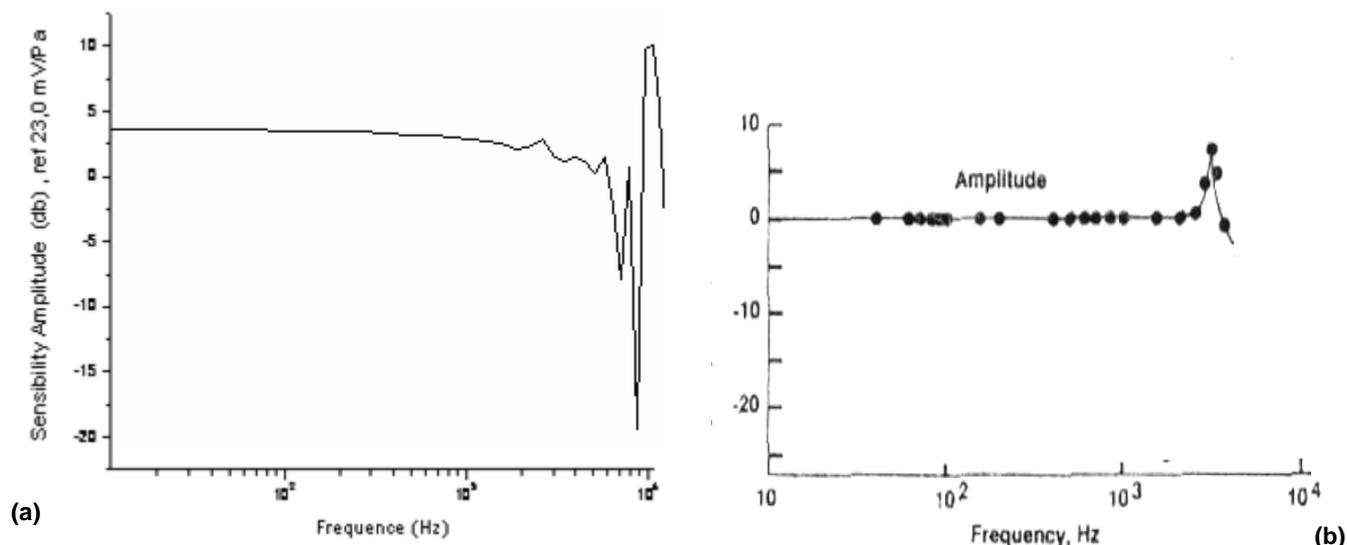


Fig. 5.4: Amplitude de sortie en fonction de la fréquence: notre étude (a) une étude expérimentale (b)

La comparaison a été faite entre le modèle modifié (notre modèle) et le modèle d'un microphone à fibre optique [3.4.5], la variation de la distance  $h$  montre que le fibre optique à une gamme de fréquence limité à cause de l'ouverture numérique du fibre (figure 5.5 b).

Dans notre modèle le rapport  $I_r / I_i$  à une valeur constante quand la distance  $h$  varie avec la même fréquence utilisé dans le modèle par rapport l'étude précédent (figure 5.5 a) [5, 6, 7].

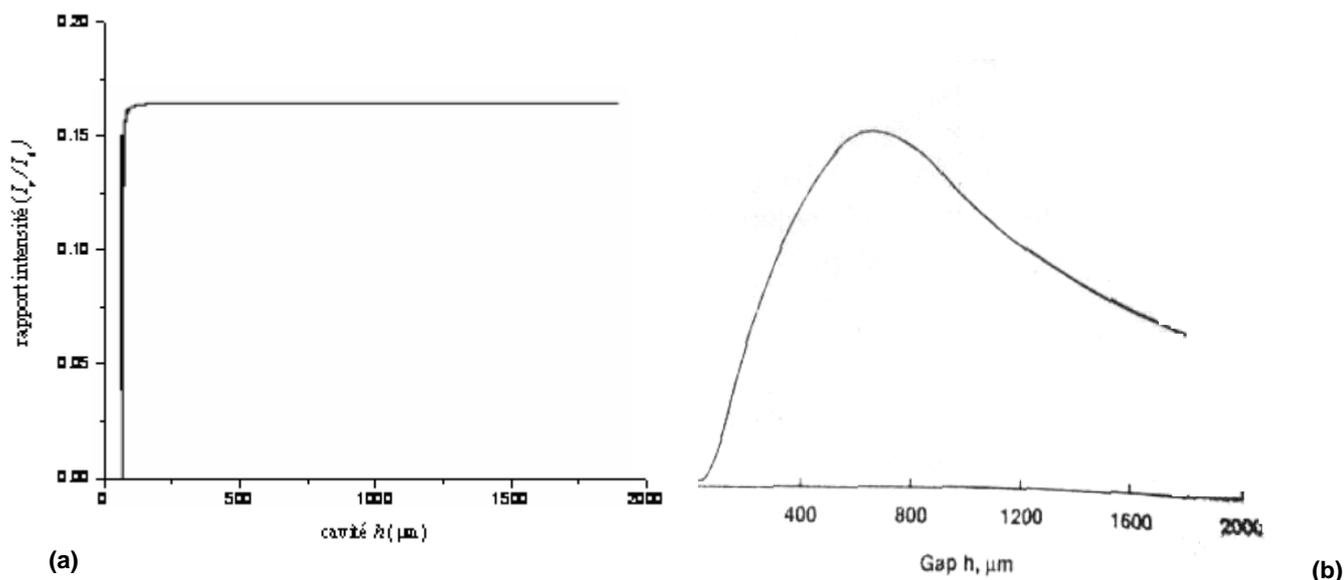


Fig. 5.5 : influence de la distance  $h$  sur le rapport  $I_r / I_i$  : notre étude (a) une étude expérimentale (b) [3]

### V.3.3. Discussion

Après avoir comparé les résultats obtenus par notre programme avec les résultats du modèle de base et le modèle pratique, on a trouvé un bon accord pour la plupart des paramètres calculés, et aussi une amélioration importante sur la bande fréquentielle obtenue par notre modèle. Généralement, l'accord des résultats montre que le programme est fiable, et on peut l'utiliser comme un moyen d'obtention des résultats.

Le reste du chapitre et rend compte sur l'influence de chaque paramètre du capteur dans le but d'élargir la bande de fréquence et avoir une bonne sensibilité.

### V.4. Influence des différents paramètres du capteur

Des résultats sont obtenus à partir de plusieurs graphes, nos observations montrent qu'il y a trois régions principales dans tous les graphes, la première région montre une stabilité de fonctionnement du capteur où la réponse est linéaire, élargir cette région est l'objectif de cette étude, la deuxième région représente une variation de la sensibilité (bruit), cette variation est en fonction de tous les paramètres les plus influents sur le fonctionnement du capteur, dans la dernière région, toute variation des paramètres de capteur ne change pas la réponse de celui-ci qui conduit à une intensité constante.

#### V.4.1. Influence du rayon de la membrane

Le rayon de la membrane  $a$ , qu'est un paramètre essentiel du capteur, a une grande importance sur le déplacement de la membrane et la sensibilité du capteur, les résultats montrent une influence importante de ce dernier, d'une part sur la détection des ondes ultrasoniques, à partir de 20 KHz et de rayon  $3.175 \times 10^{-5}$  m, et d'autre part sur l'intensité de sortie, lorsque on diminue le rayon de la membrane on peut obtenir une bonne intensité (figure 5.6).

Pour que  $r_k$  et  $a_k$  restent inférieures à  $a$ , que les valeurs de  $V$  et  $h$  correspondent toujours à un cylindre de rayon  $a$  et que  $l_k$  ne sera jamais supérieure à la hauteur du capteur, on a relié ces paramètres avec le rayon  $a$ , quand on fait varier ce dernier dans notre programme.

---

---

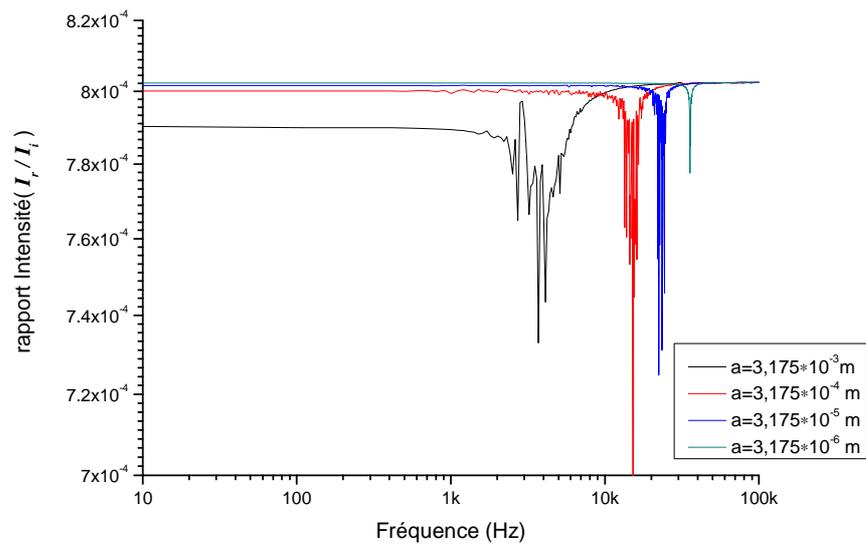


Fig. 5.6 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence,  
Pour différents rayons

#### V.4.2. Influence de la tension de fixation de la membrane

Une influence remarquable sur la réponse du capteur lorsque on varie la tension de fixation  $T$  de la membrane, ce qui conduit à une influence sur la bande de fréquence et la sensibilité du capteur (figure 5.7).

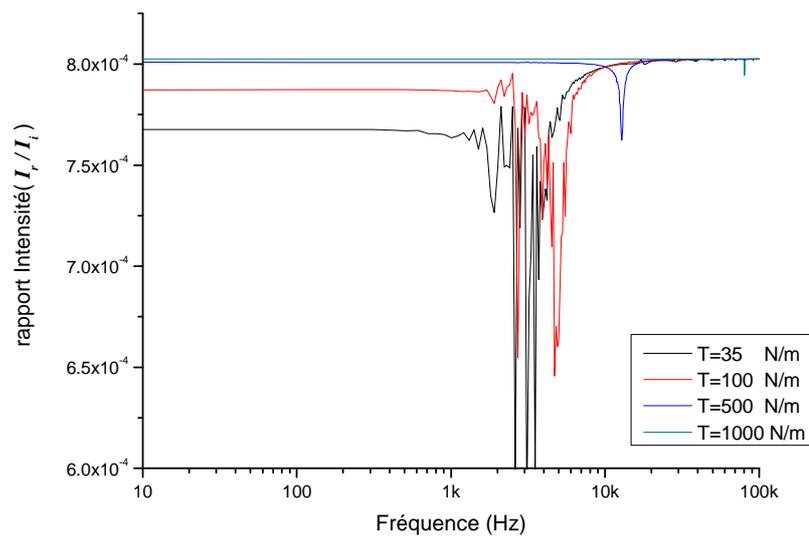


Fig. 5.7 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence,  
Pour différents tensions de fixation T

### V.4.3. Influence de la densité surfacique de la membrane

La densité surfacique  $\sigma_m$  est un paramètre qui caractérise la membrane, la figure 5.8 illustre une grande influence sur le déplacement de la membrane, donc sur le domaine fréquentiel.

Ce qui correspond au fonctionnement du capteur.

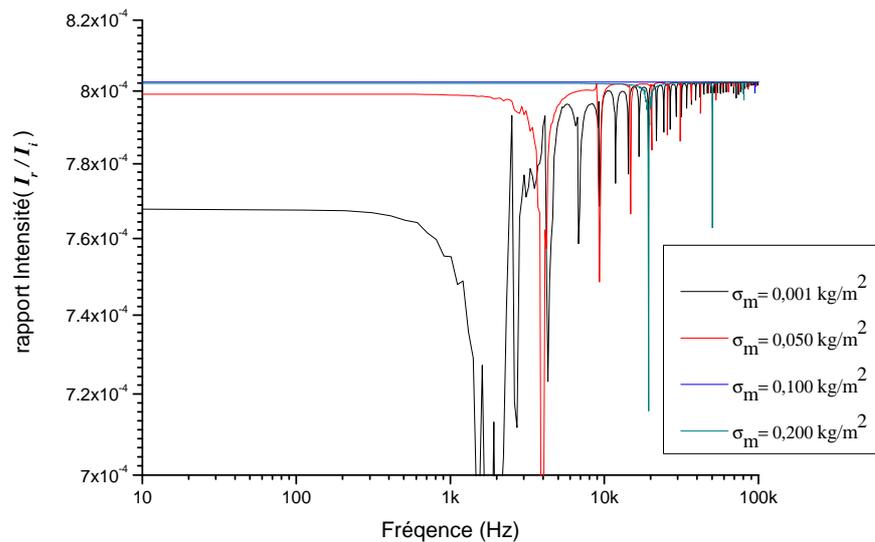


Fig. 5.8 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence, Pour différents densités surfaciques  $\sigma_m$

### V.4.4. Influence du nombre d'ouvertures de la plaque arrière

Les trous ont un rôle très important, ils assurent le mouvement des particules d'air entre la cavité et la chambre arrière, donc il faut avoir un certain nombre de trous, généralement  $q$  qui prend les valeurs 1, 2, 3..., le minimum des trous que nous avons examiné à partir des graphes obtenus (Figure 5.9) que  $q$  prend la valeur 2 pour une bonne sensibilité du capteur.

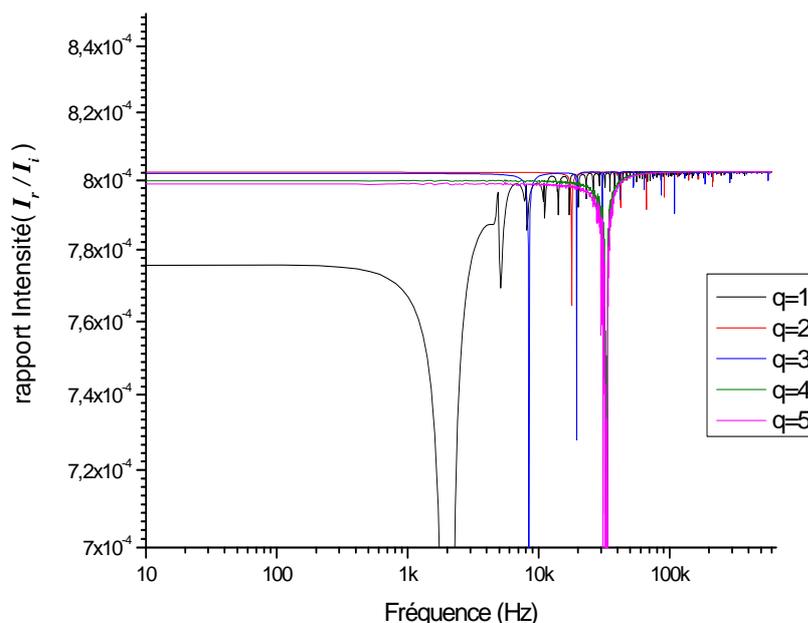


Fig. 5.9 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence, Pour différents nombres des trous  $q$

#### V.4.5. Influence de la distance entre la membrane et le verre

Tout changement d'épaisseur entre la membrane et le verre  $h$  cause une déformation de la membrane qui se traduit par la modification ou la variation de déphasage  $\varphi$  dans la cavité d'air qui consiste à enregistrer périodiquement une séquence d'interférences ce qui permet de modifier la réponse du capteur, les résultats obtenus (Figure 5.10) décrivent une influence importante sur la bande de fréquence dans le domaine d'ultrason et aussi sur l'intensité d'onde réfléchi.

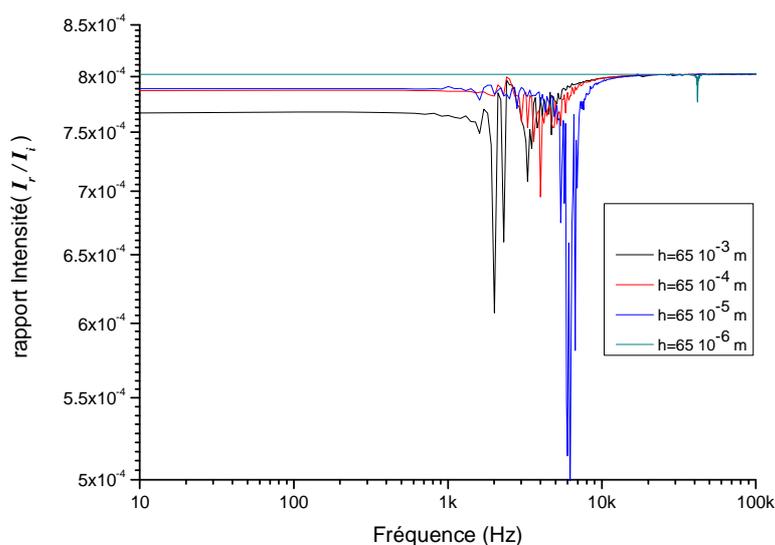


Fig. 5.10 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence, Pour différentes distances  $h$

#### V.4.6. Influence de l'indice de réfraction

Les résultats établis montrent que l'indice de réfraction  $n$  est un facteur important dans le fonctionnement de celui-ci, sa variation est liée directement avec le coefficient de réflexion  $R$ , donc chaque changement de ce dernier influe sur l'intensité totale de l'onde réfléchi, la figure (5.11) illustre l'influence de  $n$  sur la réponse du capteur.

On a introduit des déférents d'indices de réfraction  $n$  pour différents verres transparents utiliser dans le domaine industriel [1].

Type de verre	Indice de réfraction $n$
Crystal	1.329
Pyrex	1.470
Crown	1.520
Flint, lourd	1.655
Flint, lanthamun	1.800

Tableau 5.9 Indice de réfraction de différent type de verre

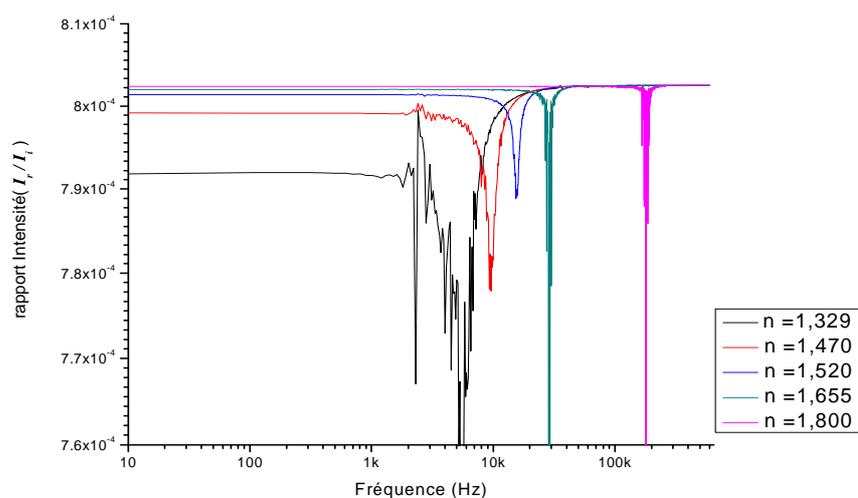


Fig.5.11 L'intensité de sortie en fonction de la fréquence, Pour différents indices de réfraction  $n$

#### V.4.7. Influence de la longueur d'onde

La sensibilité du capteur varie fortement avec la longueur d'onde  $\lambda$  de la source lumineux ce dernier est reliev avec le déphasage  $\varphi$  ce qui permet de modifier l'intensité de l'onde réfléchi. La figure (5.12) montre cette influence sur la bande de fréquence.

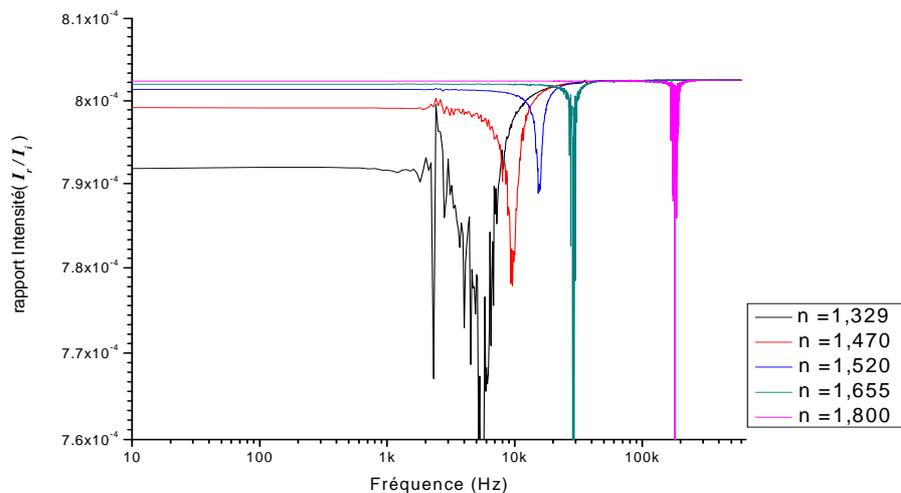


Fig. 5.12 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence, Pour différents longueur d'onde

#### V.4.8. Influence du volume de la chambre arrière

Nos résultats montrent que la variation du volume de la chambre arrière  $V$  a une faible influence sur la bande de fréquence et aussi sur la sensibilité du capteur, donc le choix de ce dernier est relié avec les autres paramètres du capteur les plus influents sur le fonctionnement et sur la repense du capteur.

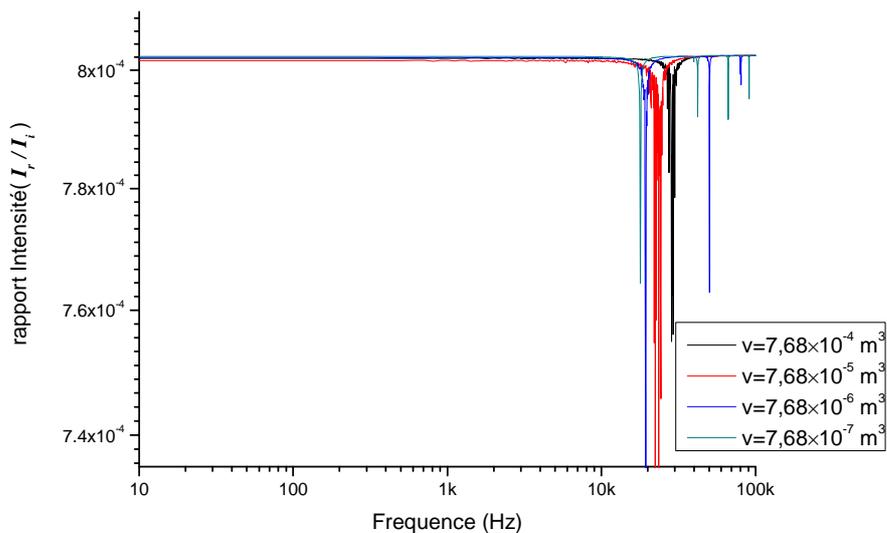


Fig. 5.13 : L'intensité de sortie en fonction de la fréquence, Pour différents volumes V

### **Bibliographie du chapitre V**

- [1] Yadolah Dodge, Giuseppe Melfi, Premiers pas en simulation, Springer -Verlag France, Imprimé en France 2008.
- [2] Allan J.ZUCKERWAR, Theoretical response of condenser Microphone, Norfolk, VIRGINIA, J.Qcoust.Soc, Am 64(4), 1978.
- [3] Andong Hu and Frank W. Cuomo, Theoretical and experimental study of a Fiber optic microphone, University of Rhode Island, Kingston, J.Qcoust.Soc,Am 91(5), 1992.
- [4] Abedrafik Malki, Rachi Gafsi, Pierre Lcoy & Yves Mevel, Fibre optique microphone for communication system, école centrale Paris, Meas.Sci.Technol.7. 1996.
- [5] K.E.AIADI, Etude d'un capteur optique appliqué à la pétrochimie, thèse de doctorat, Université El-Hadj-Lakhdar, Batna ,2007.
- [6] Ming Li, Ming Wang, Optical MEMS pressure sensor based on Fabry-Perot interferometry, Optical express 1497/ vol.14, No 4, 2006.
- [7] P. C. Beard and T. N. Mills, Extrinsic optical-fiber ultrasound sensor using a thin polymer film as a low-finesse Fabry-Perot interferometer, Optical Society of America,vol.35.No.4/Applied optics, 1996.
- 
-

## Conclusion et Perspectives

Notre étude d'un capteur interférométrique de type *Fabry Pérot* pour la détection des ondes ultrasoniques montre l'existence d'une région de stabilité où la réponse est linéaire et la possibilité d'élargissement de cette région. Tous les paramètres influents sur le fonctionnement du capteur sont recensés. Ce qui nous permet d'améliorer la sensibilité et de travailler dans le domaine d'ultrason. Nos résultats obtenus sont comparés avec d'autres résultats pratiques, L'accord des résultats montre que le programme est fiable.

Les résultats obtenus à partir de notre programme informatique, montrent que certains paramètres ont une influence sur la bande de fréquence et sur la sensibilité du système, ces paramètres peuvent être les clés d'amélioration de modèle, Il y a des paramètres commun avec le modèle de référence (modèle d'un microphone à fibre optique) qui ont le même influence:

- Le rayon de la membrane  $a$ .
- La tension de fixation de la membrane  $T$ .
- La densité surfacique de la membrane  $\sigma_m$ .
- l'existence des trous et d'ouvertures  $q$ , a une grande influence sur la réponse du capteur, le rayon de positionnement  $a_k$ , la profondeur des trous  $l_k$  et le rayon de chaque trous est liée directement par la variation du rayon de la membrane .

Les autres paramètres qui sont propre au capteur interférométrique et qui ont une influence remarquable sur la bande fréquentielle et la sensibilité de capteur sont :

- La distance entre la membrane et la plaque arrière  $h$ .
- L'indice de réfraction de verre  $n$ .
- La longueur d'onde du faisceau laser  $\lambda$ .

Le volume de la chambre arrière  $V$  est le seul paramètre qui n'a pas d'influence sur la bande de fréquence et la sensibilité du capteur.

Nous pouvons dire que nous avons levé plusieurs ambiguïtés, mais certaines zones d'ombre attendent toujours d'être éclaircies, nous proposons:

- l'optimisation des paramètres essentiels du capteur : la géométrie et les dimensions internes du capteur.
- la proposition d'une autre étude pour améliorer le déplacement de la membrane à partir d'autres matériaux pour la membrane à fin d'améliorer la sensibilité du capteur.
- Elargir l'étude pour des différentes dimensions du capteur.

Nous espérons que les grands axes cibler pour ce thème sont touchés, les perspectives pour la continuité de ce travail pour développer des autres modèles du capteur dans le but de fabriquer des capteurs plus fiables, fidèles et moins compliqués.

## الملخص

في هذه الدراسة، قمنا باقتراح كاشف تداخلي من نوع فابري بيرو من أجل التقاط الأمواج فوق صوتية. بعد النمذجة، قمنا بإنجاز برنامج حاسوبي يسمح بمعرفة أطيف التوترات، حساسية الكاشف و تحسين الاستجابة في المجال فوق الصوتي. وللتأكد من صحة البرنامج، قمنا بالمقارنة مع نتائج منشورة وكانت النتائج متوافقة ومرضية. هذا البرنامج الحاسوبي يعتبر ضروريا من أجل تعيين الوسائط الأكثر تأثيرا على عمل النظام.

## الكلمات المفتاحية

غشاء مهتز، كاشف فوق صوتي، كاشف تداخلي، جهاز التداخل فابري بيرو.

## **Résumé**

Dans cette étude, un capteur interférométrique de type *Fabry Pérot* est proposé pour la détection des ondes ultrasoniques. Une modélisation et un programme informatique de calcul sont réalisés pour effectuer une série de calculs, cette simulation permet d'avoir les spectres des fréquences, détermination de la sensibilité du capteur et amélioration la réponse dans le domaine d'ultrason. Le programme a été validé par la comparaison avec des travaux publiés et les résultats obtenus sont satisfaisants. Notre programme de calcul est indispensable pour déterminer les paramètres les plus influents sur le fonctionnement du système.

## **Mot clés**

Membrane vibrante, Capteur ultrasonique, Capteur interférométrique, Interféromètre Fabry- Pérot.

## **Abstract**

In this study, an interferometric sensor type *Fabry Perot* is proposed for the ultrasonic wave's detection. According to a modeling and a computer program calculations are made for a series of calculations, this simulation permits to have the frequency spectrum, determine the sensitivity of the sensor and improve the response in ultrasound range. The program has been validated by comparison with published works and the results are satisfactory. Our calculation program is needed to determine the most influential parameters on the system operation.

## **Key words**

Vibrator membrane, Ultrasound sensor, Interferometric sensor, Fabry-Perot interferometer.