# Le Problème du Haut-Parleur

version 1.3 *

Geoffroy Berret

15 novembre 2007

## Avertissement

Dans ce document je ne prétends pas apporter quoi que ce soit de nouveau à la description du haut-parleur électrodynamique (celui que vous avez dans vos enceintes de salon, dans la voiture). Cependant j'espère le présenter de la façon la plus pédagogique possible afin que sont fonctionnement nous paraisse plus clair.

Geoffroy Berret

## Table des matières

**1 Le haut-parleur électrodynamique** **2**

**2 La transduction Électro-Mécanique** **5**
2.1 Équation du mouvement . . . . . 5
2.2 Équivalence Masse Ressort / Thiele & Small : . . . . . 6

**3 La transduction Mécano-Acoustique** **7**
3.1 L'impédance acoustique de la membrane du haut-parleur : . . . . . 8
3.2 Calcul de la fonction de transfert totale . . . . . 9
3.3 Que se passe t-il ? . . . . . 9

**4 Conclusion** **11**

**5 Bibliographie** **13**

**6 Remerciements, note et licence du document** **13**

* dernière version disponible sur mxjeff.free.fr/science/acoutique

# Introduction

Le But de ce document est de présenter le fonctionnement du haut-parleur électrodynamique sous une forme synthétique et dans sa globalité : cf figure 1. L'étude des différentes fonctions de tranfert du système doit mener à l'expression du rapport :

$$\frac{P}{i} \qquad [N.m^{-2}.A^{-1}]$$

c.à.d : comment le haut-parleur génère-t-il un son (une pression acoustique $P$) à partir d'un courant électrique $i$ ?

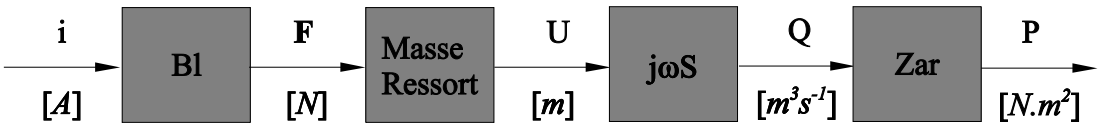


FIG. 1 – Schéma synthétique des étapes de la transduction électro-mécano-acoustique

Pratiquement nous étudierons les caractéristiques d'un transducteur de chez Davis Acoutics [3] un haut-parleur kevlar de 17 cm : le 17 klv 6a (typiquement un grave médium). Ses paramètres constructeurs de Thiele & Small sont les suivants :

Électrique : $R_e = 6,16\,\Omega \quad , \quad L_e = 0,61mH$

Mécanique : $R_{ms} = 1,16\,m.N^{-1}.s^{-1} \quad , \quad C_{ms} = 787^{-1}\,N.m^{-1} \quad , \quad M_{ms} = 0,0115\,kg$

Transduction : $Bl = 6,5\,N.A^{-1} \quad , \quad S_d = 0,0141\,m^2$

Pourquoi titrer le document *Le Probléme du HP* ? En fait il n'y pas vraiment de problème, mais seulement un fonctionnement intriguant du haut-parleur. Si vous observez un haut-parleur de diamètre raisonnable (10 à 15 cm) fonctionner vous pourrez remarquer que les débattements de la membrane sont plus importants en basse fréquence qu'en haute fréquence, cependant nous entendons aussi bien grave et aigu[1] (bien évidement ces remarques sont valables si on reste dans la bande passante du haut -parleur). Le problème est donc de comprendre pourquoi.

## 1 Le haut-parleur électrodynamique

**Fonctionnement :**
Un dessin du haut-parleur électrodynamique est présenté figure 3. Un champ magnétique radial est crée dans l'entrefer par l'aimant du haut-parleur[2]. La bobine (en orange) est parcouru par un courant électrique correspondant au signal sonore à reproduire. La présence d'un courant dans un champ magnétique induit un forcesur les charges en déplacement[3] (c'est à dire le courant dans la bobine), la bobine étant solidaire de la membrane du haut-parleur cette dernière se déplace sous l'action de cette force.

[1] ie : les pressions acoustiques créees sont similaires en amplitude
[2] L'ordre de grandeur du champ dans l'entrefer est de quelques Tesla
[3] la force de Laplace

**Loi de Laplace :**
L'expression vectorielle de la force de Laplace fait intervenir le produit vectoriel entre le champ magnétique $\vec{B}$ et le vecteur densité de courant $\vec{j}_d$ :

$$\vec{F} = \vec{B} \wedge \vec{j}_d \tag{1}$$

En se plaçant dans un repère cylindrique correspondant à la symétrie de révolution du haut-parleur on peut facilement exprimer $\vec{j}_d$ et $\vec{B}$. Étant donné que les trois vecteurs de l'équation (1) doivent former un système direct[4] on en déduit que $\vec{F}$ est orienté dans la direction $\pm$Z en fonction du signe du courant.

**La membrane & les suspensions :**
Une force s'exerce donc sur un système constitué de la bobine, la membrane et les suspensions (en jaune sur la figure 3). Ce système présente une certaine inertie (masse de l'ensemble de la partie mobile), une raideur et des pertes (les suspensions). On peut donc, en basse fréquence, approximer le haut-parleur par un système masse-ressort amorti en régime forcé.

**Les paramètres de Thyiele & Small**
Cette approximation est utilisée pour la modélisation du haut-parleur ainsi que pour sa caratérisation technique par les constructeurs. Six paramètres sont utilisés pour le décrire, se sont les paramètres de *Thiele & Small*. Ces paramètres sont des grandeurs électriques et mécaniques qui caractérisent le haut-parleur pour une modélisation électro-mécano-acoustique en basse fréquence.
Trois de ces paramètres définissent le système mécanique masse-ressort-amortissement de l'équipage mobile (membrane + suspension) :
- $R_{ms}$ $[s.kg^{-1}]$ pertes mécaniques
- $M_{ms}$ $[kg]$ masse de l'équipage mobile
- $C_{ms}$ $[m.N^{-1}]$ Souplesse des suspensions (spider compris)

Deux autres caractérisent les couplages :
- $Bl$ $[N.A^{-1}]$ (couplage électromécanique)
- $S_d$ $[m^2]$ surface de membrane (couplage mécano-acoustique)

Enfin la partie électrique du haut-parleur :
- $Z_e = R_e + j.L_e.w$ (on néglige souvent $L_e$ pour la modélisation basse fréquence)

n.b. : La mesure de l'impédance électrique d'un haut parleur électrodynamique donne accès aux paramètres de Thiele & Small. Cela est posssible car la mesure de l'impédance ne met pas uniquement en évidence $Z_e$, car toutes les autres grandeurs intervenant au niveau mécanique ou acoustique ont une influence au niveau électrique au travers de la transduction. Cela est bien visible sur la courbe d'impédance figure 2. La courbe fait appraître la résonance mécanique elle même perturbée par les caractéristiques de l'air (cf. paragraphe suivant : Digression sur la *complexitude* de l'impédance. page 8).
Du côté électrique l'amplificateur voit une impédance $Z_e$ qui s'exprime de la façon suivante :

$$Z_e = R_e + j.lL_e.\omega + \frac{Bl^2}{Z_m + 2.Z_{ar}}$$

$Z_m$ représente l'impédance mécanique de l'ensemble mobile du haut-parleur.
$Z_{ar}$ représente le rayonnement de la membrane.
L'analyse de la courbe donne accès à $R_e$ et $L_e$. Pour accéder aux caractériques mécaniques il est nécésaire de réaliser deux mesures autour de la résonance. Pour l'une d'elle la masse de la membrane

[4] régle du trième directe, bonhomme d'Ampère ou bien règle du tire bouchon

est augmentée. Les deux mesures permettent alors de calculer $M_{ms}$, $R_{ms}$ et $C_{ms}$. $Bl$ est mesuré par ailleurs ou bien calculé à partir de relations entre les paramètres.

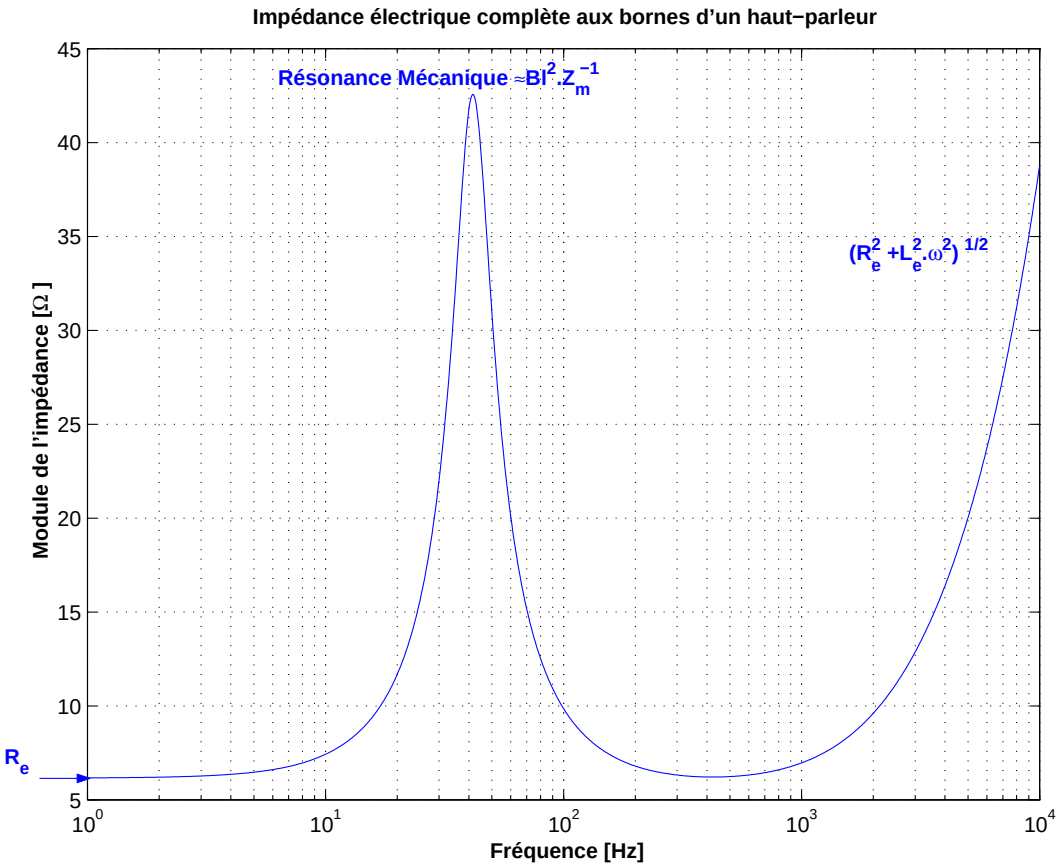


FIG. 2 – Impédance électrique d'un haut-parleur (simulation 17klv6A)

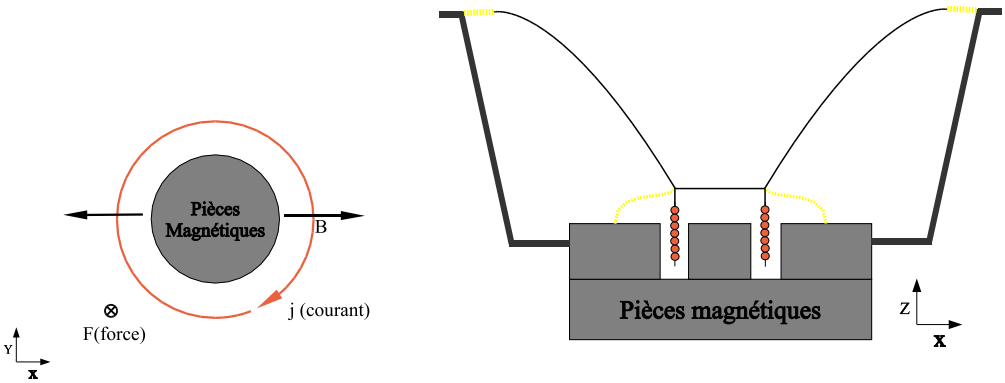


FIG. 3 – Coupe du haut-parleur

# 2 La transduction Électro-Mécanique

## 2.1 Équation du mouvement

Cette partie concerne les deux premières boîtes de la figure 1. C'est à dire la conversion du *courant électrique en force* et de la *force en déplacement*.

Le courant est tranformé en force par le rapport de transduction Bl[5] grace au principe physique décrit par la loi de Laplace :

$$F(t) = Bl.i(t) \qquad [N] \tag{2}$$

Quel est alors le déplacement $\vec{U}$ de la membrane induit par cette force ? La seconde loi de Newton nous permet de l'exprimer en fonction de l'inertie du système et des forces extérieures appliquées au système :

$$\Sigma \vec{F}_{ext} = m\partial^2_{tt}\vec{U} \qquad [N]$$

En projetant cette équation sur l'axe $\vec{Z}$ on obtient :

$$\Sigma \vec{F}_{ext}.\vec{Z} = m\partial^2_{tt}U_Z \quad [N]$$

Bilan des Forces (en projection sur $\vec{Z}$) :
$F_z(t) = Bl.i(t) = |\vec{F}| = F(t)$
$F_r = -k_r.U_z(t)$ Force de rappel des suspensions
$F_f = -c\,\partial_t U_z(t)$ Pertes Mécaniques

$$\begin{aligned} F(t) - k_r.U_z(t) - c\,\partial_t U_z(t) &= m\,\partial^2_{tt}U_z(t) \\ F(t) &= m\,\partial^2_{tt}U_z(t) + k_r.U_z(t) + c\,\partial_t U_z(t) \end{aligned} \tag{3}$$

En se plaçant en régime sinusoïdal et en prenant les notations complexes des grandeurs $F$ et $U_z$ l'équation (3) peut s'écrire plus simplement.
Soient les grandeurs complexes :

$$F(t) = \Re e\{F.e^{j\omega t}\} \qquad U_z(t) = \Re e\{U_z.e^{j\omega t+\phi}\}$$

Avec $F$ et $U_z$ modules des grandeurs $F(t)$ et $U_z(t)$. Alors (3) peut se mettre sous la forme :

$$F.e^{j\omega t} = [-m.\omega^2 + j.c.\omega + k_r]U_z.e^{j\omega t+\phi} \tag{4}$$

L'équation (4) doit être vraie $\forall t$

$$F = \left(-m.\omega^2 + j.c.\omega + k_r\right) U_z.e^{j.\phi}$$

On peut alors mettre l'équation sous une forme canonique :

$$\frac{U_z}{F} = \frac{e^{-j.\phi}}{m\left(\omega_0^2 - \omega^2 + j.2.\zeta.\omega_0.\omega\right)} \qquad [m.N^{-1}] \tag{5}$$

$$\omega_0^2 = k_r.m^{-1} \quad \text{et} \quad \zeta = c/(2.m.\omega_0)$$

L'équation (5) est celle d'un oscillateur masse ressort classique. Pour une même force $F$, $U_z$ est constant $\forall\,\omega \ll \omega_0$ , puis $U_z$ décroît de 12 dB/oct[6] $\forall\,\omega \gg \omega_0$. L'équation (5) est tracée figure 4 page 6, en fréquence réduite, en échelle logarithmique.
Il est intéressant de situer $\omega_0$ afin de savoir comment se comporte la membrane dans la gamme d'utilisation du haut-parleur. Pour cela il nous faut connaître l'équivalence entre les grandeurs classiques du système masse ressort et les paramètres constructeurs de *Thiele & Small*.

[5] en fait le facteur Bl correspond au produit de B (champ magnétique dans l'entrefer) par l (la longueur de la bobine)
[6] c.à.d. $Uz$ est divisé par un facteur 4 quand la fréquence double

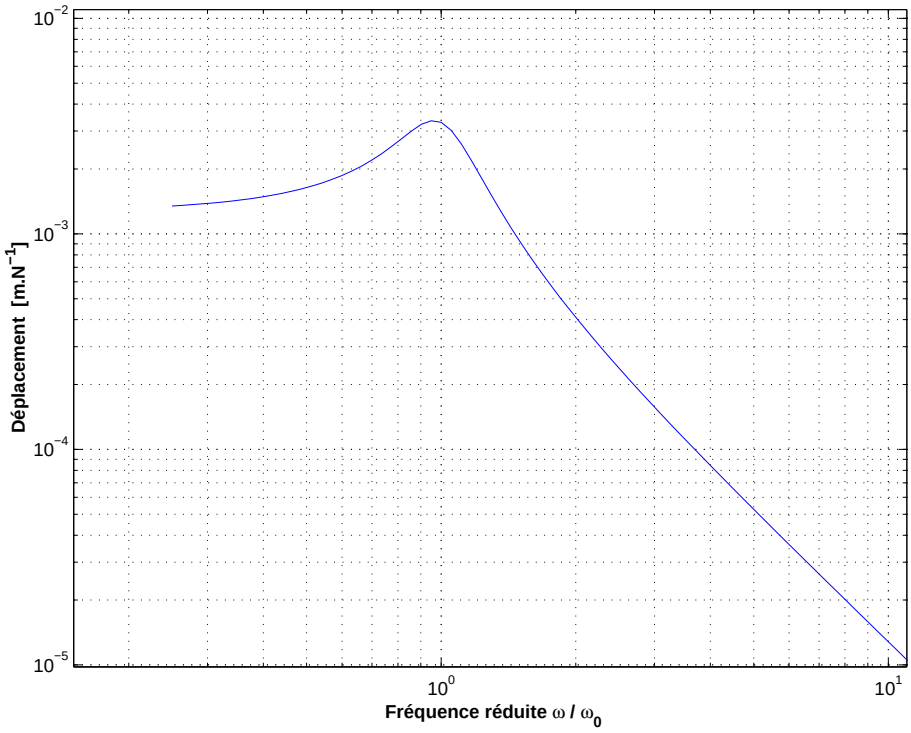


FIG. 4 – Fonction de transfert entre déplacement de la membrane et force appliquée sur la membrane (excursion de la membrane en fonction de la fréquence)

## 2.2 Équivalence Masse Ressort / Thiele & Small :

$$m = M_{ms} \quad ; \quad k_r = C_{ms}^{-1} \quad ; \quad c = R_{ms}^{-1}$$

La fréquence de résonance du haut-parleur s'écrit alors :

$$f_s = \frac{\omega_o}{2.\pi} = \frac{1}{2.\pi}\frac{1}{\sqrt{C_{ms}M_{ms}}}$$

Dans le cas du haut-parleur présenté plus haut : $f_s = 41,6\,Hz$
La fréquence de coupure du système masse ressort (5) est donc très basse. Où se situe la bande utile du haut-parleur dans ce domaine ? Rien ne justifie la zone avant ou aprés $\omega_0$ à priori, si ce n'est le bon sens. Supposons qu'il s'agisse de la partie en -12 dB/oct : $f \gg f_s$. Nous verrons ensuite s'il est possible avec cette hypothèse de restituer correctement un signal sonore (c.a.d. réponse globale $P/i \sim$ constante). De plus cette hypothèse explique notre observation du comportement de la membrane[7].

La grandeur utile en acoustique étant la vitesse il est préférable d'exprimer l'impédance mécanique $Z_m = F/v \quad [N.s/m]$.
Pour la faire apparaître nous pouvons simplement multiplier[8] par $j.\omega$ l'équation (5).

$$\frac{1}{Z_m} = \frac{V_z}{F} = \frac{e^{-j.\phi}}{m\left(\omega_0^2 - \omega^2 + j.2.\zeta.\omega_0.\omega\right)}.j.\omega \qquad \left[\frac{m}{N.s}\right] \tag{6}$$

[7] à savoir décroissance des débattements de la membrane avec la fréquence $\sim$ -12dB/oct

[8] l'impédance mécanique correspond au rapport Force/vitesse. La vitesse est la dérivée temporelle du déplacement, la dérivée temporelle de grandeurs complexes s'obtient en multipliant par $j.\omega$

L'équation (2) et $j.\omega\times$(5) nous donnent :

$$|\ \frac{V_z}{i}\ | = \frac{Bl.\omega}{m\sqrt{[(\omega_0^2-\omega^2)^2+(2.\zeta.\omega_0.\omega)^2]}} \qquad \left[\frac{m}{A.s}\right] \tag{7}$$

L'équation (7) est tracée sur la figure 5 en fonction de la fréquence réduite : $f_s = 41,6\,Hz$. On remarque ici que pour un courant constant dans la bobinne la vitesse de la membrane n'est pas constante. La décroissance de cette dernière est de -6 dB/oct. Que notre observation visuellr de la membrane soit sensible à la vitesse ou au déplacement, le constat reste le même pour les fréquences supérieures à la résonance : décroissance avec la fréquence.
La question est maintenant de comprendre pourquoi, alors que nous voyons de moins en moins bouger la membrane, le niveau sonore perçu reste à peu près constant et ne décroît pas en -6dB ni de -12 dB par doublement de fréquence.

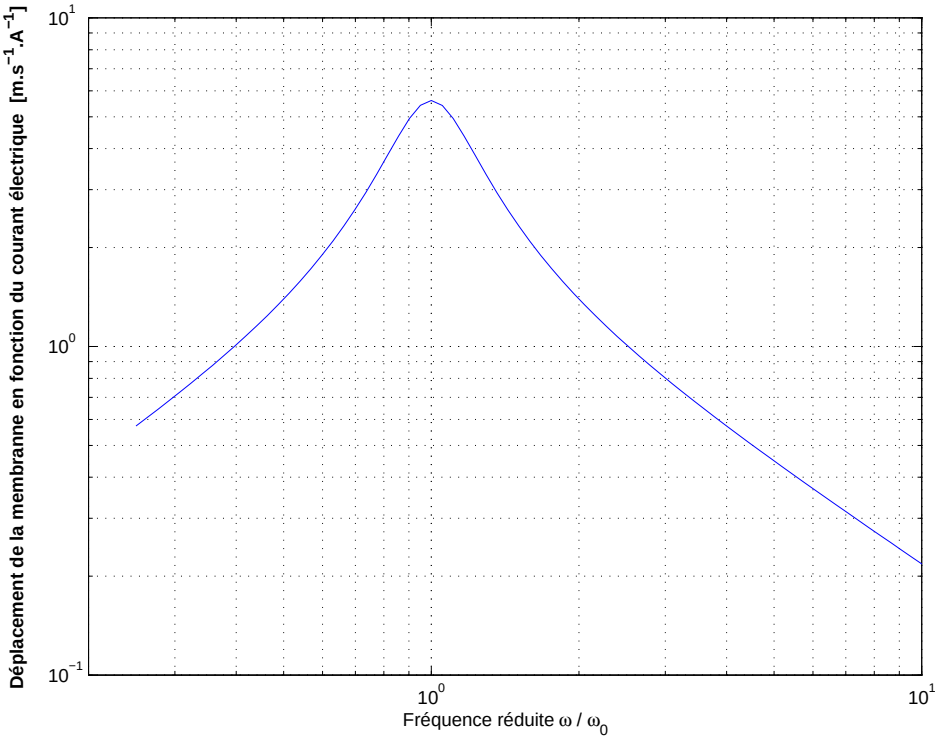


FIG. 5 – Fonction de transfert entre vitesse de la membrane et courant dans la bobinne (vitesse de la membrane à courant constant)

## 3 La transduction Mécano-Acoustique

Dans la section précédente nous avons exprimé le déplacement de la membrane induit par le courant. Nous allons maintenant voir comment le déplacement génère un onde acoustique.

Les deux grandeurs avec lesquelles nous allons travailler maintenant sont la pression acoustique et la vitesse particulaire. Dans le paragraphe sur la transduction electro-mécanique nous avons exprimé le rapport $F/V$ qui est homogène à une impédance mécanique. Ce rapport nous a permis de trouver la vitesse en connaissant la force. Maintenant notre problème est de connaître la pression acoustique (ce que nous entendons) en connaissant la vitesse de la membrane. Comme pour l'impédance mécanique il

existe le dual en acoustique, il s'agit du rapport $Z_a = P/q$ avec $P$ la pression et $q$ le débit. Cependant ce rapport ne se calcule pas aussi facilement car le problème n'est pas unidimensionel comme pour le masse-ressort précédent. Ces calculs sont détaillés dans l'ouvrage de M.Rossi [1], nous utiliserons le résultat sans le démontrer.

### 3.1 L'impédance acoustique de la membrane du haut-parleur :

Comme indiqué dans le paragraphe précédent le probléme n'est plus unidimensionnel, il faut prendre en compte les conditions de rayonnement de la membrane dans l'espace (on peut se ramener à un problème plan étant donnée la symétrie de la membrane).

Dans les montages les plus courants on considère le haut-parleur monté dans un bafle plan. Dans ces conditions l'impédance de rayonnement s'ecrit pour une membrane de Diamètre $S_d = \pi.a^2$ :

$$Z_{ar} = R_{ar} + j\chi_{ar} = \frac{\rho_0 c_0}{S_d}(R_r + j\chi_r) \tag{8}$$

Approximation pour $\underline{k.a \ll 1}$

$$\text{Membrane dans le plan :} \qquad R_r \approx \frac{1}{2}(k.a)^2 \qquad \chi_r \approx \frac{8}{3\pi}(k.a)$$

**Digression sur la *complexitude* de l'impédance.**

La partie imaginaire de $Z_{ar}$ correspond au comportement inductif de l'air sur lequel s'appuit la membrane. Dans le paragraphe précédent nous avons modélisé le haut-parleur sans nous soucier du fluide dans lequel il se trouve. Notre modèle précédent est en fait dans le vide. Nous pouvons nous poser la question de savoir ce que voit le haut-parleur (la membrane de ce dernier) quand il brasse de l'air et par la même occasion se demander si le modèle précédent a une quelconque valeur étant donné qu'il brassait du vide !

Du point de vue de la membrane (domaine mécanique) comment est perçue cette impédance acoustique ? Telle est la question posée au paragraphe précédent. Essayons de trouver une correspondance : $Z_a = P/q$ avec $P$ la pression et $q = S_d.V_m$ le débit, pour faire apparaître l'impédance mécanique faisons apparaître le dual du couple $(P, q)$ en mécanique[9] soit $(F, V_z)$ :

$$Z_a = \frac{F/S_d}{S_d.V_m} \quad ; \quad Z_a = \frac{F}{S_d^2.V_m} \quad ; \quad \text{soit :} \quad S_d^2.Z_a = Z_m$$

D'ou l'expression de $Z_{ar}$ dans le domaine mécanique (côté membrane).

$$Z_{mr} = \rho_0.c_0.S_d.(R_r + j\chi_r) \quad ; \quad \Im m[Z_{mr}] = \frac{8}{3.\pi}\rho.a.S_d.\omega = m_{mr}.\omega$$

$m_{mr}$ a la dimension d'une masse [kg], cette masse, appelée *masse de rayonnement*, est équivalente à la masse d'une tranche d'air de section $S_d$ et d'épaisseur $\Delta l = 8.a/(3.\pi)$. Soit pour notre cas une masse de rayonnement $m_{mr} = 1\,g$. Lors du rayonnement dans un plan la masse de la membrane se voit donc augmentée de $2.m_{mr}$ soit ∼18% de la masse de la membrane dans notre cas. Ainsi lors de la mesure de l'impédance électrique du haut-parleur la résonance correspond à la résonance du systéme masse ressort augmenté de la masse de rayonnement[10] :

$$f_s = \frac{1}{2.\pi}.\frac{1}{\sqrt{C_{ms}(M_{ms} + 2.m_{mr})}}$$

[9] hypothèse de continuité de la vitesse particulaire sur la membrane $V_m = V_z$

[10] Pour le rayonnement des tubes cette notion est importante car la masse de rayonnement prolonge virtuellement le tube : tube en quart d'onde, event de *bass reflex*.

### 3.2 Calcul de la fonction de transfert totale

Où en est-on dans les grandeurs calculées ?

$$Z_a = \frac{P}{q} = \frac{P}{S_d.V_m} \quad \Longrightarrow \quad P = Z_a.S_d.V_m$$

avec $V_m$ vitesse particulaire à la surface de la membrane. D'autre part :

$$\frac{V_z}{i} = Bl.Z_m^{-1} \quad \Longrightarrow \quad V_z = Bl.i.Z_m^{-1}$$

Nous pouvons donc connaître la pression acoustique au niveau de la membrane en fonction du courant injecté dans la bobine. Pour cela nous supposons qu'il y a continuité de la vitesse à la surface de la mambrane : $V_z = V_m$.

$$P = Z_a.S_d.Bl.i.Z_m \quad [Pa]$$

Soit la fonction de transfert totale :

$$P/i = Z_a.S_d.Bl.Z_m \quad [Pa.A^{-1}] \tag{9}$$

Ainsi le module de (9) donne la pression rayonnée pour 1 Ampère débité dans la bobinne : la figure 6 représente l'allure de la pression en champs proche.
La pression est donc à peu près constante après la résonance $f_{res}$. Une octave après $f_{res}$ le module de la pression reste dans un interval de 3 dB jusqu'à environ 800 Hz (soit sur le quadrillage $20.f_{res}$ , limite supérieure de la modélisation $k.a \ll 1$).

### 3.3 Que se passe t-il ?

Dans l'équation (9) nous voyons $Z_m$ dont nous connaissons la forme (cf. figure 5), les autres termes $S_d$ et $Bl$ sont de simples facteurs multiplicatifs. Seul $Z_a$ va modifier la réponse en fréquence de la pression. En basse fréquence, pour $k.a \ll 1$, la partie réelle de $Z_a$ est toujours inférieure à la partie imaginaire ($R_r \propto k.a^2$ & $\chi_r \propto k.a$, cf. figure 7). Ainsi la pression rayonnée $P$ est proportionnelle au produit $\chi_r.V_z$ :

$$P = Z_a.S_d.V_m \quad \Rightarrow \quad P = \frac{\rho_0.c_0}{S_d}(R_r + j.\chi_r).S_d.V_m$$

Soit en négligeant $R_r$ et en remplaçant $\chi_r$ par son expression :

$$P = \frac{8.\rho_0}{3.\pi}.a.\, j.\omega\, .V_m \tag{10}$$

La pression $P$ est donc proportionnelle à $j.\omega.V_m$, c'est à dire l'accélération de la membrane et non à la vitesse ou au déplacement auxquels nous sommes plus sensibles lors de l'observation de la membrane. L'accélération de la membrane est constante après la fréquence de résonance du système masse ressort équivalent. Il reste le terme résiduel de la partie réelle de l'impédance de rayonnement qui fait légèrement remonter la courbe en haute fréquence (figure 6).

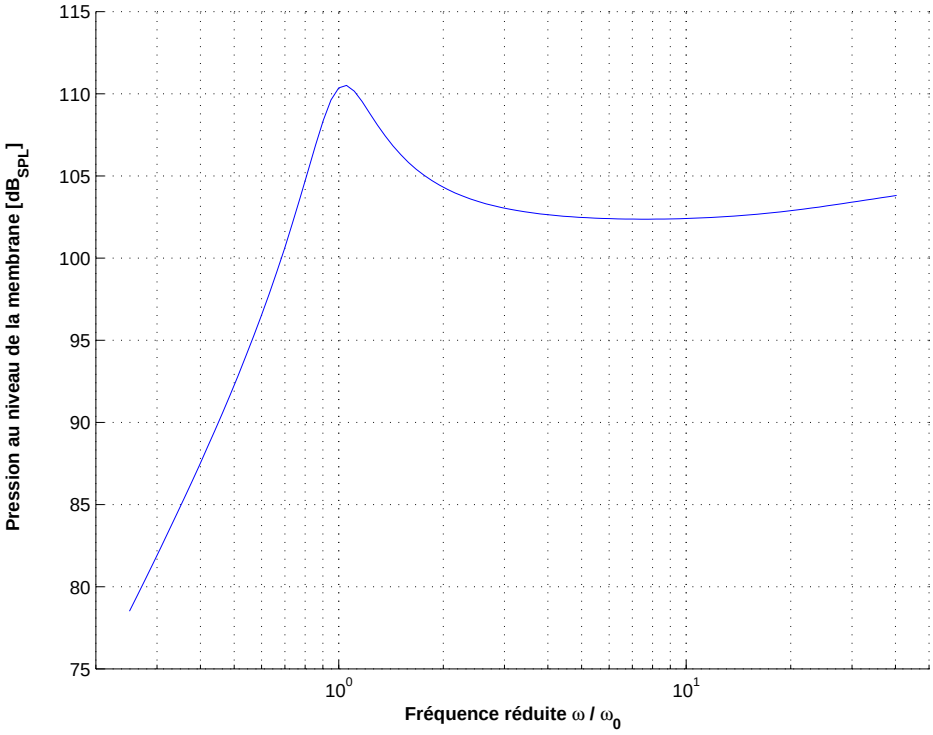


FIG. 6 – Fonction de transfert entre Pression acoustique et courant dans la bobine (amplificateur de $\sim 80W$)

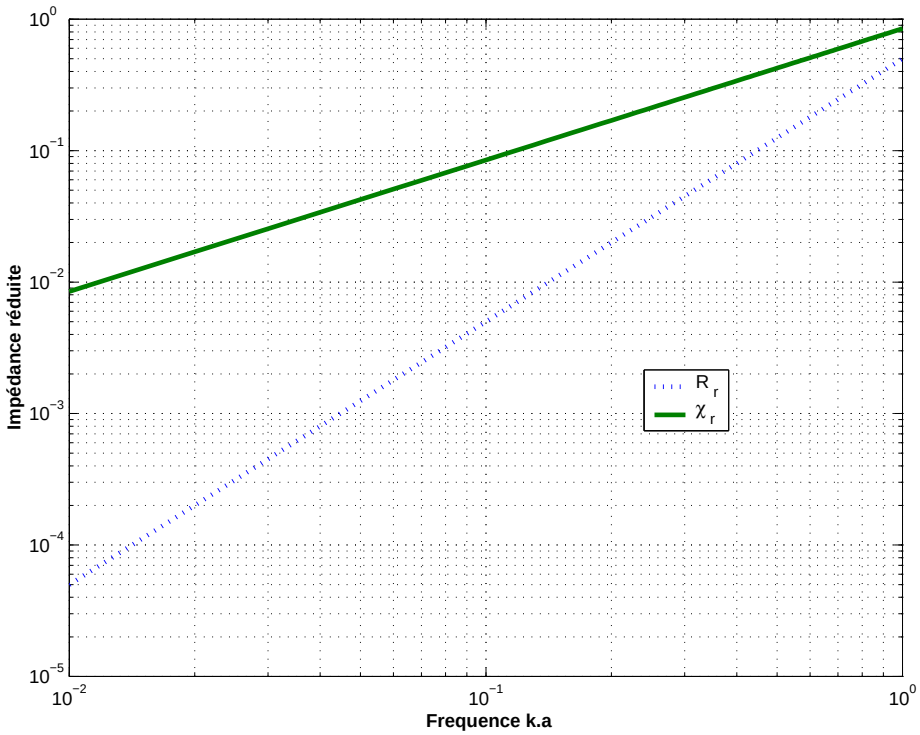


FIG. 7 – Impédance de rayonnement en fonction de $k.a$

# 4 Conclusion

Cette présentation du haut-parleur est succincte et tente d'expliquer son fonctionnement à travers l'observation de la membrane et quelques équations simples. Ma compréhension du haut-parleur me vient des différentes descriptions que j'ai rencontrées. C'est en ce sens que la description précédente possède une quelconque valeur[11], j'invite donc le lecteur à se pencher sur des ouvrages sérieux tels que ceux cités dans la bibliographie.

Les remarques notamment concernant les erreurs toujours présentes, les conseils sont les bienvenus : mxjeff@free.fr

# Notation

Les notations utilisées :

| | |
|---|---|
| $\partial_t$ | $\frac{\partial}{\partial t}$ |
| $\partial^2_{tt}$ | $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ |
| $\chi_{ij}$ | Partie Imaginaire de l'impédance |
| $\phi$ | Phase correspondant au retard entre force et déplacement |
| $\zeta$ | Amortissement critique (sans dimension) |
| $a$ | Rayon de la membrane |
| $c$ | Pertes mécaniques $[N.s.m^{-1}]$ ou bien $[kg.s^{-1}]$ |
| $c_0$ | Vitesse de propagation de l'onde acoustique $c_0 = 342m.s^{-1}$ |
| $F_i$ | Force $[N]$ |
| $i$ | Courant dans la bobine $[A]$ |
| $\vec{j}_d$ | Vecteur densité de courant [Va savoir] |
| $j$ | $j^2 = -1$ |
| $k_r$ | Constante de Raideur $[N.m^{-1}]$ |
| $k$ | Nombre d'onde $k.c_0 = \omega$ |
| $m$ | Masse de la membrane de Hp |
| $\omega_0$ | Pulsation propre du système masse ressort [rad.$s^{-1}$] |
| $\omega$ | Pulsation d'excitation du système ; $\omega = 2.\pi.f$ [rad.$s^{-1}$] |

[11] de part la diversité qu'elle apporte

| | |
|---|---|
| $q$ | Débit acoustique $\vec{q} = \int_S \vec{u}.dS \quad [m^3.s^{-1}]$ , $u$ vitesse particulaire |
| $\Re e(A)$ | Partie réelle de la grandeur A |
| $R_{ij}$ | Partie réelle de l'impédance |
| $S_d$ | Diamètre de la membrane $[m^2]$, rayon a $[m]$ |
| $U$ | Dplacement de la membrane |
| $V_z$ | Vitesse (mécanique) $[m.s^{-1}]$ |
| $V_m$ | Vitesse particulaire de l'onde acoustique au niveau de la membrane$[m.s^{-1}]$ notion différente de la vitesse du son $c_o$ |
| $Z_a$ | Impédance Acoustique : $Z_a = P/q \qquad \left[\frac{N.s}{m^3}\right]$ |
| $Z_{ar}$ | Impédance Acoustique de rayonnement : $\left[\frac{N.s}{m^3}\right]$ |
| $Z_r$ | Impédance Acoustique Réduite : $Z_a = \frac{\rho_0 c_0}{S_d} Z_r \qquad \left[\frac{N.s}{m^3}\right]$ |
| $Z_m$ | Impédance mécanique : $Z_m = F/V \qquad \left[\frac{N.s}{m}\right]$ |

# 5 Bibliographie

## Références

[1] Mario Rossi : Traité d'Électricité Volume XXI / Électroacoustique , Presse Polytechnique Romande

[2] Jouhaneau : Notion Élémentaires d'acoustique, Électroacoustique , Collection CNAM , Editions TEC & DOC

[3] www.davis-acoustics.com

# 6 Remerciements, note et licence du document

« C'est parce que je me tenais sur les épaules des Géants que j'ai pu voir plus loin »
Newton

**La Musique qui a accompagnée la rédaction de cette article :**

*Dionysos : Western Sous La Neige*
*Steve Reich : Music For 18 Musicians*
*Nico : DesertShore*
*Morphine : Like Swimming*

**Les Cours de DEUST V.A.S. de L'Université du Maine :**
Merci à tous les professeurs du L.A.U.M. qui ont su transmettre avec enthousiasme leur passion.

**Rédaction du document :**
LaTeX $2_\varepsilon$ sous Debian GNU/Linux
Éditeur Vim

**Merci à la communauté du libre**

**Licence :**
Copyright (c) 2004 Geoffroy Berret
Permission is granted to copy, distribute and/or modify this document under the terms of the GNU Public License, Version 2 as published by the Free Software Foundation.
A copy of the license is included in a file entitled gpl-2.0.txt.