

# ACOUSTIQUE

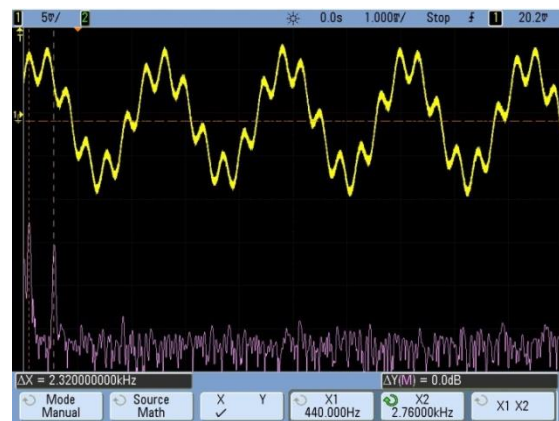
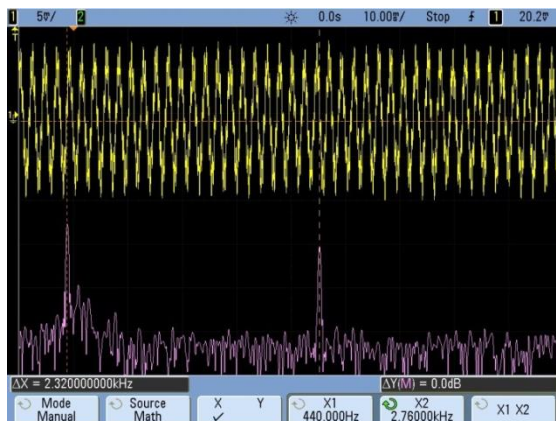
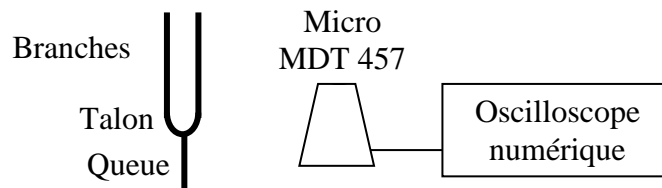
## I PRODUCTION D'ONDES ACOUSTIQUES

### I.1 Avec un diapason

[1], [2], [3], [4], [5], [6]

#### I.1.1 Etude spectrale

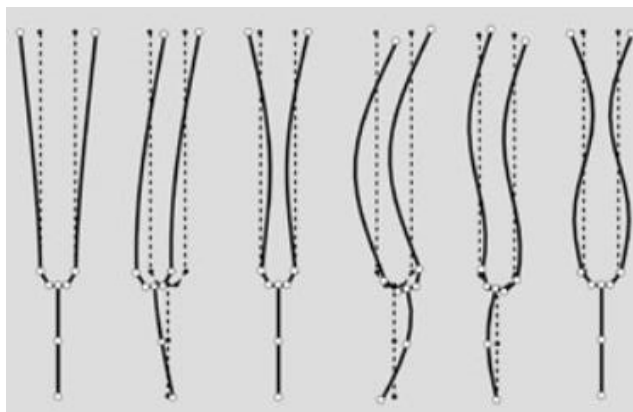
On peut étudier le spectre du son produit par un diapason sans sa caisse de résonance à l'aide d'un micro sensible relié à un oscilloscope numérique. On peut tenir le diapason à la main ou le fixer sur un pied via sa queue pour plus de commodité :



On observe la fréquence fondamentale du diapason (440 Hz ici) et une deuxième qui s'amortit plus vite en général. Ces deux fréquences ne sont pas dans un rapport exactement entier ( $2760/440 = 6,27$ ) et leur importance relative dépend de l'endroit où l'on frappe le diapason.

#### Explication :

Un diapason possède plusieurs modes de vibration (cf. [4]). La figure suivante représente ceux dans le plan de ses branches.



Les modes où les deux branches vibrent de manière symétrique conduisent à des mouvements où le talon et la queue ne bougent pratiquement pas (premier, troisième et sixième cas sur la figure). Ces modes, dits équilibrés, sont compatibles avec l'expérience puisqu'on impose un point fixe à la queue du diapason. Le talon étant quasi immobile, le mouvement de chaque branche correspond pratiquement à celui d'une verge encastrée à une de ses extrémités et libre à l'autre. On peut montrer (cf. [1], § 458 et suivants ou [3]) que l'équation du mouvement est du type :

$$\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} - \frac{\rho S}{EI} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$$

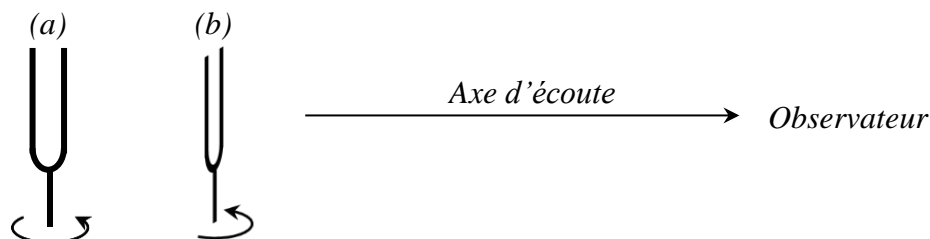
Où  $\rho$  est la masse volumique du matériau,  $E$  son module d'Young,  $S$  la section de la tige, et  $I$  le moment quadratique de la section par rapport à l'axe de flexion. Cette équation ressemble à l'équation de d'Alembert utilisée pour les cordes vibrantes sauf que la dérivée partielle spatiale intervient à l'ordre 4 ici. La recherche des modes propres compte tenu des conditions aux limites est donc différente et aboutit à une relation plus compliquée entre les fréquences successives :

$$\frac{f_2}{f_1} \approx 6,26 \quad \frac{f_3}{f_1} \approx 17,6$$

Les fréquences observées expérimentalement correspondent donc aux deux premiers modes équilibrés dans le plan du diapason. On peut noter qu'il est possible d'atténuer l'importance du partiel d'ordre deux en frappant le diapason à l'endroit où il y a un nœud de vibration pour ce mode.

### I.1.2 Intensité et profil d'émission

Une simple écoute suffit pour constater la faible efficacité sonore du diapason lorsqu'il n'est pas couplé à sa caisse de résonance. Ceci est lié au fait que chaque branche produit deux ondes en opposition de phase<sup>1</sup> qui interfèrent<sup>2</sup>. On peut étudier qualitativement le profil d'émission du diapason lorsqu'on le tourne autour de l'axe de sa queue :



Le profil évolue avec la distance. Quand le diapason est éloigné (à bout de bras par exemple), le son est maximum lorsque les deux branches sont alignées sur l'axe d'écoute (cas *a*) et minimum lorsqu'elles sont dans un plan perpendiculaire à cet axe (cas *b*). Si le diapason est près de l'oreille, il y a toujours un maximum dans le cas (*a*) mais il y en a aussi un, un peu moins fort, dans la configuration (*b*) et des minimums sont observés lorsque les branches du diapason sont dans des plans proches de  $\pm 45^\circ$  par rapport à l'axe d'écoute.

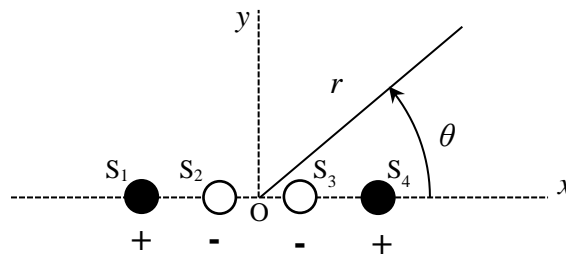
#### Explication :

La longueur d'onde dans l'air du mode fondamental du diapason à 440 Hz vaut environ 77 cm. Cette valeur est relativement importante comparée à ses dimensions donc chaque branche peut être considérée en première approximation comme la réunion de deux sources

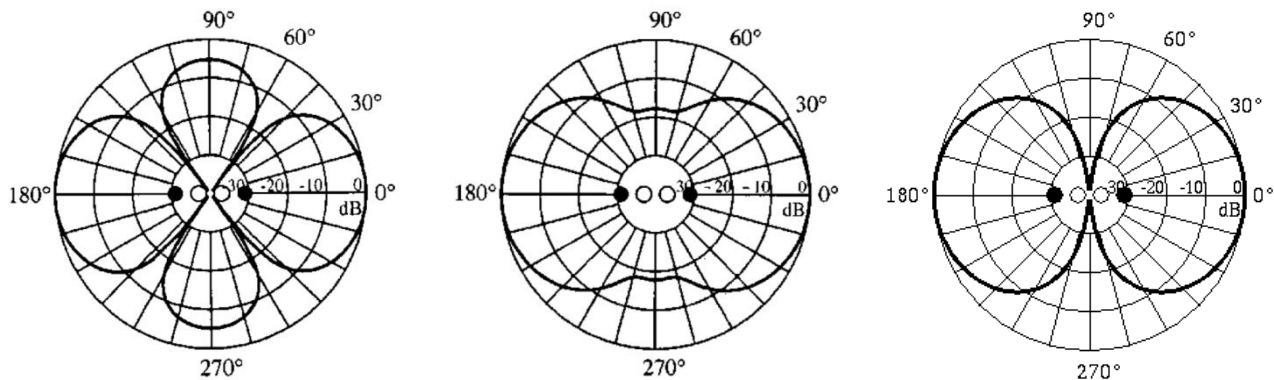
<sup>1</sup> Si le mouvement engendre une compression d'un côté de la branche, il engendre une dépression de l'autre côté.

<sup>2</sup> Le problème est le même avec un haut-parleur nu. Il produit une intensité faible à cause des interférences entre l'onde avant et l'onde arrière. Le son est nettement plus fort quand on le fixe sur une enceinte car elle supprime l'onde arrière.

ponctuelles très proches et en opposition de phase (dipôle acoustique). Les deux branches vibrant de manière symétrique (elles se rapprochent ou s'éloignent l'une de l'autre de manière synchrone), on peut assimiler l'ensemble au quadripôle aligné suivant :



La modélisation d'un tel système donne les diagrammes de rayonnement normalisés suivants :



Celui de gauche représente le diagramme du quadripôle à 5 cm de distance ( $kr = 2\pi r/\lambda \approx 0,4 < 1$  ; début de champ proche). Celui du milieu à 1 m ( $kr \approx 8 > 1$ ) et celui de droite à très grande distance ( $kr \gg 1$  ; champ lointain). Le premier est cohérent avec l'expérience où on met le diapason près de son oreille<sup>3</sup>. Le deuxième correspond à une distance d'écoute proche de celle du bras tendu. Il est lui aussi en accord avec l'expérience puisqu'il y a un affaiblissement notable de la pression acoustique dans le plan perpendiculaire à l'axe du quadripôle (presque 20 dB).

L'évolution du profil d'émission avec la distance est liée à l'importance respective des amplitudes et des phases à l'endroit où s'ajoutent les vibrations. La différence de position entre les sources n'est pas négligeable en champ proche donc le critère prépondérant dans ce cas est la proximité car l'amplitude d'une onde sphérique évolue en  $1/r \rightarrow$  les sources  $S_1$  et  $S_4$  (celles produites par les faces extérieures des branches du diapason) sont prédominantes dans le cas d'écoute (a) puisque ce sont les plus proches, d'où les maxima observés pour  $\theta = 0^\circ$  ( $S_4$  la plus forte) et  $180^\circ$  ( $S_1$  la plus forte). Les sources  $S_2$  et  $S_3$  (faces internes des branches) sont les plus proches du plan  $Oyz$ , donc elles dominent et conduisent à des maxima puisqu'elles sont en phase et symétriques par rapport à ce plan. Les écarts de position entre sources deviennent négligeables en champ lointain et c'est leur différence de phase qui l'emporte alors car les amplitudes sont  $\approx$  identiques ( $1/r \approx ct$ )  $\rightarrow$  le son devient très faible<sup>4</sup> puisqu'à l'effet géométrique de décroissance en  $1/r$  s'ajoute des interférences destructives entre un nombre égal de sources positives et négatives. L'annulation est totale dans le plan  $Oyz$  en champ lointain puisqu'il est plan de symétrie pour les sources. On conserve des maxima très faibles en  $\theta = 0$  et  $180^\circ$  à cause des résidus de différence de position entre les sources.

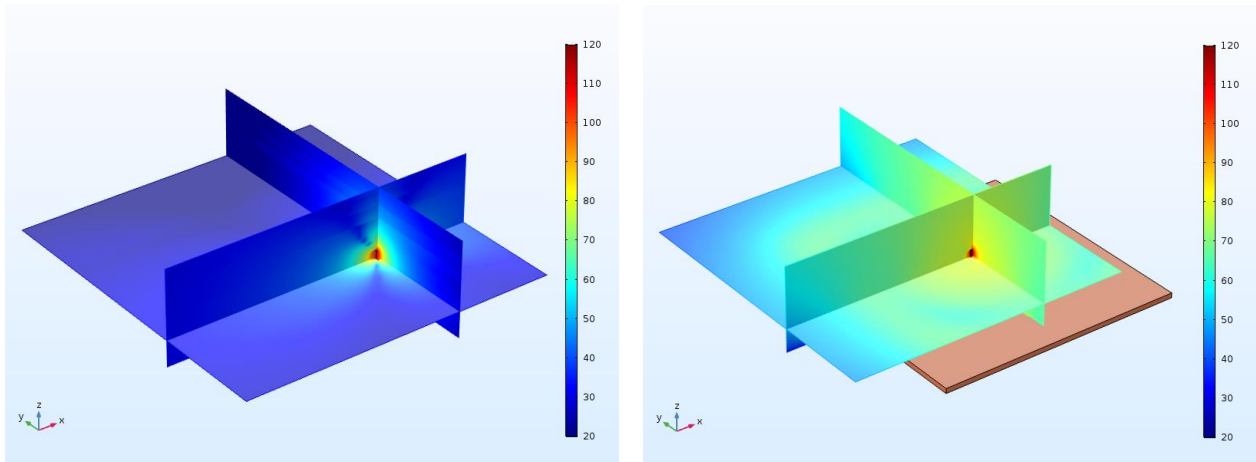
### I.1.3 Couplage à une caisse de résonance

Le diapason seul est une source sonore peu efficace mais on peut améliorer les choses grâce à sa queue car elle n'est pas tout à fait

<sup>3</sup> On peut remarquer que les plans des minima ne sont pas exactement à  $\pm 45^\circ$  mais plus proches de  $55^\circ$ .

<sup>4</sup> Ça n'apparaît pas sur les diagrammes puisqu'ils sont normalisés en amplitude.

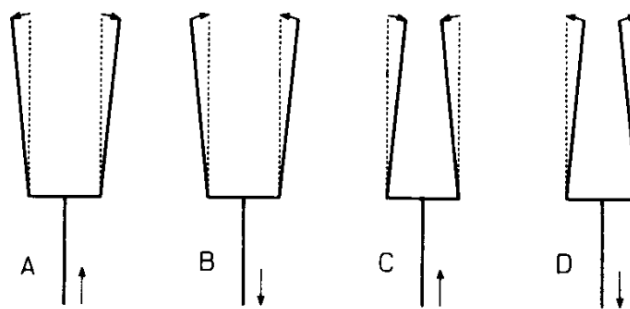
immobile dans le mode fondamental de vibration. Il y règne une petite onde longitudinale qu'on peut facilement mettre en évidence en appliquant la queue sur une surface rigide comme une table. On sent immédiatement une vibration se communiquer à la surface et celle-ci engendre alors un son beaucoup plus fort :



La figure de gauche montre une simulation du rayonnement de la pression acoustique en dB pour un diapason à 440 Hz seul. Celle de droite représente le rayonnement du même diapason posé au milieu d'une plaque carrée de 2 cm d'épaisseur et d'un mètre de côté. La différence est spectaculaire. La plaque est un meilleur émetteur sonore car c'est une source plus grande donc elle met en mouvement l'air de manière plus efficace.

#### Remarques :

Le son produit peut avoir une fréquence double quand on fait cette expérience mais ce n'est pas toujours le cas car cela dépend de la force de l'impact, la manière d'appliquer la queue sur la table, la forme du diapason et sa fréquence<sup>5</sup>. Cet effet non linéaire peut s'expliquer par un très léger déplacement du centre de gravité des branches lorsqu'elles oscillent. Il a tendance à baisser quand elles s'écartent de leur position d'équilibre (cas A et C) alors qu'il monte quand elles y reviennent (cas B et D). Ces déplacements sont compensés par celui de la queue ce qui explique qu'elle puisse avoir un mouvement d'oscillation vertical à la fréquence double (deux montées et deux descentes par période).



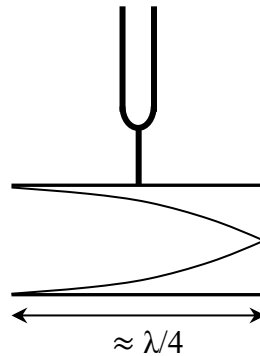
Le son perçu est plus fort avec la plaque mais elle n'a pas de rôle amplificateur. L'énergie devant se conserver, l'augmentation de l'intensité s'accompagne forcément d'une disparition plus rapide des vibrations dans le diapason.

#### Utilisation d'une caisse de résonance :

Il suffit de coupler un diapason à sa caisse de résonance pour voir l'intérêt d'une telle opération. L'excitation de la caisse par les mouvements très faibles de

<sup>5</sup> Le phénomène est plus fréquent avec les diapasons de grande taille, donc de basse fréquence.

la queue génère un son beaucoup plus fort (au prix d'un régime transitoire plus court).



Les dimensions latérales de la caisse sont suffisamment petites par rapport à la longueur d'onde pour considérer uniquement la propagation d'ondes planes suivant la plus grande dimension. Si on mesure la profondeur de la caisse, on s'aperçoit qu'elle est proche du quart de la longueur d'onde de la fréquence à laquelle elle est destinée. Ces dimensions permettent donc l'établissement d'une onde stationnaire dans l'air qu'elle contient compte tenu des conditions aux limites aux deux extrémités puisqu'on a un nœud de déplacement à l'extrémité fermée et un ventre de déplacement si on considère qu'on a un nœud de pression du côté ouvert de la caisse (extrémité à l'air libre, donc à la pression atmosphérique). Ce modèle n'est qu'approché dans la réalité car il n'y a pas tout à fait un nœud de pression sur l'ouverture (c'est d'ailleurs parce que la pression y est variable qu'elle peut agir sur l'air extérieur pour donner naissance à une onde sonore nettement audible puisqu'il n'y a pas d'interférences avec d'autres sources). Il faut donc tenir compte d'une correction à l'extrémité (petite longueur  $a$  supplémentaire) pour le calcul de la fréquence (cf. [1], p. 610 ou [2], p. 245), comme si le ventre de déplacement n'apparaissait pas exactement à l'ouverture de la caisse mais légèrement en dehors. On peut vérifier sur différentes caisses de diapason que cette correction, dite des organistes, est de l'ordre du dixième de la longueur intérieure de la caisse. On peut aussi mettre un diapason sur une caisse qui n'est prévue pour sa fréquence. Il y aura toujours un bénéfice par rapport au diapason seul, mais pas aussi important qu'avec une caisse adaptée.

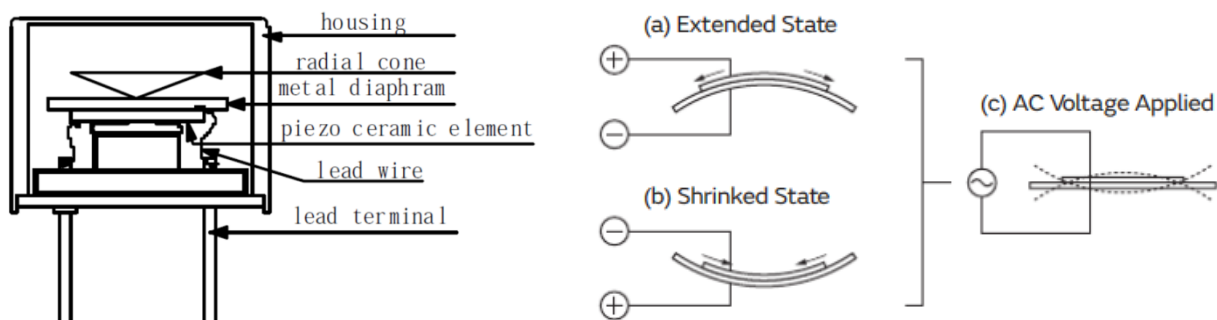
### Influence sur le spectre :

On peut refaire l'étude spectrale du § I.1.1 avec le diapason fixé sur sa caisse. Il est plus difficile cette fois-ci d'observer le partiel d'ordre 2 à  $6,26 \times f_1$  puisque la longueur de la caisse n'est pas adaptée à cette fréquence ( $N$  non entier).

## **I.2 Production des ultrasons**

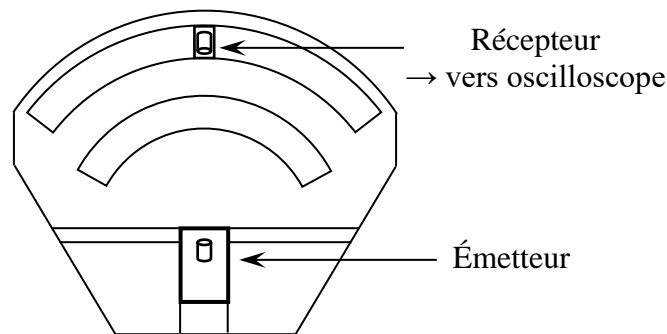
[6], n° 649

On ne propose pas l'étude d'un haut-parleur dans le domaine audible car l'écoute est pénible à la longue et les expériences sont très sensibles aux bruits parasites environnants. Il n'y a pas ce problème avec les ultrasons et les mesures sont plus simples car les longueurs d'ondes sont plus courtes. Les transducteurs US les plus courants en enseignement ont la structure suivante :

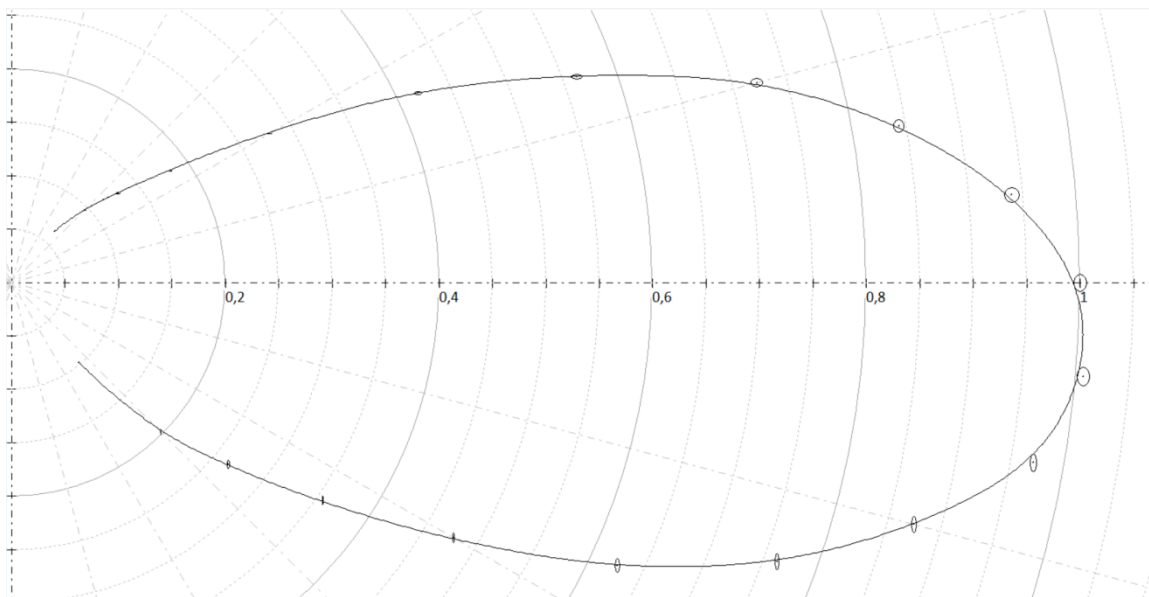


Les ultrasons sont produits par un résonateur piézoélectrique constitué d'un disque en céramique diélectrique collé sur une plaque métallique avec deux faces métallisées faisant office d'électrodes. Ce corps est fixé élastiquement sur une base en plastique et logé dans un étui. L'application d'une tension continue entre les électrodes provoque une déformation radiale de l'élément piézoélectrique qui entraîne une flexion de l'ensemble comme indiqué sur les cas (a) et (b)<sup>6</sup>. Une tension alternative crée des oscillations mécaniques notables si on travaille à la fréquence de résonance propre de la plaque piézo. Un petit cône collé au centre de la face supérieure du disque métallique convertit les vibrations de flexion en un champ acoustique ultrasonore directif dans l'air. La conversion électrique - mécanique de ces transducteurs est réversible, ce qui permet de les utiliser comme émetteur ou récepteur d'ultrasons<sup>7</sup>.

### I.2.1 Diagramme d'émission



On utilise un matériel adapté de marque JEULIN (maquette « évoluson 2 »). Il faut soigner la position de l'émetteur pour qu'il soit bien au centre de courbure des canaux dans lesquels on déplace le récepteur. On doit aussi vérifier qu'aucun obstacle environnant ne produise des réflexions qui pourraient perturber les mesures. Il suffit ensuite de régler la fréquence d'émission autour de 40 kHz pour récupérer un maximum de signal aux bornes du récepteur (on peut en tester plusieurs et choisir celui qui donne le signal le plus fort). On note ensuite l'évolution du signal  $V$  en fonction de l'angle  $\theta$  entre la source et le récepteur puis on trace le diagramme de rayonnement normalisé  $V/V_0 = f(\theta)$  :



<sup>6</sup> Les positions de la plaque métallique et la pastille piézo sont inversées par rapport au schéma de gauche.

<sup>7</sup> Certains dispositifs d'enseignements différencient les émetteurs des récepteurs car il y a une résistance en parallèle sur les bornes de sortie du boîtier récepteur pour filtrer le signal détecté.

Le diagramme de rayonnement obtenu n'est pas tout à fait symétrique. Les mesures pour un angle donné dans la partie basse du diagramme sont systématiquement plus fortes que celles dans la partie haute et le maximum n'est pas à  $0^\circ$  mais à  $-5^\circ$ . Ce problème est dû à un défaut d'orientation de l'émetteur par rapport à l'axe de son socle qui n'était pas corrigé (problème de construction). Hormis ce souci, on constate que le rayonnement est assez directif. On peut caractériser cette directivité en cherchant les angles pour lesquels le niveau a chuté de  $-3$  dB, soit  $V/V_0 = 1/\sqrt{2}$ . On trouve  $15,4^\circ$  d'un côté et  $22,2^\circ$  de l'autre, d'où un cône d'émission de  $37,6^\circ$ . On peut essayer de comparer ce résultat à une valeur attendue mais c'est délicat car l'émission de l'onde acoustique se fait via un cône enfermé dans une capsule recouverte d'une sorte de grille. Le plus simple qu'on puisse envisager est une comparaison avec le diagramme d'émission d'un piston plat circulaire de rayon  $a$  encastré dans un plan infini parfaitement rigide. On peut montrer (cf. [7], § 2.7.6) que l'angle de rayonnement à demi puissance en champ lointain ( $r \gg a$  et  $a^2/\lambda$ ) et quand  $ka > 2$  d'un tel système vaut :

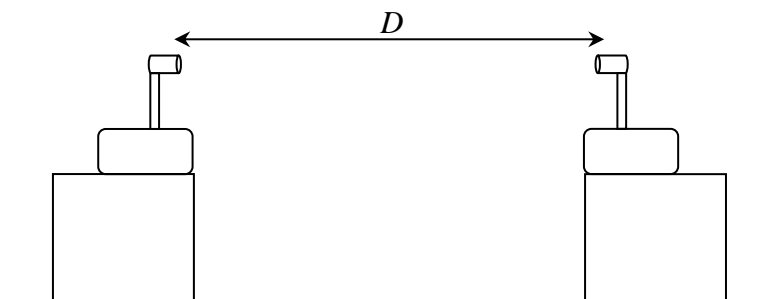
$$\Delta\theta_{-3\text{ dB}}(^{\circ}) \approx 29,5 \frac{\lambda}{a}$$

Le diamètre en sortie de l'émetteur US vaut  $\approx 1,3$  cm donc si on l'assimile à celui du piston équivalent, on a  $a \approx 6,5$  mm. La fréquence des ultrasons est proche de 40 kHz donc  $\lambda \approx 8,5$  mm à  $20^\circ\text{C}$ . La distance à laquelle on a fait les mesures étant de l'ordre de 30 cm, les conditions de champ lointain sont respectées et on a aussi  $ka \approx 5 > 2$ . On remplit les conditions de la formule et le calcul de l'angle d'émission donne  $\Delta\theta_{-3\text{ dB}} \approx 38,6^\circ$ . Ce modèle simple donne donc un résultat cohérent avec l'expérience.

### I.2.2 Influence de la distance

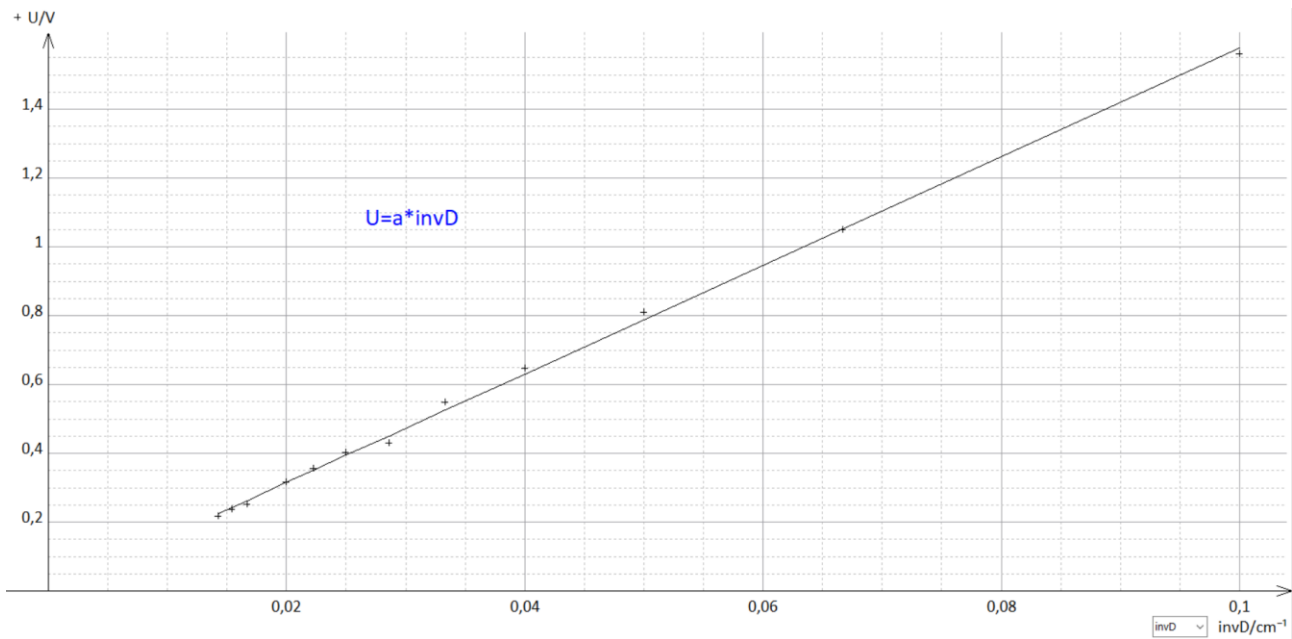
Les conditions de champ lointain ne sont pas très contraignantes avec les émetteurs US d'enseignements car on les respecte dans l'air dès qu'on dépasse la dizaine de centimètre. On peut montrer que l'amplitude de la pression le long de l'axe  $\theta = 0$  évolue alors comme celui d'une onde sphérique, à savoir en  $1/r$ . On peut le vérifier expérimentalement mais il faut prendre certaines précautions.

#### Manipulation :



La principale difficulté est de s'affranchir d'éventuelles réflexions parasites car il peut y en avoir sur la table quand la distance  $D$  devient importante étant donné le profil d'émission de la source (le niveau détecté peut alors remonter). On a donc intérêt à surélever l'émetteur et le récepteur, et éloigner toute autre source de réflexion parasite le long du trajet (dont soi-même). On peut aussi poser un matériau absorbant sur la paillasse le long du trajet si ce n'est pas suffisant. Voici ci-dessous le résultat d'une série de mesure obtenue de cette façon pour des distances comprises entre 10 et 70 cm (la courbe représente le signal détecté en fonction de l'inverse de la distance). On constate que la dépendance en  $1/r$  du signal détecté aux bornes du récepteur est relativement bien vérifiée :



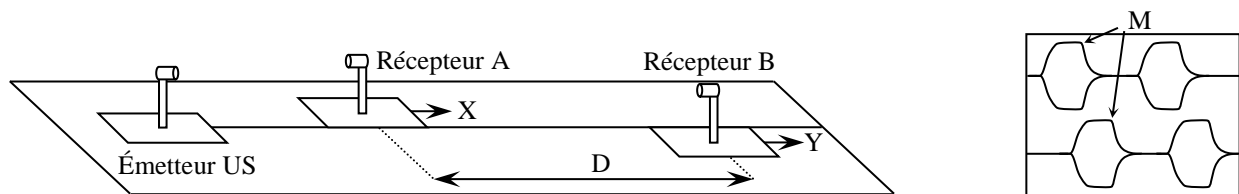


## II PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES

### II.1 Mesure de la vitesse du son dans l'air libre

La vitesse dépend de la température à laquelle on effectue la mesure (cf. [8], p. 193-194 ou consulter un Handbook pour des données). On propose plusieurs méthodes basées sur différents principes. On peut utiliser des ondes sonores (HP + micro) ou ultrasonores, la deuxième solution étant plus simple à mettre en œuvre (mesures non perturbées par l'environnement).

#### II.1.1 Par temps de vol



On utilise le matériel Jeulin adapté (émetteur, récepteur et rail Moduson). On alimente l'émetteur avec des salves, on écarte les deux récepteurs d'une distance  $D$  et on visualise les signaux  $X$  et  $Y$  sur un oscilloscope numérique. La mesure du décalage temporel  $\Delta t$  est plus précise si on choisit un point de repère anguleux du signal de salve (point  $M$ ) et il vaut mieux prendre une distance  $D$  assez grande pour optimiser le résultat sur la vitesse  $v = D/\Delta t$ .

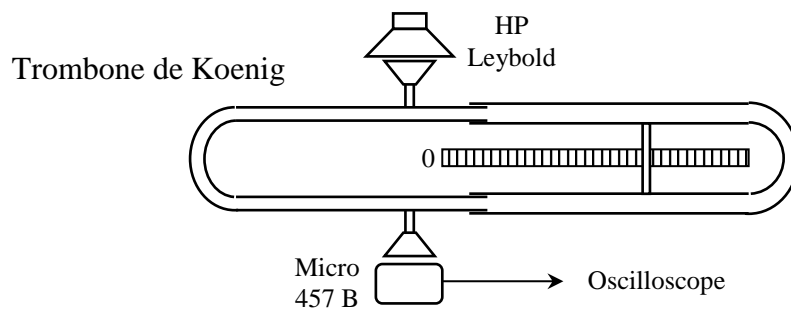
#### II.1.2 Par déphasage

On exploite cette fois-ci la relation  $v = \lambda \cdot f$ . On reprend le dispositif précédent mais on alimente l'émetteur avec un signal sinusoïdal de 40 kHz (signal  $X$ ). On ne garde qu'un seul récepteur et on ajuste finement la fréquence d'émission pour avoir un signal reçu maximum (signal  $Y$ ). On déplace le récepteur jusqu'à trouver une concordance de phase avec l'émetteur (position d'origine). On déplace de nouveau le récepteur et on mesure la distance  $d$  correspondant à la répétition de  $n$  coïncidences de phase. On en déduit  $\lambda = d/n$  puis  $v$  connaissant  $f$ . On conseille d'observer les signaux en mode XY pour repérer précisément les mises en phase initiale et finale.



### II.1.3 Par interférences

[1], tome I, p. 352



L'onde est cette fois-ci guidée dans un tuyau mais une fréquence pas trop grande permet une propagation uniquement dans le mode fondamental du tube, donc à la vitesse du son dans l'air libre. La principale difficulté de la manipulation réside dans le repérage précis des minimum d'intensité qui peut être perturbée par la présence de bruits extérieurs parasites (on peut moyenner le signal reçu sur l'oscilloscope). Le signal passe par des maximums et des minimums quand on déplace la branche mobile du trombone. Un déplacement  $d$  du bras coulissant entraîne un chemin supplémentaire à parcourir deux fois plus long pour l'onde. On a donc une différence de marche  $\delta$  entre deux maximums ou deux minimums égale à :

$$\delta = 2d = \lambda$$

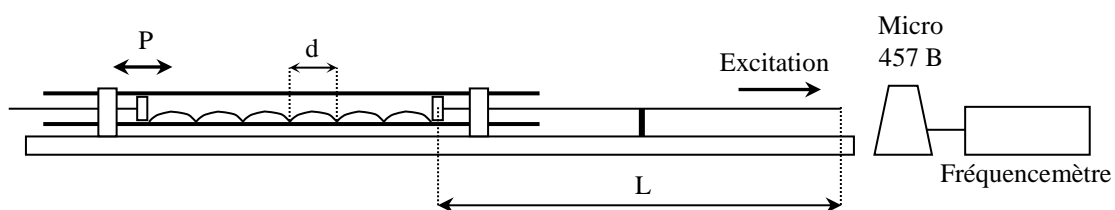
Il vaut mieux repérer plusieurs minimums si c'est possible pour augmenter la précision des mesures. On en déduit  $\lambda$  puis  $v = \lambda \cdot f$ . Voici à titre indicatif une série de mesures effectuées à 23 °C :

f (Hz)	1018	1523	2090	2522	3004
$\lambda_{\text{mesuré}}$ (cm)	34,2	22,85	16,75	13,68	11,61
c (m.s <sup>-1</sup> )	348	348	350	345	349

On peut comparer ces résultats à la valeur donnée dans un Handbook

### II.1.4 A l'aide d'ondes stationnaires (tube de Kundt)

[1], tome I, p. 225 et 357



On excite une tige fixée en son milieu à l'aide d'un chiffon ou d'un morceau de papier essuie tout imbibé d'alcool. La colonne d'air dans le tube entre en vibration. Les réflexions multiples aux extrémités créent un système d'ondes stationnaires que l'on renforce en adaptant la longueur du tube via le piston P pour obtenir la résonance. La poudre de liège s'accumule là où il y a un nœud de pression (maximum de déplacement). L'espacement des tas permet d'en déduire la longueur d'onde dans l'air ( $d = \lambda/2$ ). On mesure la fréquence du son émis à l'aide d'un fréquencemètre ou d'un oscilloscope et on en déduit la vitesse du son dans l'air par la relation  $v = \lambda \cdot f$ .

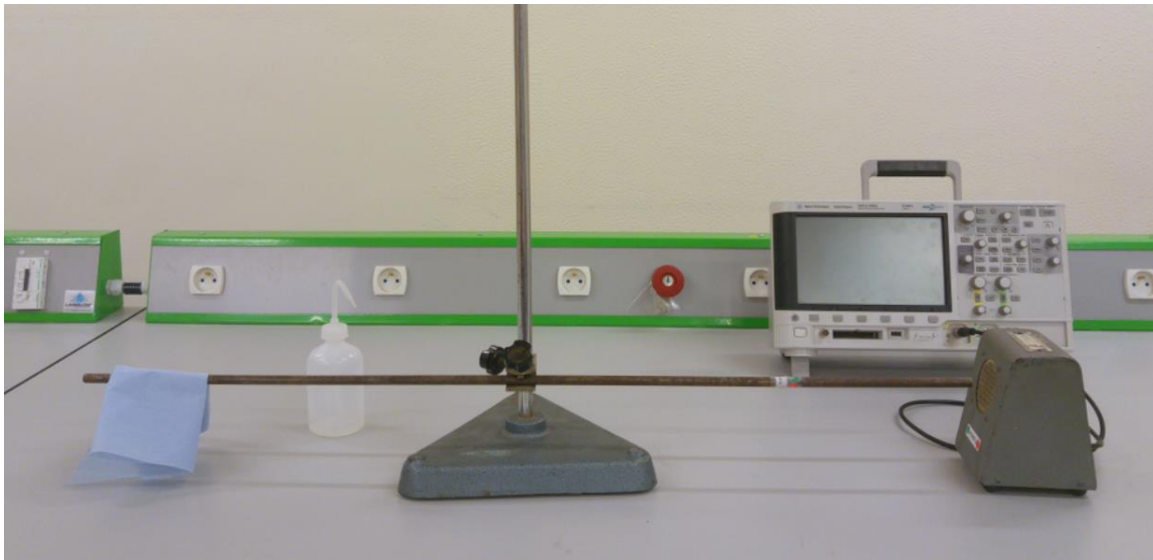
## II.2 Mesure de la vitesse d'une onde acoustique dans un solide

La manipulation précédente permet aussi la détermination de la vitesse de l'onde dans la tige de laiton. Celle-ci est en effet excitée de façon longitudinale avec un nœud de vibration en son centre (point de fixation)

et des ventres aux extrémités (libres). Dans ces conditions, elle donne un son fondamental dont la longueur d'onde correspond à  $\lambda = 2L$  avec  $L$  la longueur de la tige. On peut donc en déduire  $\lambda$  connaissant  $L$ , puis la vitesse via  $v = \lambda \cdot f$  et comparer le résultat à la vitesse donnée dans un Handbook pour une onde se propageant dans une tige cylindrique de diamètre nettement plus petit que la longueur d'onde (chercher à « Velocity of sound » ou « Sound velocity » suivant le Handbook).

**Remarque :**

On peut aussi faire cette manipulation avec une tige métallique fixée sur un pied à l'aide d'une noix (cf. figure ci-après ; le point de fixation doit être fort et situé au milieu de la tige). Le plus dur est de réussir à exciter la barre (il faut un peu d'entraînement). Le chiffon ou le bout de papier doit être bien imbibé d'alcool et il ne faut pas hésiter à en remettre fréquemment. On le passe en partant du point de fixation tout en serrant modérément la tige (la main ne doit pas empêcher la vibration). On répète ce mouvement plusieurs fois assez rapidement pour produire et entretenir une vibration assez forte. On enregistre le signal sonore émis par la barre sur un oscilloscope numérique avec un micro assez sensible (micro MDT 457 B par exemple) pour mesurer la fréquence. L'enregistrement du signal peut se faire en mode monocoup (SINGLE) ou, plus simplement, en mode défilement (ROLL). Il suffit alors de stopper l'acquisition et zoomer sur l'enregistrement pour observer le signal.



### **II.3 Propagation guidée des ultrasons**

Se reporter au montage sur les ondes.

## **III APPLICATIONS**

### **III.1 Principe du télémètre acoustique**

longueurs.

Se reporter au montage sur les mesures de

### **III.2 Mesure de vitesse par effet Doppler**

fréquences temporelles.

Se reporter au montage sur les mesures de

Bibliographie :

- [1] : Bruhat : Mécanique, sixième édition
- [2] : Fleury et Mathieu : Vibrations mécaniques, Acoustique
- [3] : Barchiesi : Comprendre la physique en expérimentant
- [4] : Illustrations des modes de vibration d'un diapason (simulation)

<https://www.youtube.com/watch?v=m7xUtR2qevA>

<https://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/TuningFork/fork-modes.html>

[5] : Daniel A. Russell : On the sound field radiated by a tuning fork (document pdf disponible sur internet)

[6] : <https://www.comsol.com/blogs/finding-answers-to-the-tuning-fork-mystery-with-simulation/>

- [7] : Rossi : Electro-acoustique