

T.P. N° 2

Le tube de Kundt

2.1 Ondes acoustiques dans un tuyau

Les ondes acoustiques sont des vibrations élastiques longitudinales. Quand une onde traverse un tuyau sonore rempli d'un fluide homogène, son passage provoque une variation locale de pression, et induit un déplacement des particules de fluide autour de leur position d'équilibre. On montre que :

1. Le déplacement des molécules de fluide
2. La vitesse des molécules de fluide
3. La variation de pression

obéissent à la même équation de propagation avec une même célérité c donnée par la relation $c^2 = \frac{1}{\rho\chi}$ où ρ est la masse volumique du fluide, et χ son coefficient de compressibilité adiabatique. Ces ondes ne sont pas indépendantes. Par exemple si on connaît l'onde de vitesse v , l'onde de pression p sera déterminée par la relation $p = \rho cv$.

2.1.1 Impédance acoustique

De même qu'en mécanique on définit, pour un système oscillant soumis à une force sinusoïdale, l'impédance par le rapport de l'amplitude de la force excitatrice sur l'amplitude de la vitesse ($Z = \frac{F}{V}$), ou que de façon analogue on définit l'impédance d'un dipôle électrique par le rapport de l'amplitude de la tension à ses bornes sur l'amplitude de l'intensité qui le traverse ($Z = \frac{V}{I}$), on peut généraliser ce concept au cas des ondes acoustiques en définissant l'impédance acoustique. Dans un tuyau de section S , on appelle impédance acoustique le rapport de la pression par le débit du fluide :

$$Z = \frac{p}{Sv} \quad (2.1)$$

Ainsi l'impédance acoustique caractérise-t-elle le rapport entre la "grandeur cause" (surpression) et la "grandeur conséquence" (débit).

2.1.2 Tube de Kundt

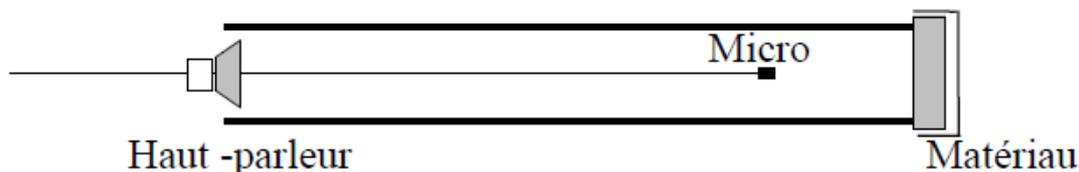


FIG. 2.1 – Schéma général d'un tube de Kundt

Le tube de Kundt (figure 2.1) est un tuyau de section circulaire à l'entrée duquel on place un haut-parleur. La membrane du haut-parleur en vibrant comprime légèrement l'air à son voisinage immédiat. La pression de celui-ci augmente alors légèrement, et cet air pousse à son tour la tranche d'air voisine, propageant ainsi la vibration sonore dans le tube. Ce phénomène est illustré figure 2.2.

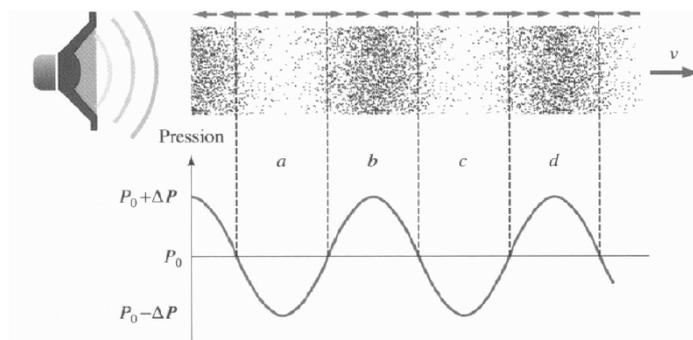


FIG. 2.2 – Principe de la propagation d'une onde acoustique

Une onde acoustique ainsi générée par le haut-parleur se réfléchit plus ou moins partiellement à l'autre extrémité du tuyau avec un certain déphasage qui dépend de la nature de la terminaison du tube. Une onde longitudinale stationnaire, dont l'amplitude est maximale pour certaines fréquences (dites fréquences de résonance) s'établit alors. Les valeurs des fréquences de résonance dépendent de la longueur L du tuyau et des caractéristiques de sa terminaison. Afin de sonder l'amplitude des ondes stationnaires dans le tube, on y place un microphone mobile qui délivre une tension proportionnelle à la surpression due au passage de l'onde.

Suivant la terminaison placée à l'extrémité du tuyau, on constate les phénomènes suivants :

- Lorsque l'extrémité du tuyau est ouverte (libre), on observe à cette extrémité la présence d'un ventre d'élongation qui correspond à un noeud de pression. La pression est à cet endroit constante et égale à la pression atmosphérique.
- Lorsque le tuyau est fermé par une extrémité rigide, on a au contraire un noeud d'élongation, et donc un ventre de pression.

- Lorsque le tuyau est fermé par une extrémité absorbante (mousse par exemple), la position des noeuds de pression est quelconque, et correspond à un déphasage quelconque entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. Le coefficient de réflexion est en général très inférieur à l'unité.

2.1.3 Équations des ondes acoustiques

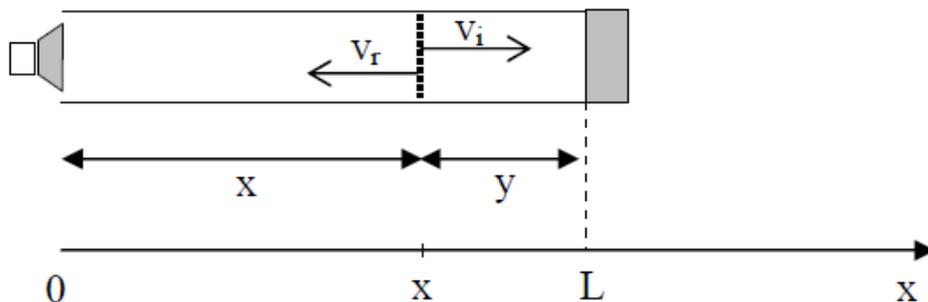


FIG. 2.3 – Paramètres intervenant dans la mise en équation des ondes acoustiques

Dans un tuyau sonore supposé sans perte, fermé à l'extrémité $x = L$ par une terminaison quelconque d'impédance Z , on a superposition d'une onde incidente et d'une onde réfléchie dont les vitesses peuvent s'écrire :

$$\underline{v}_i(x, t) = Ae^{j\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)} \quad (2.2)$$

$$\underline{v}_r(x, t) = \underline{\Gamma}Ae^{j\omega\left(t - \frac{2L - x}{c}\right)} \quad (2.3)$$

où $\underline{\Gamma} = |\Gamma|e^{j\theta}$ est le coefficient de réflexion complexe du matériau placé au bout du tuyau, la grandeur θ étant le déphasage de l'onde à la réflexion.

Au total, la vitesse de déplacement de la superposition des ondes incidente et réfléchie s'écrit :

$$\underline{v}(x, t) = \underline{v}_i(x, t) + \underline{v}_r(x, t) \quad (2.4)$$

$$= Ae^{j\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)} \left[1 + \underline{\Gamma}e^{-2j\omega\left(\frac{L - x}{c}\right)} \right] \quad (2.5)$$

De cette expression on en déduit aisément celle de la pression :

$$\underline{p}(x, t) = \rho c Ae^{j\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)} \left[1 - \underline{\Gamma}e^{-2j\omega\left(\frac{L - x}{c}\right)} \right] \quad (2.6)$$

puis celle de l'impédance acoustique réduite $Z' = \frac{Z}{Z_0}$ avec $Z_0 = \frac{\rho c}{S}$:

$$\underline{Z}'(x, t) = \frac{1 - \underline{\Gamma} e^{-2j\omega \left(\frac{L-x}{c} \right)}}{1 + \underline{\Gamma} e^{-2j\omega \left(\frac{L-x}{c} \right)}} \quad (2.7)$$

Pour des raisons pratiques, on introduit maintenant la grandeur y représentant la distance entre la terminaison du tube et l'endroit où l'on observe l'onde (voir figure 2.3). À l'extrémité du tube, $y = 0$. Si on se place à la distance $y = L - x$ de la terminaison du tuyau, l'expression de p devient :

$$\underline{p}(x, t) = \rho c A e^{j\omega \left(t - \frac{x}{c} \right)} \left[1 - |\underline{\Gamma}| e^{j \left(\theta - 4\pi \frac{y}{\lambda} \right)} \right] \quad (2.8)$$

L'onde de pression présente donc des minima d'amplitude, $|p_{min}| = A(1 - |\underline{\Gamma}|)$, pour les valeurs suivantes de y :

$$y_{min} = \frac{\lambda}{4\pi} \theta \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (2.9)$$

et des maxima d'amplitude, $|p_{max}| = A(1 + |\underline{\Gamma}|)$, pour les valeurs suivantes de y :

$$y_{max} = \frac{\lambda}{4\pi} \theta \pm (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \quad (2.10)$$

Ces expressions de y_{min} et y_{max} qui permettent de calculer la position des maxima et des minima de pression caractérisent ce que l'on appelle "le champ d'ondes" quasi stationnaire dans le tuyau. On peut noter que la distance séparant deux maxima (appelés aussi "ventres de pression") ou deux minima ("noeuds de pression") consécutifs est égale à $\frac{\lambda}{2}$, comme indiqué figure 2.4.

Aux minima de pression l'impédance acoustique réduite est purement réelle :

$$Z' = \frac{1 - |\underline{\Gamma}|}{1 + |\underline{\Gamma}|} = \frac{p_{min}}{p_{max}} = \frac{1}{r} \quad (2.11)$$

Aux maxima de pression, elle est également réelle et vaut :

$$Z' = \frac{1 + |\underline{\Gamma}|}{1 - |\underline{\Gamma}|} = \frac{p_{max}}{p_{min}} = r \quad (2.12)$$

en introduisant la grandeur r appelée taux d'onde stationnaire dans le tuyau.

2.2 Manipulations

2.2.1 Procédure expérimentale

A l'aide du dispositif expérimental proposé, on souhaite mesurer la longueur d'onde, λ , des ondes acoustiques, le déphasage θ à la réflexion, le coefficient de réflexion complexe

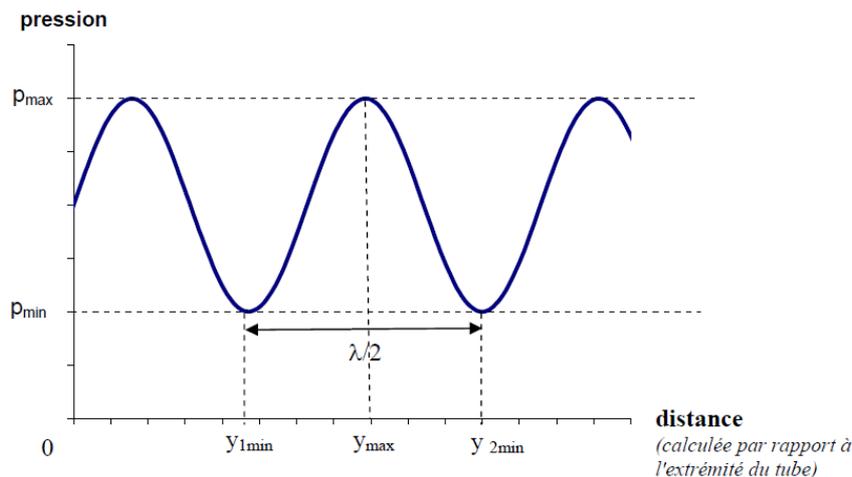


FIG. 2.4 – Évolution de la pression en fonction de y , y étant la distance déterminée à partir de l'extrémité du tube.

Γ et son module $|\Gamma|$, le facteur d'absorption de différents matériaux que l'on notera α et la vitesse du son dans l'air, c .

De l'enregistrement de la tension V donnée par le microphone (proportionnelle à la surpression p) en fonction de y , on pourra déduire la valeur de la longueur d'onde λ , qui est égale au double de la distance séparant deux minima successifs ;

$$\lambda = 2(y_{2,min} - y_{1,min}) \quad (2.13)$$

On peut aussi mesurer la valeur de r :

$$r = \frac{p_{max}}{p_{min}} = \frac{V_{max}}{V_{min}} \quad (2.14)$$

De r , on peut déduire le module du coefficient de réflexion, puisque :

$$|\Gamma| = \frac{r - 1}{r + 1} \quad (2.15)$$

En repérant la position du premier minimum de pression, $y_{1,min}$, on peut calculer θ , le déphasage à la réflexion, qui est aussi l'argument de la valeur complexe de Γ (i.e. $\Gamma = |\Gamma|e^{i\theta}$).

$$\theta = 4\pi \frac{y_{1,min}}{\lambda} \quad (2.16)$$

On peut enfin calculer le coefficient d'absorption :

$$\alpha = 1 - \Gamma^2 = \frac{4r}{(r + 1)^2} \quad (2.17)$$

Enfin, la célérité du son est obtenue par :

$$c = \lambda \times N \quad (2.18)$$

N étant la fréquence de l'onde émise par le haut-parleur.

2.2.2 Manipulation

On veut enregistrer la variation de pression acoustique le long du tuyau pour différentes fréquences d'émission allant de $N = 400$ à 1500 Hz dans deux configurations (on fera néanmoins varier N sur une plage pertinente de façon à obtenir des courbes cohérentes) :

- tuyau fermé par un disque métallique (impédance de charge infinie),
- tuyau fermé par une extrémité absorbante.

Tube fermé par le disque métallique

- Ouvrir le logiciel "Tube de Kundt" et allumer le boîtier d'alimentation comme demandé.
- Sélectionner la fréquence de 400 Hz et observer le niveau du signal sur la partie oscilloscope de l'écran (fond bleu clair). Vérifier que l'intensité du signal est suffisante et jouer le cas échéant sur le volume (réglable de 0 à 5).
- Lancer l'acquisition. Le logiciel trace en temps réel la valeur de la tension en fonction de la position y du microphone. y est une valeur absolue, l'acquisition peut donc se faire dans le sens des y croissant ou décroissant.
- Imprimer le graphe obtenu à la fin de l'acquisition.
- Compléter un tableau de données dont vous trouverez un exemple au paragraphe 2.2.3.
- Répéter cette mesure différentes fréquences jusqu'à 1500 Hz.
- Tracer la courbe d'absorption du matériau en fonction de la fréquence.

Tube fermé par un matériau absorbant

Sur la table de travail se trouve une série de matériau absorbant. Pour chacun de ces matériaux, refaire la série de mesures décrite ci-dessus. On tracera sur un même graphique le coefficient d'absorption en fonction de la fréquence des différents matériaux étudiés (y compris le disque plein).

Conclusion

Que pouvez-vous conclure sur l'absorption d'une onde sonore par un matériau (nature du matériau, domaine de fréquence,...). Citer des exemples de la vie courante utilisant ces propriétés (à préparer éventuellement avant le TP).

2.2.3 Exemple de tableau de données

	...	600 Hz	700 Hz	...
V_{min}				
V_{max}				
r				
$y_{1,min}$				
$y_{2,min}$				
λ				
$ \Gamma $				
θ				
α				
c				

2.2.4 Fréquences propres d'un tube fermé par un disque métallique

Sélectionner à présent l'onglet $p = f(N)$ pour un y fixé au centre du tube.

Étudier expérimentalement l'évolution de la tension aux maxima de pression pour les fréquences comprises entre 100 et 1500 Hz, par pas de 1 Hz.

Montrer que les fréquences de résonance correspondent à $L = k \frac{\lambda}{2}$ ou $N = k \frac{c}{2L}$. k est un entier positif et L est la longueur du tuyau ($L = 1$ m).