Ondes sonores dans les fluides :

Introduction :

Historiquement, le père Marin Mersenne, philosophe et savant français est généralement considéré comme un pionnier de l'acoustique. Il crée en 1635 une académie, ancêtre de l'académie des sciences où des érudits tels que Pierre de Fermat, René Descartes, Blaise Pascal, Thomas Hobbes, Gilles Personne de Roberval ou encore Christian Huygens peuvent échanger leurs points de vue respectifs sur leurs travaux de recherche.
En 1636, Marin Mersenne publie un ouvrage intitulé « Harmonie Universelle » dans lequel il traite :

- de la nature des sons,
- des consonances et dissonances musicales, en terme d'intervalle de fréquences entre plusieurs notes,
- des phénomènes de réflexion des sons,
- et de la théorie des sons produits par la voix, les instruments à cordes et les instruments à vent.

Il travaille aussi en collaboration avec Galilée notamment sur la chute des corps.
Dans son livre, Marin Mersenne pose les bases qui vont permettre de monter que le son est une vibration mécanique qui se propage dans un milieu sous la forme d'ondes longitudinales.
Ainsi, un haut–parleur met en vibration les tranches d'air proches de sa membrane vibrante : la compression se propage ensuite, les molécules de l'air oscillant seulement de quelques micromètres autour de leur position d'équilibre stable, sans aucun transport macroscopique de matière.

Les ondes sonores sont présentes partout autour de nous dans la nature, la musique, on s'en sert aussi en médecine pour des applications d'échographie, ou comme système de détection dans les SONAR, et encore dans d'autres thématiques comme la thermo-acoustique, qui permet la conversion d'énergie acoustique en énergie thermique.
Nous allons, dans cette vidéo « la physique animée », nous intéresser à l'équation de propagation des ondes sonores dans un fluide dans le cadre d'une approximation linéaire et en donner quelques applications, notamment en acoustique musicale.

Expérience :

Nous proposons ici une expérience pour mettre en évidence des ondes stationnaires dans un tube cylindrique. Cette expérience a été initialement réalisée par le physicien allemand Heinrich Rubens en 1906.
Le dispositif consiste en un tube de métal, de 8 cm de diamètre et de 3 m de long, rempli de gaz de ville. Il est percé sur le haut de trous, régulièrement espacés de 1 cm et de 1mm de diamètre. Une extrémité du tube est fermée par un bouchon et l'autre par un haut-parleur.
Nous allons enflammer le gaz qui sort du tube et mettre en mouvement la membrane du haut parleur à l'aide d'un générateur basse fréquence.
Sur le GBF, nous pouvons faire varier l'amplitude de la vibration ainsi que sa fréquence.
Nous remarquons que pour certaines fréquences, les flammes sont, sur toute la longueur du tube, à peu près semblables alors que pour d'autres valeurs de fréquence elles se distinguent par leur hauteur et leur vivacité.

Ce phénomène résulte de la différence de pression au niveau de chacun des trous, (différence de pression) engendrée par la propagation et les réflexions de l'onde acoustique envoyée dans le tube.

En faisant varier la fréquence du GBF, nous recherchons la mise en résonance du gaz, nous observons alors des ondes stationnaires qui se manifestent par la clarté et une différence de grandeur des flammes plus marquée le long du tube.
La rangée de flamme est divisée en espaces égaux, correspondant chacun à une demi-longueur d'onde.
Ainsi, localement, il se crée des points avec une pression qui oscille fortement (ventre) et des points à pression constante (nœuds).
En augmentant la fréquence d'excitation de la membrane du haut-parleur, nous trouvons les résonances successives correspondantes aux modes propres du système.

Théorie:
Une onde sonore est une vibration mécanique qui se propage dans un milieu matériel, comme l'air ou un liquide.
Dans l'air, la vitesse de propagation du son est de 340 $m.s^{-1}$ dans les conditions usuelles de température et de pression. Dans l'eau, elle est de l'ordre de 1 500 $m.s^{-1}$.
Cette propagation s'accompagne d'une variation de pression et de masse volumique se propageant de proche en proche. Plus la surpression acoustique (c'est à dire la variation de la pression par rapport à l'état d'équilibre) est grande et plus le volume sonore est élevé.

On se limite à une propagation unidimensionnelle de l'onde sonore, dans la direction de l'axe (Ox).
On note P_a la pression du fluide à l'équilibre et m_a sa masse volumique.
En présence d'une onde sonore, la pression dans le fluide devient P_a + la surpression acoustique notée p(x,t).
Cette surpression reste toujours faible vis-à-vis de la pression atmosphérique.
Par exemple, pour l'air, elle vaut 2 mPa dans une pièce calme et peut atteindre quelques dizaines de Pa lors du décollage d'un avion.
La masse volumique du fluide varie également faiblement autour de sa position d'équilibre, d'une quantité que l'on notera μ(x,t), de telle sorte que la masse volumique totale du fluide sera la valeur d'équilibre m_a plus m, dépendant de x et du temps.
Dans le cadre de l'hypothèse acoustique, les calculs seront effectués à l'ordre 1 pour toutes les grandeurs ainsi que leurs dérivées spatiales et temporelles : μ(x,t), p(x,t) ainsi que la vitesse moyenne d'une tranche d'air, notée v(x,t).
L'expérience montre que la propagation des ondes sonores est généralement caractérisée par un faible amortissement au sein du fluide où elles se propagent.
On négligera donc les phénomènes dissipatifs (comme la conduction thermique ou les phénomènes de viscosité), ce qui revient à postuler le caractère isentropique de la propagation des ondes sonores.
Le coefficient de compressibilité isentropique traduit la variation de volume d'un corps lorsque la pression est modifiée, à entropie constante. Ce qui permet d'écrire finalement la relation suivante entre la variation de la masse volumique du fluide et la surpression.
En appliquant le principe fondamental de la dynamique à une tranche de fluide , soumise à une surpression p, nous obtenons l'équation numéro 1.
En utilisant le principe de conservation de la masse et le coefficient de compressibilité isentropique, la dernière équation permet d'écrire finalement une seconde équation reliant la vitesse à la surpression.
En utilisant l'équation (1), on obtient l'équation vérifiée par la vitesse, que l'on peut écrire sous la forme classique d'une équation de d'Alembert : $\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2}$ où $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_a \kappa_S}}$

est la vitesse du son dans le fluide. Comme dans le cas de la corde vibrante, on observe une compétition entre le terme d'inertie (μ_a) et le terme d'élasticité (κ_s).
Si on assimile l'air à un gaz parfait diatomique, alors le coefficient de compressibilité isentropique vaut un sur gamma fois Pa, où gamma égal à 7/5 pour l'air, est le rapport des capacités calorifiques à pression et volume constants
L'application numérique donne, à 20°C, une vitesse de 343 $m.s^{-1}$, conforme à la valeur mesurée.
La petite fille, qui attend sous la pluie que l'on ait enfin calculer la vitesse du son dans l'air, a néanmoins encore assez de lucidité pour mesurer la durée qui sépare l'éclair du tonnerre.
Ayant compté trois secondes, elle en déduit que l'orage se trouve à 1 km d'elle.
La réponse de l'oreille à un stimulus de pression ne suit pas une loi linéaire.
En effet, les tests d'écoute montrent que la sensation subjective du volume d'un son est reliée au logarithme de l'excitation physique.
Ainsi, on définit le niveau de pression en dB par, où p_{eff} désigne la valeur efficace de la surpression :

$$P_{dB} = 20 \log \frac{P_{eff}}{P_{eff,0}}$$

où $p_{eff,,0}$, appelée pression de référence, représente la surpression minimale correspondant au seuil d'audition pour une fréquence de 1 000 Hz.
Cette surpression est environ 10^{10} fois plus faible que la pression atmosphérique, et représente une amplitude des vibrations du tympan de l'ordre de grandeur du rayon de l'atome d'hydrogène, soit autour de 30 picomètres.
Le son le plus fort supportable par l'oreille correspond à une pression d'environ 20 Pa, ainsi il y a un rapport de 1 million entre le seuil d'audition et le seuil de douleur de l'oreille.
L'utilisation du décibel permet alors de représenter l'étendue des sons audibles sur une échelle de 0 à 120.
Donnons quelques ordres de grandeurs :
- Une voix chuchotée à 1m émet un niveau
sonore de 30dB
- Un lave vaisselle situé à un mètre : 50dB
- Un restaurant scolaire : 80dB
- Un marteau-piqueur situé à 3m, autant qu'un
 casque audio dont le volume est au max : 100dB

On peut remarquer que la sensation de volume sonore perçue par l'oreille dépend aussi de la fréquence.
Ce phénomène est présenté par les courbes d'isosonies, c'est-à-dire de même perception de volume sonore. Le test est réalisé en faisant écouter à un groupe de personne un son sinusoïdal soutenu dont on va faire varier la fréquence et l'amplitude. Chaque courbe représente un même niveau de sensation de volume sonore.
La courbe plate du haut indique le seuil de douleur de l'oreille, ce niveau est d'environ 120dB pour toutes les fréquences. Ainsi pour des sons très forts, le niveau d'intensité pour produire la même sensation de volume sonore, ne varie pas beaucoup avec la fréquence.
Par contre pour des sons très faibles, la sensation varie considérablement.

Les instruments à vent, comme la flûte, émettent un son grâce aux ondes stationnaires qui s'établissent dans un tuyau muni d'une embouchure à une extrémité, l'autre pouvant être ouverte ou fermée.
L'embouchure est un ventre de vitesse.
Si le tuyau est ouvert à l'autre extrémité, la surpression y sera alors nulle : on observera un nœud de pression associé à un ventre de vitesse.

Pour un tuyau fermé à l'autre extrémité, c'est le contraire : la vitesse des tranches d'air y sera alors nulle et on observera un nœud de vitesse et un ventre de pression.
La flûte peut être modélisée comme un tuyau dont les deux extrémités sont ouvertes.
La longueur d'onde du son fondamental émis par une flûte de longueur L est, lorsque tous les trous sont bouchés, égale à 2 fois L. Pour une flûte soprano de longueur L = 32,5 cm et en prenant la vitesse du son égale à 340 $m.s^{-1}$, on trouve une fréquence du fondamental de 523 Hz qui correspond au do4.
Le jazzoflûte, ou flûte à coulisse peut être modélisé comme un tuyau dont une extrémité est ouverte et l'autre est fermée et amovible par un piston.
La longueur d'onde du son fondamental émis par un jazzoflute de longueur L de 25,5cm est égale à 4 fois L. La fréquence est alors environ 330Hz.
Lorsqu'on augmente la colonne d'air L, la fréquence diminue.