

TIPE: L'océan

2019

Cassiopée WILLAUME-CÉGLAREK, Damien DUVERT, Guillaume HUGON DE MASGONTIER

Détection d'obstacles et d'objets en navigation  
marine et sous-marine

# Introduction

**"Les moindres bruits se transmettaient avec une vitesse à laquelle l'oreille n'est pas habituée sur la terre. En effet, l'eau est pour le son un meilleur véhicule que l'air, et il s'y propage avec une rapidité quadruple. (...) Des bruits profonds, nettement transmis par ce milieu liquide, se répercutaient avec une majestueuse ampleur."**

Jules Verne, *Vingt Mille Lieues sous les Mers*.

L'acoustique sous-marine est apparue au début du XX<sup>ème</sup> siècle avec les expériences de Paul Langevin, et a prouvé de manière définitive son importance sur le plan militaire durant la Seconde Guerre Mondiale. Depuis, les techniques de détection acoustique ont considérablement évolué. En outre, les applications à l'océanographie, la prospection et l'exploitation du pétrole offshore se développent, constituant le moyen privilégié d'exploration du monde marin à grande distance.

Le domaine sous-marin échappe presque totalement à l'utilisation des ondes électromagnétiques et lumineuses car le caractère dissipatif de l'eau salée (lié à sa forte conductivité) entraîne une atténuation très importante. Les ondes acoustiques, qui sont des vibrations mécaniques du milieu de propagation, constituent alors le seul vecteur permettant de transporter des informations exploitables sous la mer. De plus, les ondes sonores possèdent de meilleures caractéristiques de transmission dans l'eau que dans l'air : leur vitesse de propagation est plus élevée et, puisqu'elles subissent moins d'atténuation, elles peuvent se propager à des distances plus grandes. Cela justifie l'utilisation des ondes acoustiques dans le domaine sous-marin, même si les signaux sont perturbés par le bruit ambiant et les échos parasites. L'acoustique sous-marine permet aujourd'hui d'assurer les mêmes fonctions que les ondes radar et radio dans l'atmosphère et l'espace (même si leurs performances sont souvent inférieures). En effet, on l'utilise pour mesurer les caractéristiques du milieu marin, transmettre des signaux, et détecter et localiser des obstacles ou des cibles (fonction première des systèmes sonar), ce qui fera l'objet de notre TIPE.

## Problématique :

**Comment caractériser les ondes acoustiques maritimes et les utiliser dans le cadre de la détection marine d'objets ?**

## Première partie

# Caractérisation de la propagation des ondes acoustiques maritimes et influence des paramètres du milieu

## 1 Généralités sur les ondes acoustiques - Caractérisation de la propagation

Les ondes acoustiques sont provoquées par la propagation d'une perturbation mécanique (transmission d'une série de compressions/dilatations locales d'un élément du milieu à un élément adjacent), et nécessitent donc pour se propager un support matériel élastique, dont les caractéristiques mécaniques déterminent la célérité des ondes. L'onde acoustique est ainsi caractérisée par l'**amplitude du mouvement local** de chaque élément autour de sa position d'équilibre et la **vitesse particulaire correspondante**, ainsi que par la **pression acoustique** (variation autour de la pression statique moyenne) qui en résulte. La célérité de l'onde acoustique dépend de la masse volumique  $\rho$  et du module d'élasticité  $E$  du milieu selon la relation  $c = \sqrt{E/\rho}$ , avoisinant les 1500 m.s<sup>-1</sup> dans l'eau salée.

### Équation d'onde :

Les phénomènes ondulatoires décrivent la propagation de perturbations à travers l'espace en fonction du temps. Pour les ondes se propageant dans une seule dimension spatiale  $x$ , les variations d'une grandeur physique en jeu dans le phénomène ondulatoire sont décrites par une fonction  $f(x, t)$  de l'espace et du temps. On prend pour **convention**  $f(x, t) = 0$  **en l'absence de perturbation**. La propagation de l'onde est alors décrite par l'**équation de d'Alembert à une dimension :**

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial x^2} = 0$$

L'équation de d'Alembert est exacte dans le cas des ondes électromagnétiques dans le vide mais n'est valable que pour de petites perturbations dans le cas des ondes mécaniques puisqu'on fait l'hypothèse que les perturbations se propagent **sans atténuation et sans dispersion**. Dans le cas d'une onde acoustique, l'onde est caractérisée **indifféremment** par le déplacement des éléments de fluide ou par la variation de pression autour de la pression moyenne. On montre qu'une onde sonore de faible amplitude à une dimension dans un fluide au repos est caractérisée par les trois équations fondamentales suivantes (principe fondamental de la dynamique, conservation de la masse, compressibilité) :

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{\chi_s} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3)$$

où  $v$  est la vitesse locale,  $t$  le temps,  $p$  la pression acoustique locale,  $x$  la position,  $\rho$  la masse volumique locale,  $\rho_0$  la masse volumique pour le fluide au repos,  $\chi_s$  la compressibilité du fluide.

En dérivant une fois par rapport au temps l'équation (3) au premier ordre dans le champ de vitesse, on obtient la relation :

$$\frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} = -\frac{1}{\chi_s} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} \right)$$

En utilisant l'équation du mouvement (1), on obtient alors :

$$\frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} = -\frac{1}{\chi_s} \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \right)$$

soit finalement :

$$\rho_0 \chi_s \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} = 0$$

En identifiant la célérité des ondes sonores comme :  $c = 1/\sqrt{\rho_0 \chi_s}$ , on peut réécrire l'équation précédente comme suit :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} = 0$$

On obtient aussi que la vitesse  $v(x, t)$  satisfait l'équation d'onde :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} = 0$$

Une conséquence des équations (1), (2) et (3) est la relation :

$$\partial_x v = -\chi_s \partial_t p = -\frac{1}{\rho_0}$$

soit encore  $\partial_t \delta p = \rho_0 \chi_s \partial_t p$ . D'où  $p(x, t) = c^2 \delta p(x, t) + \alpha(x)$ . En imposant que l'onde s'annule pour  $t \rightarrow +\infty$ , on a  $\alpha(x) = 0$ .

En **conclusion**, on peut définir la vitesse du son par la relation :

$$\boxed{p(x, t) = c^2 \delta p(x, t)}$$

Intéressons-nous maintenant aux trois dimensions de l'espace. Les ondes acoustiques maritimes obéissent aux lois de la mécanique des fluides. On montre que leur propagation est décrite de manière générale par l'équation de Helmholtz :

$$\Delta p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2(x, y, z)} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$$

où  $p$  est la pression d'une onde se déplaçant au cours du temps  $t$  dans l'espace  $(x, y, z)$  et  $c(x, y, z)$  la célérité locale de propagation de l'onde. Si la célérité est restreinte à la seule direction  $x$ , on retrouve l'expression établie plus haut :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}$$

La vitesse particulière  $v(t)$  est obtenue à partir de la pression par  $p = \rho cv$ , où  $\rho$  est la masse volumique. Le produit  $\rho c$ , qui traduit le rapport entre vitesse particulière et pression acoustique, est appelé impédance caractéristique du milieu de propagation.

Particularités et défauts de la propagation des ondes acoustiques en milieu sous-marin :

L'eau de mer est un milieu très favorable à la propagation des ondes acoustiques, mais présente tout de même de nombreuses limitations. Les signaux sont **atténués** et leur portée limitée à cause de l'**absorption des ondes dans l'eau**. Les **variations de célérité** du son dues à l'**inhomogénéité du milieu**, la **réflexion des signaux sur les interfaces** et les **interférences entre signaux** perturbent la propagation, qui ne se fait pas toujours en ligne droite. En outre, les mouvements des sonars et des cibles font intervenir l'effet Doppler, et le **bruit ambiant de l'océan** ajouté au bruit propre de l'engin sous-marin masque le signal utile.

Le phénomène de réflexion est omniprésent dans le domaine sous-marin. En effet, le fond et la surface de l'eau sont des interfaces sur lesquelles les ondes sonores se réfléchissent en permanence. Par conséquent, les échos se multiplient et parasitent la réception. Plus le nombre de réflexions est élevé, plus la baisse d'intensité acoustique est élevée et plus le temps de trajet est grand. Il faut donc privilégier le signal empruntant le trajet direct (**sous réserve d'existence de ce trajet**) car il est le plus rapide et le moins atténué.

Par ailleurs, les ondes acoustiques sont amorties selon des lois qui dépendent de leur fréquence et des caractéristiques du milieu, qui est dissipatif et absorbe une partie de l'énergie de l'onde à cause de sa viscosité. Ainsi, le phénomène de **relaxation ionique** apparaît. La relaxation ionique est la **dissociation de certains composés ioniques en solution du fait de la variation locale de pression créée par le passage de l'onde acoustique**. Si la période est supérieure au temps nécessaire pour la molécule

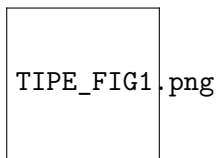


FIGURE 1 – Représentation de la mutiplicité des trajets pour une onde sonore

pour se recomposer (le temps de relaxation), le phénomène se reproduit à chaque alternance et **dissipe de l'énergie en permanence**. L'atténuation apparait donc pour des fréquences inférieures à la fréquence de relaxation caractéristique du composé concerné. Il y a relaxation des molécules de sulfate de magnésium  $\text{MgSO}_4^-$  au-delà de 100kHz et relaxation de l'acide borique  $\text{B(OH)}_3$  au de la de 1kHz.

On définit alors un coefficient d'amortissement, qui évolue fortement avec la fréquence. Ci-dessous une représentation de l'amortissement des ondes sonores dans l'eau de mer en fonction de leur fréquence, tabulé à plusieurs températures et pour une salinité de 35‰.

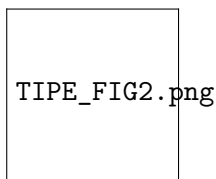


FIGURE 2 – Amortissement du son dans l'eau de mer en fonction de la fréquence

Ainsi, **plus la fréquence est élevée, plus l'amortissement est important**. C'est pourquoi les systèmes de sonar privilégient des **fréquences relativement basses**, aux alentours de quelques dizaines de kHz. En effet, si une fréquence de 10 kHz permet d'atteindre des distances de quelques dizaines de kilomètres (le coefficient d'amortissement est de l'ordre de 1dB/km), une fréquence de 1 MHz limite les systèmes de détection à moins de 100 m de portée (le coefficient d'amortissement est proche de 500dB/km).

À cette absorption de l'énergie acoustique par le milieu de propagation s'ajoutent les **pertes** (notamment en termes d'intensité de l'onde sonore) s'expliquant par le phénomène de divergence géométrique. Durant la propagation de l'onde, il y a **conservation de l'énergie acoustique émise**. Néanmoins, comme la surface sur laquelle se répartit cette énergie augmente au fur et à mesure de la propagation de l'onde, **l'intensité acoustique diminue proportionnellement à l'inverse de cette surface**. C'est ce qu'on appelle les pertes par **divergence géométrique**. Par exemple, dans le cas d'un milieu infini homogène et d'une source omnidirectionnelle de faibles dimensions, on observe une **divergence sphérique** (les surfaces occupées sont des surfaces de sphères de

rayons croissants).

Afin de prévoir les pertes de propagation, un calcul pour une dispersion sphérique permet d'estimer le niveau de pertes en décibels selon la relation :  $PT = 20\log(R) + \alpha R$  où  $R$  est la distance (en km) et  $\alpha$  le coefficient d'amortissement (en dB.km<sup>-1</sup>)

Enfin, la **réverbération acoustique** participe à la **déformation du signal émis**. Une partie de l'énergie acoustique se propage vers les récepteurs en suivant d'autres chemins que les rayons propres, avec des temps de propagation généralement plus élevés. On distingue les réverbérations "de surface", "de fond" et "de volume" selon le chemin emprunté par ces trains d'ondes. On observe alors un signal large bande dans la représentation temps-fréquence des signaux les plus énergétiques, ce qui peut perturber l'analyse.

## 2 Influence des caractéristiques du milieu - Résultats expérimentaux

Les caractéristiques du milieu varient dans l'espace et dans le temps. Les signaux acoustiques fluctuent alors en fonction de la température, la salinité, le relief du fond, la houle, les courants, ainsi que les mouvements relatifs des émetteurs et des cibles. La célérité du son varie dans le même sens que la température, la salinité et l'immersion. La salinité correspond au pourcentage massique de sels dissous dans l'eau pure. Elle est exprimée en ‰, et sa valeur moyenne est d'environ 35‰. La température décroît globalement de la surface vers le fond. Ses variations spatiales et temporelles concernant surtout la couche superficielle jusqu'à environ 100m. En-dessous, la température moyenne reste stable.

L'équation d'état de l'eau de mer fournit la relation :

$$c = 1449,2 + 4,6T - 0,055T^2 + 0,00029T^3 + (1,34 - 0,01T)(S - 35) + 1,58 \times 10^{-6}p$$

où  $c$  est la célérité en m.s<sup>-1</sup>,  $T$  la température en °C,  $S$  la salinité en ‰ et  $p$  la pression en Pa. La pression hydrostatique provoque une augmentation linéaire de la célérité avec la profondeur d'environ 16m.s<sup>-1</sup> par kilomètre. On peut donc remplacer le dernier terme par  $0,016z$ , où  $z$  est l'immersion en m.

### Profil bathycélérimétrique et réfraction :

Il est souvent possible de faire l'approximation d'une **stratification horizontale du milieu** (la variabilité horizontale de la célérité est souvent négligeable) : **la célérité ne dépend alors que de l'immersion**, et on appelle **profil bathycélérimétrique** cette loi de dépendance. Elle comporte une **strate homogène de célérité constante** (premiers mètres d'immersion), une **isotherme** (à température constante, la célérité augmente linéairement à cause de la pression hydrostatique), un **chenal de surface**

(augmentation de la célérité depuis la surface à cause d'une couche superficielle isotherme), une **thermocline** (décroissance monotone de la température avec l'immersion qui provoque une diminution de la célérité), et un **chenal profond** (minimum de célérité).

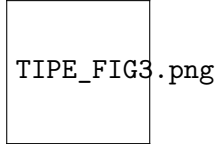


FIGURE 3 – Structure d'un profil bathycélérimétrique en Atlantique Nord-Est. Ces profils peuvent beaucoup varier en fonction des zones géographiques et des conditions locales, par exemple aux hautes latitudes avec la fonte des glaces, ou encore au niveau du détroit de Gibraltar où les eaux chaudes Méditerranéennes rejoignent celles plus froides de l'Atlantique.

Considérons l'interface entre deux milieux fluides homogènes où les célérités des ondes sont différentes, notées  $c_1$  et  $c_2$ . Lors du changement de milieu, le changement de célérité provoque une réflexion spéculaire de l'onde dans le premier milieu, et une réfraction de l'onde dans le second milieu, selon un angle donné par la **loi de Snell-Descartes** :

$$\frac{\sin\theta_1}{c_1} = \frac{\sin\theta_2}{c_2}$$

Cette relation n'existe que si  $\sin\theta_2 \leq 1$  donc si  $\sin\theta_1 \leq c_1/c_2$ . Si  $\theta > \arcsin(c_1/c_2)$  (angle critique de l'interface), il y a réflexion totale et la transmission dans le second milieu est impossible.

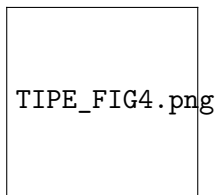


FIGURE 4 – Réflexion et réfraction d'une onde plane par un changement de célérité à une interface.

En appliquant la loi de Snell-Descartes à un empilement de  $n$  strates isocélères d'indices  $i = 1, 2, \dots, n$ , on obtient la relation :

$$\frac{\sin\theta_i}{c_i} = \frac{\sin\theta_{i+1}}{c_{i+1}}$$



Donc pour une onde se propageant dans un milieu à célérité non constante selon une coordonnée  $z$ , la relation de réfraction donne :

$$\frac{\sin\theta(z)}{c(z)} = cte$$

Par conséquent, un chagement progressif de la célérité du milieu de propagation provoque une déviation de la direction initiale de l'onde. Si le gradient de célérité est vertical, une augmentation de la célérité tend à réfracter l'onde vers l'horizontale, tandis qu'une diminution de la célérité tend à augmenter l'angle de rasance de l'onde. Dans une strate affectée d'un gradient linéaire de célérité  $g = dc/dz$ , un rayon d'angle d'incidence  $\theta$  à l'entrée dans la strate subit une réfraction de trajectoire en arc-de-cercle, dont le rayon de courbure est donné par  $\rho_c = c/g\sin\theta$  où  $c$  est la célérité au point de la trajectoire correspondant à l'angle  $\theta$ .

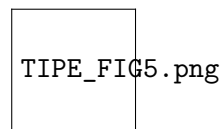


FIGURE 5 – Gradient de célérité et trajet d'un rayon d'ondes correspondant (modèle discret à gauche, linéaire à droite)

### Résultats expérimentaux :

Nous avons étudié l'influence de la température sur la célérité des ondes en effectuant des mesures de longueurs d'ondes à différentes températures, les autres paramètres étant fixés. Pour ce faire, nous avons visualisé à l'oscilloscope les signaux provenant d'un émetteur et d'un récepteur d'ultrasons (fréquence 32kHz) et effectué des mesures de longueur d'onde (permettant de calculer la célérité) à différentes températures. Les résultats obtenus sont les suivants :

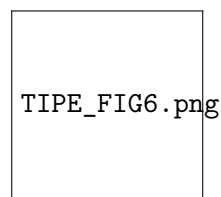


FIGURE 6 – Célérité en fonction de la température

Les valeurs de célérité obtenues par mesure sont plus élevées que les valeurs standards, qui se situent aux alentours de  $1500\text{m.s}^{-1}$ . Néanmoins, l'augmentation linéaire de la célérité avec la température, toutes choses égales par ailleurs, est vérifiée. Dans l'océan, la célérité des ondes augmente d'environ  $4,5\text{m.s}^{-1}$  par degré. Nous avons observé une

augmentation de  $5,1\text{m.s}^{-1}$  par degré. Les écarts aux valeurs attendues s'expliquent par les incertitudes et difficultés de mesure, ainsi que par le fait que nous avons utilisé de l'eau douce et non salée.

### **Rétrodiffusion des ondes par une cible :**

L'onde acoustique est diffusée par la cible dans toutes les directions de l'espace. Une partie de l'énergie est notamment renvoyée vers l'émetteur, donc **la cible agit comme une source secondaire qui réémet l'onde acoustique**. L'**indice de cible IC** traduit le rapport en dB entre l'intensité acoustique réémise par la cible vers la source et l'intensité incidente selon la relation  $IC = 10\log(I_r/I_i)$  où  $I_i$  est l'intensité de l'onde incidente sur la cible (supposée localement plane) et  $I_r$  l'intensité de l'onde réfléchie réfléchie (supposée sphérique à partir du centre acoustique de la cible). Cet indice traduit ainsi la quantité d'énergie acoustique renvoyée par la cible vers le sonar, et dépend de la nature de la cible (matériau, structure interne et externe), ainsi que du signal incident (angle et fréquence).

Comme l'intensité sonore varie comme l'inverse du carré de la distance, cette grandeur physique pourrait être utilisée pour déterminer la distance entre un émetteur et une cible. Néanmoins, **à cause des phénomènes de pertes décrits plus haut, on privilégiera des mesures de décalages temporels entre émission et réception de signaux**. La célérité des ondes étant connue en un lieu de pression, température, salinité et profondeur données, on peut déduire de ces mesures la distance entre l'émetteur et la cible.

## Deuxième partie

# Une tentative de modélisation simplifiée : mise en oeuvre d'un détecteur d'obstacles marins à ondes sonores

## 1 Hypothèses de travail

### Principe :

Modélisation constituant en l'interprétation des résultats d'un émetteur/récepteur d'ondes acoustiques.

### Définitions préliminaires :

Il existe 2 principaux types de sonars sous-marins : les sonars **actifs** et les sonars **passifs**.

Les **sonars passifs** consistent en la simple écoute du bruit environnant sans en émettre. Ils sont majoritairement utilisés dans un cadre scientifique ou militaire. Ils sont beaucoup utilisés dans les sous-marins, puisqu'ils possèdent une grande distance d'écoute, portant sur des centaines de kilomètres, tout en assurant la discrétion du vaisseau qui n'émet pas de bruit. Le sous-marins en patrouille écoute :

- les sons émis par les hélices des autres bateaux, les coques en mouvement...
- le son émis par les autres sonars
- ses propres bruits, qu'il doit réduire au maximum afin de rester discret

Les **sonars actifs** émettent quant à eux des signaux et écoutent leur échos sur les obstacles qu'ils rencontrent.

Le capteur étudié ci-après **fonctionnera sur le modèle du sonar actif**.

### **Pourquoi ce choix ?**

On peut ne pas vouloir détecter que des objets émettant un son, mais **aussi et surtout** des obstacles, qui eux n'émettent aucun son, les rendant indétectables au sonar passif. À noter que ce système est inadapté au domaine militaire à cause de la **repérabilité** qu'il implique.

Nous allons donc calculer le retard entre l'onde émise et l'onde réfléchi que l'on appellera "onde retour" pour estimer la distance à laquelle se trouve l'obstacle. Pour se donner une idée du **mouvement de l'obstacle** (rapprochement, éloignement), on de-

vra calculer la variation de fréquence entre l'onde émise et celle de retour et on pourra ainsi exploiter l'**effet Doppler**.

**Point théorique :**

**Effet Doppler-Fizeau :** il consiste en une variation de la fréquence d'une onde lorsque l'émetteur ou le récepteur s'approchent ou s'éloignent. Ici, l'émetteur sera l'obstacle et le récepteur sera le capteur du Sonar.

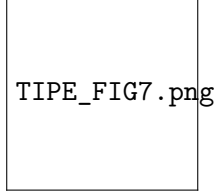


FIGURE 7 – Représentation qualitative du phénomène

**Théorème :** En référentiel galiléen :

$$f_{rec} = \frac{c - v_{rec}}{c - v_{em}} \times f_{em} = \frac{1 - (v_{rec}/c)}{1 - (v_{em}/c)} \times f_{em}$$

avec  $f_{rec}$  : fréquence de l'onde reçue,

$f_{em}$  : fréquence de l'onde émise,

$v_{rec}$  : vitesse du récepteur,

$v_{em}$  : vitesse de l'émetteur,

$c$  : célérité des ondes acoustiques aquatiques à la position spatiale et temporelle étudiée (voir Première Partie)

Preuve : Considérons un émetteur allant générer des impulsions de fréquence  $f_{em}$  (avec pour période  $T_{em} = 1/f_{em}$ ), et que le mouvement relatif émetteur-récepteur se fasse selon la droite les joignant.

Lors de la deuxième impulsion, la première a parcouru la distance :  $d_0 = c.T_{em}$ . Pendant ce temps, la source se sera déplacée de  $\Delta = v_{em}.T_{em}$ . On notera ainsi  $d_1$  la distance séparant les deux impulsions :

$$d_1 = d_0 - \Delta \Rightarrow d_1 = (c - v_{em}).T_{em}$$

Il faut maintenant calculer  $T_{rec}$ , le temps séparant la réception des deux impulsions par le récepteur. Pendant cette durée, le récepteur s'est déplacé de  $\delta = v_{rec}.T_{rec}$ . Pendant ce temps  $T_{rec}$ , la seconde impulsion aura parcouru la distance  $d_2 = c.T_{rec} = d_1 + v_{rec}.T_{rec}$ . (distance entre les deux ondes à laquelle il faut ajouter le déplacement du récepteur). On a donc bien :

$$f_{rec} = \frac{1}{T_{rec}} = \frac{c - v_{rec}}{d_1} = \frac{c - v_{rec}}{c - v_{em}} \cdot \frac{1}{T_{em}} = \frac{c - v_{rec}}{c - v_{em}} \cdot f_{em}$$

**Conséquence pour nous ici :** on va vouloir déterminer  $v_{rec}$ . Nous nous placerons de plus dans des conditions de mesures immobiles donc on aura  $v_{em}=0$  m.s<sup>-1</sup>. On en déduit donc la formule suivante, qui sera utilisée dans l'algorithme :

$$v_{rec} = c(1 - \frac{f_{rec}}{f_{em}})$$

La zone thermocline dont il a été question dans la première partie pose de **gros problèmes de mesure**, tant les variations de célérité sont importantes lorsqu'on envoie des ondes verticalement (il y a en revanche moins de soucis horizontalement). On peut donc, pour pallier à cela, **dérouler un câble** au bout duquel est accroché au capteur pour passer au-delà de la zone. **Il sera nécessaire de connaître la profondeur du capteur.** (Mise en œuvre possible par une large variété de procédés. Exemple : codes répartis à intervalles réguliers gravés sur le câble et ensuite scannés pour déterminer la profondeur). On **supposera** ici que cette information est renvoyée en brut par le capteur, sans s'intéresser à la lecture de codes gravés.

Suivant cette profondeur et la mesure de température de l'eau par un thermomètre embarqué, on **détermine une approximation de la célérité de l'eau dans les conditions de mesure**, en supposant la célérité de référence à 1500m.s<sup>-1</sup> à la surface, à 300K<sup>1</sup>, soit 27Â°C. Cela a une importance pour affiner les mesures car sur de telles célérités (env. 1500m.s-1) les variations de célérité, bien que petites, peuvent jouer dans la précision de la distance calculée. Cela permettra d'optimiser le modèle, mais il ne pourra que difficilement être parfait car on ne tiendra compte **ni de la composition exacte de l'eau au point de mesure, ni de l'agitation de l'océan (vagues et courants)**, ayant tous deux une influence sur la célérité. On ne peut en effet pas étudier pour des questions de rapidité **la composition de l'eau en chaque point**, et prendre en compte l'agitation de l'eau est bien trop complexe car un tel phénomène est localisé et une part d'aléatoire le régit (même si l'on peut aujourd'hui prévoir les courants et l'état de la mer, il est à noter par exemple que de petites vagues peuvent se glisser au milieu de plus grosses vagues, rendant toute exploitation absurde). À cet effet, l'utilisation du dispositif en surface en cas de mer agitée ne sera pas traitée car les creux des vagues fausseront toutes les mesures, qui renverront des résultats aberrants.

#### Données expérimentales : variations de la célérité :

$$\partial T = 1K \Rightarrow (\partial c)_T = 3m.s^{-1}$$

$$\partial z = 100m \Rightarrow (\partial c)_z = 1,7m.s^{-1}$$

---

1. Source : *Introduction et validation d'un modèle de changement de phase dans le code de dynamique rapide Europlexus* (E. Blaud, P.Gallon, F. Daude), ResearchGate. À noter : la valeur 300K a été extraite de cette publication à titre indicatif, car la célérité des ondes acoustiques **pourra être différente à même température mais salinités différentes**, par exemple.

Pour éviter de capter le signal émis directement lorsqu'il est émis, ce qui laisserait peu d'intérêt à la modélisation, on **éteint le capteur un court instant dès le début d'émission de l'impulsion sonore et on le remet en fonctionnement peu après la fin d'émission**. La durée de l'impulsion et de pause du récepteur en pratique seront définies et choisies plus loin.

Se pose maintenant la question des pertes dans l'eau :

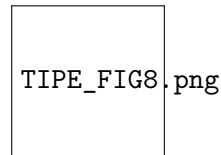


FIGURE 8 – Analyse de l'absorption d'énergie par l'eau selon les modèles de Thorp, Leroy, François et Garisson

En travaillant à partir des modèles de Thorp, Leroy, François et Garisson, on remarque que l'on a fort intérêt à émettre une impulsion de basse fréquence et aucunement un ultrason. En pratique on choisira **3Khz pour l'émission**, et ainsi l'amortissement de l'onde émise sera très faible, permettant d'obtenir une large portée<sup>2</sup> tout en émettant des sons de puissance moyenne donc respectueux de la faune marine.

## 2 Procédure de traitement du signal

**Durée d'extinction capteur juste après l'émission :**

**Rappel du problème :** Il faut arrêter obligatoirement le récepteur un court instant pour ne pas recevoir l'écho de l'onde venant d'être émise. Cela dit, **il faut aussi pouvoir détecter des objets proches et donc éviter que cette durée de "pause" ne soit trop longue.**

On fixe la **distance minimale de l'obstacle : 50 m.**

On choisira d'émettre une **impulsion de 55ms** (la durée de pause du capteur à partir du début de l'émission sera de 66ms, donc les mesures reprendront 11ms après la fin de l'impulsion, ce qui permettra de détecter la **présence d'obstacles distants d'au moins 50m** pour un aller-retour de l'onde, puisqu'à  $1500\text{m.s}^{-1}$ , elle parcourt 100m en 66ms.

Le **Théorème de Nyquist-Shannon** (1949) impose que la fréquence d'échantillonnage d'un signal soit supérieure au double de la fréquence de ce signal pour que la détermination de son spectre ait un sens. Nous émettons à 3kHz mais la fréquence du signal retour peut varier avec l'effet Doppler. Nous choisirons donc de ne traiter informatiquement les

---

2. que l'on bridera cependant en pratique

échantillons que si ceux-ci ont une **fréquence d'échantillonnage supérieure à 7kHz**.

Autre nécessité : il faut que la **durée d'échantillonnage soit grande devant la période du signal** : l'impulsion émise durant 55ms, on peut considérer que l'acquisition de l'impulsion retour aura environ la même durée. Pour une fréquence retour comprise entre 2500 et 3500 Hz, on aura une période pouvant se rapprocher de 0,5ms  $\ll$  55ms  $\Rightarrow$  donc une mesure de 55ms convient.

### 3 Un algorithme d'analyse du signal retour

Au vu des hypothèses venant d'être faites, et à l'aide de certains outils intégrés au module scipy de Python, comme la transformée de Fourier Rapide, on peut proposer un algorithme d'analyse du signal retour comme suit :

```
1 import numpy as np
2 import numpy.fft as fft
3
4 ##Chargement du fichier de l'acquisition
5 alpha, theta, temperature, deepness, noise_calib = np.loadtxt("G:\TIPE\\
    configuration.txt", delimiter=",",unpack=True) #on traite les donnees
    de configuration: noise_calib est un parametre de calibration du
    capteur qui va nous indiquer un seuil correspondant au bruit ambiant
    de l'ocean afin de reconnaitre le retour de l'impulsion emise lorsqu'
    on dépassera ce seuil.
6 time, ampli = np.loadtxt("G:\TIPE\\acquisition.txt", delimiter=",",unpack
    =True) #on ouvre le signal retour
7
8 ##Determination des variables allant etre utiles
9 duration=time[-1] #duree de l'acquisition
10 Te = time[1]-time[0] #on determine simplement la periode d'echantillonnage
    du capteur
11 fe = 8000 #on en deduit la frequence correspondante
12 celerite = 1500 + (temperature-27)*3 + deepness*0.017 #celerite du son
    dans l'eau dans les conditions de mesure
13 print(abs(time))
14
15 ##Calcul de la distance de l'obstacle
16 if fe<7000:
17     autorisationFourier=False
18     print("Erreur. La frequence d'echantillonnage du capteur n'est pas
        assez elevee. Connectez un autre capteur.")
19 else:
20     print("Parametres: Frequence d'echantillonnage:", fe, "Hz.")
21     for k in range(len(time)):
22         if ampli[k]>noise_calib:
23             retard=0.055+0.066*time[k] #on calcule le retard de l'onde en
                prenant en compte le temps depuis le demarrage du capteur
                ajoute au temps ayant separe le debut de l'emission
```



```

24     print("L'obstacle est a une distance de",(retard*celerite)/2,
          "m sur l'orientation alpha =", alpha, "° theta =",theta,"°
          .") #INFO I/ DISTANCE DE L'OBSTACLE
25     if k+(int(0.055/Te))<len(time):
26         time=time[k:k+(int(0.055/Te))] #on nettoie le signal
          retour pour ne garder que la partie
          interessante
27         ampli=ampli[k:k+(int(0.055/Te))]
28         autorisationFourier=True
29     else: #si on a pas capte l'onde retour en entier
30         print("La vitesse de l'obstacle n'a pas pu etre
          determinee car la duree d'acquisition etait trop
          courte.")
31         autorisationFourier=False
32         break
33     if k==len(time)-1:
34         print("Pas d'obstacle dans la zone de portee du capteur sur l
          'orientation alpha =", alpha, "° theta =",theta,"°")
35         autorisationFourier=False
36
37     ##Analyse de Fourier
38     if autorisationFourier==True:
39         spectrum=fft.fft(ampli)
40         freq = fft.fftfreq(len(spectrum)) #frequences en unites de
          frequence d'echantillonnage (ceci est du au fonctionnement du
          module fft)
41         mask = abs(spectrum) > 0.9*max(abs(spectrum)) #ceci est un masque
          de l'array contenant le spectre en frequence du signal qui ne
          conserve que les zones ou le spectre est proche de sa valeur
          maximale
42         fretour = freq[max] #on applique ce masque a l'axe des frequences
43         for k in fretour:
44             if k > 0: #on prend la premiere valeur de k STRICTEMENT
          positive (fondamental)
45                 fr_unit=k #la fft produisant un symetrique en frequences
          negatives du spectre, on recupere seulement la valeur
          positive de la frequence correspondant au max d'
          amplitude
46                 break
47         fr=fr_unit*fe #pour rappel l'axe freq etait en unites de
          frequence d'echantillonnage
48         speed = celerite*(1-(fr/3000)) #on calcul par effet Doppler la
          vitesse de l'obstacle
49         print("Estimation de la vitesse de l'obstacle:", speed, "m/s")

```

## Troisième partie

# Approfondissements

## 1 Retour sur le phénomène de réflexion

Nous avons vu que le milieu marin influence grandement la propagation des ondes sonores.

Montrons que le phénomène de réflexion peut être considéré comme total au niveau du dioptré air/eau. Pour cela, considérons une onde sonore sinusoïdale plane arrivant sur le dioptré avec une incidence normale.

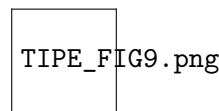


FIGURE 9 – Notations et positionnement du problème

On prend  $x = 0$  au niveau du dioptré, et on définit un vecteur unitaire  $\vec{u}_x$  le long de l'axe selon  $x$ . On sait que le changement de milieu donne lieu à une onde réfractée et une onde réfléchie.

On définit l'**impédance acoustique d'un milieu** pour une pulsation fixée :  $Z = \frac{p}{v}$  avec  $p$  la pression et  $v$  la vitesse. On note respectivement  $Z_1$  et  $Z_2$  l'impédance des deux milieux,  $c_1$  et  $c_2$  la vitesse de l'onde à travers ceux-ci et enfin  $p_i$ ,  $p_t$  et  $p_r$  les différentes pressions.

On a :  $v_i = \frac{1}{Z_1} \times p_i \times \vec{u}_x$ ,  $v_r = -\frac{1}{Z_2} \times p_r \times \vec{u}_x$ , et  $v_t = \frac{1}{Z_2} \times p_t \times \vec{u}_x$

On définit alors  $t_p = \frac{p_t}{p_i}$  et  $r_p = \frac{p_r}{p_i}$  respectivement les coefficients de transmission et de réflexion au niveau du dioptré.

**On considère la pression totale et la vitesse totale continues au niveau de cette surface.**

$$\begin{aligned}
 p_t(0, t) &= p_i(0, t) + p_r(0, t) \\
 \Rightarrow \frac{1}{Z_2} \times p_t(0, t) &= \frac{1}{Z_1} \times p_i(0, t) - \frac{1}{Z_2} \times p_r(0, t) \\
 \Rightarrow \begin{cases} t_p = 1 + r_p \\ \frac{1}{Z_2} \times t_p = \frac{1}{Z_1} \times (1 - r_p) \end{cases} \\
 \Rightarrow \begin{cases} t_p = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ r_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \end{cases}
 \end{aligned}$$

À 25 ° C, l'impédance acoustique de l'air est d'environ 430 Pa.s/m et celle de l'eau est d'environ  $1.5 \times 10^6$  Pa.s/m.

On trouve  $t_p \simeq 5.7.10^{-4}$  et  $r_p \simeq -0,99$  (l'onde allant de l'eau dans l'air).

On peut donc affirmer que la quasi-totalité du rayon incident est réfléchi.

De même, comme l'impédance du sol est différente de celle de l'eau, le **phénomène de réflexion peut-être considéré comme quasi-total.**

## 2 Zones d'ombre et zones de convergence

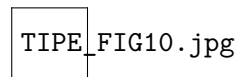


FIGURE 10 – Schéma illustratif des zones d'ombre et de convergence

Du fait du gradient de pression dans l'eau, on constate que **certaines zones ne sont jamais atteintes par les ondes émises**, ce sont des **zones d'ombre**. Dans ces zones, les objets sont difficilement détectables directement. En effet, le seul moyen d'y accéder est par la réflexion sur le fond, ce qui est cause de grandes pertes énergétiques. Ces zones sont **exploitées par les sous-marins pour se cacher.**

Aussi, on constate des **zones de convergence**, qui forment des **chenaux de propagation**. Les chenaux acoustiques sont en général repérables par des **minima de célérité des profils bathycélérimétriques**. Ils consistent en une zone de forte concentration d'énergie ondulatoire, obtenue par réfractions successives des ondes sur deux gradients constituant le chenal. Grâce à ce phénomène, les **pertes géométriques sont limitées**, et de **plus longues portées peuvent être obtenues.**

## 3 Transducteurs sous-marins

Les **transducteurs électroacoustiques** effectuent la transformation d'énergie électrique en énergie acoustiques et inversement. Le transducteur, aussi appelé hydrophone, est généralement constitué d'un **récepteur piézoélectrique**, qui convertit une variation de pression en une variation de tension électrique. On utilise les céramiques piezo-électriques autour de leur fréquences de résonance pour obtenir le meilleur rendement possible, mais un compromis doit être fait avec la largeur de la bande passante, pour avoir un spectre le plus large possible en fréquence. Enfin, les transducteurs sont très souvent **directifs**, c'est à dire qu'ils ont une direction privilégiée, afin de **mieux repérer les sons dans l'eau.**

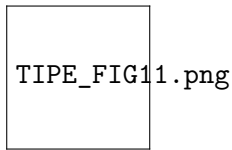


FIGURE 11 – Un hydrophone piézoélectrique

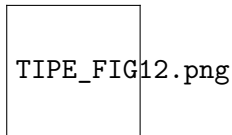


FIGURE 12 – Caractéristique de la réponse fréquentielle d'un transducteur en réception

## 4 Impulsion du signal

Enfin, différentes techniques d'impulsion peuvent être utilisées.

La plus courante consiste à envoyer une **impulsion de fréquence fixe** (ou encore **monochromatique**), "**ping**", à l'image de la modélisation simplifiée vue dans le **Deuxième partie**. On envoie une sinusoïde de fréquence  $f$  pendant une durée  $T$ , et on récupère simplement le signal à l'aide d'un filtre passe bande, puis le signal subit une quadrature avant d'être intégré pour obtenir la **position** de l'obstacle. Cette technique est la plus utilisée grâce à sa **simplicité**.

Sinon, certains transducteurs utilisent une **impulsion modulée en fréquence**, aussi nommée "**chirp**". Lors de l'émission, la fréquence du signal augmente continuellement, ce qui offre de plus grande possibilités de spectres de bandes passantes et une meilleure résolution du signal. Aussi, le gain est meilleur et donc la qualité globale est accrue. Cependant, ce signal est **plus difficile à traiter**.

# Conclusion

L'étude des ondes acoustiques aquatiques et de leurs usages est très complexe. Nous avons seulement dressé ici un portrait global des différents paramètres à prendre en compte. Comme le montre la dernière partie, les hypothèses ayant permis d'esquisser notre algorithme de traitement du signal sont très limitatives et des algorithmes bien plus complets pourraient être envisagés. La pléthore d'équations régissant le trajet des ondes acoustiques en milieu aquatique est difficile à intégrer dans un seul modèle, tant il y a d'interdépendances. Cela montre de plus que la recherche ne cessera probablement pas de si tôt dans ce domaine tant il est vaste et son étude détaillée récente.

**"Mais comment peut-on, dans le présent, décider de ce qui se passera pour la vérité dans l'avenir ? Nous faisons oeuvre de prophètes sans en avoir le don."**

*Le Zéro et l'Infini* (1940) de Arthur Koestler.