HAL
open science

Observation d'ondes de surface dans des simulations temporelles de propagation acoustique à longue distance

Didier Dragna, Philippe Blanc-Benon, Franck Poisson

To cite this version:

Didier Dragna, Philippe Blanc-Benon, Franck Poisson. Observation d'ondes de surface dans des simulations temporelles de propagation acoustique à longue distance. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. hal-00542877

HAL Id: hal-00542877

https://hal.science/hal-00542877

Submitted on 3 Dec 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

10ème **C**ongrès **F**rançais d'**A**coustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Observation d'ondes de surface dans des simulations temporelles de propagation acoustique à longue distance

Didier Dragna[1], Philippe Blanc-Benon[1], Franck Poisson[2]

[1] Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509 École Centrale de Lyon, 69134 Ecully Cedex,

didier.dragna@ec-lyon.fr

[2] SNCF, Direction de l'Innovation et de la Recherche, 75379 Paris Cedex

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est un outil précis et performant pour résoudre les équations d'Euler linéarisées qui gouvernent la propagation acoustique à longue distance. Celle-ci permet de prendre en compte précisément les fluctuations locales de vent et de température et aussi des topographies complexes. Le principal problème des méthodes temporelles est la modélisation d'un sol impédant défini, de façon classique, dans le domaine fréquentiel. Récemment, une condition limite dans le domaine temporel (CLIT) a été proposée [1] et permet de prendre en compte précisément l'effet de sol. De plus, l'utilisation de cette CLIT est particulièrement efficace du point de vue numérique. Cette CLIT a été implémentée dans un code FDTD utilisant les méthodes développées dans la communauté de l'aéroacoustique numérique.
Avec ce code, la propagation d'un pulse gaussien au dessus d'un sol impédant sera considérée pour une géométrie bi-dimensionnelle sur une distance de propagation de 500 m avec une résolution jusqu'à des fréquences de l'ordre de 1200 Hz. Les résultats obtenus seront comparés dans le domaine temporel avec une solution analytique. Des ondes de surface se propageant près du sol sont obtenues dans les simulations numériques. Il sera montré que leur formes d'onde et leur amplitudes dépendent fortement du modèle d'impédance choisi.

1 Introduction

La propagation du son en milieu extérieur est régie par de nombreux phénomènes complexes. Ceux-ci peuvent être rangés en deux grandes catégories, d'une part, les effets atmosphériques avec principalement la réfraction due aux profils verticaux de vent et de température, l'absorption moléculaire et la diffusion par les structures turbulentes et d'autre part les effets de frontière qui peuvent être dus à l'impédance des sols et à la topographie. De plus, dans le cas d'applications ferroviaires, la source est aussi complexe : dans le cas du TGV, elle est large bande jusqu'à environ 5000 Hz, étendue et en mouvement (360 km/h). Les méthodes de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel permettent de prendre en compte de façon précise tous ces phénomènes et deviennent de plus en plus populaires [2, 3, 4]. Une des principales difficultés est la prise en compte d'une impédance, dont les différents modèles sont définis dans le domaine fréquentiel. Différentes méthodes ont été développées dans la littérature : certains auteurs choissisent ainsi de modéliser dans leur code de calcul la couche de sol [2] alors que d'autres ont proposé des conditions limites d'impédance dans le domaine temporel (CLIT). Une CLIT récemment developpée par Cotté *et al.* [1] est implémentée ici.

Dans cet article, on se propose d'étudier la propagation d'ondes acoustique à partir d'un pulse gaussien de pression sur un sol impédant sur une distance de 500 m. Trois modèles d'impédance qui sont classiquement utilisés en propagation acoustique extérieure et qui présentent des caractéristiques différentes sont ici considérés. Au niveau du sol, la contribution majeure à la pression obtenue pour deux de ces modèles est une onde basse fréquence. Une comparaison est réalisée avec une solution analytique et montre que cette onde correspond à l'onde de surface.

2 Simulations temporelles

2.1 Description du code

Les équations d'Euler linéarisées (LEE) sont ici résolues en deux dimensions en utilisant des schémas aux différences finies optimisés développés par la communautée de l'aéroacoustique numérique. Les schémas aux différences finies et de filtrage optimisés sur 11 points sont utilisés respectivement pour les dérivations spatiales et pour le fitrage des oscillations maille à maille. Pour les points intérieurs, les schémas aux différences finies d'ordre quatre de Bogey et Bailly [5] et de filtrage sélectifs d'ordre six sont utilisés. Pour les points situés à moins de 5 points du bord du domaine, des schémas décentrés sont utilisés. Le coefficient de filtrage est choisi à 0.2 pour tous les filtres sauf pour celui totalement décentré où un coefficient de 0.01 est appliqué. Enfin, l'intégration temporelle est réalisée par un algorithme de Runge-Kutta à 6 sous étapes [6]. Au niveau du sol, la CLIT développée par Cotté *et al.* [1] est utilisée. Aux autres frontières, une condition limite

de rayonnement est appliquée.

Le domaine de calcul considéré a une taille de 500 m selon x et 100 m selon z avec un pas de maillage constant dans les deux directions $\Delta x = 0.05$ m. Il y a ainsi 22 millions de points. Le nombre de Courant-Friedrich-Levy (CFL) défini par CFL= $c_0 \Delta t / \Delta x$ est fixé à 1 avec c_0 la vitesse du son dans l'air prise à 340 m/s. 11 000 itérations temporelles sont nécessaires pour que le pulse de pression quitte le domaine de simulation. On considèrera par la suite une atmosphère homogène avec la masse volumique de l'air $\rho_0 = 1.22$ kg/m^3.

2.2 Source

Dans les simulations présentées, on utilisera une impulsion de pression à support gaussien :

$$p(x, z, t = 0) = S_0 \exp\left(-\ln 2 \frac{x^2 + (z - z_S)^2}{B_x^2}\right) \quad (1)$$

où z_S est la hauteur de la source, S_0 un paramètre fixé à 1 Pa et où la demi-largeur de la gaussienne B_x est égale à $5\Delta x$. La pression acoustique sera ensuite normalisée par ce paramètre S_0.

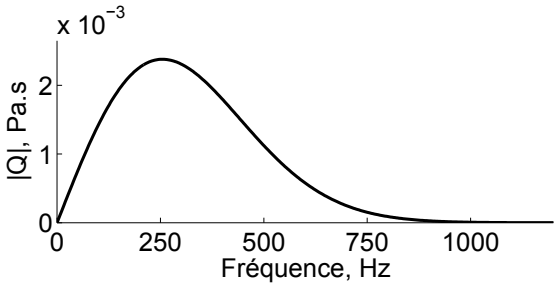


Figure 1: Valeur absolue de la puissance équivalente d'un point source en fonction de la fréquence.

Cette source est équivalente à un monopole qui a une puissance de source $Q(\omega)$. En effet, la solution analytique de propagation acoustique en champ libre du pulse à support gaussien s'écrit comme le produit de la fonction de Green par un facteur, noté $Q(\omega)$, qui ne dépend pas de la distance à la source. Ce terme est donné par :

$$Q(\omega) = S_0 \frac{\pi B^2}{c_0} i k_0 \exp\left(-\frac{k_0 B^2}{4}\right) \quad (2)$$

où ω est la pulsation, k_0 le nombre d'ondes acoustique et $B^2 = B_x^2 / \ln 2$. On a tracé sur la figure 1 la valeur absolue de Q en fonction de la fréquence. Cette source a donc un contenu large bande jusqu'à environ 800 Hz (-30 dB par rapport au maximum de $|Q(\omega)|$). Dans les simulations numériques, elle est placée en $x = 0$ et on choisit $z_S = 2$ m.

2.3 Modèles d'impédance

Les modèles d'impédance sont définis classiquement dans le domaine fréquentiel avec l'équation :

$$P(\omega) = Z(\omega) V_n(\omega), \quad (3)$$

où $V_n(\omega)$ et $P(\omega)$ sont respectivement la vitesse acoustique normale à la surface et la pression à l'interface air-sol et $Z(\omega)$ représente l'impédance. Pour pouvoir utiliser ces modèles dans le domaine temporel, une convolution, coûteuse en temps de calcul et en espace mémoire, va donc être nécessaire. Pour s'affranchir de cela, on utilise ici une méthode récemment proposée ; l'impédance est approximée dans le domaine fréquentiel par une fraction rationnelle du type :

$$Z(\omega) \approx \sum_{k=0}^{N} \frac{A_k}{\lambda_k - i\omega} \quad (4)$$

où les λ_k sont les pôles, A_k des coefficients correspondants et N le nombre de pôles. Une méthode de convolution récursive, efficace numériquement, peut alors être utilisée [7]. Différentes méthodes pour obtenir les coefficients sont décrites dans Cotté *et al.* [1]. On utilisera ici trois modèles d'impédance différents :

- le modèle de Zwikker et Kosten modifié [8] :

$$Z_{ZK} = Z_\infty \left(1 + \frac{\mu_{ZK}}{-i\omega}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

  avec $Z_\infty = \frac{\rho_0 c_0 q}{\Omega}$ et $\mu_{ZK} = \frac{\sigma_0 \Omega}{\rho_0 q^2 \gamma}$ où q est la tortuosité, Ω la porosité et σ_0 la résistivité au passage de l'air. On choisit le jeu de coefficient suivant, noté ZW, pour le modèle : q=1, $\Omega = 0.8$ et $\sigma_0 = 10$ kPa.s.m^{-2} qui peut modéliser un sol semi-infini de type neigeux.

- le modèle de Miki à un paramètre [9] :

$$Z_M = \rho_0 c_0 \left(1 + \frac{\mu}{(-i\omega)^{0.632}}\right), \quad (6)$$

  avec $\mu = 0.1279(2\pi\sigma_e)^{0.632}$ et σ_e la résistivité effective au passage de l'air. On prend ici $\sigma_e = 100$ kPa.s.m^{-2} ce qui est une bonne modélisation d'un sol herbeux. On notera M1 ce modèle.

- le modèle de Miki à deux paramètres [9, 10] :

$$Z_{Me} = Z_M \coth\left[\frac{e}{c_0}\left(-i\omega + \mu_e(-i\omega)^{0.382}\right)\right], \quad (7)$$

  avec $\mu_e = 0.193(2\pi\sigma_e)^{0.618}$ et e l'épaisseur équivalente. On choisit $e = 0.1$ m et $\sigma_e = 10$ kPa.s.m^{-2}. Physiquement, ce modèle peut représenter une couche de neige d'épaisseur e sur un support rigide semi-infini. Il est noté M2 par la suite.

Les coefficients de l'approximation de l'équation 4 sont calculés avec une méthode d'optimisation dans le domaine fréquentiel avec $N = 5$ sur la bande de fréquence comprise entre 50 Hz et 1200 Hz. On a tracé sur la figure 2 les parties réelles et imaginaires des trois modèles d'impédance normalisée et leurs approximations. On peut voir que sur la bande de fréquence considérée, on obtient une très bonne approximation.

Enfin, on trace sur la figure 3, l'argument des différents modèles d'impédance en fonction de la fréquence. Ce paramètre permet d'évaluer la contribution relative de l'onde de surface : en effet, il apparait que l'amplitude de l'onde de surface par rapport

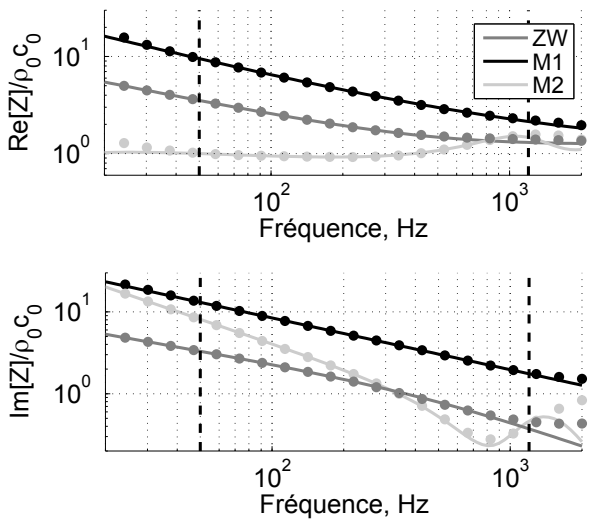


Figure 2: Parties réelles et imaginaires des impédances normalisées (en trait plein) et de leurs approximations (en points). Les deux lignes verticales en tiret délimitent la bande fréquentielle sur laquelle a été réalisée l'approximation.

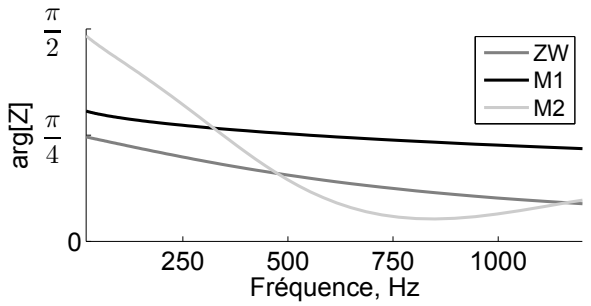


Figure 3: Argument des trois modèles d'impédance en fonction de la fréquence.

au champ total est importante pour des arguments du modèle d'impédance élevés [11]. Avec les modèles choisis qui ont une partie réelle et une partie imaginaire positives, cet argument prend des valeurs comprises entre 0 et $\pi/2$. Il est à noter que le modèle ZW a l'argument le plus faible. L'argument du modèle M2 prend des valeurs proches de $\pi/2$ pour des fréquences faibles.

3 Résultats

3.1 Formes d'ondes $p(t)$

On a représenté sur la figure 4 les formes d'ondes de la pression $p(t)$ pour une colonne de récepteurs située à $x = 500$ m avec des hauteurs allant de 0 à 40 m et pour les trois modèles d'impédance. On peut tout d'abord observer que la première arrivée correspond dans les trois cas à la même onde directe ; une seconde arrivée suit et correspond à l'onde réfléchie. Celle-ci dépend du modèle d'impédance. Enfin, les formes d'ondes au niveau du sol sont très différentes : alors que les durées des ondes directes et des ondes réfléchies sont courtes, au niveau du sol, on obtient une onde qui oscille en fonction du temps, notamment pour le cas M2, où la décroissance des oscillations avec le temps est faible.

Sur la figure 5, on a tracé les niveaux de pression ΔL définis par $\Delta L = 20\log(\hat{p}/\hat{p}_{ref})$ avec la pression de référence $\hat{p}_{ref} = 2.10^{-5}$ Pa. On remarque ainsi sur les spectres, pour des récepteurs proches du sol, qu'il ne reste que des composantes basses fréquences qui dépendent fortement du modèle d'impédance. Ainsi, pour le modèle ZW, au delà de 30 Hz, les composantes de la pression sont pratiquement nulles alors que pour M1 cette limite est autour de 100 Hz. Enfin, l'amplitude de la composante basse fréquence dépend aussi du modèle d'impédance ; elle est plus grande pour le modèle M2 et est la plus faible pour le modèle ZW. Dans la suite, on va montrer que cette composante correspond à l'onde de surface.

3.2 Onde de surface

L'onde de surface est une contribution distincte de la propagation acoustique au-dessus d'un sol impédant. Elle correspond à une onde se propageant parallèlement à l'interface air-sol dont l'amplitude décroit exponentiellement avec la hauteur. Elle décroit moins vite avec la distance que les ondes directes et réfléchies si bien qu'à longue distance et pour des incidences rasantes, elle peut devenir la contribution majeure à la pression.

Une interprétation intéressante provient de l'expansion modale proposée par Waxler [12] : l'onde de surface correspond au premier mode de propagation. La formule pour l'onde de surface peut ainsi être obtenue en 2D pour une atmosphère homogène et pour une source monopolaire d'amplitude unitaire avec cette théorie :

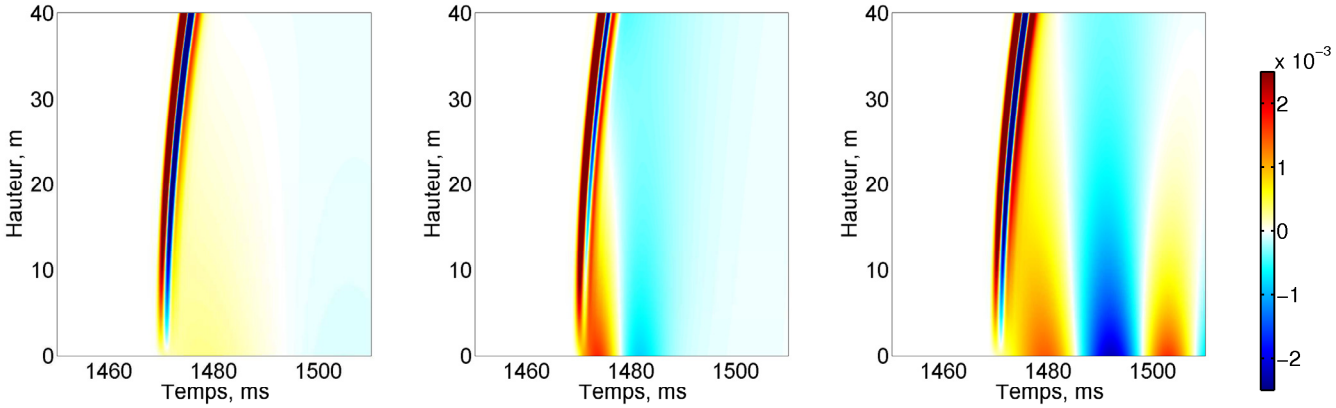
$$\hat{p}_S(x,z,\omega) = \frac{k_S}{\sqrt{k_0^2 - k_S^2}}\, e^{i\sqrt{k_0^2-k_S^2}x} e^{-ik_S(z+z_S)}, \quad (8)$$

où $k_S = k_0\beta$ est le nombre d'ondes vertical de l'onde de surface avec β l'admittance normalisée donnée par $\beta = \rho_0 c_0/Z$. Dans le domaine temporel, on a alors dans notre cas l'onde de surface avec l'équation :

$$p_S(x,z,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} Q(\omega)\hat{p}_S(x,z,\omega)e^{-i\omega t}d\omega, \quad (9)$$

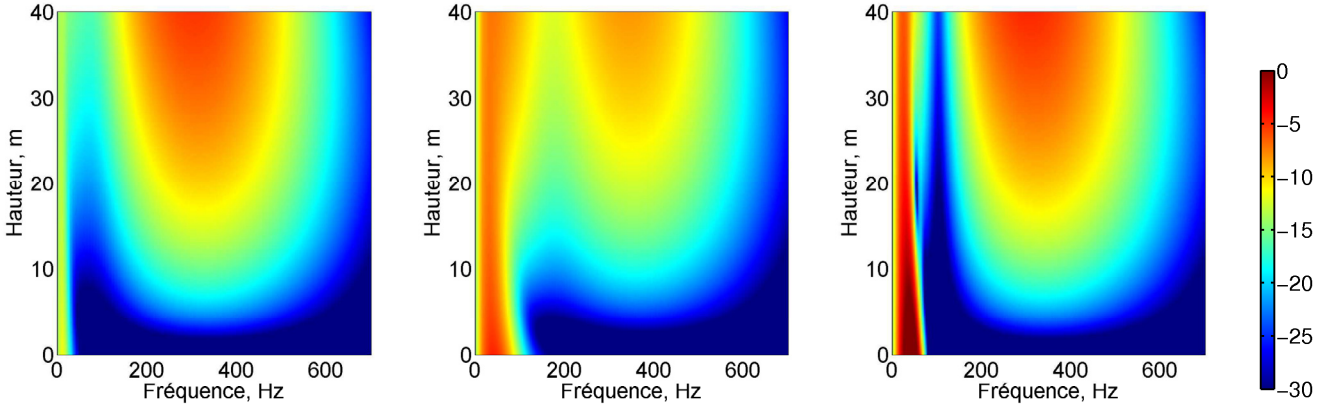
avec $Q(\omega)$ donné par l'équation 2 et qui peut être calculée efficacement avec une transformée de Fourier discrète.

On a tracé sur la figure 6 les formes d'ondes obtenues analytiquement pour l'onde de surface pour les différents modèles d'impédance. On retrouve bien dans les différents cas les formes d'ondes que l'on observait au niveau du sol (voir la figure 4), notamment les oscillations. On peut aussi noter que la présence de l'onde de surface semble plus importante lorsque l'argument de l'impédance est le plus grand. Ainsi les oscillations importantes obtenues pour le modèle M2 et celles très faibles obtenues avec le modèle ZW sont en accord avec la figure 3. Enfin, on peut remarquer qu'une partie de l'onde de surface n'est pas causale : en effet, dans les différents cas, on observe que l'onde de surface n'est pas nulle avant l'arrivée de l'onde directe, c'est-à-dire que cette onde va plus vite que la vitesse du son. Cette propriété est classique pour les ondes de surface [13].



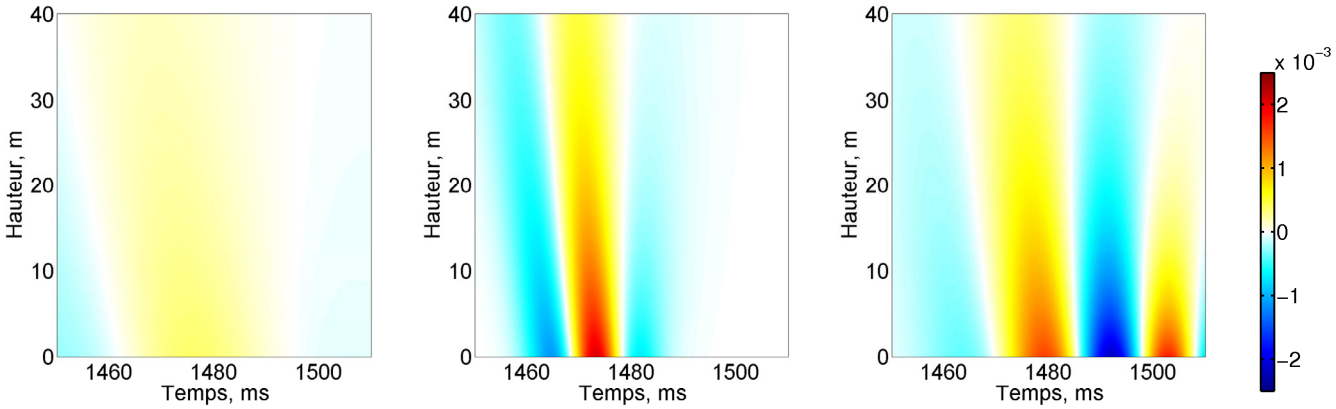
(a) ZW (b) M1 (c) M2

Figure 4: Formes d'ondes de la pression normalisée obtenues pour une colonne de récepteurs située à $x = 500$ m de la source et pour les trois modèles d'impédance. L'échelle de couleur, à droite, indique les valeurs prises par la pression.



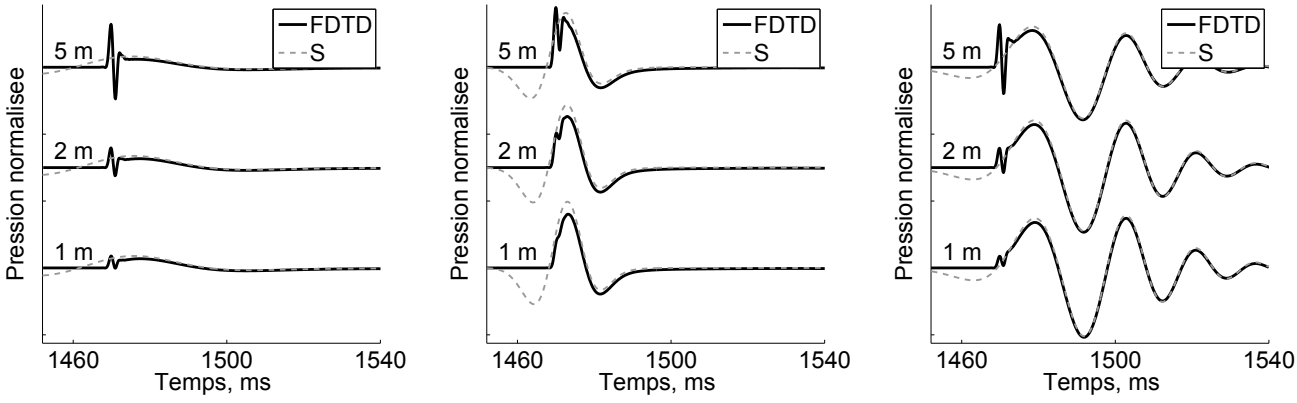
(a) ZW (b) M1 (c) M2

Figure 5: Niveaux de pression acoustique en dB obtenus pour une colonne de récepteurs située à $x = 500$ m de la source et pour les trois modèles d'impédance. L'échelle de couleur choisie est représentée à droite.



(a) ZW (b) M1 (c) M2

Figure 6: Formes d'ondes obtenues analytiquement pour les ondes de surface avec les différents modèles d'impédance. L'échelle de couleur, à droite, indique les valeurs prises par la pression.



(a) ZW (b) M1 (c) M2

Figure 7: Comparaison entre les formes d'ondes numérique (en trait plein) et la forme d'onde de l'onde de surface obtenue analytiquement (en tiret) pour les différents modèles d'impédance pour trois hauteurs de récepteurs.

Cependant, cette partie de l'onde n'apparait pas dans les calculs numériques : en effet, elle est annulée par l'onde réfléchie.

3.3 Comparaison avec la solution analytique

Dans cette partie, on compare les formes d'ondes obtenues numériquement avec celle de l'onde de surface calculée analytiquement. Sur la figure 7, on a tracé ces deux formes d'ondes pour des récepteurs à $x = 500$ m et à des hauteurs de 1 m, 2 m et 5 m. On peut ainsi voir dans les trois cas que l'onde de surface correspond bien à la queue du signal. On retrouve aussi le fait qu'une partie de l'onde de surface n'est pas causale. Enfin, on remarque que dans les cas M1 et M2, l'onde de surface est la contribution majeure au niveau du sol ; pour le cas ZW, cela est moins clair puisque l'amplitude de l'onde de surface est très faible.

4 Conclusion

Dans cet article, une simulation de propagation acoustique en milieu extérieur sur une distance de 500 m a été étudiée. Des ondes de surfaces qui sont liées à l'impédance du sol ont été observées. Il a ainsi été montré que, pour les différents modèles d'impédance considérés, la queue du signal de pression basse fréquence correspondait à l'onde de surface. On a aussi pu voir que l'onde de surface présentait une partie non-causale qui n'apparait pas dans les résultats des simulations numériques. Enfin, la forme et l'amplitude de cette onde de surface dépendent de façon importante du modèle d'impédance choisi. Par la suite, il sera intéressant d'étudier la propagation d'ondes de surface dans le cas de géométries présentant des topographies complexes. En effet, ces ondes de surface existent aussi dans les zones d'ombre acoustique. On pourrait ainsi étudier leur contribution et comparer leur influence avec celle des autres ondes .

Remerciements

Cette étude a été réalisée dans le cadre d'une thèse BDI cofinancée par la SNCF et le CNRS. Ces travaux ont aussi bénéficié d'un accès aux moyens de calcul de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2010-022203 attribuée par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

References

[1] Cotté B., Blanc-Benon Ph., Bogey C., Poisson F., "Time-domain impedance boundary conditions for simulation of outdoor sound propagation", *AIAA J.* 47 (10), 2391-2403 (2009).

[2] Salomons E.M., Blumrich R., Heimann D., "Eulerian time-domain model for sound propagation over a finite-impedance ground surface. Comparison with frequency-domain models", *Acta Acustica united with Acustica* 88, 483-492 (2002).

[3] Hornikx M., "Numerical modelling of sound propagation to closed urban courtyards", Doctoral Thesis, Chalmers University of Technology (2009).

[4] Guillaume G., "Use of the transmission line matrix method for the sound propagation modelling in open-space", 13th Long Range Sound Propagation Symposium, Lyon (2008), http://www.olemiss.edu/depts/ncpa/LRSP.htm.

[5] Bogey C., Bailly C., "A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations", *J. Comp. Phys.* 194, 194-214 (2004).

[6] Berland J., Bogey C., Bailly C., "Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge-Kutta algorithm", *Computers & Fluid* 35, 1459-1463 (2006)

[7] Reymen Y., Baelmans M., Desmet W., "Time-domain impedance formulation suited for broadband simulations", AIAA Paper 2007-3519 (2007).

[8] Ostashev V.E., Collier S.L., Wilson D.K., Aldridge D.F., Symons N.P., Marlin D.H., "Padé approximation in time-domain boundary conditions of porous surfaces", *J. Acoust. Soc. Am.* 122 (1), 107-112 (2007)

[9] Miki Y., "Acoustical properties of porous materials - Modifications of Delany-Bazley models", *J. Acoust. Soc. Jpn.* 11 (1), 19-24 (1990).

[10] Rasmussen K.B., "Sound propagation over grass covered ground", *J. Sound. Vib.* 78 (2), 247-255 (1981).

[11] Piercy J.E., Embleton T.F.W., Sutherland L.C., "Review of noise propagation in the atmosphere", *J. Acoust. Soc. Am.* 61 (6), 1403-1418 (1977).

[12] Waxler R., "A theoretical treatment of the long range propagation of impulse signals under strongly ducted nocturnal conditions", *J. Acoust. Soc. Am.* 124 (5), 2742-2754 (2008).

[13] Albert D.G., "Observations of acoustic surface waves in outdoor sound propagation", *J. Acoust. Soc. Am.* 113 (5), 2495-2500 (2003).