

Chapitre 2

Propagation des Ondes hertziennes

1. Spectre électromagnétique

Le spectre électromagnétique regroupe les ondes électromagnétiques en fonction de leur longueur d'onde λ qui peut aller de milliers de Km à des fractions de picomètre. Nous avons sur la figure 1 l'ensemble du spectre électromagnétique dans l'ordre.

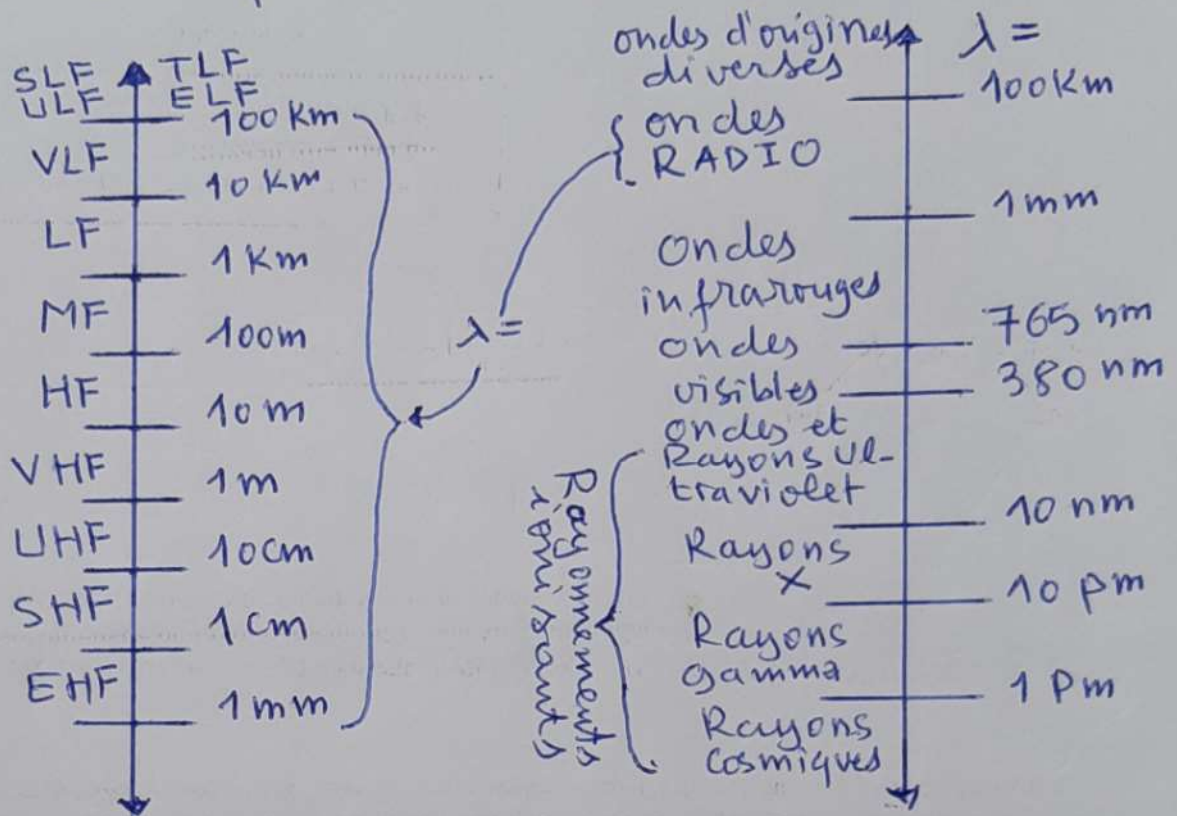


Figure 1. Spectre électromagnétique.

9.1 Ondes hertziennes

Ce sont les ondes radioélectriques. Elles sont le résultat de la génération d'un rayonnement électromagnétique par un déplacement alternatif de charges dans un milieu conducteur. Loin des sources, l'onde hertzienne est une onde plane, c'est-à-dire que l'énergie qu'elle transporte est contenue dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Par ailleurs,

ses propriétés électriques et magnétiques sont portées par deux vecteurs en quadrature dans le plan d'onde.

3. Réflexion de l'onde hertzienne

Si l'onde arrive tangentielllement à un plan conducteur parfait, elle chemine le long du plan qui devient un guide d'onde. Il y'a réflexion de l'onde pour toutes les autres positions du plan Conducteur. Lors de la réflexion, le vecteur \vec{E} inverse sa direction et le vecteur \vec{H} la garde (ainsi le vecteur de Poynting change sa direction). La direction de réflexion est symétrique de la direction d'arrivée par rapport à un plan perpendiculaire au plan de réflexion. Si l'arrivée se fait dans le plan (plan de l'onde parallèle au plan de réflexion), la direction de retour est l'inverse de celle de l'aller. La combinaison de l'onde aller avec l'onde retour forme alors des ondes stationnaires.

4. Les multi-trajets

On parle de multitrajets lorsqu'au point de réception l'onde émise arrive par des trajets différents suite à des réflexions. Le multi-trajets est à l'origine du fading à la réception. Nous étudierons les cas de deux trajets qui occasionnent un fading maximum.

4.1 Onde d'espace et onde réfléchie par le sol

Ce cas se rencontre en pratique pour les ondes VHF et supérieures. Le problème et ses conséquences sont montrés dans la figure 2.

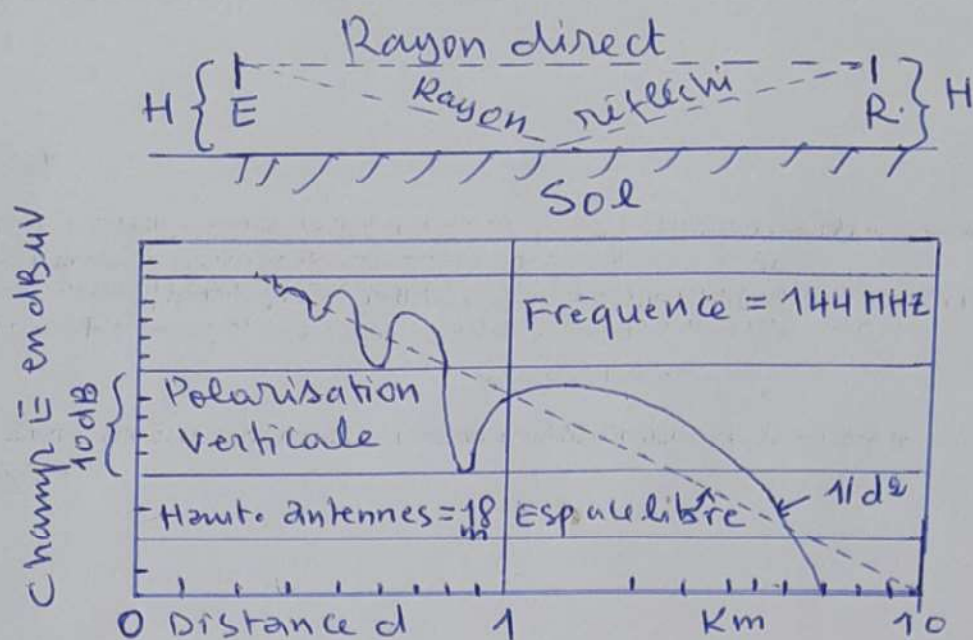


Figure 2 Onde d'espace et Onde réfléchi.

Pour éviter les évanouissement en fonction de la distance, il faut monter les antennes émission et réception de façon que le premier ellipsoïde de Fresnel soit dégagé du sol. La hauteur diminue quand la fréquence augmente.

4.2. Onde d'espace et onde réfléchi par l'ionosphère

Ce cas se rencontre pour la bande MF en propagation nocturne, lorsque la réflexion de l'onde est possible dans la couche E car la couche D a disparu (Voir figure 3).

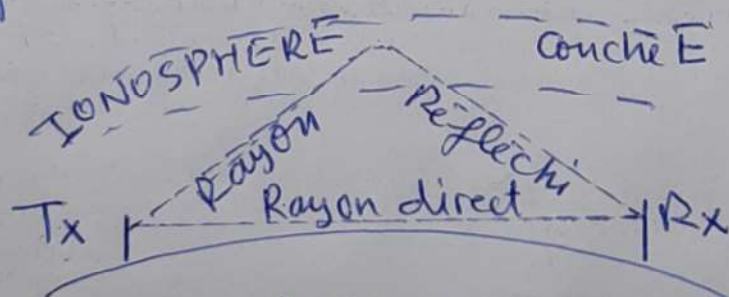


Figure 3. Réflexion par l'ionosphère

La combinaison des deux ondes entraîne un fading lié à l'évolution de la couche E. La parade consiste à utiliser une antenne émission directive dans le

plan V (antenne dite "anti-fading").

4.3. Deux réflexions dans l'ionosphère

Ce cas se rencontre quand la réflexion est faite dans la Couche F (10-30 MHz). Les propriétés de la Couche F font qu'il y a deux hauteurs de réflexion possibles pour une même distance. La réflexion du bas est dite "rayon bas" et c'est elle qui subit en général le moins d'atténuation. Celle du haut est dite "rayon de Pedersen" et peut dans certains cas (fréquence, géographie, polarisation des antennes) avoir une atténuation comparable à celle du bas (Voir Figure 4).

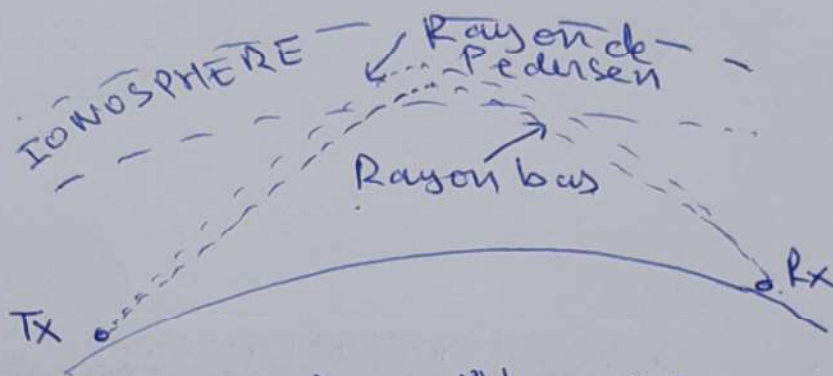


Figure 5. Rayon^{bas} et Rayon de Pedersen. dans une propagation ionosphérique.

L'interférence entre les deux rayons entraîne un fading lié à l'évolution de la Couche F.

4.4. Deux réflexions de l'onde d'espace

Ce cas se rencontre en VHF et UHF, lorsque l'émetteur et/ou le récepteur sont mobiles. Il est montré sur la figure 5.

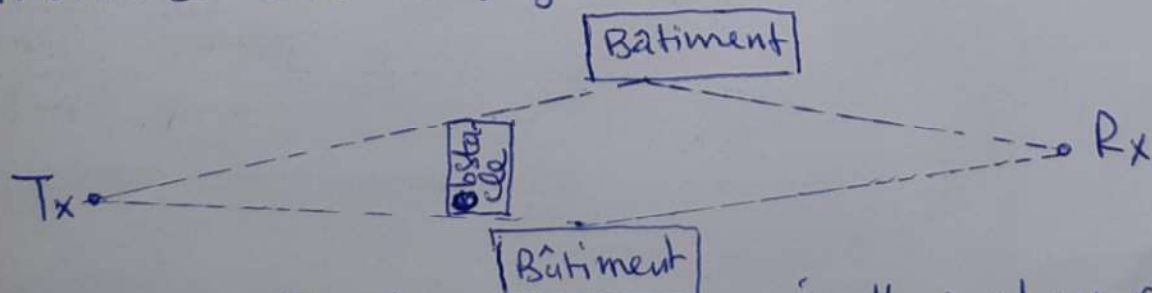


Figure 5. Fading dû à un émetteur et un récepteur mobiles.

L'interférence entre les deux arrivées entraîne un fading dont la rapidité est liée à la vitesse relative entre l'émetteur et le récepteur.

Fading de Rayleigh.

Pour les VHF et au dessus, dans un environnement urbain où l'on rencontre beaucoup de surfaces réfléchissantes de dimensions grandes devant la longueur d'onde, et pour un mobile, il se produit des évanouissements (fading) liés aux ondes stationnaires et aux multi trajets de type 1 et 4. La combinaison de toutes ces causes amène des fluctuations du signal reçu qui dépendent de la fréquence et de l'environnement de propagation (urbain, suburbain, campagne). C'est le fading de Rayleigh. Il oblige à prendre une marge de puissance dans les calculs des bilans de liaison. Par exemple, elle est de 30 dB pour le GSM en ville.

5. La réfraction atmosphérique

5.1. L'horizon radioélectrique

La variation de l'indice de réfraction avec l'altitude cause la courbure des ondes électromagnétiques dans l'atmosphère. Si l'atmosphère était homogène, les ondes (rayons) vont se propager selon des lignes droites et l'horizon optique et l'horizon radioélectrique se confondent. Le taux de variation de l'indice de réfraction avec l'altitude peut être considéré comme étant constant dans le 1^{er} km au dessus de la mer. Cela a pour effet d'augmenter la distance apparente à l'horizon en infléchissant les rayons horizontaux vers le bas. En remplaçant le modèle de la surface de la terre par un modèle dit de une terre fictive sphérique.

de rayon $4/3$ le rayon de la terre réelle, (pour une atmosphère standard), les rayons courbes deviennent des lignes droites.

• Rayon de la terre équivalent

Le rayon de la terre et le taux de variation de l'indice de réfraction (le gradient d'indice), peuvent être utilisés pour déterminer le rayon équivalent de la terre en se basant sur les conditions locales.

$$r_{eq} = \frac{1}{\frac{1}{r} + \frac{dn}{dh}} \quad \text{--- (1)}$$

r : le rayon de la terre réelle.

L'indice de réfraction peut être exprimé par:

$$n = (1 + N \times 10^{-6}) \quad \text{--- (2)}$$

où N est nommée la réfractivité (le coindice) et est donnée par:

$$N = \frac{77.6}{T} \left(P + \frac{4810}{T} e \right) \text{ unité } N \quad \text{--- (3)}$$

P : la pression totale (en mb)

e : Pression de la vapeur d'eau (en mb).

T : Température absolue.

En utilisant les valeurs typiques de l'atmosphère standard: $P = 1000 \text{ mb}$; $e = 10 \text{ mb}$; $T = 290 \text{ K} \rightarrow$

$$N_s = 312$$

L'indice de réfraction est approximativement 1 au niveau de la mer et il varie exponentiellement avec l'altitude comme suit:

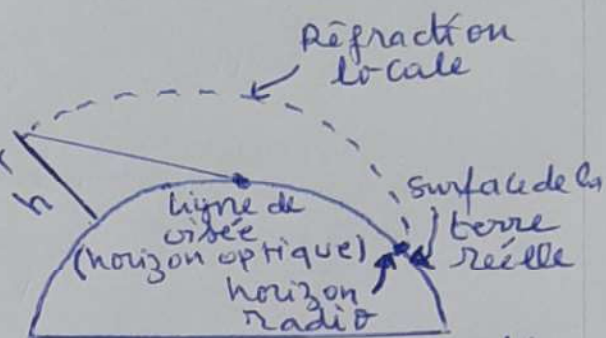


Figure 6. Effet de la réfraction atmosphérique sur la distance à l'horizon.

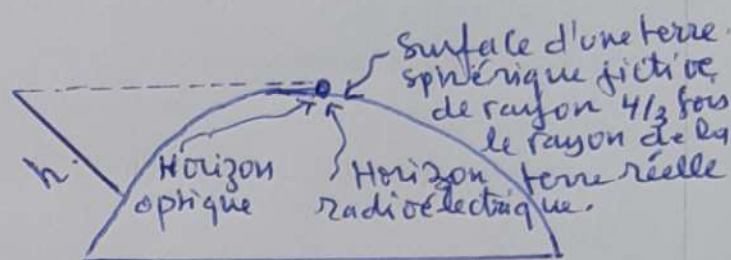


Figure 7. Horizon radio équivalent avec le modèle de $4/3$ le rayon de la terre.

$$N = N_s e^{-h/H} \quad (4)$$

$H = 7 \text{ km}$ et h : l'altitude en km . \rightarrow

$$\frac{dn}{dh} = \frac{dN}{dh} \times 10^{-6} \quad (5) \quad [\text{unité } N/\text{km}]$$

En utilisant (4), on peut écrire:

$$\frac{dN}{dh} = -\frac{N_s}{H} e^{-h/H} \quad (6)$$

Pour les altitudes en dessous de 1 km , $\frac{dN}{dh}$ est bien approchée par sa valeur pour $h = 1 \text{ km}$.

Donc, pour $h < 1 \text{ km}$, l'expression qui donne le gradient de la réfractivité est donnée par:

$$\frac{dN}{dh} \approx -39 \text{ unité } N/\text{km} \quad (7)$$

En utilisant l'expression (7), on peut déterminer l'ajustement nécessaire pour avoir des rayons sous forme de lignes droites.

$$\frac{1}{r_{eq}} = \frac{1}{r} + \frac{dn}{dh} \quad (8)$$

Donc,
$$\frac{r}{r_{eq}} = \frac{1}{K} = 1 + r \cdot \frac{dn}{dh} \quad (9)$$

où r est le rayon de la terre $\approx 6370 \text{ km}$.

$$\frac{dn}{dh} = \frac{dN}{dh} \times 10^{-6} = -39 \times 10^{-6} \text{ km}^{-1} \rightarrow K = \frac{1}{1 + r \cdot \frac{dn}{dh}}$$

$$K = \frac{1}{1 + 6370(-39 \times 10^{-6})} \Rightarrow K = 4/3$$

Exemple

Trouver la distance à l'horizon radioléctrique à partir d'une tour de 50 m de hauteur installée 2 km au dessus de la mer. On donne les conditions atmosphériques au niveau de la mer:
 $P = 1100 \text{ mb}$, $e = 12 \text{ mb}$, $T = 260 \text{ K}$.

Solution

$$N_s = \frac{77,6}{T} \left(P + \frac{4810}{T} e \right) \rightarrow N_s = 394,56 \text{ unités N}$$

$$\frac{dN}{dh} = - \frac{N_s}{H} e^{-h/H} = -42,36 \text{ unités N/km.}$$

$$\frac{dn}{dh} = 10^{-6} \cdot \frac{dN}{dh} = -42,36 \times 10^{-6} \rightarrow K = \frac{1}{1 + r \frac{dn}{dh}}$$

$$K = 1,370. \quad d \approx \sqrt{2 r e q h} \rightarrow d \approx 25 \text{ km.}$$

6. Ondes en milieu aléatoire

La propagation d'une onde dans un milieu inhomogène est un problème complexe, dont l'étude passe par une modélisation stochastique du milieu et la détermination des échelles caractéristiques du problème.

• Milieu aléatoire

On modélise un milieu inhomogène. Comme une réalisation d'un milieu aléatoire. Cela veut dire que les évolutions des paramètres physiques du milieu en fonction de l'espace sont décrits par des processus aléatoires. La propagation des ondes dans un tel milieu est modélisée par une équation aux dérivées partielles à coefficients aléatoires.

• Echelles

Un point essentiel de l'étude consiste à appréhender les différentes échelles caractéristiques du problème, c'est-à-dire les distances typiques sur lesquelles varient les coefficients qui interviennent. Quand on pousse à la limite les rapports entre ces échelles, on peut obtenir un régime asymptotique remarquable. Ainsi le travail se décompose en trois tâches intimement liées. Tout d'abord vient la

phase de modélisation, puis des théorèmes limites entrent en jeu. Enfin on tente d'identifier la limite de la manière la plus simple possible, souvent à travers des lois de processus de diffusion.

6.1. Propagation d'ondes dans un milieu inhomogène.

On peut distinguer trois échelles de longueur dans un problème de propagation d'ondes en milieu aléatoire : La longueur d'onde λ (i.e. la largeur du support initial de l'onde), la distance de propagation L , et la taille des inhomogénéités l_c .

L'échelle L peut aussi être l'échelle des variations macroscopiques du milieu (ex. les couches géologiques en géophysique). L'identification de l_c n'est pas toujours facile, mais dans la modélisation stochastique on peut définir l_c précisément comme une longueur de corrélation.

Pour fixer les choses, nous allons étudier ici l'équation qui régit la propagation des ondes acoustiques en milieu uni-dimensionnel :

$$\frac{\partial^2 P(t, z)}{\partial t^2} - \frac{\partial \left[K(z) \rho^{-1}(z) \frac{\partial P(t, z)}{\partial z} \right]}{\partial z} = 0.$$

Une onde acoustique est caractérisée par un champ de pression P . Le milieu est caractérisé par deux paramètres : la densité ρ et le module d'incompressibilité K . Dans le cas d'un milieu homogène, les paramètres du milieu ρ et K sont constants. On est alors ramené à l'équation $\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = 0$, qui est

l'équation d'ondes standard avec la vitesse de propagation (ou vitesse du son) $c = \sqrt{1/\rho}$. La solution générale, connue sous le nom de solution de d'Alembert, est de la forme $P(t, z) = a(z - ct) + b(z + ct)$. Cela veut dire qu'une condition initiale arbitraire donne naissance à deux ondes, une qui se propage vers la droite (a), et une qui se propage vers la gauche (b) avec la vitesse c . En choisissant bien les conditions initiales, on peut générer une onde pure qui se propage vers la droite, sans déformation et à vitesse constante.

Dans un milieu inhomogène, les deux paramètres du milieu ρ et K sont fonction de la coordonnée spatiale z . Ceci change énormément la propagation d'une onde. La figure 8 est le résultat d'une simulation numérique de propagation d'une onde dans une couche de milieu aléatoire.

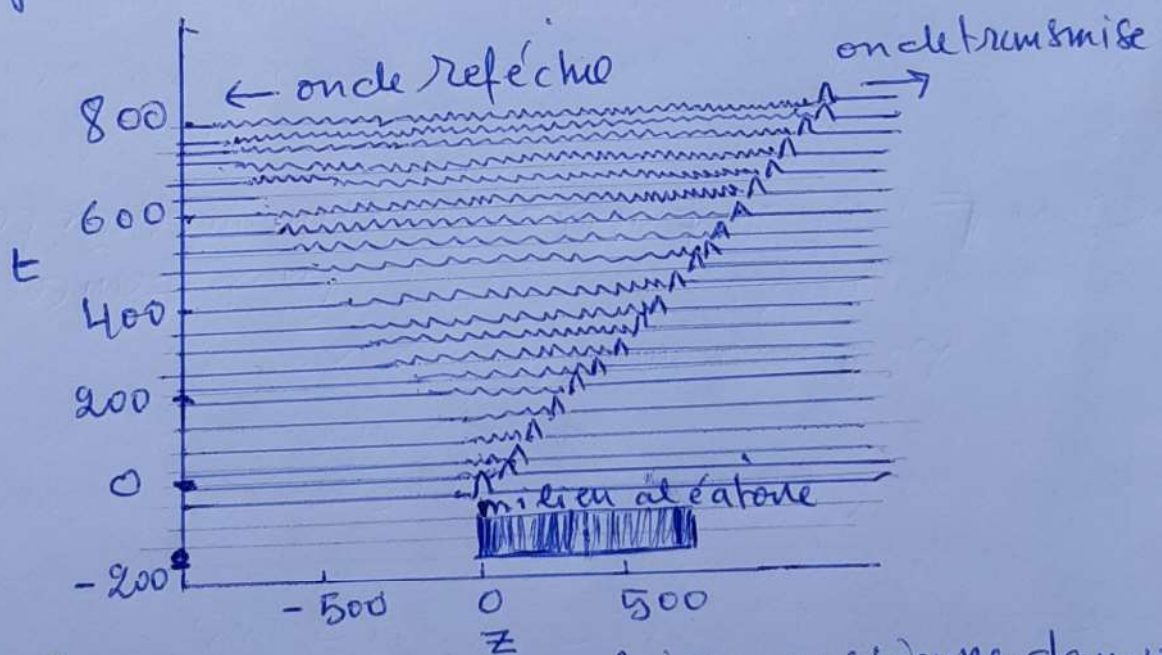


Figure 8. Propagation d'une impulsion gaussienne dans une couche aléatoire dans l'intervalle $[0, L]$, $L=600$. Le profil de densité est au bas, c'est une alternance de couches d'épaisseurs variables et de densité $1 \pm \delta\rho$, avec $\delta\rho$. Les Profils spatiaux du champ de pression sont dessinés par une suite d'instant multiples de 10 (la vitesse moyenne est 1).

A chaque instant, le tracé du signal montre qu'on peut distinguer deux parties :

- 1) un front cohérent, d'amplitude importante et de support étroit, qui garde plus au moins la forme de l'onde originale,
- 2) des ondes incohérentes (appelées coda engéophysique), de faible amplitude mais dont le support s'accroît au cours du temps, qui sont le résultat de l'interaction de l'onde avec les inhomogénéités du milieu.

6.2. Vitesse effective de propagation.

Lorsque les inhomogénéités sont de petite taille, i.e. $l_c \ll \lambda$, et la distance de propagation pas trop grande, i.e. $L \sim \lambda$, le front d'onde est nettement dominant et se propage comme s'il se trouvait dans un milieu homogène, caractérisé par des coefficients homogénéisés. En particulier le front se déplace à une vitesse constante, dont la valeur peut être obtenue par le théorème d'homogénéisation. L'onde se propage, ainsi, à une vitesse qui s'obtient par une procédure de moyennisation des paramètres du milieu aléatoire. Toute la difficulté réside dans le calcul des coefficients homogénéisés, et l'analyse montre que les bons coefficients sont $\bar{f} = E[f]$ et $\bar{K} = (E[K^{-1}])^{-1}$. Ainsi, la vitesse effective du front est $\bar{c} = \sqrt{\bar{K}/\bar{f}}$.

Exemple

Des bulles d'air dans de l'eau. L'eau et l'air sont caractérisés par les paramètres suivants:

$$\rho_a = 1,2 \times 10^3 \text{ g/m}^3, K_a = 1,4 \times 10^8 \text{ g/s}^2/\text{m}, c_a = 340 \text{ m/s}$$

$$\rho_e = 1,0 \times 10^6 \text{ g/m}^3, K_e = 2,0 \times 10^{10} \text{ g/s}^2/\text{m}, c_e = 1425 \text{ m/s}.$$

Considérons un son audible, de longueur d'onde typique d'ordre 10 cm - 100 m. Les bulles d'air étant beaucoup plus petites, le résultat d'homogénéisation peut être appliqué. Si la proportion volumique d'air dans l'eau est ϕ , alors les coefficients homogénéisés sont:

$$\bar{\rho} = E[\rho] = \phi \rho_a + (1-\phi) \rho_e = \begin{cases} 9,9 \times 10^5 \text{ g/m}^3 & \text{si } \phi = 1\% \\ 9 \times 10^5 \text{ g/m}^3 & \text{si } \phi = 10\% \end{cases}$$

$$\bar{K} = (E[K^{-1}])^{-1} = \left(\frac{\phi}{K_a} + \frac{1-\phi}{K_e} \right)^{-1} = \begin{cases} 1,4 \times 10^{10} \text{ g/s}^2/\text{m} & \text{si } \phi = 1\% \\ 1,4 \times 10^9 \text{ g/s}^2/\text{m} & \text{si } \phi = 10\% \end{cases}$$

En conséquence, $\bar{c} = 120 \text{ m/s}$ si $\phi = 1\%$ et $\bar{c} = 37 \text{ m/s}$ si $\phi = 10\%$.

6.3. Propagation du front cohérent

Le résultat d'homogénéisation prédit que le front cohérent se propage à la vitesse constante \bar{c} et sans déformation. Ce résultat néglige les petites ondes incohérentes qui sont générées au fur et à mesure de la propagation, ce qui est valable tant que la distance de propagation reste de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde typique $L \sim \lambda$. Pour des distances de propagation plus grandes, $L \gg \lambda$, l'émission de

Ces ondes incohérentes ne peut plus être négligée dans l'analyse de la dynamique du front. On change alors de régime, et on utilise des résultats d'approximation - diffusion. Après une distance de propagation L telle que $l_c \ll \lambda \leq L$ et $L l_c \sim \lambda^2$, le profil temporel du front est de la forme

$$K_L * f(t - T_L) \quad \text{--- (1)}$$

- T_L est un retard temporel aléatoire qui suit une loi gaussienne de moyenne L/\bar{c} et de variance $E[T_L^2] = \alpha_1 L$ où α_1 est proportionnel à la longueur de corrélation l_c du milieu et ne dépend que de la fonction de covariance du milieu (statistique à deux points). On peut voir sur la figure 9a qu'effectivement, deux réalisations différentes du milieu donnent lieu à deux fronts qui sont décalés temporellement.
- K_L est un noyau de convolution gaussien déterministe :

$$K_L(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_L^2}} \exp\left(-\frac{t^2}{2D_L^2}\right) \quad \text{--- (2)}$$

où $D_L = \alpha_2 L$ est proportionnel à la longueur de corrélation l_c du milieu. Ainsi la forme du front cohérent ne dépend pas de la réalisation du milieu, mais seulement de sa statistique. On peut vérifier sur la figure 9b qu'effectivement, la forme du front est parfaitement prédite par la formule (1).

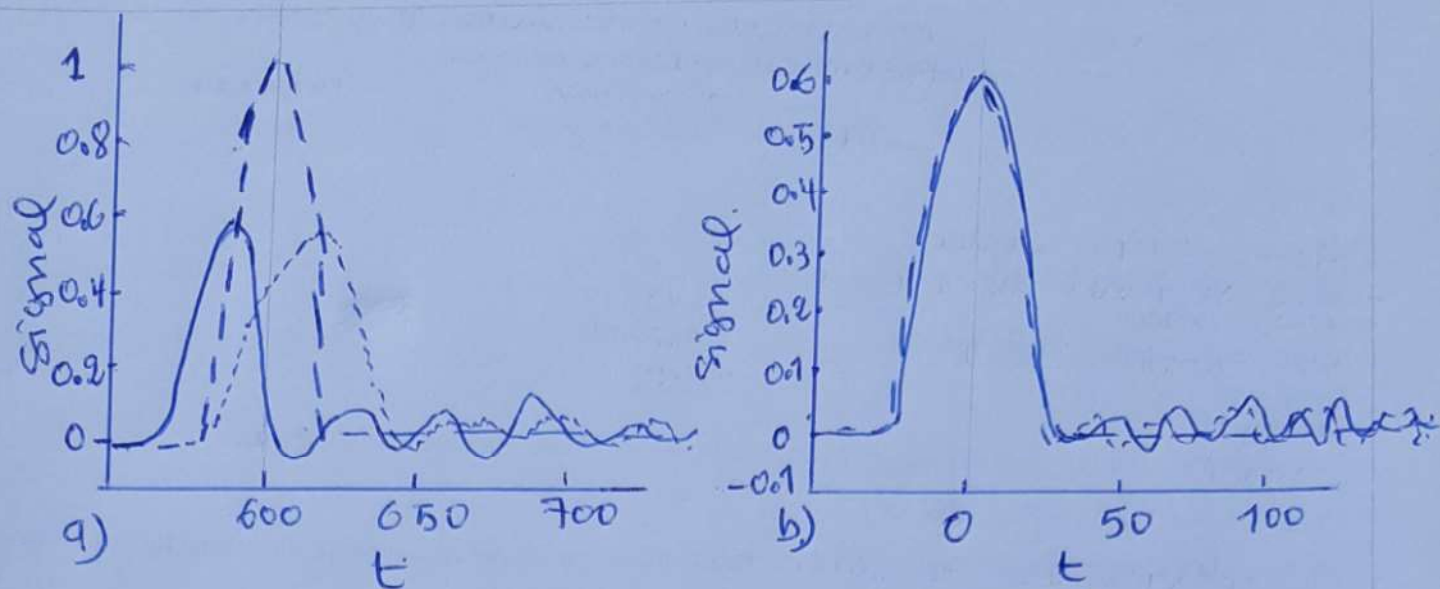


Figure 9. Répétition de la simulation de propagation de la figure 8 avec deux réalisations différentes du milieu. Sur la figure a, on dessine les signaux temporels obtenus à la sortie de la Couche en $z = L (= 600)$. Sur la figure b, après translation temporelle des signaux, on compare les fronts cohérents obtenus avec la formule théorique (1).