



SORBONNE
UNIVERSITÉ

université
PARIS-SACLAY

Centre interuniversitaire de préparation à l'agrégation de Montrouge

ONDES I : ACOUSTIQUE

2024-2025



This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited. This license does not permit commercial exploitation or the creation of derivative works without specific permission.

Table des matières

1	Propagation des ultrasons	3
1.1	[1P] Propagation libre	3
1.2	[1P] Propagation guidée	4
1.3	[2P] Propagation dans l'eau et principe de l'échographie d'un os	5
2	Le haut-parleur	8
2.1	Bibliographie	8
2.2	Introduction	8
2.3	Modèle du haut-parleur	9
2.4	[1P] Mesures des caractéristiques du haut-parleur	11
2.5	[1P] Étude de l'impédance électrique	14
2.6	[2P] Puissance acoustique rayonnée	15
2.7	[AP] Directivité du haut-parleur	18
2.8	[2P] Rendement d'un haut-parleur	18
3	Annexe : Les différents types de microphones	18
3.1	Différentes techniques	19
3.2	Relation entre nature de la sensibilité et directivité	19

Bibliographie :

- 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*

Outre le fait qu'ils soit largement utilisés par le monde vivant, par l'industrie, et la recherche, l'utilisation d'ultrasons pour des TPs d'acoustique présente un certain nombre d'avantages. 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 ($f > 20$ kHz), ce qui est vite appréciable. Ainsi, pour l'étude de 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.

1 Propagation des ultrasons

La célérité du son est donnée par $c_s = 1/\sqrt{\rho\chi_s}$, où ρ est la masse volumique du milieu et χ_s sa compressibilité adiabatique. Pour l'air sec, dans les conditions usuelles (20°C, 1 bar) : $c_s = 343 \text{ m.s}^{-1}$. La célérité dépend de la température : dans l'approximation des gaz parfaits on a $c_s = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}$. L'influence de l'humidité de l'air est quant à elle très faible car ρ et χ_s ont des variations qui se compensent (cf. Handbook à "Sound velocity"). Ci-dessous un tableau de valeur de la vitesse du son sec en fonction de la température.

θ en °C	c en m/s
0	331,5
+5	334,5
+10	337,5
+15	340,5
+20	343,4
+25	346,3
+30	349,2

FIGURE 1 – Vitesse du son dans l'air sec en fonction de la température (source Wikipédia et Handbook)

1.1 [1P] Propagation libre

Sélection de la paire émetteur/récepteur Les transducteurs utilisés sont des céramiques piézoélectriques¹ qui fonctionnent à des fréquence proches de 40 kHz. Voir la notice d'emploi de l'émetteur et du récepteur.

Comme les différents émetteurs et récepteurs ne résonnent pas forcément exactement à la même fréquence, on commencera par sélectionner une paire de piézoélectriques qui sont accordés en fréquence. Pour cela, placer les éléments piézoélectriques sur un banc d'optique, brancher l'émetteur sur un GBF en régime sinusoïdal forcé, et lisez les signaux émetteur et récepteur sur l'oscilloscope. En faisant varier la fréquence d'étude, typiquement entre 39 et 41 kHz, étudier la réponse de l'ensemble émetteur/récepteur. Si deux pics sont clairement visibles dans la réponse fréquentielle, les fréquences de résonances sont trop éloignées, et cela pourra poser problème par la suite. Trouver une paire émetteur/récepteur pour laquelle on voit seulement un seul pic, aussi fin que possible, dans la réponse fréquentielle. C'est cet ensemble qu'on utilisera par la suite.

Mesure de la célérité du son dans l'air On mesure la célérité des ultrasons dans l'air en mesurant à une fréquence donnée la longueur d'onde d'une onde progressive harmonique. À partir de la configuration de la partie précédente, on effectue cette mesure en déplaçant le récepteur le long du banc, et en observant l'amplitude et le déphasage entre les deux sinusoides, mesurées sur l'émetteur et le récepteur. En déduire la longueur d'onde (avec la meilleure précision possible), puis la célérité de l'onde acoustique. Comparer avec la valeur attendue.

1. Un 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.

Attention à l'influence de la température. On mesure ici la vitesse de phase des ondes acoustique dans l'air. Quelle est l'incertitude sur la valeur attendue ?

Il est important d'effectuer cette mesure sur un banc d'optique, pour avoir des mesures précises du déplacement du récepteur. On note par ailleurs que ce n'est pas la position précise de l'émetteur et du récepteur qui est importante, mais le décalage du récepteur par rapport à une position donnée (où les signaux émis et reçus sont en phase, par exemple). Cela permet d'utiliser les repérages de position des pieds sur le banc d'optique, qui ne correspondent pas nécessairement à la position des émetteurs et récepteurs eux-mêmes.

Placer le récepteur proche de l'émetteur et l'éloigner. Observer la variation d'intensité reçue. Justifier : 1) une décroissance globale, 2) des oscillations lorsque les deux piezo sont proches. Justifier que l'alignement horizontal est crucial pour cette expérience.

1.2 [1P] 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 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 :

$$p(r, \theta, z, t) = AJ_m(k_r r) \cos(m\theta) e^{i(\omega t - k_g z)} \quad (1)$$

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 :

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

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

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{\mu_{mn}^2}{(2\pi a)^2} \quad (3)$$

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	-	-	-	

FIGURE 2 – Extréma de quelques fonctions de Bessel

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

$$V_g = \frac{d\omega}{dk_g} = c_s \sqrt{1 - \left(\frac{\mu_{mn} c_s}{a\omega}\right)^2} \quad (4)$$

avec a le rayon du tuyau. Elle peut être nettement inférieure à la célérité du son dans l'air libre, $c_s = 343$ m/s. Comme dans cette expérience on travaille à la fréquence fixée de 40 kHz, le nombre de modes susceptibles de se propager (λ_g réelle) augmente avec le rayon du tuyau. Pour $a < 0,293\lambda = 2,5$ 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. Utiliser par exemple le GX 320 en choisissant la fonction *Burst*. 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.²

Expérience préalable : Placer l'émetteur et le récepteur à environ 20 cm l'un de l'autre, partir d'un faible nombre de sinusoïdes dans le train d'onde et le faire croître ; observer le signal du récepteur et constater que l'amplitude maximale croît d'abord sans que la durée du train reçu n'augmente notablement, puis que la durée augmente lorsque l'amplitude a atteint son maximum (qui correspond au régime permanent). Choisir un nombre de sinusoïdes tel que l'amplitude détectée est grande mais n'a pas encore atteint son maximum ; ceci peut correspondre à environ dix sinusoïdes.

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.³ 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.

1.3 [2P] Propagation dans l'eau et principe de l'échographie d'un os

On propose une expérience qui illustre l'échographie d'un os via l'étude de la propagation d'ondes sonores dans un solide. Pour cela, on dispose d'un grand bac d'eau, sur lequel sont disposés deux hydrophones. Ces hydrophones, qui peuvent jouer à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur ultrasonore, fonctionnent à 200kHz en immersion dans l'eau. On peut également placer un bloc de métal rectangulaire dans le bac. Ce bloc est en Duralumin, un alliage d'Aluminium, Cuivre, Magnésium et Manganèse. Les hydrophones sont séparés d'une distance de 48 cm, et le bloc de métal rectangulaire mesure 8 cm sur son côté court et 15 cm sur son côté long.

Protocole Remplir le bac d'eau : il est conseillé de faire couler l'eau du robinet lentement pour ne pas introduire trop de bulles (en faisant couler le jet le long de la paroi par exemple).

Génération du signal d'émission :

- Avec les GBF GX 320 (conseillé), on sélectionne la fonction *Burst* et la forme d'onde sinusoïdale. Le nombre de d'oscillation est alors à régler directement.
- Avec un GBF deux voies : On règle la voie 1 en sinus à 200 kHz (fréquence de résonance des piézoélectriques qui composent les hydrophones), 20 Vpp et la voie 2 en mode *Pulse* à une fréquence d'environ 30 Hz (il faut juste s'assurer que les impulsions soient suffisamment espacées pour ne pas que les réflexions interfèrent avec les émissions). Puis on module la voie 1 par la voie 2 en amplitude de sorte à obtenir trains

2. On 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.

3. On 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.

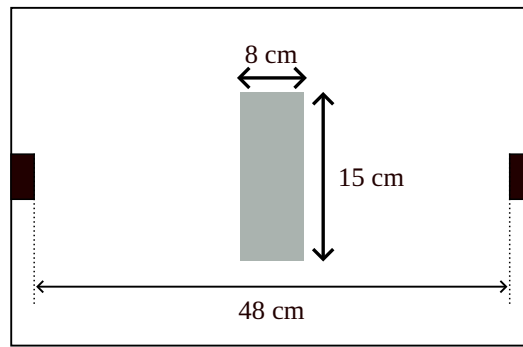


FIGURE 3 – Schéma du dispositif.

d'ondes sinusoïdales à 200 kHz. On pourra jouer sur la largeur des pulse pour régler le nombre d'oscillations souhaitées.

Notes :

- Réduire la largeur des impulsions permet d'avoir un signal émis/reçu moins large, qu'on peut donc localiser temporellement de façon plus précise, mais aussi moins intense. Il faut donc trouver un compromis entre une largeur du signal correcte et un rapport signal à bruit assez élevé (en particulier les réflexions).
- On peut également faire varier la fréquence d'émission typiquement entre 185 kHz et 210 kHz afin d'optimiser l'amplitude du signal

Mesures en transmission Dans un premier temps, on propose de réaliser des mesures caractéristiques du fluide et du solide en transmission (hydrophone 1 en émetteur et hydrophone 2 en récepteur), avant de passer à une étude en réflexion (hydrophone 1 en émetteur et récepteur) qui illustre l'échographie.

Tout d'abord, mesurer la vitesse des ondes acoustiques dans l'eau en transmission. On évaluera le temps de vol par une mesure à l'oscilloscope à l'aide des curseurs.

Le câblage est à réaliser en suivant le schéma ci-dessous.

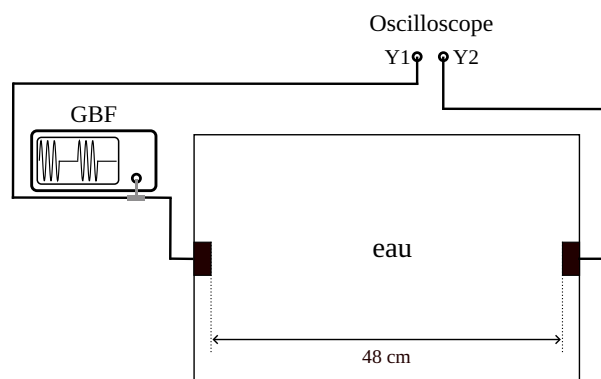


FIGURE 4 – Câblage pour la mesure en transmission

Introduire ensuite le bloc de métal sur le chemin des ondes et de la même façon (toujours en transmission), évaluer la vitesse des ondes acoustiques à l'intérieur. Réaliser cette mesure en positionnant le bloc en incidence normale dans les deux sens (bord court puis bord long exposé à l'onde). Comparer aux valeurs tabulées pour le Duralumim.

Quelques valeurs tabulées (Handbook of Chemistry and Physics - section E p41) :

- 1498 m/s dans l'eau distillée ;
- 1531 m/s dans l'eau de mer.

- 3130 m/s pour le mode transverse dans le Duralumin.
- 6320 m/s pour le mode longitudinal dans le Duralumin.

Mesures en réflexion On propose ensuite de réaliser des mesures de temps de vol en réflexion sur le bloc métallique. On travaillera avec les réflexions sur l'entrée du bloc métallique (les réflexions sur la sortie étant difficiles à résoudre). Ainsi, on n'utilisera plus qu'un seul hydrophone qui fonctionnera à la fois en émetteur et en récepteur.

Le câblage est à réaliser en suivant le schéma ci-dessous.

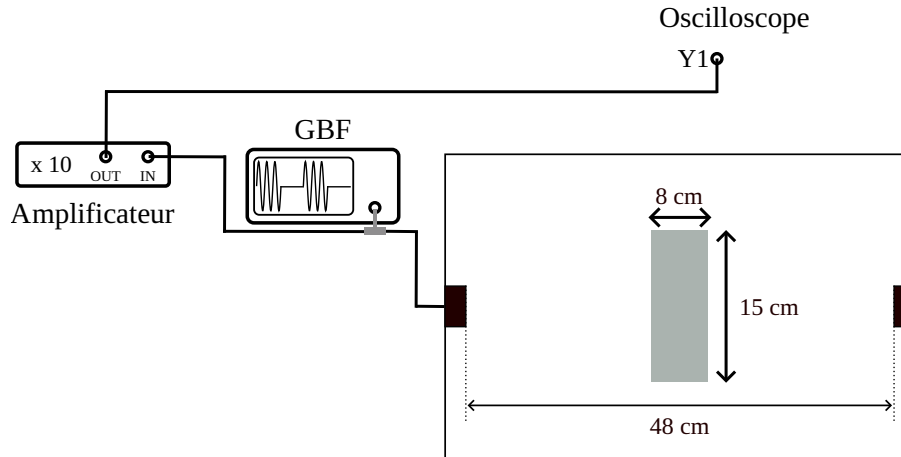


FIGURE 5 – Câblage pour la mesure en transmission

- Positionner le bloc dans le sens de la largeur (côté le plus long exposé à l'onde) en incidence normale (voir figure ci-dessus).
- Lancer l'émission et observer la réception d'un signal sur l'oscilloscope. Afin d'améliorer le rapport signal à bruit, amplifier le signal reçu après réflexion avec un amplificateur de puissance d'un facteur 5 ou 10. Il est aussi fortement conseillé d'utiliser le mode *Moyennage* de l'oscilloscope. On prendra également soin d'adapter la dynamique de l'oscilloscope pour résoudre au mieux le signal réfléchi qui reste, malgré l'amplification, assez faible.
- A partir de la mesure de ce temps de vol et de la vitesse des ondes acoustiques dans l'eau mesurée précédemment, déterminer la distance du bloc métallique à la sonde.

Répéter cette mesure en tournant le bloc métallique de 90° (côté le plus court exposé à l'onde).

Application à l'échographie On peut imaginer que cette mesure a été faite, non pas en faisant varier l'orientation de l'objet métallique, mais en faisant bouger la sonde sur la surface de la peau d'un patient pour déterminer l'orientation d'un os ou d'un enfant dans le ventre de sa mère).

Suggestion : On peut aussi imaginer une application au domaine médical pour les mesures en transmission : en comparant les temps de vol en transmission (deux émetteurs) avec et sans objet métallique, on peut obtenir des informations sur la vitesse des ondes dans l'objet en question (*ie* sur le type de tissu biologique traversé par exemple) et dans l'autre sens, si l'on connaît le matériau qui compose l'objet, on peut obtenir son épaisseur. Cette méthode n'est pas utilisée en pratique car la médecine a désormais des techniques beaucoup plus précises que l'utilisation d'ondes acoustiques en transmission, mais cela peut être une façon de contextualiser les mesures en transmission dans le montage *Mesures physiques dans le domaine médical*.

Remarque :

- On rappelle que lors du passage d'une onde d'un milieu 1 d'impédance Z_1 à un milieu 2 d'impédance Z_2 , les coefficients de réflexion et de transmission en vitesse des ondes acoustiques s'écrivent respectivement $r = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$ et $t = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}$

Ainsi, un signal transmis sur la première face, réfléchi sur la deuxième, puis transmis à nouveau sur la première face et revenant vers la source, sera atténuée en amplitude d'un facteur $r \times t^2$. Afin de permettre l'observation de cette deuxième réflexion il faut utiliser autant que possible des matériaux avec $Z_1 = \rho_1 c_1$ proche de $Z_2 = \rho_2 c_2$. On peut mesurer l'impédance acoustique du Duralumin et conclure sur la possibilité d'observer la réflexion sur la sortie du bloc. Parmi les matériaux solides qui ont une impédance acoustique proche de celle de l'eau, on peut citer certains polymères comme le PMMA par exemple.

2 Le haut-parleur

2.1 Bibliographie

- Scache, Dupret & Baude, "*Modélisation électrique de phénomènes acoustiques*", 1997, bup n 792, vol. 91, p. 391
- Donnini & Quaranta, "*Modélisation électrique et acoustique du haut-parleur : impédance électrique et bande passante acoustique*", 1995, bup n 777, vol. 89, p. 1627
- Vandenbrouck, Dunlop & Le Rille, "*Détection interférométrique de mouvements*", 2013, bup n 951, vol. 107, p. 185
- Juncker & Paulus, "*Mesures de caractéristiques d'un haut-parleur*", 1995, bup n 777, vol. 89, p. 1639
- Moreau, "*Le haut-parleur du physicien et celui du futur élève de seconde*", 1992, bup n 744, vol. 86, p. 655

2.2 Introduction

Un haut-parleur est un transducteur électroacoustique destiné à produire un son à partir d'un signal électrique. Il est composé d'un aimant permanent générant un champ magnétique radial constant B et d'un équipement mobile constitué d'une bobine (de longueur ℓ , d'inductance L et de résistance R) fixée à la membrane. L'équipage mobile est relié à la partie fixe du haut-parleur par une suspension assimilable à un ressort de raideur k et par un spider qui est une pièce en forme d'anneau permettant de maintenir la bobine dans l'axe de l'aimant (voir Figure ci-dessous). Lorsque l'on applique une tension U à la bobine, un courant i la traverse. Comme la bobine est plongée dans le champ magnétique B de l'aimant, il se crée une force de Laplace d'intensité $B\ell i$ mettant l'équipage mobile en mouvement.

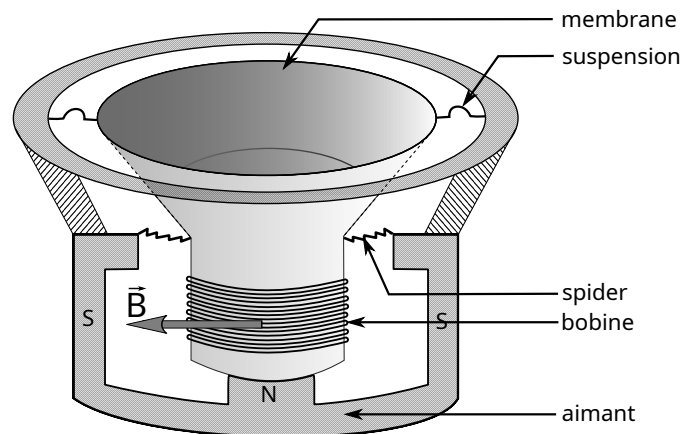


FIGURE 6 – Description du haut-parleur.

Lorsque la membrane est mise en mouvement, il se crée deux ondes sonores : l'une émise par la face avant de la membrane et l'autre issue de la face arrière. La superposition de ces deux ondes créerait des interférences destructives correspondant à un «court-circuit acoustique». Il est donc nécessaire d'isoler ces deux ondes, ce qui peut être réalisé de deux façons : par étanchéité ou par déconcertation. Dans le premier cas, l'enceinte est close ce qui empêche l'air située à l'intérieur d'entrer en contact avec l'air extérieur. La seconde méthode, aussi appelée *baffling* consiste à rediriger les ondes sonores de l'arrière de la membrane par un tube de façon à les éloigner suffisamment pour qu'elles n'interfèrent pas avec les ondes sonores émises vers l'avant.

Les haut-parleurs sont conçus pour fonctionner sur une plage de basses fréquences où le gain reste approximativement constant. La limite inférieure de cette plage est imposée par la pulsation propre ω_0 de l'équipage mobile. La limite supérieure correspond à une fréquence au-delà de laquelle la membrane n'est plus rigide mais se met à vibrer selon ses différents modes propres. La gamme de fréquences en deçà de la limite supérieure correspond à la zone de fonctionnement dite «en piston» où la bobine et la membrane se déplacent en bloc. Plus le diamètre du haut-parleur est important, plus la fréquence maximale est faible : pour un haut-parleur de 30cm de diamètre la fréquence maximale est de l'ordre de 700Hz, alors que pour un haut-parleur de 21cm, la gamme de fréquences monte à 2kHz. Pour rappel, l'oreille humaine est supposée percevoir des sons sur la gamme de fréquence allant de 20 Hz à 20 kHz.

Dans ce montage, nous étudierons essentiellement le haut-parleur dans sa zone de fonctionnement en piston. Le déplacement de l'équipage mobile s'effectue selon l'axe $x' - x$ du système. Il est important de noter que pour un déplacement $x(t)$ donné de la bobine, une partie de la suspension et du spider se déplace également avec, toutefois, une amplitude plus faible dépendant du point M considéré. En chaque point M , l'amplitude vaut $a(M)x(t)$ avec $0 \leq a(M) \leq 1$. Par conséquent, lorsque nous étudierons le comportement mécanique du haut-parleur à partir du principe fondamental de la dynamique, la masse m du terme d'inertie $m\ddot{x}$ représentera une *masse effective* comprise entre celle du système bobine + membrane et celle du système bobine + membrane + suspension + spider.

On prendra soin dans toutes les manipulations de cette partie de bien faire le lien entre le modèle théorique du haut-parleur et les grandeurs mesurées.

IMPORTANT : Pour une utilisation plus simple de cet énoncé, on a séparé la partie modélisation du haut-parleur des manipulations proprement dites. On se référera à ce modèle tout au long du TP, et on essayera de toujours bien faire le lien entre les expériences faites et le modèle du haut-parleur.

Sauf mention contraire, la disposition la plus simple pour étudier le haut-parleur est de disposer celui-ci sur des chariots élévateur, émetteur vers le haut. Cela permet notamment un accès simple à ses branchements.

2.3 Modèle du haut-parleur

Modèle électro-mécanique Concernant la partie mécanique, l'équipage mobile (représenté schématiquement Figure suivante) de masse effective m se déplaçant en translation selon l'axe $x' - x$ est assujéti à la force de rappel de la suspension $-kx$ et à la force de Laplace d'intensité $-Bli$ s'exerçant sur la bobine. Nous admettrons que l'action de l'air sur la membrane induit une «force de frottement visqueux» d'intensité égale à $-f\dot{x}$. L'équation du mouvement s'écrit alors

$$m\ddot{x} + f\dot{x} + kx = -Bli. \quad (5)$$

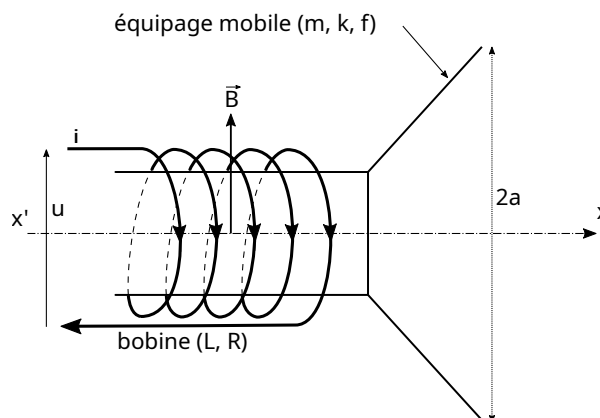


FIGURE 7 – Schéma du haut-parleur.

La fréquence propre ν_0 de l'équipage mobile est donnée par la relation

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (6)$$

La fréquence de coupure ν_c définissant la borne supérieure de la bande passante du haut-parleur vaut quant-à elle

$$\nu_c = \frac{c}{2\pi a} \quad (7)$$

où c est la célérité du son dans l'air et a le rayon de la membrane.

Le circuit électrique est modélisé par une résistance R et une inductance L . À la tension d'entrée u s'ajoute une force électromotrice due au mouvement de la bobine dans le champ magnétique $e = -B\ell v$ où $v = \dot{x}$ représente la vitesse de la bobine. L'équation électrique s'écrit

$$u = Ri + L \frac{di}{dt} - B\ell v. \quad (8)$$

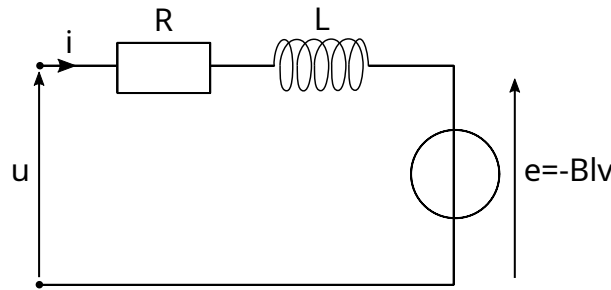


FIGURE 8 – Schéma électrique avec force électromotrice.

Le produit $B\ell$ est une quantité importante du haut-parleur car il s'agit de la constante de couplage entre les parties mécanique et électrique. En régime sinusoïdal à la pulsation ω , les deux équations différentielles deviennent

$$\begin{aligned} \left(m j\omega + f + \frac{k}{j\omega} \right) V + B\ell I &= 0, \\ -B\ell V + (R + L j\omega) I &= U. \end{aligned} \quad (9)$$

Impédance du haut-parleur En éliminant la vitesse V du système d'équations ci-dessus on obtient la relation entre U et I , à savoir $U = ZI$ avec Z l'impédance d'entrée du haut-parleur donnée par

$$Z = \frac{U}{I} = R + L j\omega + \frac{1}{\frac{f}{(B\ell)^2} + \frac{m}{(B\ell)^2} j\omega + \frac{k}{(B\ell)^2} \frac{1}{j\omega}}. \quad (10)$$

Les deux premiers termes correspondent à l'impédance purement électrique de la bobine. La grande fraction représente l'impédance due au mouvement de la membrane. Celle-ci est appelée «impédance motionnelle» et est notée Z_m :

$$Z_m = \frac{1}{\frac{f}{(B\ell)^2} + \frac{m}{(B\ell)^2} j\omega + \frac{k}{(B\ell)^2} \frac{1}{j\omega}}. \quad (11)$$

En examinant la forme de cette impédance, on constate qu'il s'agit d'une association en parallèle des éléments suivants

- une résistance $R_m = \frac{(B\ell)^2}{f}$,

- une inductance $L_m = \frac{(B\ell)^2}{m k}$,
- une capacité $C_m = \frac{m}{(B\ell)^2}$.

Cette identification conduit au schéma électrique équivalent de la figure suivante correspondant à un circuit bouchon (RLC en parallèle) en série avec l'impédance $(R + jL\omega)$ de la bobine. À faible fréquence, l'inductance $jL\omega$ est très faible et pourra être négligée.

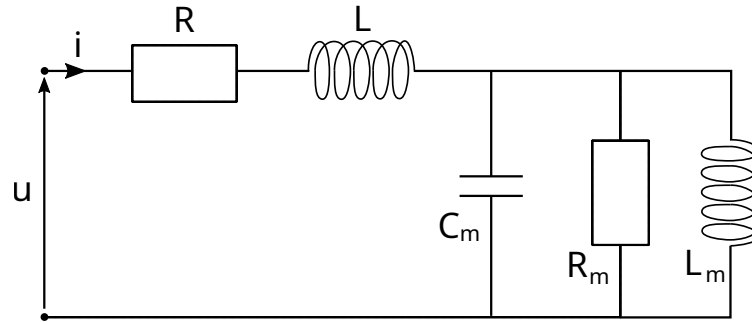


FIGURE 9 – Schéma électrique équivalent.

L'impédance motionnelle peut également se mettre sous la forme suivante

$$Z_m = \frac{R_m}{1 + jQ \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}, \quad (12)$$

avec

$$R_m = \frac{(B\ell)^2}{f}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad Q = \frac{\sqrt{km}}{f}. \quad (13)$$

À basse fréquence $|Z_m|$ croît comme ω et à haute fréquence $|Z_m|$ décroît comme $1/\omega$. Le maximum est atteint pour $\omega = \omega_0$. À la résonance, Z_m est réel et vaut R_m .

2.4 [1P] Mesures des caractéristiques du haut-parleur

Mesure de la fréquence propre de l'équipage mécanique En se plaçant en circuit ouvert, l'évolution de la partie mécanique est régie par l'équation différentielle

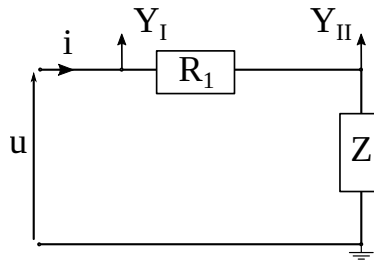
$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad \alpha = \frac{f}{2m}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (14)$$

En prenant la dérivée de cette équation par rapport au temps, on constate que la vitesse $v = \dot{x}$ suit la même équation. La solution est de la forme

$$v(t) = V e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi), \quad \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}. \quad (15)$$

Or, à vide, la tension aux bornes du haut-parleur n'est rien d'autre que la f.é.m. $e = -B\ell v$ qui est directement proportionnelle à la vitesse. Il suffit alors de lâcher une balle de ping-pong, ou une bille en bois, sur la membrane (et la récupérer avant son deuxième rebond). Cela impulse une vitesse non nulle à la membrane qui se met en mouvement. Dans ce cas, l'analyse du signal (sinusoïde amortie) à l'oscilloscope fournit les paramètres α et ω_0 .

Mesure de la masse de l'équipage Pour mesurer la masse effective de l'équipage, on alimente le haut-parleur avec une tension sinusoïdale u . **Pour cette manipulation, et pour toutes celles qui suivent, on insérera un amplificateur de puissance (Hewlett Packard) entre le GBF et le haut-parleur.** À la résonance $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi$, l'impédance $Z = R + R_m$ est réelle et maximale (on néglige l'inductance L du circuit comme précisé plus haut). Pour éviter les problèmes de masses, on placera une résistance $R_1 \gg |Z|$ en série avec le haut-parleur. L'impédance

FIGURE 10 – Montage permettant de mesurer l'impédance du haut-parleur en utilisant une résistance R_1 .

du haut-parleur $|Z|$ ne dépassant jamais 50Ω , on pourra prendre $R_1 = 1k\Omega$. Dans ce cas, sur la voie Y_I on mesure $u_R = (R_1 + Z)i \approx R_1 i$ et sur la voie Y_{II} la tension d'entrée u_Z du haut-parleur. Dans ce cas, $Z \approx R_1 u_Z / u_R$.

On détermine la fréquence propre et on vérifie qu'elle correspond bien à la pulsation propre ω_0 mesurée juste avant. On fixe maintenant une masselotte de quelques dizaines de grammes sur la membrane du haut-parleur et on réitère la mesure de la pulsation propre que l'on note ω_1 (on choisira la masse de telle façon à modifier de 10 à 50 pourcents la fréquence propre du haut-parleur). À partir des expressions des deux pulsations propres, on en déduit la masse effective m de l'équipage :

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad \omega_1^2 = \frac{k}{m + \delta m} \quad \Rightarrow \quad m = \frac{\delta m}{\left(\frac{\omega_0}{\omega_1}\right)^2 - 1}. \quad (16)$$

Attention, ce résultat n'est valide que si la masselotte reste solidaire à tout instant de la membrane.

Détermination du coefficient de frottement Le coefficient de frottement visqueux f se déduit du coefficient d'amortissement α selon la relation

$$f = 2\alpha m. \quad (17)$$

Détermination de la constante de raideur La constante de raideur k de la suspension se déduit de la pulsation propre ω_0 comme suit

$$k = m\omega_0^2. \quad (18)$$

Mesure du coefficient $B\ell$ Le protocole envisagé pour mesurer le coefficient de couple $B\ell$ consiste à placer une masse $\mu = 100 \text{ g}$ sur la membrane. L'équipage va alors s'abaisser jusqu'à ce que la force exercée par la suspension compense exactement le poids de la masse ajoutée. On mesure ensuite l'intensité I permettant de ramener l'équipage à sa position initiale. Ce courant est délivré par une alimentation continue et mesurée par un multimètre. Dans la configuration d'équilibre, la force de Laplace $B\ell I$ compense exactement le poids μg de la masse additionnelle et donc

$$B\ell = \frac{\mu g}{I}. \quad (19)$$

Pour établir précisément le retour à la position au repos de la membrane, on utilise un miroir rectangulaire d'environ $1,5\text{cm} \times 10\text{cm}$ reposant en partie sur un support fixe et sur la membrane en position inclinée. On éclaire ce miroir avec la lumière parallèle d'une diode laser collimatée et l'on repère la position du faisceau sur un écran éloigné à l'aide d'un second miroir plan fixe (voir figure). Lorsque la masse μ est ajoutée, on observe un déplacement du faisceau de plusieurs centimètres. On se référera au schéma ci-dessous, ainsi qu'aux deux photos qui montrent des exemples de réalisation.

On en déduit les éléments de l'impédance motionnelle R_m, L_m, C_m .

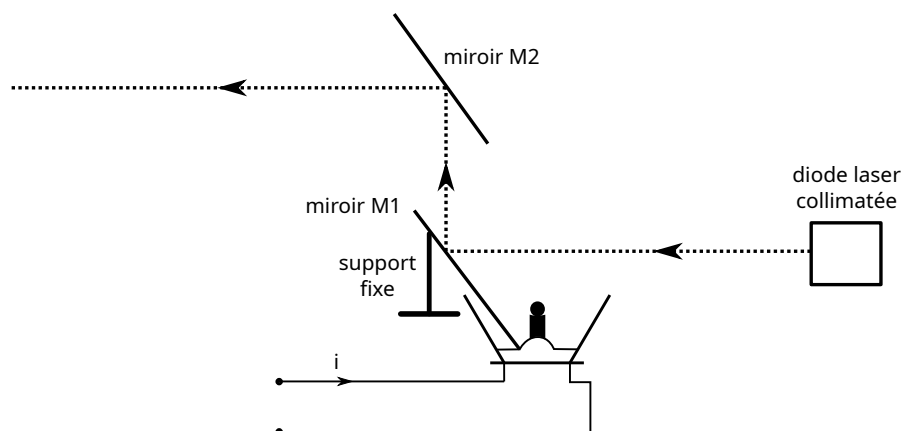
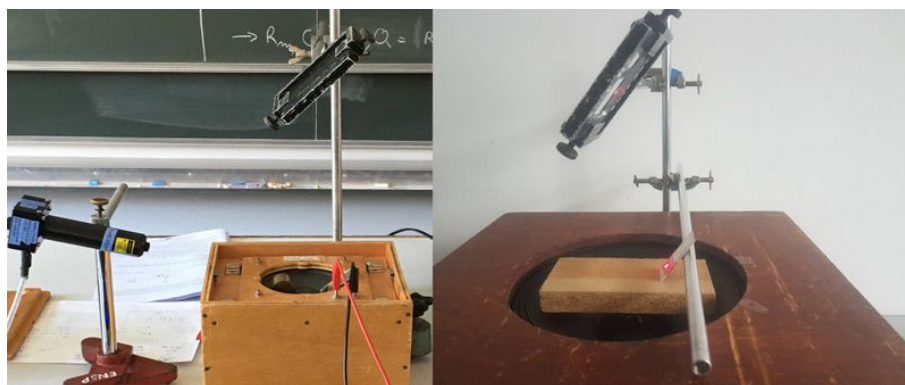
FIGURE 11 – Montage permettant de mesurer le coefficient de couplage $B\ell$.

FIGURE 12 – Exemple de réalisations expérimentales, avec le miroir reposant directement sur le haut parleur (gauche), ou bien sur une tige métallique (droite).

2.5 [1P] Étude de l'impédance électrique

Tracé dans le plan complexe En reprenant le montage utilisé pour mesurer la masse de l'équipage, mesurer l'impédance complexe Z du haut-parleur pour des fréquences allant de 0 à 25kHz et tracer son évolution dans le plan complexe (diagramme d'Argand).

L'admittance motionnelle

$$Y_m = \frac{1}{Z_m} = \frac{1}{R_m} + j \frac{Q}{R_m} \left(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (20)$$

décrit une droite dans le plan complexe parallèle à l'axe imaginaire. Or, l'image d'une telle droite par la transformation $z \mapsto 1/z$ est un cercle passant par l'origine centré sur l'axe réel. Par conséquent, Z_m décrit un cercle de rayon $R_m/2$ centré sur $z_0 = R_m/2$. Tant que l'inductance de la bobine $jL\omega$ reste négligeable, c'est-à-dire à basse fréquence, l'impédance totale du haut-parleur $Z = R + Z_m$ parcourt un cercle identique à celui décrit par Z_m mais translaté de R le long de l'axe des réels. Ce cercle est appelé «cercle de Kennely».

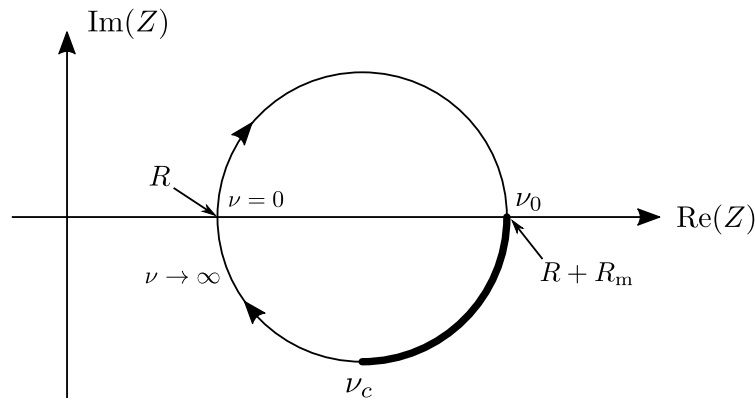


FIGURE 13 – Représentation de l'impédance du haut-parleur dans le plan complexe : modèle idéal donné par le cercle de Kenely. L'arc tracé en gras sur le cercle correspond à la bande passante du haut-parleur comprise entre les fréquences ν_0 et ν_c .

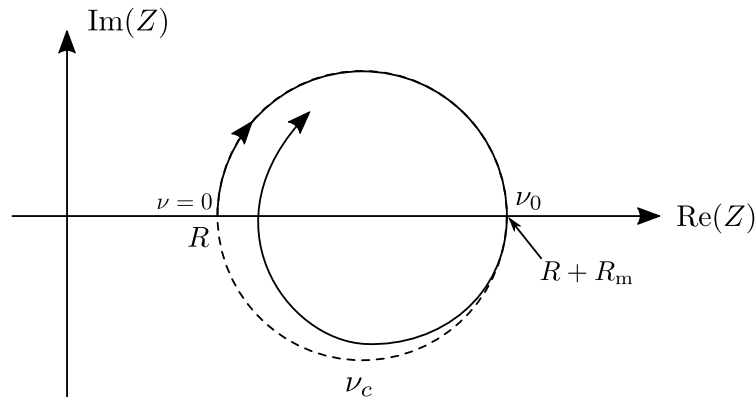


FIGURE 14 – Représentation de l'impédance du haut-parleur dans le plan complexe : Évolution expérimentale.

Dans la pratique, les points représentatifs de l'impédance ne se trouvent pas exactement sur ce cercle. À haute fréquence, non seulement le terme $jL\omega$ intervient (accroissement de la composante imaginaire), mais on observe également une augmentation de la partie réelle de l'impédance, ce qui traduit une variation de la résistance électrique apparente. Cette variation est due, au moins en partie, aux pertes par hystérésis et par courants de Foucault dans le circuit magnétique massif traversé par le champ magnétique variable produit par la bobine. On donne ci-dessous un exemple de mesure.

Évolution du module de l'impédance Tracer $|Z|$ en fonction de la fréquence ν . La courbe théorique ainsi que la courbe expérimentale tenant compte des écarts au modèle de Kennely discutés plus haut sont représentées dans la

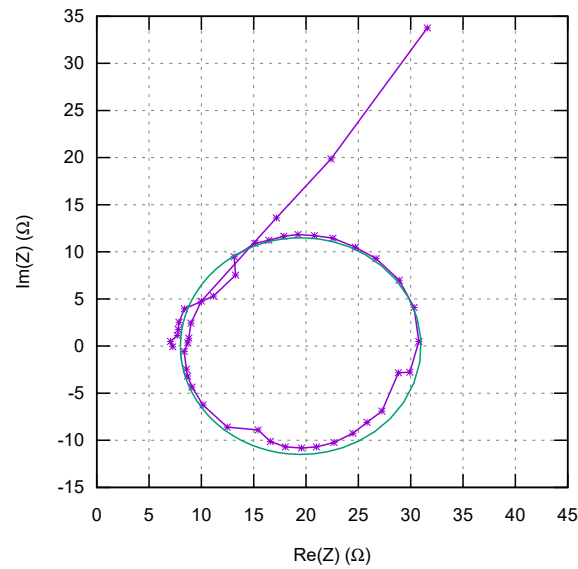


FIGURE 15 – Exemple de mesure de l'impédance du haut-parleur.

figure suivante. La bande passante du haut-parleur correspond à la zone où l'impédance est approximativement constante. La valeur minimale Z_0 dans cette gamme de fréquence est celle qui est indiquée par le constructeur (typiquement $4\ \Omega$, $8\ \Omega$, etc).

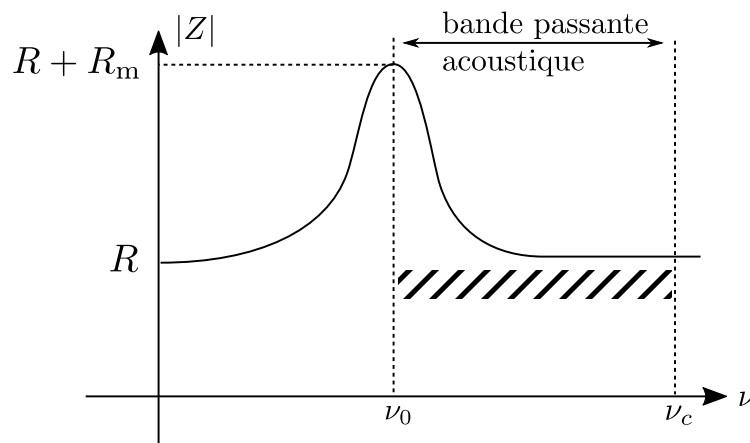


FIGURE 16 – Module de l'impédance en fonction de la fréquence : Évolution correspondant au cercle de Kennely

À partir de ces graphes, il est intéressant de vérifier que les valeurs de ν_0 , de R_m et de $Q = R_m \sqrt{C_m/L_m}$ sont bien en accord avec celles obtenues plus haut. On donne ci-dessous un exemple de mesure.

2.6 [2P] Puissance acoustique rayonnée

Pour que les mesures de cette partie ne soient pas contaminées par des réflexions parasites, il est préférable d'orienter le haut-parleur vers le plafond. Placer un sonomètre au-dessus du haut-parleur, puis mesurer et tracer la puissance acoustique sur une plage de fréquences allant de quelques Hz à 25 kHz puis tracer le diagramme de Bode. Bien faire attention à utiliser le calibre "C" sur le sonomètre pour avoir une réponse uniforme du capteur sur toute la gamme de fréquences considérée (alors que le mode "A" apporte une forte correction pour tenir compte de la sensibilité de l'oreille). On maintiendra une tension d'entrée U d'amplitude constante, environ 4V pic-à-pic.

On notera que cette expérience est désagréable pour certaines fréquences car le niveau sonore est assez élevé. Pour rappel, le niveau de puissance acoustique I_{sono} en décibel (dB) affichée par le sonomètre se déduit de la puissance

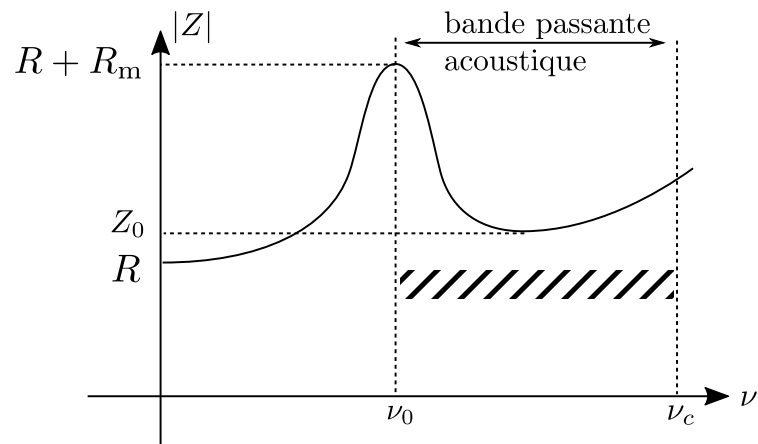


FIGURE 17 – Module de l'impédance en fonction de la fréquence : Courbe expérimentale

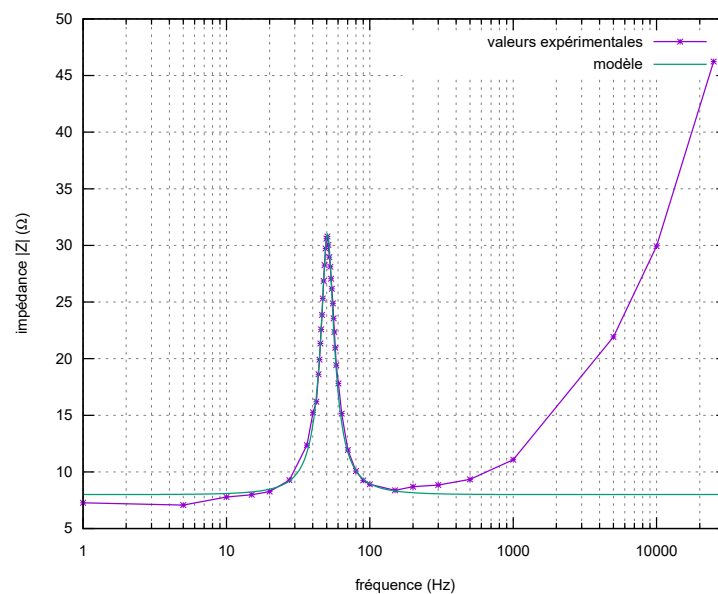


FIGURE 18 – Exemple de mesure du module de l'impédance du haut-parleur.

acoustique reçue par le sonomètre P_{sono} en Watt (W) par

$$I_{\text{sono}} = 10 \log \left(\frac{P_{\text{sono}}}{P_0} \right), \quad (21)$$

où P_0 est une puissance de référence.

Par analogie avec la puissance électrique dissipée dans une résistance Ri^2 , la puissance acoustique P_{ac} émise par la membrane est égale au produit de la résistance acoustique R_{ac} par le carré de la vitesse de la membrane V^2 (Donnini & Quaranta). Toujours, d'après Donnini & Quaranta, la résistance acoustique vaut

$$R_{\text{ac}} = \rho c S r_r \quad (22)$$

avec ρ la densité de l'air, c la célérité des ondes sonores, S la surface de la membrane et r_r la résonance réduite de rayonnement (sans dimension) donnée par

$$r_r = 1 - \frac{J_1(2ka)}{ka}, \quad (23)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 et $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ le nombre d'onde. Le graphe donnant les variations de ce coefficient en fonction du produit ka , et donc de la fréquence, est reproduit figure ci-après.

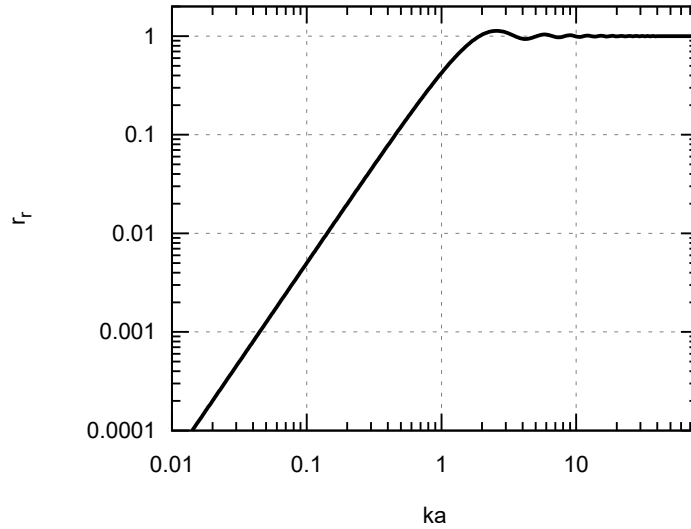


FIGURE 19 – Résistance réduite de rayonnement.

D'après ce graphe, la résistance acoustique croît de +20 dB/décade jusqu'à $ka \approx 1$ soit $v \approx v_c = c/(2\pi a)$, la fréquence de coupure définie plus tôt.

Quant à la vitesse, celle-ci est déduite du modèle décrit précédemment, à savoir,

$$V = \frac{-1}{1 + \frac{R}{R_m} + \frac{R}{L_m j\omega} + RC_m j\omega} \frac{U}{Bl}. \quad (24)$$

On en déduit qu'à basse fréquence $V^2 \propto \omega^2$ croît de +20 dB/décade jusqu'à la pulsation propre de l'équipage $\omega_0 = \sqrt{k/m} = 1/\sqrt{L_m C_m}$ puis décroît comme $1/\omega^2$, c'est-à-dire de -20 dB/décade, à haute fréquence au-delà de ω_0 . Par conséquent l'évolution attendue de la puissance acoustique $P_{\text{ac}} = R_{\text{ac}} V^2$ est un accroissement de +40 dB/décade de 0 à v_0 , un plateau constant entre v_0 et v_c , puis une diminution de -20 dB/décade au-delà de v_c . La bande passante du haut-parleur, comprise entre v_0 et v_c , correspond donc à la zone de gain constant.

2.7 [AP] Directivité du haut-parleur

Dans son régime de fonctionnement, c'est-à-dire à l'intérieur de la bande passante, la condition $ka < 1$ équivalente à $\frac{\lambda}{a} > 2\pi$ est satisfaite. Or λ/a est l'ordre de grandeur de l'étendue angulaire de diffraction des ondes. Par conséquent le haut-parleur diffracte très largement et se comporte comme une source ponctuelle qui émet un rayonnement omnidirectionnel indépendamment de la fréquence. Le vérifier pour deux fréquences (par ex. 500 Hz et 7000 Hz) en prenant des points tous les 10° à 1m de la source en suivant le protocole présenté figure suivante.

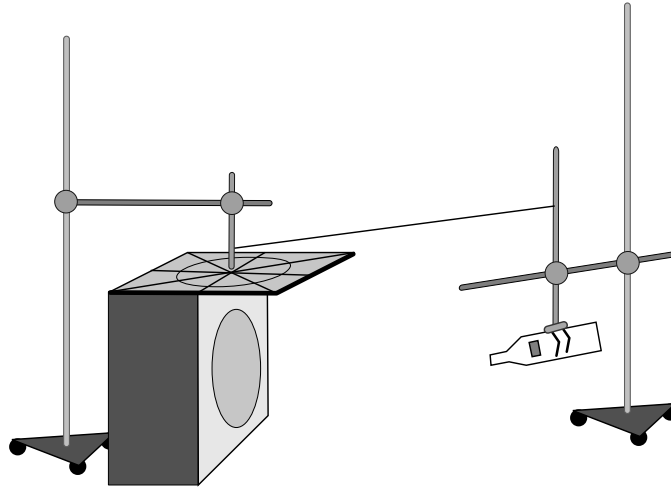


FIGURE 20 – Schéma montage permettant d'étudier la directivité du haut-parleur. Un rapporteur est fixé sur le haut-parleur (par exemple avec une pince en bois). Le sonomètre, fixé à une pince 3 doigts, est positionné en tendant une ficelle entre le rapporteur et la tige de la pince 3 doigts.

2.8 [2P] 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.

3 Annexe : Les différents types de microphones

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

3.1 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.*).

3.2 Relation entre nature de la sensibilité et directivité

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.

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*.

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).

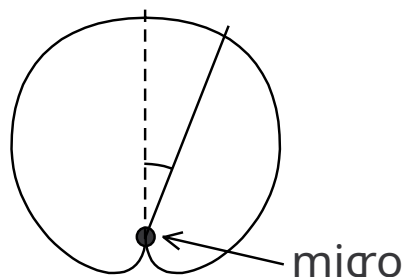


FIGURE 21 – Courbe de réponse d'un micro cardioïde.

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.