
Ondes I : Acoustique

- BUP 801 (février 1998) : Résonance aigüe et auto-oscillation d'un diapason
- Livres de prépa 2ème année
- Kinsler, Frey, Coppens & Sanders, *Fundamentals of Acoustics*
- Morse & Ingard, *Theoretical acoustics*
- G. Asch, *Les capteurs en instrumentation industrielle*

En acoustique, les ultrasons sont très souvent étudiés pour plusieurs raisons, outre le fait qu'ils soient largement utilisés par le monde vivant, par l'industrie et la recherche. D'une part, leur longueur d'onde dans l'air est de l'ordre du centimètre, ce qui la rend facilement mesurable. D'autre part, leur production et détection par des piézoélectriques est très facile à mettre en œuvre. Enfin, leur fréquence n'est pas audible par définition ($f > 20\text{kHz}$), ce qui est vite appréciable. Ainsi, pour la propagation des ondes sonores, on utilisera de préférence les ultrasons. Toutefois, si c'est un haut-parleur (ou un microphone) qui est étudié, on travaillera dans sa bande passante, donc à des fréquences audibles ($f \approx 20\text{Hz} - 20\text{kHz}$), pour lesquelles les longueurs d'ondes sont entre 1 cm et 10 m.

I) Propagation des ultrasons

La célérité du son c_s est donnée par $(\rho\chi_s)^{-1/2}$, où ρ est la masse volumique du milieu et χ_s sa compressibilité adiabatique. Pour l'air sec, dans les conditions usuelles¹ (20°C, 1 bar) : $c_s = 343\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

===Propagation libre===

Les transducteurs utilisés sont des céramiques piézoélectriques² qui fonctionnent à la fréquence de 40 kHz. Voir la notice d'emploi de l'émetteur et du récepteur ; on y conseille notamment d'ajouter une résistance en parallèle sur le récepteur afin de réduire les parasites.

On mesure la célérité des ultrasons dans l'air en utilisant une onde progressive, dont la phase croît linéairement avec la distance à la source.

On visualise sur l'oscilloscope les signaux électriques d'excitation de l'émetteur et de réception par le récepteur. Déplacer le récepteur le long d'un rail gradué. Observer l'amplitude et le déphasage entre les deux sinusoides. En déduire la longueur d'onde (avec la meilleure précision possible), puis la célérité de l'onde acoustique. Comparer avec la valeur attendue. Attention à l'influence de la température. Quelle est l'incertitude sur la valeur attendue ?

1) Propagation guidée

(Voir la Notice qui reproduit l'article de R. Moreau du B.U.P. 742 (mars 1992), ou **Morse & Ingard** § 9.2.)

=====Généralités :=====

Dans un tuyau cylindrique de rayon intérieur a , supposé rigide, les ondes acoustiques se propageant parallèlement à l'axe sont solutions de l'équation de Helmholtz, avec comme condition aux limites

¹En pratique, la valeur de c_s peut être légèrement différente du fait que la température de la salle diffère de $T = 293\text{K}$. Par contre, l'influence de l'humidité de l'air est très faible car ρ et χ_s ont des variations qui se compensent (cf. Handbook à "Sound velocity"). Noter aussi l'approximation linéaire dans l'air : $c_s = (331,6 + 0,6\theta)\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ avec θ en °C.

²Un matériau piézoélectrique se déforme sous l'effet d'un champ électrique. Le matériau est le siège de l'effet réciproque : sous l'effet d'une contrainte, il apparaît des charges électriques à la surface du matériau. Ces matériaux sont donc beaucoup utilisés comme émetteurs/récepteurs ultrasonores, soit sous forme de monocristaux, soit sous forme de céramiques comportant un grand nombre de cristallites orientées électriquement à chaud, puis frittées (c'est-à-dire comprimées durant le refroidissement) de façon à se déformer de manière cumulative.

l'annulation de la vitesse normale sur la paroi. Il est naturel de se placer en coordonnées cylindriques (r, θ, z) , l'axe z étant celui du cylindre. Les modes propres pour la pression sont de la forme :

$$p(r, \theta, z, t) = AJ_m(k_r r) \cos(m\theta) e^{i(\omega t - k_g z)}$$

où J_m est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre m , $\lambda_g = 2\pi/k_g$ la longueur d'onde guidée et k_r le vecteur d'onde transversal, avec $k_r^2 + k_g^2 = (\omega/c_s)^2$. La condition aux limites sur la paroi impose que $k_r a$ corresponde à un extremum de J_m . Les solutions notées μ_{mn} correspondent au n -ième extremum de J_m . On peut poser $k_r = k_{mn} = \mu_{mn}/a$. On obtient alors la relation de dispersion du mode mn :

$$k_g^2 = (\omega/c_s)^2 - (\mu_{mn}/a)^2$$

Si la longueur d'onde dans l'air libre est $\lambda = 2\pi c_s/\omega$, on a, dans le mode mn :

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{\mu_{mn}^2}{(2\pi a)^2}$$

Les valeurs des μ_{mn} sont tabulées dans la notice, et celles inférieures à 10,5 sont rappelées ci-dessous :

Extrema des fonctions de Bessel J_m				
Ordre m de la fonction de Bessel	$\mu_{m,1}$	$\mu_{m,2}$	$\mu_{m,3}$	$\mu_{m,4}$
0	0	3,83	7,02	10,2
1	1,84	5,33	8,54	-
2	3,05	6,71	9,97	-
3	4,20	8,02	-	-
4	5,32	9,28	-	-
5	6,42	10,5	-	-
6	7,50	-	-	-
7	8,58	-	-	-
8	9,65	-	-	-

On a $\mu_{01} = 0$, ce qui correspond au mode fondamental du tuyau, qui est une onde plane [$J_0(0) = 1$] se propageant sans dispersion à la célérité c_s . La vitesse de groupe du mode mn est égale à

$$V_g = \frac{d\omega}{dk_g} = c_s \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_{mn} c_s}{a\omega}\right)^2}$$

Elle peut être nettement inférieure à la célérité du son dans l'air libre, $c_s = 343 \text{ m/s}$. Comme dans cette expérience on travaille à fréquence fixée, le nombre de modes susceptibles de se propager (λ_g réelle) augmente avec le diamètre du tuyau. Pour $a < 0,293\lambda = 2,5 \text{ mm}$ ($\mu_{11} = 1,84$, à reporter dans l'équation donnant λ_g – ou dans celle donnant V_g), seul le mode fondamental 01 peut se propager (transmission monomode).

Expérience : Pour mesurer une vitesse de groupe, il faut travailler en trains d'ondes avec un générateur qui permet cette fonction. La durée de ces trains d'ondes est un compromis entre la nécessité d'avoir de l'énergie et une durée suffisamment courte pour accéder au temps de vol des différents modes.³ Pour comprendre, placer l'émetteur et le récepteur à environ 20 cm l'un de l'autre, partir

³On peut penser qu'un train d'ondes très court a un spectre large qui va étaler le signal par dispersion dans un mode, mais en pratique l'ensemble {émetteur + récepteur} impose sa bande passante très étroite, et de plus le tuyau est trop court pour étaler notablement le signal.

d'un faible nombre de sinusoides et le faire croître ; observer le signal du récepteur ; constater que l'amplitude maximale croît d'abord sans que la durée n'augmente notablement, puis que la durée augmente lorsque l'amplitude a atteint son maximum (qui correspond au régime permanent). Choisir un nombre de sinusoides tel que l'amplitude détectée est grande mais n'a pas encore atteint son maximum ; ceci peut correspondre à environ dix sinusoides. (Il est possible à la rigueur d'exciter directement l'émetteur avec des impulsions carrées, de durée égale à la moitié de la période acoustique ; le signal du détecteur, faible, est alors observé grâce à la fonction de moyennage d'un oscilloscope numérique.)

Par ailleurs, pour prendre en compte le temps de montée de l'ensemble {émetteur + récepteur}, les accoler et mesurer le retard t_r entre le début du signal électrique de commande et le maximum du signal détecté.⁴ Il suffira par la suite de retrancher t_r à toutes les mesures de temps de vol.

Interposer un tuyau de diamètre 24 mm. On observe, outre le mode fondamental précédent, plusieurs autres modes de propagation ayant des durées de propagation supérieures. Réduire la taille du tuyau (diamètre 18 mm par exemple) et constater que le nombre de modes diminue.

Avec le tuyau de diamètre $d = 18$ mm, il y a 8 modes possibles mais on observe essentiellement deux modes : le mode fondamental 01 ($\mu_{01} = 0$) et le mode 02 ($\mu_{02} = 3,83$). Montrer l'effet sur l'intensité relative des deux modes de l'inclinaison de l'émetteur par rapport à l'axe du tuyau, puis du déplacement du récepteur sur la section de sortie du tuyau. Interpréter. Comparer la vitesse de groupe mesurée à celle calculée pour le mode 02.

2) Détection optique dans un liquide

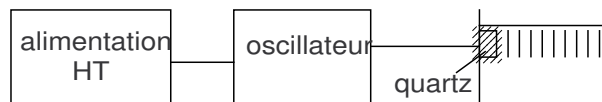


FIG. 1 – Générateur d'ultrasons à quartz.

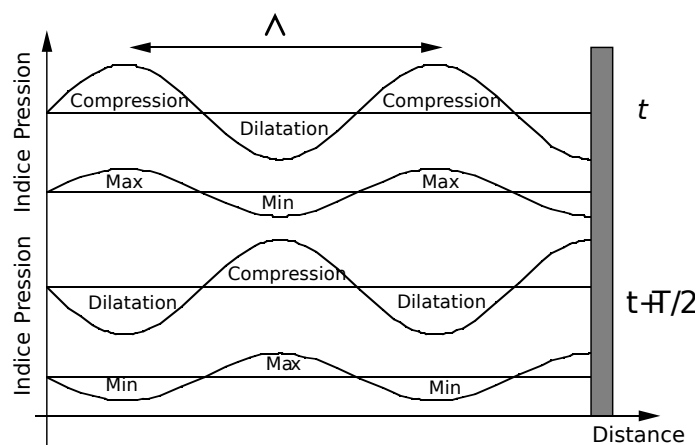


FIG. 2 – Onde stationnaire à un instant t donné, et à $t + T/2$.

⁴On peut être tenté de repérer le début du signal détecté, mais le repérage de ce début est assez imprécis dans le bruit, et surtout, quand deux modes se suivent, le début du deuxième est masqué par le premier.

Les expériences ci-dessous utilisent à nouveau un matériau piézoélectrique (monocristal de quartz). Le quartz, fixé sur un côté vertical étroit d'une cuve à faces parallèles (Fig. 1) est excité par un oscillateur HF. Il provoque des *ondes stationnaires* ultra-sonores planes dans le liquide (Fig. 2) qui remplissent la cuve, c'est-à-dire des distributions sinusoïdales de pression, de densité et d'indice de réfraction du liquide (en phase les unes par rapport aux autres). Comme toute onde stationnaire, elle n'est résonnante que pour certaines valeurs de fréquences. On met ici en évidence par deux expériences d'optique la structure périodique du liquide due à l'onde ultra-sonore.

a) Utilisation de la cuve en réseau de diffraction optique : méthode de Debye-Sears

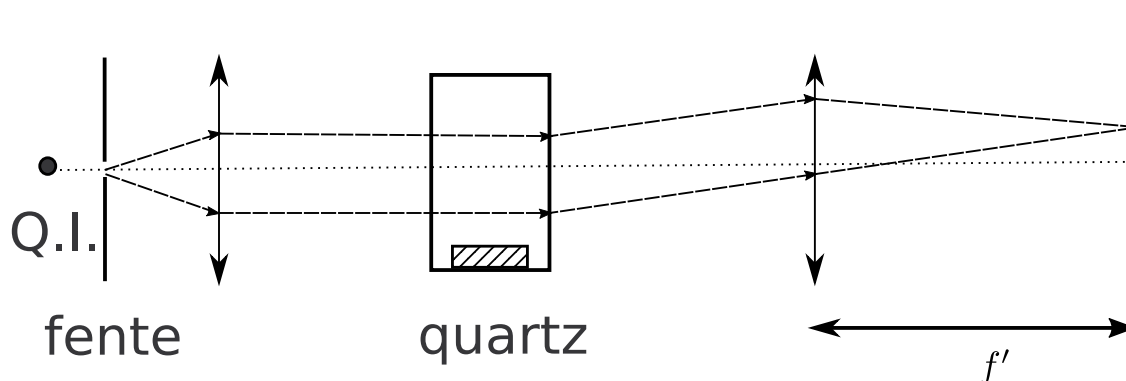


FIG. 3 – Diffraction d'une onde lumineuse par les ultrasons.

Manipulation :

On réalise le montage de la Fig. 3. Il est aussi possible de réaliser cette expérience avec une lumière blanche. Exciter le quartz et chercher sa fréquence de résonance⁵ dans la gamme des fréquences supérieures (4 à 10 MHz), en tournant délicatement le bouton du condensateur du générateur HF ; à une fréquence de résonance, on observe des tâches secondaires sur l'écran. Il existe une autre résonance dans la plage de fréquences inférieures (1,5 à 4,5 MHz), observer l'effet de la fréquence acoustique : plus la longueur d'onde Λ est petite et plus la figure de diffraction est large.

Interprétation

L'effet de l'onde sonore est de moduler spatialement l'indice de réfraction du liquide. Une onde lumineuse interagit avec les ultrasons comme avec un réseau *de phase*, ce qui modifie le front d'onde de l'onde plane initiale. Sa vitesse de propagation étant très supérieure à celle du son, le réseau est figé durant l'interaction. Le pas du réseau est la distance entre deux maxima d'indice de réfraction, et on voit sur la figure 2 qu'elle vaut Λ , la longueur d'onde du réseau acoustique. On observe donc sur l'écran la figure de diffraction du réseau de phase à l'instant t .

Après une demi-période, le réseau est translaté spatialement de $\Lambda/2$ perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde lumineuse. Mais tout comme la translation d'un réseau gradué ne

⁵ Contrairement aux quartz très sélectifs utilisés en électronique, ce quartz rayonne de l'énergie donc sa bande passante est très élargie, en particulier parce qu'il est plongé dans l'eau.

modifie pas la figure de diffraction, cette dynamique n'a pas d'influence sur la position des extrema visibles sur l'écran (cf. point focal de Fig. 4). Donc on observe la même figure à tout instant.⁶ En particulier, on note que *cette expérience ne met pas en évidence l'onde stationnaire* pour cette raison.

Les angles de diffraction (en rad) étant des multiples de λ_0/Λ , où λ_0 est la longueur d'onde optique dans l'espace libre, en déduire la vitesse des ultrasons dans le liquide.⁷

On peut observer plusieurs ordres de diffraction avec ce réseau de *phase* sinusoïdal alors qu'un réseau *d'amplitude* sinusoïdal n'aurait donné que les ordres -1, 0 et +1. De même, si la formule des réseaux donnant la position des maxima est également valide pour un réseau de phase, il n'est pas vrai que le maximum d'intensité est sur l'ordre 0 !

b) Ombroscopie (*striation method*) : observation directe de l'onde stationnaire

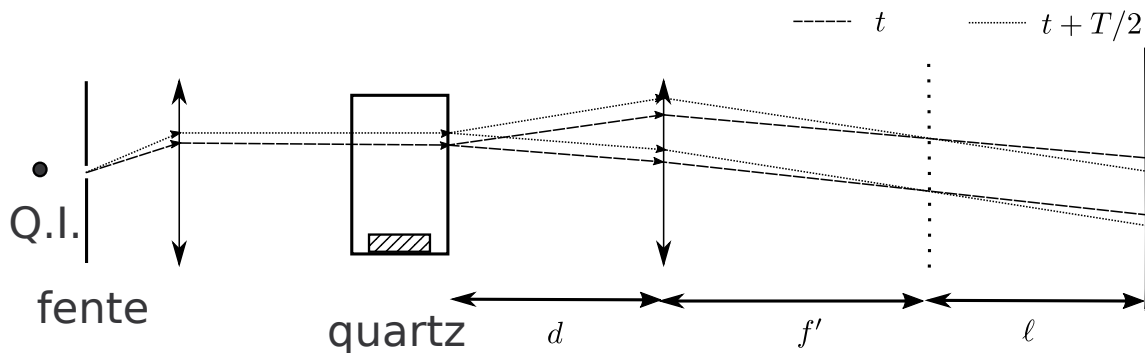


FIG. 4 – Méthode d'ombroscopie.

À l'aide d'un dispositif dit d'ombroscopie, il est possible de visualiser des franges, directement reliées aux variations d'indice optique à l'intérieur de la cuve, c'est-à-dire visualiser directement la périodicité de l'onde stationnaire.

Manipulation :

Considérons le montage présenté sur la Fig. 4, la source laser étant remplacée par une QI. Avec la première lentille ($f' = 10\text{cm}$) on fait l'image de la fente sur l'écran éloigné de 3m. On place la cuve après la lentille, et on utilise la deuxième lentille de 10cm pour faire l'image de la cuve sur l'écran. On observe sur l'écran des franges brillantes lorsque le quartz est à résonance, plus resserrées que dans

⁶En toute rigueur, sauf aux moments où l'onde stationnaire est nulle en tout point, où la figure de diffraction disparaît. Cependant, cette phase est invisible à l'œil nu car trop rapide.

⁷Pour une interprétation plus détaillée, on pourra consulter **Morse & Ingard** Chap. 13 ou **Born & Wolf** Chap. XII. N.B. : On peut interpréter cette expérience comme une interaction non linéaire lumière/matière. Les différents ordres correspondent à l'interaction avec un ou plusieurs phonons avec conservation de l'impulsion et de l'énergie, c'est-à-dire du vecteur d'onde et de la fréquence.

l'expérience précédente. Soit ℓ la distance de l'écran au point focal image, et d la distance quartz-lentille, on peut montrer que la période spatiale observée sur l'écran est $\Lambda\ell/2f'$, donc proportionnelle à $\Lambda/2$. En déduire une seconde mesure de la vitesse des ultrasons dans l'eau.

Interprétation :

Comme dans l'expérience précédente, la modulation d'indice optique fait diffracter l'onde lumineuse. Une zone de la cuve va créer toutes les directions de diffraction, et va produire une image de franges espacées de Λ sur l'écran. Cependant, le schéma des rayons à deux temps séparés d'une demi-période montre que lorsque le réseau est décalé transversalement, si rien ne change au foyer de la lentille, les franges brillantes sont décalées à l'écran. Contrairement à l'expérience précédente, on observe la dynamique de l'onde, et l'œil ne détectant que la valeur moyenne, la période spatiale des franges est liée à $\Lambda/2$.⁸

On observe un phénomène intéressant : si on modifie la distance d (et les autres paramètres du montage en conséquence), alors les franges disparaissent et apparaissent périodiquement sur l'écran. En effet, différentes zones de la cuve vont toutes émettre toutes les directions de diffraction ; et si celles-ci se superposent au foyer de la lentille, il n'y a pas de raison que ce soit le cas à l'écran.

Remarques :

- Pour améliorer la visualisation, on peut aussi réaliser un montage de strioscopie pour observer l'onde stationnaire ; il faudra alors déterminer le grandissement en tenant compte de la focale des lentilles utilisées dans le montage de strioscopie.

- La tension d'excitation de l'émetteur piézoélectrique (> 100 V) ne peut être envoyée sur un oscilloscope que par l'intermédiaire d'une sonde atténuatrice. Quand on relie l'oscilloscope au générateur HF, on perturbe le signal et on ne peut plus observer la figure d'ombroscopie. Il est donc préférable de capter le signal par un câble faisant antenne (par exemple en alignant le fil de mesure avec l'un des fils d'alimentation HF).

II) Étude de la résonance d'un diapason

Référence : BUP 801 (février 1998) : Résonance aiguë et auto-oscillation d'un diapason (attention la partie sur les effets non-linéaires est discutable)

Les diapasons ont la particularité d'avoir une résonance aiguë avec facteur de qualité très élevé. D'abord utilisés comme résonateurs acoustiques (l'invention du diapason en musique est attribuée à l'anglais John Shore en 1711), leurs caractéristiques permettent un certain nombre d'autres applications comme oscillateurs et/ou capteurs (diapasons à quartz, en or, etc.).

Le montage de la figure 6 permet l'étude de la courbe de résonance d'un diapason acoustique avec sa caisse de résonance. Le facteur de qualité étant très élevé, la bande passante est très serrée (de l'ordre de 0.1-0.3 Hz), il est nécessaire d'utiliser un générateur ayant une bonne stabilité et une très bonne précision en fréquence ; utiliser, par exemple, les Metrix GX320 (bleu). Une autre conséquence

⁸Une explication circule sur cette manipulation similaire à celle de la cuve à ondes, c'est-à-dire que les rayons lumineux sont déviés par les zones où existe le gradient d'indice le plus fort. Cependant, cette interprétation n'est pas valide, comme cela est mis en évidence dans Kang *et al.*, Am. J. Phys. *Diffraction of laser light by Ultrasound in Liquid* (1972).

du très bon facteur de qualité est la durée assez longue des régimes transitoires (de l'ordre de 1 à 10 s), permettant d'ailleurs facilement d'estimer son ordre de grandeur. Il est fortement déconseillé d'automatiser le tracé du diagramme de Bode ; il faut tracer ce diagramme de Bode point par point à la main en veillant à attendre que le régime permanent soit établi. L'amplificateur est nécessaire pour obtenir un champ magnétique B suffisant au niveau d'une des branches du diapason.

La force magnétique excitatrice est de la forme $\nabla(B.M) \sim \nabla(B^2)$, la fréquence d'excitation du diapason est le double de la fréquence affichée sur le GBF (un électroaimant attire toujours une masse en fer, le sens du courant circulant dans la bobine est donc sans importance ; en conséquence, à la force moyenne exercée se superpose une composante alternative qui a la fréquence double de celle du GBF). Pour obtenir la résonance mécanique du diapason il faut donc se placer à une fréquence électrique correspondant à la moitié de la fréquence de résonance du diapason (440Hz pour un diapason La usuel).

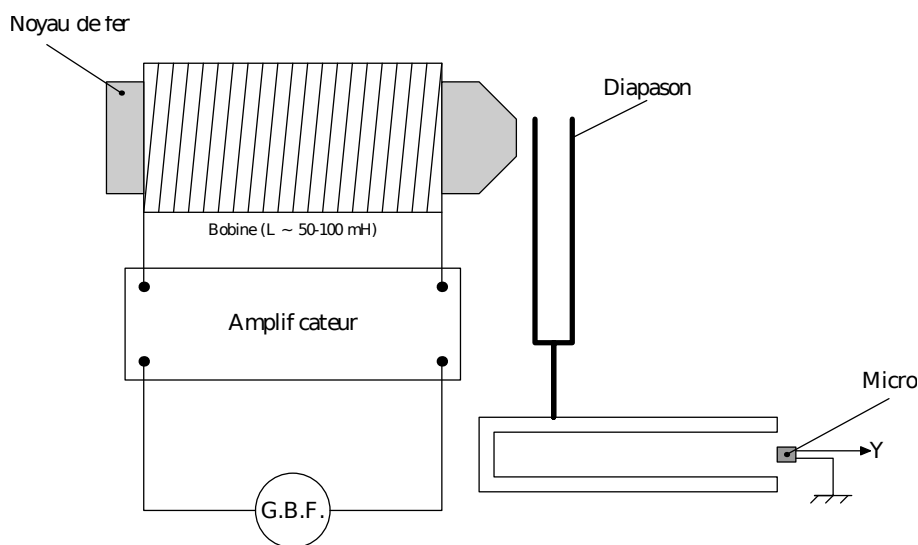


FIG. 5 – Montage pour l'étude de la résonance d'un diapason.

Afin d'obtenir une force magnétique d'intensité suffisante, il faut, pour une alimentation fixée, optimiser l'intensité du courant électrique et le nombre de spires de la bobine. Mais l'impédance d'une bobine, comportant un noyau de fer, est importante à ces fréquences, ce qui limite fortement l'intensité. Pour compenser cet effet, on peut, si cela s'avère nécessaire, utiliser en série avec la bobine un condensateur de capacité C judicieusement choisie afin de rechercher la résonance d'intensité du circuit RLC ainsi formé pour la fréquence du GBF. On utilisera alors une capacité variable dont on ajustera la valeur à l'aide d'un ampèremètre pour obtenir une intensité maximale (le montage de la figure 6 étant dans ce cas à modifier en conséquence).

Pour le tracé de la courbe de résonance, on mesure la tension aux bornes d'un microphone. La résonance étant très aiguë les courbes de résonance en position et en vitesse sont très proches et il n'est pas possible de les différencier avec le montage proposé. Après avoir mesuré la réponse pour une vingtaine de fréquences du GBF autour de $f_0/2$, on peut ajuster la courbe de résonance par

$$U(f) = \frac{U_0}{\sqrt{\left(1 - \frac{f^2}{f_0^2}\right)^2 + \frac{1}{Q^2} \frac{f^2}{f_0^2}}}$$

La fréquence de résonance du mode fondamental du diapason est donnée par la relation⁹

$$f_0 = \frac{(1.8751)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{E I}{\rho A}}$$

avec L la longueur des branches, E le module de Young du matériau, ρ la masse volumique, A l'aire de la section des branches et I le second moment de l'aire de la section des branches. Pour des branches à section circulaire de rayon r le rapport $\frac{I}{A} = \frac{r^2}{4}$ et pour des branches à section rectangulaire $\frac{I}{A} = \frac{a^2}{12}$ où a est la longueur dans la direction du mouvement.

Expérience (très) facultative : en supprimant le générateur et en bouclant le système, avec la sortie du micro sur l'entrée de l'amplificateur, on peut réaliser un oscillateur à la fréquence f_0 . Interpréter. Pour plus de détails sur cette expérience annexe, on pourra consulter le BUP 801, mais attention, cette partie sur les effets non linéaires est discutable.

On peut reprendre l'étude de la résonance du diapason avec une surcharge sur l'une de ses branches et observer le décalage de la fréquence de résonance en fonction de la position de la surcharge. On peut aussi observer des battements acoustiques avec 2 montages similaires à la figure 6, dont l'un avec/sans surcharge sur l'une des branches du diapason.

On peut également étudier l'influence de la dissipation sur la courbe de résonance en retournant l'ensemble diapason/caisse de résonance au dessus d'une cuve remplie d'eau et en immergeant de quelques millimètres les extrémités du diapason. Pour toutes ces expériences complémentaires, consulter le BUP sur la résonance du diapason.

III) Production et détection d'ondes acoustiques

Les notations utilisées pour la description du principe de fonctionnement d'un haut-parleur électrodynamique sont données dans l'Annexe I du fascicule ; dans cette annexe vous trouverez aussi le protocole pour l'étude électrodynamique du haut-parleur. Il est préférable de réaliser toutes les expériences avec le même haut-parleur (l'enceinte acoustique démontable).

1) Émission isotrope, émission bidirectionnelle

Préambule : Au voisinage d'un émetteur, soit jusqu'à une distance r de l'ordre de quelques longueurs d'onde λ , le champ comporte une composante décroissant plus vite que $1/r$ (donc l'énergie contenue dans ce champ reste localisée près de l'émetteur) : le *champ proche*.¹⁰ Si l'on veut observer des propriétés de la partie rayonnante de l'onde, il est donc indispensable d'étudier le *champ lointain*, en se plaçant suffisamment loin de l'émetteur.

⁹La constante numérique (1.8751) est la première solution de l'équation : $\cos(x) \cosh(x) + 1 = 0$. Les harmoniques suivantes sont données par les racines de cette équation. On trouvera un traitement détaillé des résonances du diapason dans le Chap. 10 du livre *Le champ proche optique. Théorie et applications* D. Courjon et C. Bainier (Springer – 2001)

¹⁰Un phénomène analogue existe en optique, mais il est impossible à mettre en évidence avec le matériel de l'agreg., car les longueurs d'onde sont trop petites ; cependant il est utilisé dans les microscopes à champ proche optique, qui permettent une résolution de l'ordre de la centaine de nanomètres, bien en deçà de la limite de diffraction habituelle. Vous trouverez plus de détails dans **Kinsler**, chap.8.8.

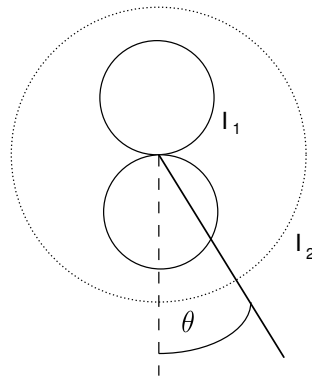


FIG. 6 – Diagrammes de rayonnement d'un haut-parleur ; en trait plein : sans enceinte acoustique (I_1) ; en pointillés : avec enceinte (I_2).

En l'absence d'enceinte acoustique, considérons le cas où la membrane avance ; l'observateur reçoit une onde de surpression due à la face avant et de dépression due à la face arrière, qui se sont propagées sur la même distance si l'observateur est placé perpendiculairement au déplacement de la membrane. Il y a donc interférence destructive et le diagramme théorique d'émission correspond à la figure en traits pleins (cf. figure 6), le maximum étant nettement plus faible que s'il n'y avait qu'une seule face. On dit qu'il y a rayonnement dipolaire. Notez bien que cette forme simple du diagramme de rayonnement dipolaire n'est observée qu'en champ lointain, soit ici $a \ll \lambda \ll r$ où r est la distance d'observation. Le rôle de l'enceinte acoustique est de supprimer l'onde arrière car elle contient un matériau absorbant le son.¹¹ Le diagramme d'émission représenté sur la figure correspond à celui d'une source de faible dimension devant λ , donc quasi ponctuelle : ce diagramme est non directif (la source monopolaire est particulièrement simple, l'isotropie est valable à toute distance).

Ce même raisonnement est un peu plus facile à mener dans le cas d'un micro, dont la membrane se déplace sous l'effet d'une différence de pression entre ses deux faces : $P(e) - P(0)$, où e est l'épaisseur de la membrane. En l'absence d'enceinte acoustique, si le micro est soumis à une pression $P = P_{\text{atm}} + \delta P \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$, la différence de pression s'écrit au premier ordre : $P(e) - P(0) \simeq i\vec{k} \cdot \vec{n} e \delta P \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$, où \vec{n} est la normale à la membrane. Si maintenant on atténue l'onde arrière, on a $P(0) = P_{\text{atm}}$, de sorte que la différence de pression devient : $P(e) - P(0) = \delta P \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$. Dans un cas, le micro est sensible à la composante normale du gradient de pression, donc à la vitesse (cf. annexe II), et dans l'autre à la pression elle-même.

===== Expériences :=====

Il s'agit d'étudier l'intensité sonore en fonction de la direction, $I(\theta)$. On étudie ici de manière équivalente la surpression acoustique $P(\theta)$ (I est proportionnelle au carré de P , cf. **Mathieu**, tome 2, chap. 13).

Placer le haut-parleur au centre du support gradué prévu à cet effet et le micro sur le bras, le plus loin possible. Utiliser le micro à électret et l'amplificateur sélectif. Il s'agit d'observer la configuration où l'émission est isotrope (avec enceinte) et celle où l'émission est dipolaire – avec l'inversion de signe entre les faces avant et arrière – (sans enceinte). On peut faire cette expérience en champ proche,

¹¹N'en déduisez pas abusivement que c'est le seul rôle d'une enceinte *en général*. Voir **Kinsler** chap. 14.6 pour différents types d'enceintes acoustiques.

à condition de bien comprendre qu'il est alors abusif de parler de diagramme de rayonnement. Mais si vous voulez observer la forme simple de la source dipolaire, il faut être en champ lointain (soit ici $a \ll \lambda \ll r$, où a est le rayon du HP).

2) Diffraction

Il est indispensable de travailler avec l'enceinte acoustique sinon la composante dipolaire de l'émission masque l'effet de la diffraction (voir ci-dessous). A quelle condition y a-t-il diffraction ? Dans quelle limite l'onde envahit-elle tout l'espace disponible ? Mettre en évidence les lobes de diffraction. La loi de diffraction attendue : $\sin \theta = 0,61\lambda/a$, où a est le rayon du HP et θ la demi-largeur angulaire du lobe principal, est-elle vérifiée ?

3) Mode de sensibilité et directivité d'un microphone (facultatif)

Voir l'Annexe II sur les micros. Établir une onde stationnaire en utilisant un haut-parleur en face d'un écran. Sachant que sur l'écran on trouve un nœud de vitesse et un ventre de pression (pourquoi ?), déterminer à quelle grandeur est sensible le micro à électret (l'expérience est plus difficile à interpréter avec le micro unidirectionnel).

On pourra de plus visualiser sur l'oscilloscope les signaux électriques d'excitation du haut-parleur et de réception par le microphone. Déplacer le microphone et observer le déphasage et l'amplitude entre les deux sinusoïdes. En déduire la longueur d'onde, puis la célérité de l'onde acoustique émise.

Émettre un son sinusoïdal avec un haut-parleur dans un espace libre. Étudier l'influence de l'orientation du micro. Faire l'expérience avec le micro à électret omni-directionnel et avec le micro électrodynamique unidirectionnel. Y a-t-il une relation entre la directivité et le mode de sensibilité ?

4) Rendement d'un haut-parleur

Utiliser un décibel-mètre pour mesurer l'intensité d'un son sinusoïdal. On trouvera la pression de référence dans la notice de l'instrument. En déduire la pression acoustique, la puissance par unité de surface, l'amplitude vibratoire (cf. **Mathieu**, tome 2).

Pour simplifier l'expérience, il est préférable de se placer dans le cas où l'émission est isotrope (ce qui permet de ne mesurer l'intensité acoustique qu'en un point), donc en plaçant le HP dans son enceinte et en travaillant à basse fréquence ($a \ll \lambda$). Cependant, on cherche la puissance acoustique *émise*, donc il faut se placer en champ lointain, lorsque domine la composante rayonnante de l'onde ($L \gg \lambda$). La distance d'observation L ne pouvant excéder quelques mètres, il y a un compromis à trouver sur λ . Mesurer la puissance fournie par le générateur avec un wattmètre. Mesurer la puissance acoustique à l'aide du sonomètre électronique. Utiliser le mode de mesure "dB C" qui correspond à une réponse à peu près indépendante de la fréquence (alors que le mode "dB A" apporte une forte correction pour tenir compte de la sensibilité de l'oreille). Vérifier que l'émission est à peu près isotrope en faisant tourner le haut-parleur. Mesurer la puissance reçue par le sonomètre en l'absence du haut-parleur et vérifier qu'elle est négligeable (attention à raisonner en échelle linéaire). En déduire la puissance acoustique totale rayonnée, puis le rendement du haut-parleur.

Remarque : Les décibels sont calculés en utilisant une pression de référence de $2 \cdot 10^{-5}$ Pa (valeur efficace), ce qui correspond à une intensité acoustique de référence égale à 10^{-12} W.m⁻². On peut retrouver la correspondance entre ces deux valeurs en utilisant l'impédance acoustique de l'air.

IV) Annexe I : Le haut-parleur électrodynamique

Principe : (cf. Rocard, p.75 et Kinsler, Chap. 14)

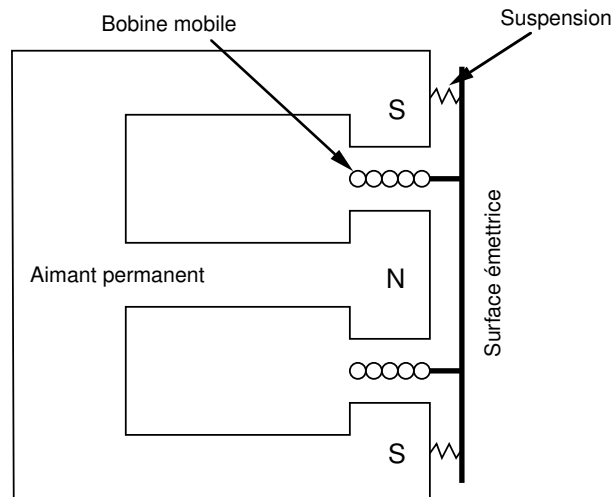


FIG. 7 – Schéma d'un haut-parleur.

La bobine (longueur l , masse m , inductance L , résistance R) est placée dans un champ magnétique constant radial B créé par un aimant permanent (Fig. 7). Elle est soumise à une tension alternative U , est parcourue par un courant I , et entraîne une membrane qui émet les ondes sonores. A basse fréquence, la membrane se déplace sans déformation, elle est équivalente à un piston en translation à la vitesse v ; elle est liée au carter de l'appareil par une suspension de raideur k . C'est un système électromécanique réciproque : en entraînant la membrane, on crée une force électromotrice dans la bobine.

====Modélisation :====

En faibles signaux et à fréquence pas trop élevée, on a les équations mécanique et électrique :

$$m \frac{dv}{dt} + rv + k \int v dt = B l I$$

$$L \frac{dI}{dt} + R I = U - B l v$$

où le coefficient r traduit les frottements visqueux et aussi l'énergie perdue par le haut-parleur du fait du rayonnement sonore.

En régime sinusoïdal à la pulsation ω , la vitesse a pour expression

$$v = \frac{B l I}{r + j(m\omega - k/\omega)}$$

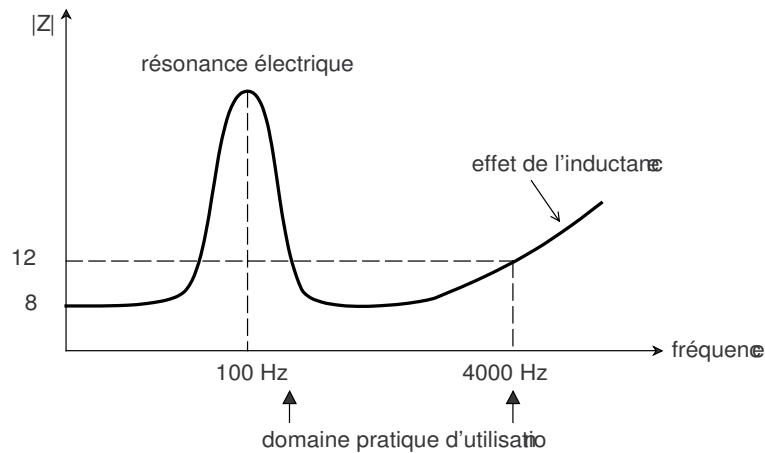


FIG. 8 – Impédance électrique d'un haut-parleur.

et l'impédance électrique Z vaut :

$$Z \equiv \frac{U}{I} = R + jL\omega + \frac{B^2 l^2}{r + j(m\omega - k/\omega)} \equiv Z_e + Z_c$$

avec $Z_e = R + jL\omega$ l'impédance électrique de l'appareil immobilisé et Z_c l'impédance cinétique. On obtient typiquement pour $|Z|$ la courbe représentée sur la figure 8. Les valeurs indiquées correspondent à un petit haut-parleur à large bande, de rayon $a = 5\text{cm}$, d'impédance nominale 8Ω , sans enceinte acoustique.

Quand on immobilise l'appareil ($r \rightarrow \infty$), la résonance disparaît ; en effet, elle est de nature mécanique (équation différentielle du 2^{ème} ordre) et c'est par couplage qu'elle devient électrique.¹² En pratique, on n'utilise le haut-parleur que pour des fréquences supérieures à la fréquence de résonance (la résonance introduit une brusque augmentation de la sensibilité et des distorsions).

1) Étude électromécanique du haut-parleur

Réaliser toutes les expériences avec si possible le même haut-parleur (l'enceinte acoustique démontable). Vous remarquerez que pour ces manipulations, on n'utilise exceptionnellement pas d'amplificateur de puissance entre le GBF et le HP, mais une résistance.

Étude de l'impédance électrique Z du haut-parleur : Réaliser le montage ci-dessous (Fig. 5) :

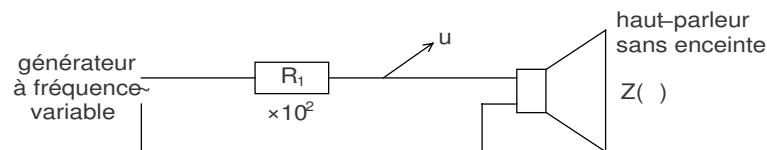


FIG. 9 – Impédance électrique d'un haut-parleur.

¹²Noter que l'inductance est faible (acier dur) et n'intervient qu'à haute fréquence.

Dans le cas où $R_1 \gg |Z|$, on a $i = e/R_1$ indépendant de ω , et la tension u est alors proportionnelle à Z . Alimenter le HP avec un signal sinusoïdal modulé linéairement en fréquence (wobulation). Observer u sur la voie Y de l'oscilloscope, en envoyant en X la rampe qui provoque la variation de fréquence ; on visualise alors $Z = f(\omega)$. Que faire pour vérifier facilement que $R_1 \gg |Z|$? Poser la main sur la membrane pour l'empêcher de vibrer ; interpréter le signal électrique (cf. annexe I).

Fixer une masselote de masse δm sur la membrane : sur le HP prévu à cet effet, il s'agit d'un boulon qui se visse dans un écrou de plastique collé à la membrane. Observer le déplacement δf de la fréquence de résonance f_0 . Déduire de f_0 et δf les raideur et masse équivalentes de la membrane.

Comparer qualitativement les fréquences de résonance électrique mesurées avec et sans enceinte acoustique ; interpréter.

Réciprocité : Brancher directement le haut-parleur sur l'oscilloscope et parler devant la membrane. Observer la réciprocité. Y a-t-il directivité ?

V) Annexe II : Les différents types de microphones

(cf. Kinsler Chap. 14 et Rocard p. 323, , G. Asch)

1) Différentes techniques

Il s'agit toujours de transformer en signal électrique le mouvement d'une membrane.

- Type électrodynamique : même principe que celui du haut-parleur usuel, la membrane est liée à une bobine qui se déplace dans un champ magnétique constant.
- Type piézoélectrique : membrane liée à une céramique (le quartz est peu utilisé). Pour accroître la sensibilité, on provoque souvent une résonance mécanique. Surtout employé pour les ultrasons.
- Type condensateur : le déplacement à charge électrique constante d'une des armatures du condensateur provoque une variation de tension. Peu sensible, nécessite une tension d'alimentation assez élevée et un amplificateur à grande impédance d'entrée. Il est souvent remplacé par le micro à électret, dont le principe est le même : l'électret est un matériau diélectrique à polarisation permanente (matériau ferroélectrique). Placé à l'intérieur du condensateur, il permet d'éliminer la tension d'alimentation élevée. Cependant, il est toujours construit avec un amplificateur à transistor à effet de champ, qui sert d'adaptateur d'impédance et qui réclame une alimentation de quelques volts.
- Cette liste n'est pas exhaustive (micro à ruban, à charbon, etc.).

2) Relation entre nature de la sensibilité et directivité

a) Micro sensible à la pression

La membrane sensible n'est attaquée que sur une face, l'autre est isolée du son (cf. le paragraphe sur le rôle de l'enceinte acoustique d'un haut-parleur). La pression étant une grandeur scalaire, la réponse ne dépend pas de la direction, le micro est *omni-directionnel*. Placé dans une onde stationnaire, il indique un maximum sur les ventres de pression.

b) Micro sensible à la vitesse

L'astuce consiste à réaliser un micro sensible à la composante normale du *gradient de pression*, en faisant en sorte que les deux faces de la membrane mobile soient exposées à l'onde acoustique. Si l'épaisseur de la membrane est faible devant la longueur d'onde, la force exercée par l'onde sera proportionnelle au gradient de pression, donc à la vitesse acoustique. La vitesse étant une grandeur vectorielle, la sensibilité est proportionnelle à la projection de la vitesse sur la perpendiculaire à la membrane. La courbe $I(\theta)$ est constituée de deux sphères tangentes à la membrane, il y a deux directions de sensibilité nulle. Ce micro est appelé *bidirectionnel*.

c) Micro sensible à la pression et à la vitesse

C'est une combinaison des 2 micros précédents (une partie de la 2^{ème} face est masquée), rendant le micro *unidirectionnel*; on dit aussi que sa courbe de réponse est une *cardioïde* (cf. figure 9 ci-dessous).

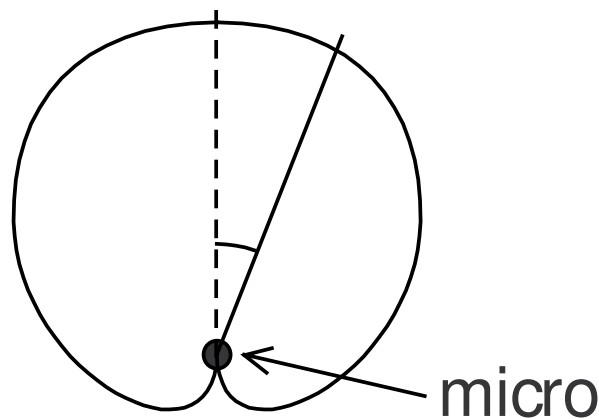


FIG. 10 – Courbe de réponse d'un micro cardioïde.

Ce micro est **très utilisé en pratique**. Orienté dans l'axe d'une onde stationnaire, il ne détecte qu'une des 2 ondes progressives.

Note : Comprendre qu'il n'y a pas de relation entre "type technique" et directivité; par exemple, un micro à électret peut être omni-, bi- ou uni-directionnel.