

Table des matières

Résumé.....	iii
Abstract.....	iv
Remerciements.....	vi
Table des matières.....	vii
Liste des variables et acronymes.....	x
Introduction générale.....	xii
<u>PARTIE 1. APPROCHE THÉORIQUE.....</u>	<u>1</u>
Chapitre 1. Acoustique	2
1.1 Un peu d'histoire.....	2
1.2 Définition du cadre de l'étude.....	3
1.2.1 Bruit routier : quel type de source sonore ?.....	4
1.2.2 Qu'est-ce que le milieu extérieur ?.....	6
1.3 Propagation du son dans l'atmosphère.....	7
1.3.1 Équation de propagation acoustique en milieu uniforme et au repos.....	7
1.3.2 Effet de la température sur la vitesse du son.....	7
1.3.3 Effet du vent sur la vitesse du son.....	8
1.3.4 La réfraction de l'onde sonore.....	9
1.3.5 Effet de la turbulence atmosphérique.....	10
1.3.6 L'absorption atmosphérique.....	11
1.3.7 Effet de la variation de densité du milieu.....	12
1.3.8 Effet de la météorologie sur les effets du sol.....	12
Chapitre 2. Météorologie.....	13
2.1 Introduction.....	13
2.2 Préambule.....	13
2.3 La Couche Limite Atmosphérique (CLA).....	14
2.3.1 Définition.....	14
2.3.2 Cycle de variabilité de la CLA.....	14
2.4 La turbulence atmosphérique dans la Couche Limite Atmosphérique	17
2.4.1 Description.....	17
2.4.2 Énergie cinétique turbulente (TKE)	17
2.4.3 Théorie de la turbulence.....	18
2.4.4 Échelles caractéristiques de la turbulence atmosphérique.....	20
2.5 Représentation d'atmosphère utilisés en acoustique.....	20
2.5.1 Mesures directes de profils verticaux.....	20
2.5.2 Modèle de Monin-Obukhov.....	20
2.5.3 Prise en compte de la turbulence.....	22
2.5.4 Utilisation d'un modèle atmosphérique.....	22
<u>PARTIE 2. LES OUTILS UTILISÉS DANS LA THÈSE.....</u>	<u>23</u>

Chapitre 3. Données expérimentales.....	25
3.1 Campagne de Lannemezan 2005.....	25
3.1.1 Description.....	25
3.1.2 Aperçu de la campagne expérimentale.....	26
3.1.3 Choix des échantillons d'étude.....	28
3.2 Station de Long Terme.....	29
3.2.1 Description.....	29
3.2.2 Aperçu de la campagne expérimentale.....	31
Chapitre 4. Le modèle Meso-NH.....	33
4.1 Description	33
4.2 Configuration du modèle.....	33
4.2.1 Large Eddy Simulation (LES)	34
4.2.2 Schéma de turbulence.....	34
4.2.3 Grid Nesting.....	35
4.2.4 Initialisation.....	37
4.2.5 Durée de simulation.....	38
4.2.6 Prise en compte de la surface.....	38
4.3 Développements au cours de la thèse.....	39
4.3.1 Développements techniques.....	39
4.3.2 Prise en compte de la force de traînée des arbres.....	41
Chapitre 5. Transmission Line Matrix.....	46
5.1 Introduction.....	46
5.1.1 Quel modèle acoustique choisir ?.....	46
5.1.2 Principe de modélisation.....	47
5.2 Propagation en milieu homogène, non dissipatif.....	49
5.2.1 Schéma numérique.....	49
5.2.2 Analogie avec l'équation de propagation des ondes.....	51
5.2.3 Sources d'erreurs numériques.....	52
5.2.4 Extension en 3 dimensions.....	54
5.3 Source.....	57
5.4 Conditions aux frontières.....	59
5.4.1 Comment prendre en compte les frontières ?.....	59
5.4.2 Conditions parfaitement réfléchissantes	60
5.4.3 Absorption de la paroi.....	63
5.4.4 Conditions d'impédance de sol.....	63
5.4.5 Conditions d'absorption aux frontières.....	66
5.5 Prise en compte de la météorologie.....	68
5.5.1 Prise en compte de la température dans le modèle TLM.....	68
5.5.2 Prise en compte de l'influence du vent dans la TLM.....	72
5.5.3 Couplage avec Meso-NH.....	74
5.5.4 Développements techniques.....	75
PARTIE 3. COMPARAISONS MESURES/SIMULATIONS.....	77
Chapitre 6. Comparaisons mesures/simulations météorologiques.....	78
6.1 Lannemezan 2005.....	78
6.1.1 Description qualitative.....	78
6.1.2 Suivi sur un mât de mesure.....	80

6.1.3 Étude quantitative.....	86
6.2 Station de long Terme.....	90
6.2.1 Description qualitative.....	91
6.2.2 Description quantitative.....	91
6.3 Conclusion sur la météorologie.....	92
Chapitre 7. Acoustique.....	94
7.1 Campagne expérimentale de Lannemezan 2005.....	94
7.1.1 Effets du sol.....	95
7.1.2 Effets de la météorologie.....	97
7.1.3 Sensibilité au choix de profils.....	122
7.2 La station de long terme.....	123
Conclusion et perspectives.....	125
Bibliographie.....	129
Annexe 1.....	i
Annexe 2.....	ii
Annexe 3.....	iv

Liste des acronymes

Acronymes

OMS : Organisation Mondiale de la Santé

DRASS : Direction Régionale des Affaires Sanitaires et Sociales

LCPC : Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (Ifsttar depuis le 1^{er} Janvier 2010)

Ifsttar : Institut Français des Sciences et Technologie des transports, de l'Aménagement et des Réseaux

LA : Laboratoire d'Aérodynamique

EDF : Electricité de France

ECL : Ecole Centrale de Lyon

LMFA : Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique

SNCF : Société Nationale des Chemins de Fer

CNRM : Centre National de Recherche Météorologique

SETRA : Service d'Études Techniques des Routes et Autoroutes

EM2PAU : Effets Micro-Météorologiques sur la Propagation Acoustique en milieu Urbain

CNRS : Centre National de Recherche Scientifique

UMR : Unité Mixte de Recherche

TMJA : Trafic Moyen Journalier Annuel

CLA : Couche Limite Atmosphérique

CLS : Couche Limite de Surface

TKE : Turbulence Kinetic Energy (énergie cinétique turbulente)

LES : Large Eddy Simulation (Simulation aux grands tourbillons)

TLM : Transmission Line Matrix

DHM : Discrete Huygens Model

FDTD : Finite Difference Time Domain (Différence finie dans le domaine temporel)

EL : Euler Linéarisé

EP : Equation parabolique

BEM : Boundary Element Method (méthode aux éléments de frontières)

FEM : Finite Element Method (méthode d'éléments finis)

ARPEGE : Modèle opérationnel de grande échelle de météo-france

ALADIN : Modèle opérationnel de grande échelle de météo-france

AROME : Modèle opérationnel de grande échelle de météo-france

Meso-NH : Mesoscale Non-Hydrostatique, modèle de recherche de météo-france

ARPS : Advanced Regional Prediction System

SURFEX : SURface Externalisée

PPM : Piecewise Parabolic Method

DEAR, BL89: Formulation de la longueur de mélange selon Deardorff ou Bougeault-Laccarrère

TEB, ISBA : Schémas de surface de Meso-NH

STAB, INST, NEUT : Cas d'étude STABLE, INSTable, NEUTre

API : application programming interface

CPU : Computer Processing Unit

GPU : Graphic Processing Unit

Introduction générale

Contexte Sociétal

Il existe aujourd'hui un enjeu sociétal majeur à s'intéresser à la propagation du son en milieu extérieur. Récemment, un rapport de l'Organisation Mondiale de la Santé dresse ce constat : « dans la partie occidentale de la Région européenne de l'OMS, le bruit causé par la circulation concourt chaque année à la perte de plus de 1 million d'années de vie en bonne santé suite à la morbidité, à des invalidités ou à une mortalité prématurée » [1]. En effet, de nombreuses études démontrent l'impact des nuisances sonores sur la santé (difficultés de sommeil, difficultés de concentrations, sentiment de fatigue, crises cardiaques, ect.) [1]. Ce même rapport indique d'ailleurs qu'une personne sur trois est exposée à des nuisances sonores pendant la journée, et une sur cinq présente des troubles du sommeil dus à des nuisances induites par le bruit des transports routiers, ferroviaires et aériens. L'impact économique de cette gêne est également très importante. Lors des assises du Bruit qui ont eu lieu en décembre 2010 une évaluation y a été faite : « en matière d'aide à l'insonorisation, ce sont près de 230 M€ qui ont été octroyés par les commissions consultatives d'aides aux riverains entre 2005 et 2009. [...] Ce sont donc plus de 150 millions d'euros par an qui seront investis au cours des prochaines années ». Ainsi on comprend l'intérêt qu'il y a à diminuer l'incertitude sur l'estimation des niveaux sonores et à améliorer la précision des diverses analyses, du bureau d'étude à l'institut de recherche. Les travaux réalisés par l'Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Aménagement et des Réseaux (Ifsttar) permettent, par exemple, d'alimenter les besoins des bureaux d'études en termes de modélisation (précision) et d'expérimentation (méthodologie), ou encore à travers les travaux normatifs.

Enjeux scientifiques

Afin de diminuer ces incertitudes, un des enjeux scientifiques est d'estimer un niveau sonore représentatif d'un temps et/ou d'un espace bien défini. Dans un premier temps, une première analyse rigoureuse des phénomènes pris séparément doit être menée. De nombreux scientifiques ont expliqué et mis en équation la propagation d'un onde dans l'atmosphère, sous l'influence des différentes variables influentes tel que le vent, la température, l'humidité, les caractéristiques de sol, etc. Les conclusions actuelles, tirées de ces travaux, indiquent que le niveau sonore observé à partir de 50 m de la source est sensible à l'influence de la météorologie. La modélisation de ces effets dans des situations réalistes de propagation sonore en milieu extérieur est donc un enjeu majeur.

De manière plus pragmatique, des outils simplifiés d'acoustique environnementale sont proposés pour limiter les coûts de calcul. Or, lorsque qu'il y a prise en compte de l'influence de la météorologie, la modélisation des variables météorologiques et leurs représentations dans ces modèles sont souvent sommaires. Il est alors intéressant de quantifier l'impact de l'utilisation de champs météorologiques plus ou moins réalistes sur les calculs de niveaux sonores à l'aide de modèles dits de référence.

Démarche

L'objectif de cette thèse est d'utiliser les outils et les compétences des organismes de recherches de l'Ifsttar et de Météo France dans le but de modéliser le plus précisément possible l'influence de la météorologie sur la propagation acoustique. Le modèle Meso-NH, développé par Météo-France et le Laboratoire d'Aérodynamique, depuis une quinzaine d'années, permet de modéliser des champs météorologiques réalistes. Ces résultats de simulations peuvent alors être utilisés afin d'alimenter le modèle acoustique Transmission Line Matrix (TLM), développé au sein de l'Ifsttar. Afin d'évaluer la précision d'un tel couplage, les données expérimentales de Lannemezan 2005 et de la Station de Long Terme de Saint Berthevin seront utilisées. Ces

campagnes expérimentales, ont permis de quantifier à l'aide de nombreux capteurs acoustiques et météorologiques l'impact de la météorologie sur la propagation acoustique en milieu extérieur. Les conclusions de cette thèse permettent alors de discuter de la faisabilité d'un tel couplage, de l'impact de l'utilisation d'un modèle météorologique précis sur la qualité des résultats obtenus ainsi que d'évaluer la représentativité spatiale ou temporelle de mesures mais aussi de calculs de variables acoustiques et/ou météorologiques.

Plan du document

Les travaux multidisciplinaires peuvent être abordés de nombreuses manières. La présentation de cette thèse suit un plan méthodologique et les chapitres concernant la météorologie et l'acoustique peuvent alors se retrouver dans la même partie.

Dans la partie 1, les aspects théoriques sont abordés. Le premier chapitre permet de définir le cadre de notre étude (Sections 1.1, 1.2) ainsi que de poser les bases théoriques de l'influence de la météorologie sur la propagation des ondes acoustiques (Section 1.3). Puis il est décrit dans le second chapitre le comportement de la couche limite atmosphérique (Sections 2.1, 2.2, 2.3, 2.4). Des modèles simplifiés de l'atmosphère (les plus couramment utilisés par les acousticiens) sont ensuite présentés (Section 2.5).

La partie 2 présente les outils utilisés. Tout d'abord, les campagnes expérimentales de Lannemezan 2005 et de la Station de Long Terme de Saint-Berthevin sont présentées dans le troisième chapitre (Sections 3.1, 3.2). Puis le quatrième chapitre débute par la présentation du modèle Meso-NH (Section 4.1). La suite du chapitre est consacrée à la configuration utilisée dans le cadre de nos expériences numériques ainsi que des développements qui ont été nécessaires à l'obtention de résultats satisfaisants (Sections 4.2, 4.3). Le cinquième chapitre concerne le modèle acoustique Transmission Line Matrix. Les principes physiques et numériques de ce modèle y sont tout d'abord décrits (Sections 5.1, 5.2). Puis, afin de décrire la complexité des expériences (prise en compte du relief, du type de sol, de la météorologie, etc.), les développements des modèles sont présentés avec leurs validations respectives (Sections 5.3, 5.4, 5.5). Enfin, les évolutions plus techniques du modèle (parallélisation, langage de programmation, etc.) sont décrites à la fin de ce chapitre (Section 5.6).

Dans la partie 3., des confrontations entre des simulations et mesures sont alors présentées et commentées. Dans un premier temps, une analyse quantitative et qualitative du modèle météorologique Meso-NH est effectuée lors de simulations des expériences de Lannemezan2005 (Section 6.1) et de la Station de Long terme de Saint-Berthevin (Section 6.2). Puis les simulations réalisées à l'aide du modèle acoustique sont confrontées aux mesures issues de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005 (Section 7.1). Enfin, la faisabilité de simulations couplés 3D sur la station de Long terme est présentée et commentée (Section 7.2).

Partie 1. Approche Théorique

CHAPITRE 1. ACOUSTIQUE	2
1.1 Un peu d'histoire.....	2
1.2 Définition du cadre de l'étude.....	3
1.2.1 Bruit routier : quel type de source sonore ?.....	4
1.2.2 Qu'est-ce que le milieu extérieur ?.....	6
1.3 Propagation du son dans l'atmosphère.....	7
1.3.1 Équation de propagation acoustique en milieu uniforme et au repos.....	7
1.3.2 Effet de la température sur la vitesse du son.....	7
1.3.3 Effet du vent sur la vitesse du son.....	8
1.3.4 La réfraction de l'onde sonore.....	9
1.3.5 Effet de la turbulence atmosphérique.....	10
1.3.6 L'absorption atmosphérique.....	11
1.3.7 Effet de la variation de densité du milieu.....	12
1.3.8 Effet de la météorologie sur les effets du sol.....	12
CHAPITRE 2. MÉTÉOROLOGIE.....	13
2.1 Introduction.....	13
2.2 Préambule.....	13
2.3 La Couche Limite Atmosphérique (CLA).....	14
2.3.1 Définition.....	14
2.3.2 Cycle de variabilité de la CLA.....	14
2.4 La turbulence atmosphérique dans la Couche Limite Atmosphérique	17
2.4.1 Description.....	17
2.4.2 Énergie cinétique turbulente (TKE)	17
2.4.3 Théorie de la turbulence.....	18
2.4.4 Échelles caractéristiques de la turbulence atmosphérique.....	20
2.5 Représentation d'atmosphère utilisés en acoustique.....	20
2.5.1 Mesures directes de profils verticaux.....	20
2.5.2 Modèle de Monin-Obukhov.....	20
2.5.3 Prise en compte de la turbulence.....	22
2.5.4 Utilisation d'un modèle atmosphérique.....	22

Chapitre 1. Acoustique

1.1 Un peu d'histoire...

Même s'il n'est pas aisé de mettre en évidence l'influence des conditions météorologiques sur le niveau de bruit d'une source sonore à grande distance, de nombreux écrits témoignent de la connaissance de ce phénomène depuis longtemps. A titre d'exemple, H. Bouasse dans son traité sur l'acoustique de 1926 nous rappelle que les chasseurs ont toujours eu conscience de ce phénomène. Effectivement, s'ils se placent sous le vent, ce n'est pas seulement pour éviter que leurs odeurs alertent le gibier, mais c'est surtout pour éviter de se faire entendre [2].

Dans le livre « l'harmonie universelle » de Marin Mersenne (Figure 1.1) dans lequel il relate sa fameuse mesure de la vitesse du son (la plus ancienne connue), on trouve la phrase : « Il faut répéter plusieurs fois cette expérience, et particulièrement lorsque le vent est favorable, et contraire, et que l'air est plein de brouillard et de vapeurs, ou qu'il est calme, clair et serein [...] et remarquer que le son va plus vite de haut en bas, que de bas en haut (*sic.*), en pleine montagne qu'à travers les montagnes et les vallées, sur l'eau des rivières, ou de la mer que sur la terre, et car ces différentes situations apportent de grandes différences aux sons »[3]. Cet exemple témoigne de la prise de conscience, dès les premières mesures de la vitesse du son, de l'importance des effets de la météorologie sur la propagation d'une onde acoustique.

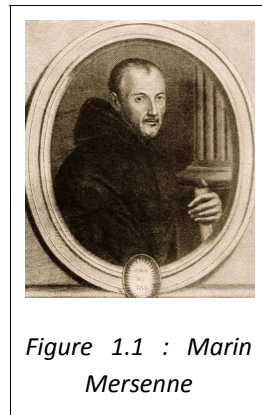


Figure 1.1 : Marin Mersenne

Depuis, de nombreuses expériences ont été menées afin de décrire au mieux l'effet de chaque variable météorologique. A titre d'exemple, à la fin du 18^e siècle, Bianconi et son équipe constatent que la célérité du son est plus importante l'été que l'hiver et donc qu'elle est sensible à la température de l'air [4]. De même, l'expérience menée par MM. Bravais et Martins rapportée par Daguin [4], met en avant la forte variabilité du niveau sonore en fonction des conditions atmosphériques typiques de jour et de nuit. En effet, après avoir monté un diapason sur une caisse de résonance, le son produit par celui-ci pouvait s'entendre à 254 mètres à une heure de l'après-midi, et jusqu'à 579 mètres à minuit ! Il fallut cependant attendre le XIX^e siècle et ses nouveaux outils technologiques (*e.g.* thermomètres, chronomètres, etc.) pour voir apparaître des expériences scientifiques plus rigoureuses permettant de constater les effets respectifs du vent, de la température, de l'humidité, etc [5].

L'expérience de Regnault effectuée pendant l'hiver 1864 met en évidence l'augmentation de la vitesse du son avec la température. Au cours de cette expérience (après 167 répétitions !), il détermine une célérité du son de référence c_0 pour l'air sec et à une température de 0°C. L'estimation est erronée d'un peu moins d'1 m.s⁻¹ par rapport à la vitesse connue de nos jours ! Pour ce faire, il a utilisé la formule suivante afin de ramener à 0°C les différentes mesures de la célérité du son effectuées à une température T (en °C) [5] :

$$c_0 = c(T) \sqrt{\frac{273}{273+T}} \underset{167\text{exp.}}{\approx} 330,71 \text{ m.s}^{-1} \quad (1.1).$$

Les premières expériences systématiques de l'effet du vent sur la propagation du son datent de 1813 et sont dues à Delaroché [2]. L'auteur constate que la célérité effective du son dans l'atmosphère peut s'écrire :

$$c_{\text{eff}} = c_0 + |\vec{u}| \cdot \cos \theta \quad (1.2),$$

avec la vitesse du vent $|\vec{u}|$ projetée sur la direction de propagation θ du front d'onde.

Critiquant certaines conclusions écrites par ce dernier, H. Bouasse introduit alors la notion de mirage acoustique en s'appuyant sur la théorie de Stokes-Reynolds¹ ainsi que sur les expériences de Tyndall (1873), et met en évidence la grande importance des gradients verticaux de température et de vent [2]. Il conclut d'ailleurs son chapitre par cet extrait (Figure 1.2) :

Je devrais rappeler ici la « fameuse » expérience de la Cour-tine; j'ai dit ailleurs ce que j'en pensais : il est inutile d'insister. En l'absence de mesures du gradient de la vitesse du vent ou du gradient de la température à l'instant même de l'audition des sons à grande distance, toute discussion est oiseuse.

Figure 1.2 : Extrait de « Acoustique Générale » de Henri Bouasse 1926 [2]

C'est ainsi une manière amusante d'introduire cette thèse ; l'utilisation des moyens actuels (simulations numériques, capteurs de haute précision, nouveaux modèles théoriques, etc.) nous permettent d'avoir une meilleure connaissance des gradients ; ainsi, les études contemporaines sur ce sujet auraient pu avoir aux yeux de H. Bouasse un intérêt certain.

1.2 Définition du cadre de l'étude

Cette thèse se situe dans le cadre du bruit routier. L'étude est donc définie dans un contexte bien particulier qu'il faut garder en mémoire lors de la lecture de ce document.

1.2.1 Bruit routier : quel type de source sonore ?

Même s'il convient de constater que le bruit issu du trafic routier présente des caractéristiques différentes en fonction du type de voie (routes, autoroutes, etc.), du flux et du type de circulation qui y sied (véhicules légers, lourds, etc.), ou encore du

1. « Le son n'est pas détruit par un vent contraire, il est seulement dévié vers le haut et passe au-dessus de la tête de l'observateur »

revêtement de chaussée, il est possible de définir des caractéristiques typiques d'une source de type « bruit routier ». Un rapport du SETRA en fait une revue détaillée [6].

D'un point de vue fréquentiel, le bruit routier est un bruit large bande. Son émission est typiquement comprise entre 100 Hz et 5000 Hz, avec un contenu énergétique maximum jusqu'à 1000 Hz (Figure 1.3). Il est à noter que les composantes basses-fréquences, bien qu'énergétiquement importantes sont moins bien perçues. En effet, l'oreille humaine tend à filtrer les basses fréquences. Le dB(A) permet de pondérer le signal de manière à reproduire le filtre naturel moyen de l'oreille humaine [7]. Il est couramment utilisé en acoustique environnementale (Figure 1.5).

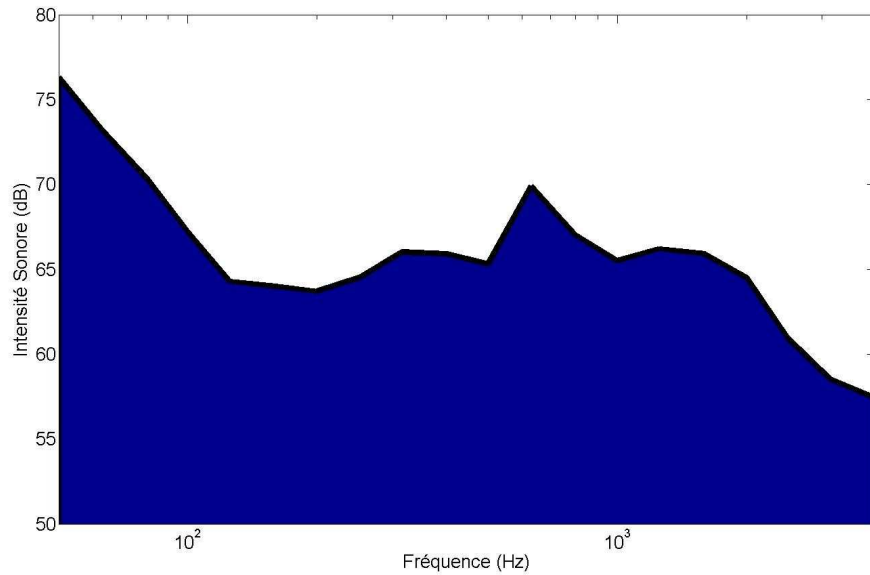


Figure 1.3 : un spectre caractéristique mesuré de bruit routier en dB non pondéré pour un revêtement routier en béton bitumineux drainant [7].

La Figure 1.4 montre le Trafic Moyen Journalier Annuel (TMJA) de véhicules légers et de poids lourds. Par répercussion, le bruit résultant a une forte variabilité au cours d'une journée.

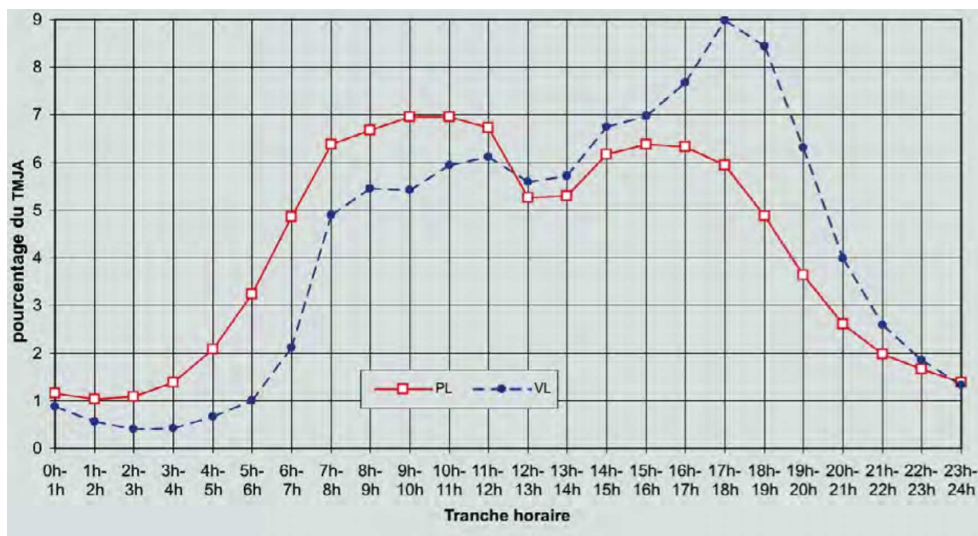


Figure 1.4 : profils moyens journaliers annuels de trafic Véhicules Légers (VL) et Poids Lourds (PL) sur Routes Nationales par tranche horaire. (source : Prévion du bruit routier –

En termes d'amplitude, il est à retenir que les exigences réglementaires européennes se situent autour de 60 dB(A) le jour et de 55 dB(A) la nuit [8]. La Figure 1.5 permet d'avoir un bref aperçu des ordres de grandeurs des niveaux sonores environnementaux.

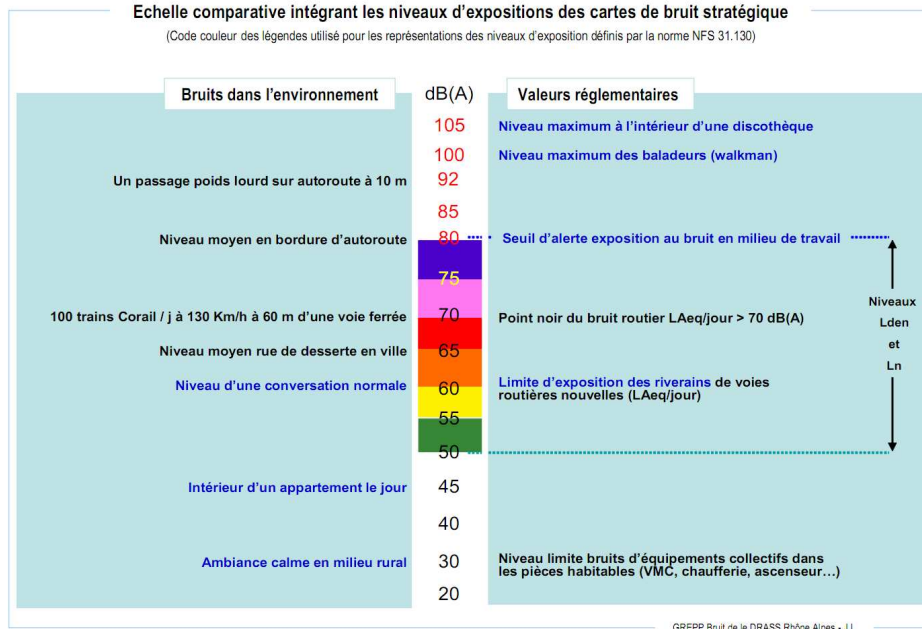


Figure 1.5 : échelle comparative intégrant les niveaux d'expositions des cartes de bruit stratégiques. (source : DRASS Rhône Alpes Groupe Régional Bruit – 2009)

1.2.2 Qu'est-ce que le milieu extérieur ?

Afin de décrire le milieu de propagation du bruit routier, il est important de retenir ces quelques caractéristiques (Figure 1.6) :

- le milieu de propagation sera toujours l'atmosphère. La vitesse du mouvement du fluide (la vitesse du vent) sera toujours faible par rapport à la célérité de l'onde. L'approximation « faible Mach » ($|\vec{u}| \ll c$, ou $M \ll 1$) peut donc être retenue.
- Les phénomènes sont observés à une distance r de l'ordre de la centaine de mètres. Plus précisément à partir d'environ 50m (où les effets de la météorologie commencent à être perceptibles), jusqu'au kilomètre où le niveau sonore est trop faible pour être gênant. L'approximation en champ lointain ($r \gg \lambda$) peut donc fréquemment être retenue.
- L'espace est « semi-ouvert ». Seul le sol peut-être considéré comme frontière du domaine. De plus, l'absence de résonance dans le milieu permet de considérer l'onde comme progressive.
- Les types de surface peuvent être réfléchissants (chaussées, bétons, etc.) ou poreux (chaussées poreuses, sol herbeux ou cultivés, etc.). En outre, le bruit routier présente souvent la caractéristique de se propager au dessus d'un sol ayant une rupture d'impédance (de la route au bas-côté).

- L'onde se propage souvent au dessus de reliefs variés, voire des obstacles, engendrant des phénomènes physiques particuliers.

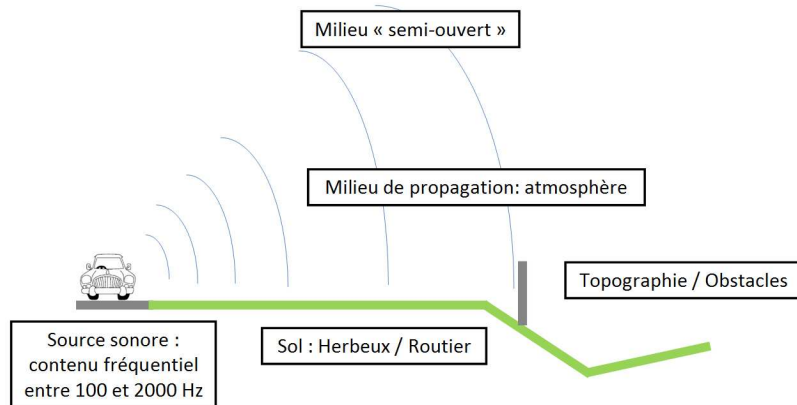


Figure 1.6 : Schéma récapitulatif du cadre d'étude

1.3 Propagation du son dans l'atmosphère

1.3.1 Équation de propagation acoustique en milieu uniforme et au repos

En dehors des sources, l'écriture de l'équation de propagation acoustique en milieu uniforme et en repos s'écrit [9] :

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p = 0 \quad (1.3),$$

avec p la pression acoustique, c la célérité du son dans le milieu concerné et Δ , l'opérateur laplacien.

1.3.2 Effet de la température sur la vitesse du son

La célérité c d'une onde acoustique peut s'écrire en fonction de la température du milieu de propagation comme suit :

$$c = \sqrt{\gamma R (T + 273,15)} \quad (1.4),$$

avec $\gamma = \frac{c_p}{c_v} \approx 1,41$ le rapport des chaleurs spécifiques de l'air et R la constante spécifique de l'air sec ($R = 287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Cette relation conduit aux ordres de grandeurs présentés sur la Figure 1.7.

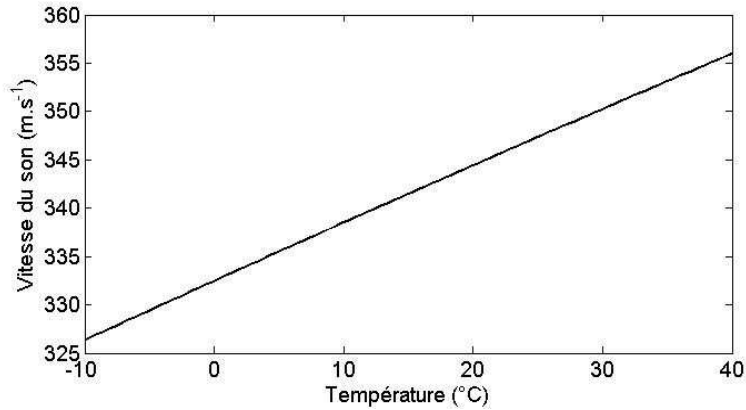


Figure 1.7 : vitesse théorique du son en fonction de la température de l'air

1.3.3 Effet du vent sur la vitesse du son

La réécriture de l'équation de propagation 1.3 dans un milieu en 2 dimension animé d'un seul mouvement à vitesse constante \vec{u} conduit à [9] :

$$\left[\Delta - \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \text{grad} \right)^2 \right] p = 0 \quad (1.5).$$

Si l'on se place dans le cas de l'approximation onde plane progressive (cf. Section 1.2.2) et d'un mouvement *localement* uniforme, l'application de la solution $p = e^{2\pi i(f t - \frac{r}{\lambda})}$ dans l'équation 1.5 peut conduire à écrire la célérité effective c_{eff} sous la forme [9] :

$$c_{eff} = c_0 + \vec{u} \cdot \vec{r} \quad (1.6),$$

avec \vec{r} le vecteur unitaire de la direction de propagation du front d'onde. Cette relation conduit aux ordres de grandeurs présentés sur la Figure 1.8.

La description de la propagation acoustique dans un milieu en mouvement est décrite plus en détails dans la thèse de Laurent Dallois [10] ou dans les articles correspondants [11], [12].

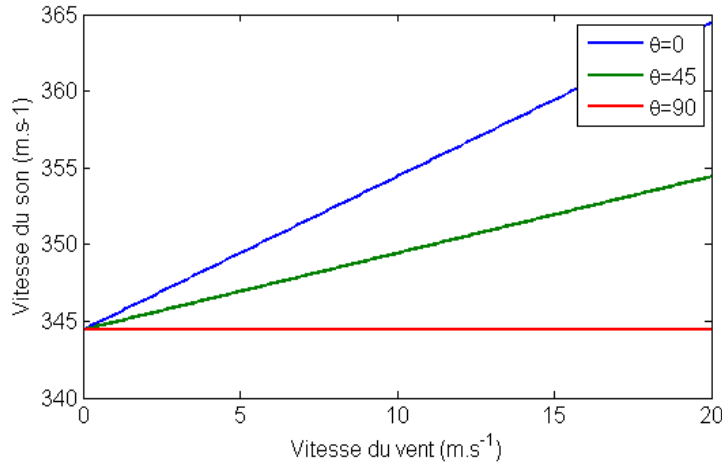


Figure 1.8 : vitesse théorique du son en fonction de la vitesse du vent ($T=20^{\circ}\text{C}$).

1.3.4 La réfraction de l'onde sonore

Les équations (1.4 et 1.6) mettent en évidence l'influence du vent et de la température sur la célérité d'une onde acoustique. Les effets de gradients de célérité induits produisent alors une réfraction de l'onde sonore (Figure 1.9). Le cas particulier du mirage sonore l'illustre bien. En effet, les conditions particulières de l'atmosphère font qu'un son émis à une certaine distance d'un récepteur puisse être entendu alors même qu'il était inaudible à des distances plus faibles ! A l'inverse, certains espaces qui devaient contenir de l'énergie sonore s'en trouvent dépourvus (zones d'ombres). Ce phénomène de réfraction est un effet très important de la météorologie sur la propagation acoustique.

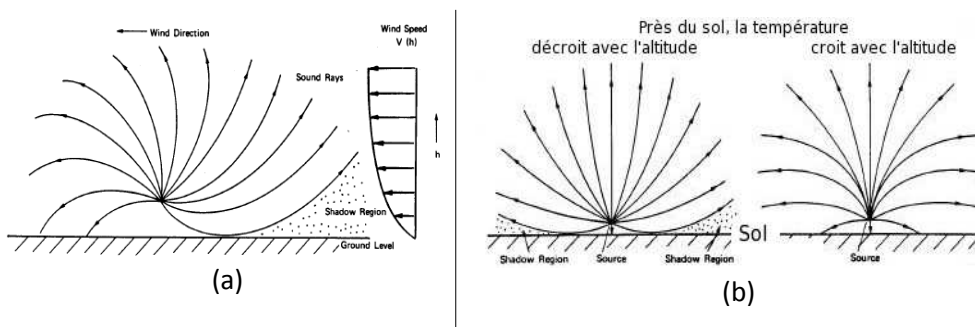


Figure 1.9 : réfraction de « rayons sonores » par l'effet du vent (a) et de la température (b). Il est possible de constater la présence de zones d'ombres (shadow region), où le niveau sonore est théoriquement nul.

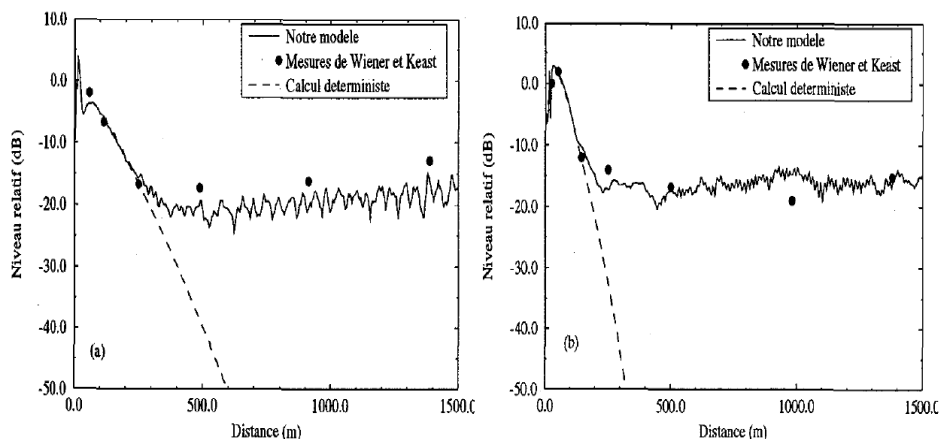
Notions de conditions homogènes/favorables/défavorables

Lorsque les conditions atmosphériques sont telles que le vent ainsi que le gradient vertical de température sont nuls, on dira alors que les conditions atmosphériques sont **homogènes** pour la propagation acoustique.

On parle de **conditions favorables** à la propagation lorsque la réfraction des ondes sonores est telle que le niveau sonore est supérieur à celui constaté en conditions homogènes. De manière inverse, il est possible de parler de **conditions défavorables** à la propagation (Figure 1.9). Sur la Figure 1.9(a), si l'on se place à droite de la source, on dira que les conditions sont défavorables à la propagation ; favorables, si l'on se place à gauche. Sur la Figure 1.9(b), lorsque la température décroît avec l'altitude (typiquement de jour), les conditions sont défavorables et inversement favorables si le gradient vertical thermique est positif (typiquement de nuit).

1.3.5 Effet de la turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique (cf. Chapitre 2.4) se traduit par une fluctuation de la vitesse du vent et de la température autour de leurs valeurs moyennes. Le phénomène induit sur la propagation du son est souvent montré à l'aide de mesures effectuées par Wiener et Keast [13], [14]. Après avoir mesuré les niveaux sonores autour d'une source, ils ont constaté qu'à partir d'une centaine de mètres de celle-ci, ceux-ci étaient supérieurs à ceux théoriquement obtenus (Figure 1.10). De fait, l'absence de prise en compte de la turbulence atmosphérique dans les modélisations ne permettent pas de reproduire correctement la propagation du son sur une telle distance. La turbulence atmosphérique a pour effet de favoriser, par diffusion énergétique, la propagation du son dans les zones d'ombres ainsi que de réduire la différence entre les minima et maxima au sein des zones interférentielles.



Niveau relatif dans une zone d'ombre : comparaison entre les mesures de Wiener et Keast, notre modèle et un calcul déterministe, (a) $f=424$ Hz, (b) $f=848$ Hz ($h_s = 3,7$ m, $h_r = 1,5$ m, $L = 1,1$ m, $\langle \mu^2 \rangle = 2 \times 10^{-6}$)

Figure 1.10 : Comparaison d'un modèle numérique sans (trait pointillé) et avec (trait plein) turbulence à des données expérimentales (cercles) [12].

La diffusion du son par des structures turbulentes de l'atmosphère est classiquement modélisée sur la base de la relation de Bragg. En fonction de la longueur d'onde acoustique et de l'angle d'incidence θ , la taille caractéristique des structures influentes L peut alors être donnée par la relation [15] :

$$L = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.7).$$

La thèse de B. Cotté [16] propose une analyse numérique de ce phénomène. A l'aide d'un modèle acoustique de type Equation Parabolique, il quantifie l'influence du nombre d'onde turbulent maximum K_{cmax} des structures turbulentes sur la propagation d'une onde à une fréquence donnée. Pour K_{cmax} , il conseille d'utiliser la valeur limite de l'équation de Bragg :

$$K_{cmax} = \frac{4\pi}{c_0} f \quad (1.8).$$

1.3.6 L'absorption atmosphérique

L'absorption atmosphérique intègre les effets de la viscosité, de la conduction thermique de l'air ainsi que les pertes par relaxation des molécules. Elle est couramment modélisée à l'aide d'un facteur d'atténuation dépendant du degré d'hygrométrie h et de la température T . Ce facteur est défini en fonction de l'humidité relative de l'air, de la pression atmosphérique, de la fréquence et la température [17]. Dans le cadre de cette thèse, les fréquences (de 100 à 100 Hz) et les distances étudiées (jusqu'à 300 m) seront telles que cet effet est peu sensible, si bien qu'il sera négligé. Sur la Figure 1.11, il est possible de constater que, pour des fréquences inférieures à 1000 Hz, l'atténuation atmosphérique ne dépasse pas 1dB par 100 m.

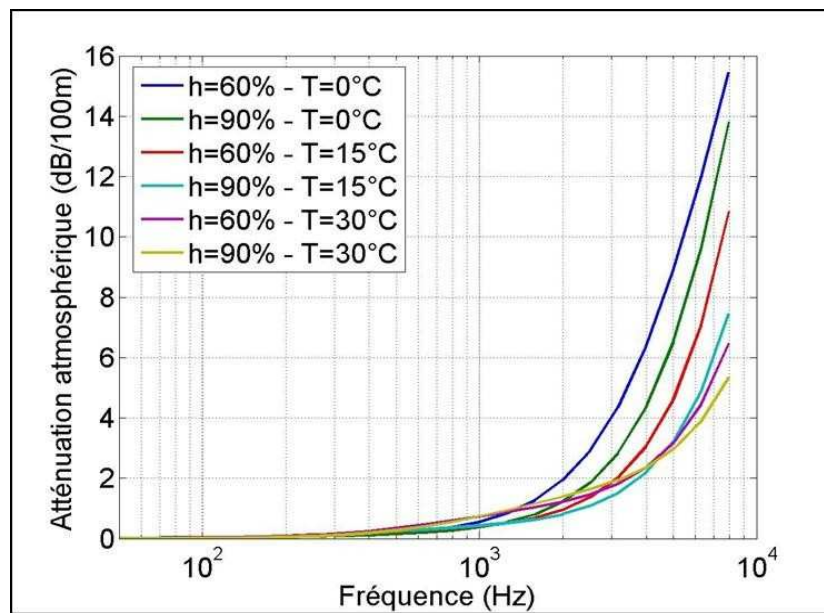


Figure 1.11 : Atténuation atmosphérique (dB/100m) en fonction de la fréquence

1.3.7 Effet de la variation de densité du milieu

L'effet de la variation spatiale de densité atmosphérique peut être négligé dans notre cadre d'étude. A titre d'information, il doit être pris en compte en acoustique sous-marine ou à très haute altitude.

1.3.8 Effet de la météorologie sur les effets du sol

Bien que les effets respectifs des caractéristiques de sol et de la météorologie soient souvent étudiés séparément, il est à noter que :

- la météorologie (gel, pluie, etc.) influe également sur les propriétés acoustiques du sol.
- lorsque les conditions atmosphériques sont favorables à la propagation, les niveaux sonores près du sol sont plus importants et les effets de sol sont ainsi renforcés.

Chapitre 2. Météorologie

2.1 Introduction

Lorsque le récepteur et la source de bruit se situent près du sol, la propagation sonore est influencée par les cent premiers mètres de l'atmosphère [18]. Cette zone est appelée la couche limite de surface (CLS) [19], [20]. Elle a une épaisseur de l'ordre de 10% de l'épaisseur de la couche limite atmosphérique (CLA). Afin de mieux appréhender l'impact de la météorologie sur l'acoustique, les principales caractéristiques de la couche limite atmosphérique sont détaillées dans ce chapitre.

2.2 Préambule

Pour caractériser les différents phénomènes présents dans l'atmosphère, les météorologues utilisent des variables ou des concepts particuliers. Il convient alors de les présenter.

Température potentielle

La température potentielle θ_p est la température T_k en kelvin de l'atmosphère sous une pression p_a , ramenée à la pression atmosphérique du niveau de la mer ($P_{a_0} = 1000 Pa$). Elle s'écrit :

$$\theta_p = (T_k) \left(\frac{p_{a_0}}{p_a} \right)^{0,286} \quad (2.1).$$

Force de flottabilité / stabilité

Chaque particule d'air subit une force de flottabilité \vec{F}_f , résultante de son poids et de la poussée d'Archimède. Cela se traduit par un phénomène bien connu : l'air chaud, plus léger a tendance à monter. Il est aisé de montrer que la direction de cette force est directement liée au gradient vertical de température potentielle [21] :

$$\vec{F}_f = \rho_p \frac{\partial \theta_p}{\partial z} \frac{\delta z}{\theta_p} \vec{g} \quad (2.2),$$

avec ρ_p la masse volumique de la particule, \vec{g} la force gravitationnelle ($g = 9,81 m.s^{-2}$). Ainsi, le gradient vertical de température potentielle peut nous renseigner sur la stabilité de l'atmosphère. Un gradient négatif se traduit par des mouvements ascendants des particules d'air et inversement. Ces mouvements modifient ainsi la **stabilité** de l'atmosphère.

2.3 La Couche Limite Atmosphérique (CLA)

2.3.1 Définition

La Couche Limite Atmosphérique (CLA) peut-être définie, selon G. DeMoor, comme la portion de l'atmosphère où les paramètres météorologiques sont directement influencés par les paramètres de la surface [19]. La hauteur de la CLA est typiquement de l'ordre du kilomètre. Elle peut être facilement observée car l'inversion de température présente au sommet de la CLA (la couche d'entraînement) y piège souvent les polluants (Figure 2.1).



Figure 2.1 : photographie de São Paulo. Les polluants se retrouvent piégés dans la couche limite atmosphérique.

2.3.2 Cycle de variabilité de la CLA

La CLA a un comportement très différent le jour et la nuit (Figure 2.2) car le rayonnement solaire a un impact très important. Afin de décrire précisément les principaux phénomènes, il est d'usage de diviser la journée en trois parties selon leur stabilité (neutre, stable et instable).

Remarques :

Le rayonnement solaire est essentiellement absorbé par le sol et non par les basses couches de l'atmosphère.

Le sol a une meilleure conductivité thermique que les basses couches de l'atmosphère.

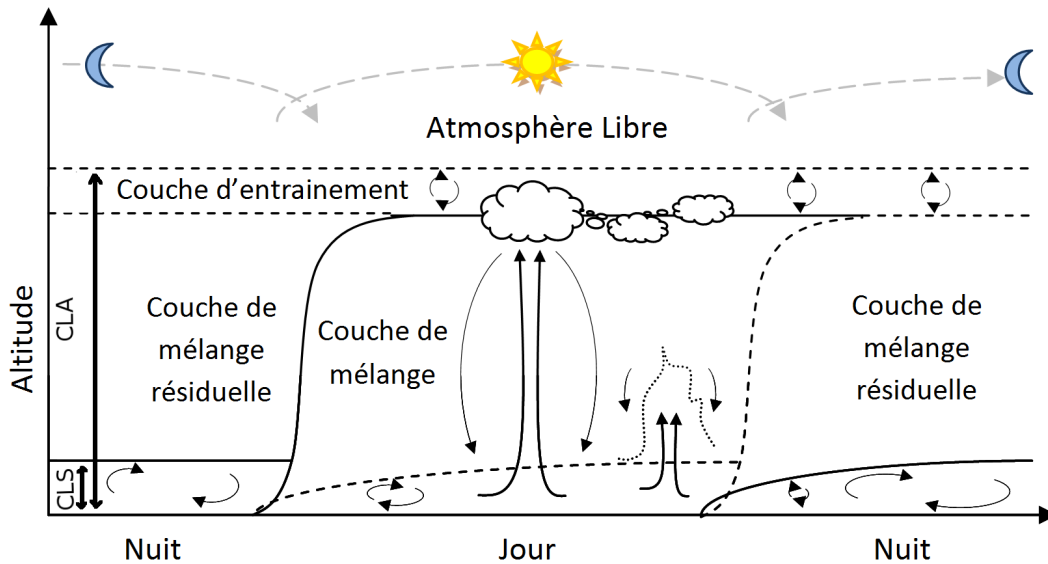


Figure 2.2 : cycle de la couche limite atmosphérique sur 24h.

Au lever du jour, le soleil, vient réchauffer la surface (cf. encadré). La température de celle-ci devient supérieure à celle de l'air situé immédiatement au-dessus. La force engendrée par ce gradient de température va générer des mouvements ascendants, appelés mouvement convectifs. Il y a donc production thermique de turbulence. La couche limite est ainsi fortement mélangée et ses propriétés (vent, température, humidité, etc.) au-dessus de la CLS tendent à être homogènes sur la verticale. Cette couche est appelée couche de mélange. Enfin, en limite supérieure, une couche d'entraînement stabilise la CLA en présentant une inversion de température. La CLA est **instable** en présence de rayonnement solaire, et l'est tout particulièrement si la journée est fortement ensoleillée. La Figure 2.3 schématise le comportement des principales variables dans la CLA instable (module de vent, température potentielle, turbulence).

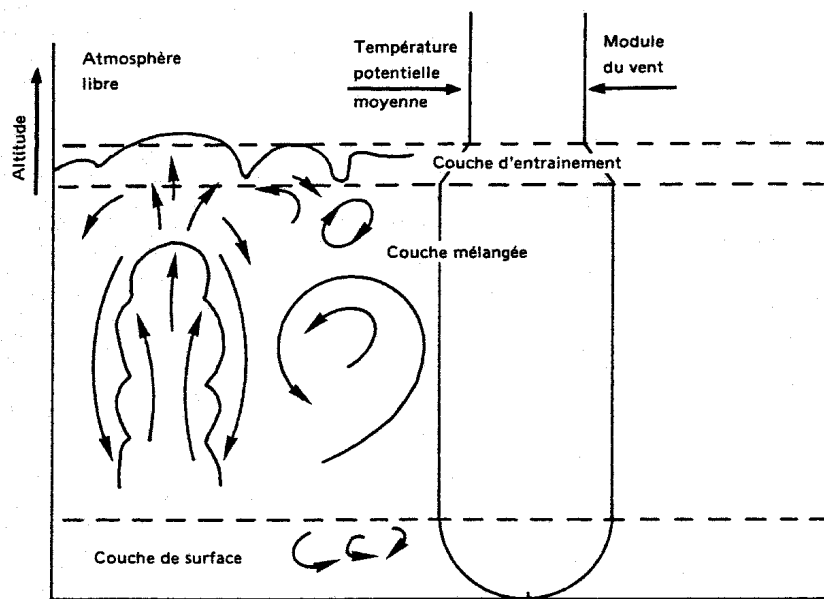


Figure 2.3 : représentation schématique de la couche limite atmosphérique instable [17].

Dans le cas de la **CLA neutre**, la température du sol est égale à celle de l'air situé au dessus et le flux de chaleur à la surface est nul. Toute la turbulence présente dans cette zone est alors d'origine dynamique. Cet état est rarement atteint, très temporairement lors de la transition entre les cas stables et instables, (*e.g.* à l'aurore ou au crépuscule) mais on le rencontre surtout en mer ou encore en présence d'une couverture nuageuse uniforme et persistante [19]. Du fait de la moindre complexité de la turbulence qui y sied (seule la production dynamique existe), ce cas est très étudié par les météorologues.

Dans le cas de la **CLA stable**, la température de surface est inférieure à celle de l'air situé au-dessus [22]. Le flux de chaleur sensible est alors dirigé vers le bas. Il y a destruction de la turbulence dynamique. Le mélange est très peu turbulent. Ce type de condition se rencontre fréquemment la nuit et particulièrement lorsque le ciel est dégagé. Ce cas est encore assez mal modélisé par les météorologues compte tenu de sa complexité (tourbillons de petites échelles avec une énergie importante, effets de la topographie importants, existence d'onde de gravité [23], etc.).

Le jet de basses couches, schématisé Figure 2.4, est un phénomène fréquent engendré par les caractéristiques de la CLA stable. « Lorsque la turbulence a pratiquement disparu, on observe couramment que le vent se renforce. Le profil de vent possède alors un maximum situé à une hauteur entre 100 et 500 m au dessus du sol qu'on appelle le jet nocturne » [21]. Ce jet peut atteindre plusieurs dizaines de mètres par seconde et peut ainsi avoir un effet non négligeable sur la propagation acoustique en participant, par exemple, à la création de mirages sonores (*cf.* Section 1.3.4).

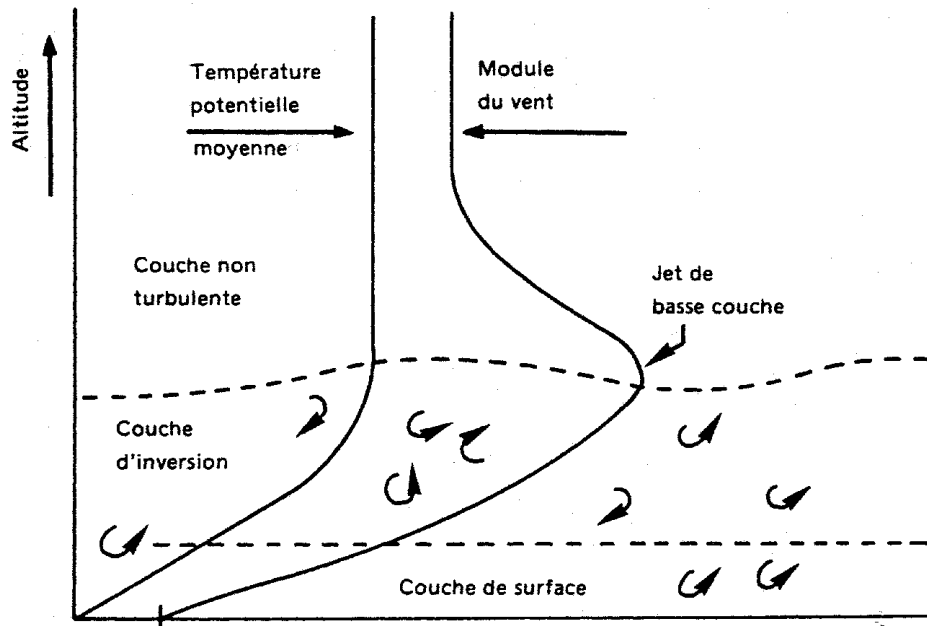


Figure 2.4 : représentation schématique de la couche limite atmosphérique stable [17].

2.4 La turbulence atmosphérique dans la Couche Limite Atmosphérique

2.4.1 Description

La CLA a la particularité d'être animée par de nombreux mouvements turbulents. Ils peuvent provenir de deux origines :

- Au contact de la surface continentale terrestre, la vitesse de l'air est nulle; au sommet de la CLA, la vitesse du vent est à peu près géostrophique (vent de grande échelle, résultant des forces de pression et de la force de Coriolis). Il y a donc généralement cisaillement de vent sur l'épaisseur de la CLA. Ce cisaillement est à l'origine de la turbulence *dynamique*.
- La turbulence *thermique* ou *convective* provient de la différence entre la température près du sol (elle-même pilotée par le bilan de rayonnement à la surface) et la température de l'atmosphère. Cette turbulence est directement en relation avec la stabilité de la CLA (neutre, instable, stable).

Le caractère turbulent se traduit par des fluctuations rapides et de petites échelles (spatiales et temporelles) des paramètres atmosphériques. Les échelles de turbulence étant petites devant celles des variations des paramètres observés, on peut écrire :

$$\chi = \bar{\chi} + \chi' \quad (2.3)$$

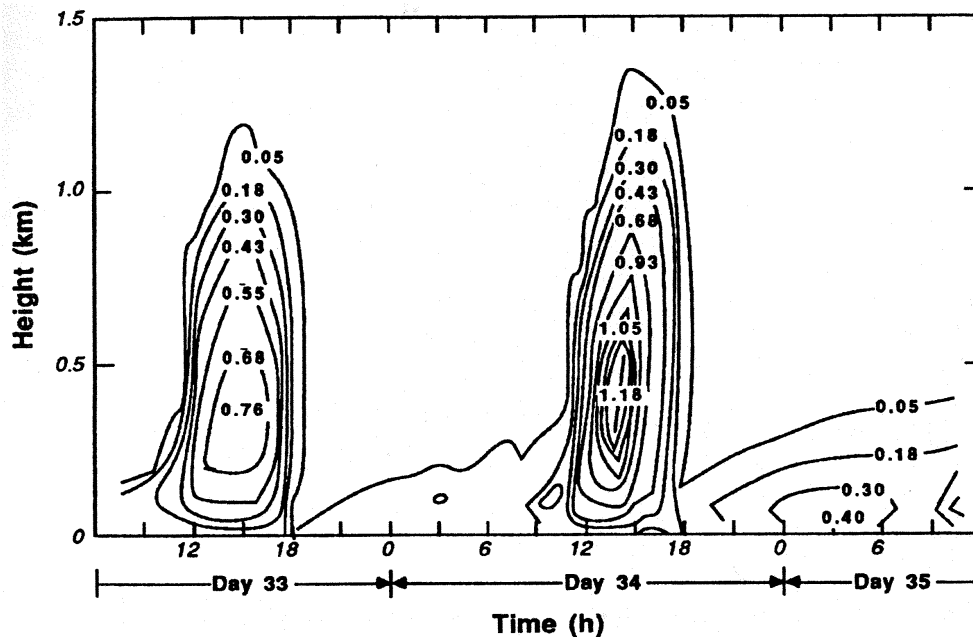
avec χ' la fluctuation autour d'une valeur moyenne $\bar{\chi}$ d'un paramètre χ .

2.4.2 Énergie cinétique turbulente (TKE)

L'énergie cinétique turbulente moyenne (par unité de masse) est couramment utilisée pour quantifier le caractère plus ou moins turbulent du milieu. Elle s'écrit :

$$TKE = e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.4),$$

avec u , v et w les trois composantes, respectivement zonale, radiale et verticale, du vent. Si les mouvements turbulents sont nuls ($u' = v' = w' = 0$), l'énergie turbulente est nulle et le régime est dit laminaire. Le comportement journalier de la TKE (Figure 2.5) concorde avec les affirmations présentées dans le chapitre précédent (cf. Section 2.3.2). En effet, le comportement diurne de la couche limite atmosphérique est observé Figure 2.5. Les mouvements turbulents, dus aux forts mouvements convectifs, sont bien plus importants le jour que la nuit.



Modeled time and space variation of \bar{e} (turbulence kinetic energy, units m^2s^{-2}), for Wangara. From Yamada and Mellor (1975).

Figure 2.5 : isocontours de l'énergie cinétique turbulente en fonction du temps. (D'après Stull [18])

2.4.3 Théorie de la turbulence

La turbulence reste un des champs les plus complexes de la physique actuelle. De nombreux ouvrages s'y rapportent et nombreux sont les chercheurs à tenter de modéliser le plus fidèlement possible ce phénomène. Les premières bases ont été

posées par Lewis Richardson en 1926. Il suggère l'idée d'une cascade d'énergie vers les petites échelles. Il explique que l'origine de chacune des structures turbulentes (ou tourbillons) provient de mouvements générés par des tourbillons plus grands. Ce processus de cascade démarre à l'échelle des plus grands tourbillons injectés, et s'arrête à l'échelle de la dissipation moléculaire du fluide, lorsque l'énergie injectée se transforme en chaleur. Cette première explication, qualitative, est fondamentale dans la compréhension de la turbulence.

En 1941, sur cette base, Kolmogorov propose alors une formulation afin de décrire le spectre d'énergie de la turbulence [24]. Il distingue 3 parties dans un spectre de turbulence (Figure 2.6, [16]).

- Une zone où l'énergie cinétique turbulente est injectée.
- Une zone où l'énergie est dissipée par viscosité.
- Une zone intermédiaire, appelée zone inertielle. Kolmogorov reprend ici l'idée de Richardson. Il a alors exprimé une loi universelle en puissance $-5/3$. Dans cette zone, les structures turbulentes se divisent toutes de la même manière, quel que soient leurs échelles. Cette loi a pu être vérifiée de nombreuses fois expérimentalement. Dans le cadre d'un écoulement suffisamment homogène et isotrope, ce spectre est donc une référence. En couche limite stable ou neutre, la turbulence peut prendre un caractère anisotrope [25], [26]. Cela se traduit, dans ce cas, par une cascade d'énergie en loi de puissance -1 [27].

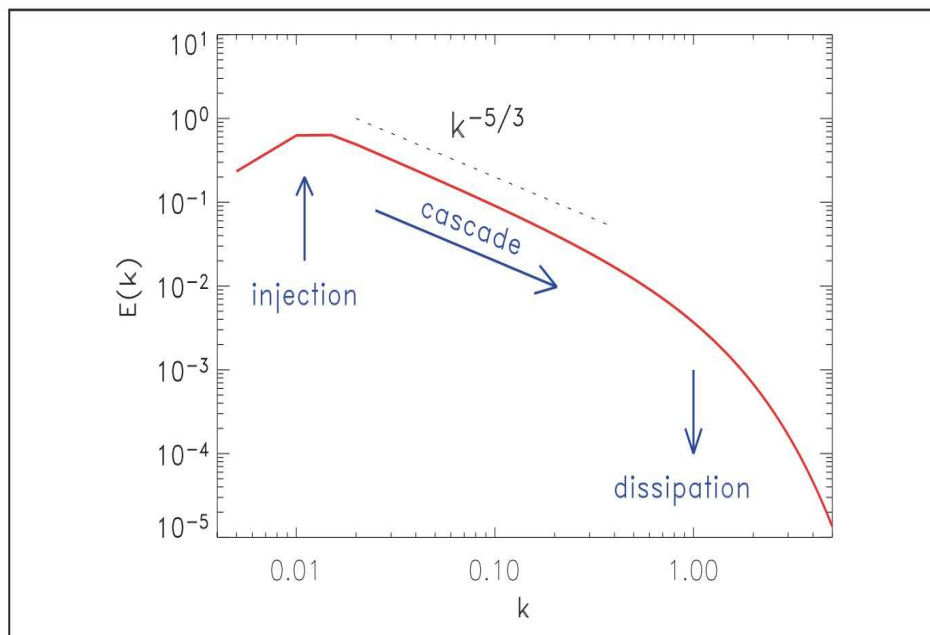


Figure 2.6 : représentation schématique du spectre de Kolmogorov.

A partir de ce principe, l'équation d'évolution de la TKE peut-être déduite. Une version simplifiée, proposée par Malardel, s'écrit [21]:

$$\frac{\delta TKE}{\delta t} = T + M + F + \epsilon_T \quad (2.5),$$

où T est le terme de redistribution de la turbulence suivant la loi de Kolmogorov. M est le terme de dissipation visqueuse de la turbulence. F et ϵ_T sont respectivement les termes de production d'énergie turbulente dynamique et de production thermique ou de destruction d'énergie turbulente.

2.4.4 Échelles caractéristiques de la turbulence atmosphérique

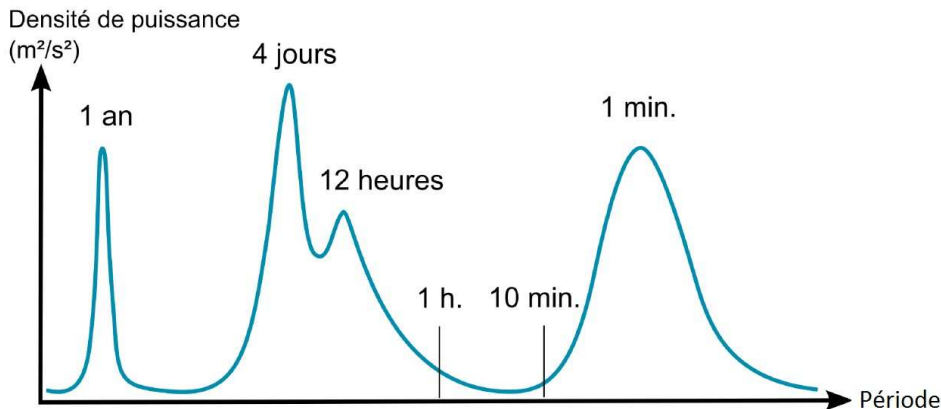


Figure 2.7 : représentation schématique d'un spectre typique de turbulence atmosphérique. Les principales échelles d'injection de turbulence y sont référencées. (D'après Stull [18])

Dans l'atmosphère, il existe plusieurs échelles caractéristiques de structures turbulentes (Figure 2.7). L'énergie des tourbillons d'une période annuelle provient de la révolution de la terre autour du soleil. Le pic autour de 4 jours traduit les passages successifs de cyclones et d'anticyclones. Le pic à 12 heures, correspond à la variabilité du cycle, jour/nuit. Enfin, la dernière échelle existante provient de la turbulence de petite échelle. C'est cette énergie turbulente qui est injectée à partir des mouvements convectifs ou dynamiques à l'intérieur de la CLA.

2.5 Représentations d'atmosphère utilisés en acoustique

Afin de simuler la propagation du son en milieu extérieur, les acousticiens ont pris l'habitude, à partir de mesures, d'utiliser des représentations simplifiées d'atmosphère. Les plus courantes sont résumées dans ce chapitre.

2.5.1 Mesures directes de profils verticaux

Le positionnement de mâts instrumentés permet une mesure de la température et du vent en différentes altitudes. Afin de reconstituer les profils verticaux thermiques et dynamiques, il suffit d'imposer une loi théorique d'évolution (linéaire, logarithmique,

polynomiale, hybride, etc.) en l'ajustant par rapport à ces points de mesures. Typiquement, les capteurs sont situés sur des mâts de 10 m voire 60 m de hauteur. Les profils moyens de vent et de température peuvent alors être reconstitués avec une précision directement liée à la quantité de capteurs répartis verticalement sur le mât. La formule classiquement utilisée pour l'estimation des profils verticaux de célérité effective linéaire ($a=0$), logarithmique ($b=0$) et lin-log est la suivante :

$$c_{eff}(z) = c_0 + a \cdot \log\left(1 + \frac{z}{z_0}\right) + b \cdot z \quad (2.6),$$

avec z_0 la longueur de rugosité et c_0 une célérité de référence.

2.5.2 Modèle de Monin-Obukhov

Il est également possible de reconstituer un profil de vent et de température à partir d'un seul point de mesure à l'aide de la théorie de similitude de Monin-Obukhov [28]. Sous les hypothèses de stratification horizontale de l'atmosphère et de vent soutenu, cette théorie permet d'exprimer les profils verticaux de vent et de température en fonction de trois paramètres u_* , T_* et ζ . Ils s'écrivent respectivement :

$$u_* = \sqrt{(-\overline{u'w'})} \quad (2.7),$$

$$T_* = \frac{-\overline{w'\theta_v'}}{u_*} \quad (2.8),$$

et

$$\zeta = z/L_{MO} \quad (2.9).$$

La longueur de Monin-Obukhov L_{MO} se calcule à l'aide de la formule [29] :

$$L_{MO} = \frac{-u_*^3}{\kappa \frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta_v'}} \quad (2.10),$$

avec θ_v la température potentielle virtuelle et $\kappa=0,4$ la constante de Von Karman. Il est possible d'effectuer la mesure puis le calcul de ces paramètres à l'aide, par exemple, d'un anémomètre ultrasonique tridimensionnel.

Puis, pour reconstituer des profils moyens de vent et de température, les fonctions dites universelles ϕ_m et ϕ_h telles que :

$$\frac{\partial u(z)}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m(\zeta) \quad (2.11),$$

$$\frac{\partial T_k(z)}{\partial z} = \frac{T_*}{\kappa z} \phi_h(\zeta) \quad (2.12).$$

Ces fonctions sont empiriques. De nombreuses formulations en ont été faites [29]. Chacunes de ces fonctions détermine des limites de validité de la théorie de Monin-Obukhov. Malgré cela, cette théorie n'est pas très réaliste lorsque l'on calcule les profils verticaux trop près de la surface, au dessus de la couche limite de surface, ou lorsqu'il y a une présence d'objets influents dans la CLS (arbres, bâtiments, etc.) qui induisent des formes particulières de profils.

Il est à noter que le paramètre ζ peut être choisi comme paramètre pour décrire la stabilité. En effet, il représente le rapport entre convection et forces inertielles. Ainsi le signe de ζ indique si les conditions sont stables ou instables (cf Tableau 1).

Tableau 1 : Détermination de la stabilité de l'atmosphère en fonction du paramètre de stabilité ζ (d'après Foken [29]).

Condition	ζ	Remarques
instable	$-1 > \zeta$	Convection libre, indépendant de u_*
	$-1 < \zeta < 0$	Dépend de u_* , T_*
neutre	$\zeta \approx 0$	Dépend de u_*
stable	$0 < \zeta < 0,5 \dots 2$	Dépend de u_* , T_*
	$0,5 \dots 1 < \zeta$	indépendant de z

2.5.3 Prise en compte de la turbulence

Afin de modéliser la turbulence atmosphérique, l'approche statistique est souvent utilisée. Ainsi, il est d'usage de séparer l'indice de réfraction $n_r = \frac{c_{eff}}{c_0}$ en une partie moyenne $\langle n_r \rangle$ et une partie stochastique μ tels que $n_r = \langle n_r \rangle + \mu$. Des spectres de références (Kolmogorov ou gaussiens [18]) permettent alors un tirage aléatoire d'un « bruit » réaliste sur des valeurs moyennes de vent et de température. Cependant,

plusieurs approximations fortes sont effectuées dans ce cas : la turbulence est considérée homogène et isotrope [30],[14] ou anisotrope; le vent et la température sont décorrélés. (cf. Section 1.3.5 , [31]).

2.5.4 Utilisation d'un modèle atmosphérique

Pour une initialisation précise des champs atmosphériques dans les modèles de propagation acoustique, les acousticiens utilisent depuis les années 80 de modèles atmosphériques en configuration LES. Dans le cas de la propagation extérieur à grande distance, l'utilisation de modèles météorologique à très forte résolution reste novateur [32], [33]. Dans ce cas, les profils de vent et de température modélisés sont complexes, en relation avec l'état de surface (le bâti, la végétation, le relief, etc.). De plus, la turbulence modélisée, dans la limite de résolution du modèle, peut être non homogène et/ou non isotrope. Enfin, la corrélation entre le vent et la température est conservée. Cette étude se situe donc dans ce cadre, avec l'utilisation du modèle numérique atmosphérique Meso-NH.

Partie 2. Les outils utilisés dans la thèse

CHAPITRE 3. DONNÉES EXPÉRIMENTALES.....	25
3.1 Campagne de Lannemezan 2005.....	25
3.1.1 Description.....	25
3.1.2 Aperçu de la campagne expérimentale.....	26
a.Impédance du sol.....	26
b.Comportement acoustique.....	27
3.1.3 Choix des échantillons d'étude.....	28
3.2 Station de Long Terme.....	29
3.2.1 Description.....	29
3.2.2 Aperçu de la campagne expérimentale.....	31
CHAPITRE 4. LE MODÈLE MESO-NH.....	33
4.1 Description	33
4.2 Configuration du modèle.....	33
4.2.1 Large Eddy Simulation (LES)	34
4.2.2 Schéma de turbulence.....	34
4.2.3 Grid Nesting.....	35
4.2.4 Initialisation.....	37
4.2.5 Durée de simulation.....	38
4.2.6 Prise en compte de la surface.....	38
a.Relief.....	38
b.Type de sol.....	38
c.Modèle de surface.....	39
4.3 Développements au cours de la thèse.....	39
4.3.1 Développements techniques.....	39
a.Interpolation verticale.....	39
b.Interpolation horizontale.....	41
4.3.2 Prise en compte de la force de traînée des arbres.....	41
a.Théorie.....	42
b.Validation.....	44
c.Simulation en cas réel.....	45
CHAPITRE 5. TRANSMISSION LINE MATRIX.....	46
5.1 Introduction.....	46
5.1.1 Quel modèle acoustique choisir ?.....	46
5.1.2 Principe de modélisation.....	47
5.2 Propagation en milieu homogène, non dissipatif.....	49

5.2.1 Schéma numérique.....	49
5.2.2 Analogie avec l'équation de propagation des ondes.....	51
5.2.3 Sources d'erreurs numériques.....	52
5.2.4 Extension en 3 dimensions.....	54
5.3 Source.....	57
5.4 Conditions aux frontières.....	59
5.4.1 Comment prendre en compte les frontières ?.....	59
5.4.2 Conditions parfaitement réfléchissantes	60
a.Théorie.....	60
b.Configuration du modèle pour la validation.....	61
c.Validation théorique.....	61
5.4.3 Absorption de la paroi.....	63
a.Théorie.....	63
5.4.4 Conditions d'impédance de sol.....	63
a.Théorie.....	63
b.Validation théorique.....	65
5.4.5 Conditions d'absorption aux frontières.....	66
a.Théorie.....	66
b.Validation numérique.....	67
5.5 Prise en compte de la météorologie.....	68
5.5.1 Prise en compte de la température dans le modèle TLM.....	68
a.Théorie.....	68
b.Analogie avec l'équation de propagation des ondes.....	70
c.Comparaison de modèles.....	71
5.5.2 Prise en compte de l'influence du vent dans la TLM.....	72
a.Théorie.....	72
b.Comparaison de modèles.....	73
5.5.3 Couplage avec Meso-NH.....	74
5.5.4 Développements techniques.....	75
a.Choix du langage de programmation.....	75
b.Parallélisation.....	75
c.Filtrage numérique.....	75
d.Vers l'utilisation en 3D.....	76

Chapitre 3. Données expérimentales

3.1 Campagne de Lannemezan 2005

3.1.1 Description

Cette campagne de mesure a été menée par l'Ifsttar (ex-LCPC), Électricité De France (EDF R&D), l'École Centrale de Lyon (ECL - LMFA) et la SNCF, sur un site proche de la ville de Lannemezan (France - 65) entre Juin et Août 2005 [34]. Ce site expérimental a été choisi pour son environnement sonore relativement silencieux, son sol plan et herbeux, sa situation engendrant une grande variété de vitesse et de direction du vent, et la présence de la station Météo France de Campistrou à proximité immédiate.

Durant ces 3 mois, la source sonore était un haut-parleur générant un bruit large bande à fort niveau. Sur cette zone ont été placés de nombreux capteurs acoustiques et météorologiques selon 4 axes de propagation (DP1, DP2, DP3 et DP4). Une description détaillée de l'instrumentation est présentée sur la Figure 3.1. Il est à noter qu'une période d'observation intensive a été menée durant les 3 premières semaines de la campagne de mesure durant laquelle le nombre de capteurs était plus important.

Cette expérience est idéale pour valider nos modèles acoustiques et météorologiques étant donnés :

- la relative simplicité du relief,
- les caractéristiques de sol,
- et le nombre très important de capteurs.

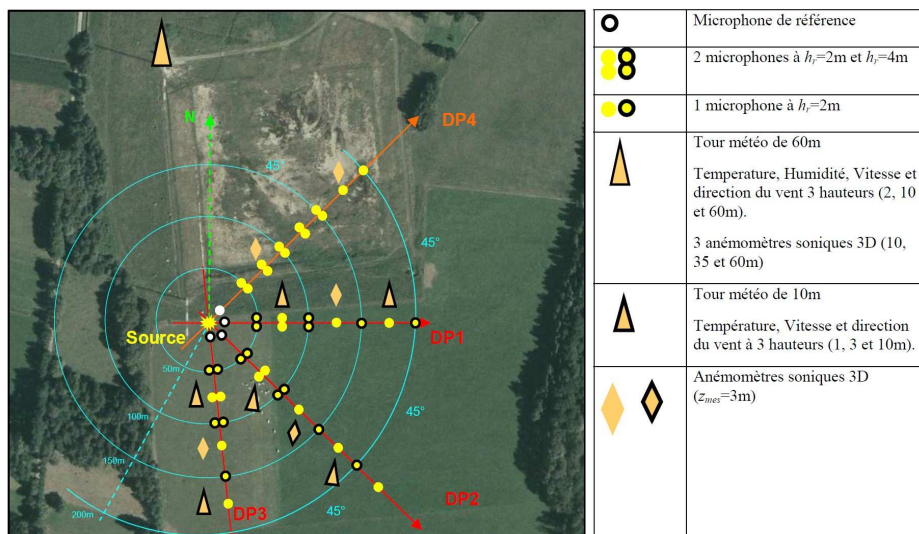


Figure 3.1 : vue aérienne de la zone expérimentale de Lannemezan 2005 et représentation schématique du protocole expérimental pour l'acoustique et la météorologie [31].

3.1.2 Aperçu de la campagne expérimentale

a. Impédance du sol

La zone d'étude de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005 présente une relative homogénéité des caractéristiques de sol. Le sol est herbeux, peu dense. Durant la campagne, il a fait l'objet de mesures régulières. Ces mesures sont disponibles suivant les 4 axes de propagation à 50, 100 et 150 m de la source [34].

Au cours de cette thèse, l'épaisseur du sol n'est pas prise en compte. Le sol est alors considéré comme un espace semi-infini. Seule la résistance spécifique au passage de l'air est alors considérée. Pendant Lannemezan 2005, elle a été mesurée entre 50 et 250 cgs avec une incertitude expérimentale de +/- 10 cgs. La **variabilité temporelle** de la zone d'étude des mesures effectuées par EDF (à 20 m de la source et selon DP3) est reportée en Figure 3.2. Les mesures peuvent être séparées en 3 parties :

Remarque :
1 cgs=1 kNsm⁻⁴

- jusqu'au 16 juin environ (les 10 premiers jours), la résistance σ est soumise à des fortes variations dues à des épisodes pluvieux.
- Puis, entre le 16 juin et le 7 juillet environ, la résistance diminue progressivement.
- Elle atteint dans la dernière partie de la campagne une relative stabilité autour de 100 cgs. Il est notable d'observer des oscillations régulières de période journalière de l'impédance, dues à l'effet de la rosée matinale sur les propriétés acoustiques du sol [34].

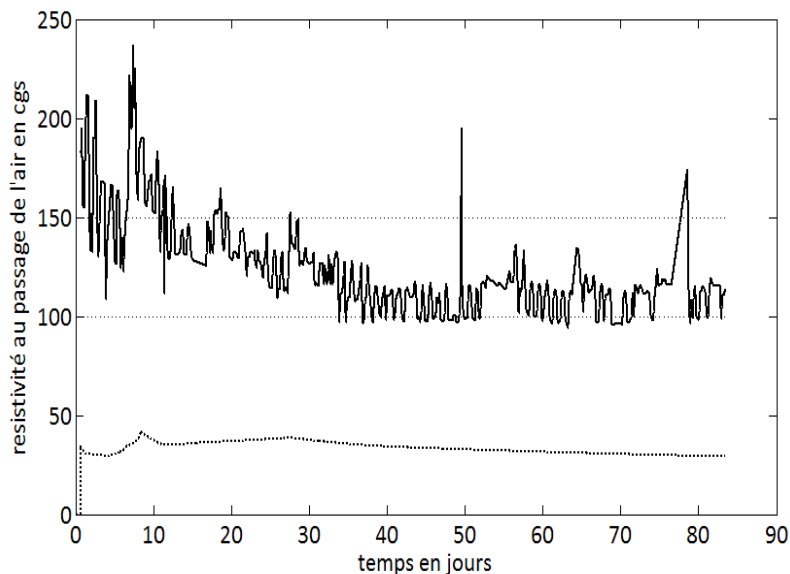


Figure 3.2 : mesures de la résistance au passage de l'air du sol σ lors des 3 mois de mesures de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005. Moyenne (-) et écart type (..) sur tous les capteurs présents sur la zone.

Sur la Figure 3.3, la **variabilité spatiale** des mesures est représentée en fonction de chaque capteur à l'aide des mesures moyennées sur toute la campagne. Il peut être noté qu'elle se situe entre 100 et 200 cgs et que l'axe de propagation DP3 présente une

grande variabilité. Une étude géostatistique plus détaillée confirme l'ordre de grandeur de la variabilité spatiale de l'impédance de sol pendant la campagne expérimentale Lannemezan 2005 [34],[35],[36].

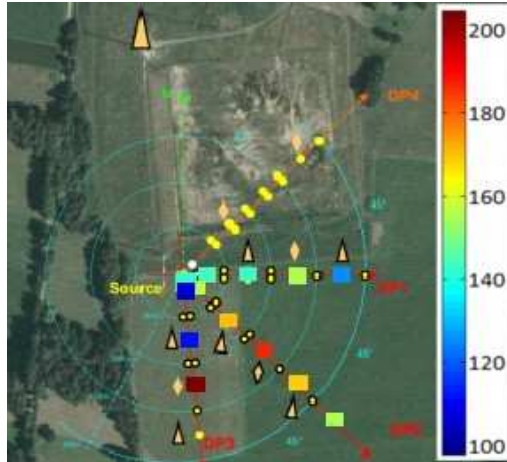


Figure 3.3 : résistance du sol σ lors des 3 mois de mesures de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005. Moyenne pour chaque capteur sur la durée de la campagne, l'écart type sur chaque capteur est de l'ordre de 20 cgs.

b. Comportement acoustique

Afin d'avoir un bref aperçu des mesures acoustiques effectuées lors de cette campagne, la figure 3.4 montre la variabilité des spectres d'atténuation sonore à 150 m de la source relatifs au spectre de référence à 10 m selon les axes de propagation DP1 et DP3 et durant les 3 mois de mesures. La variabilité observée selon les deux axes est sensiblement la même. A 150 m de la source sonore, on observe donc un écart qui peut aller jusqu'à une quinzaine de décibels, en particulier aux hautes fréquences.

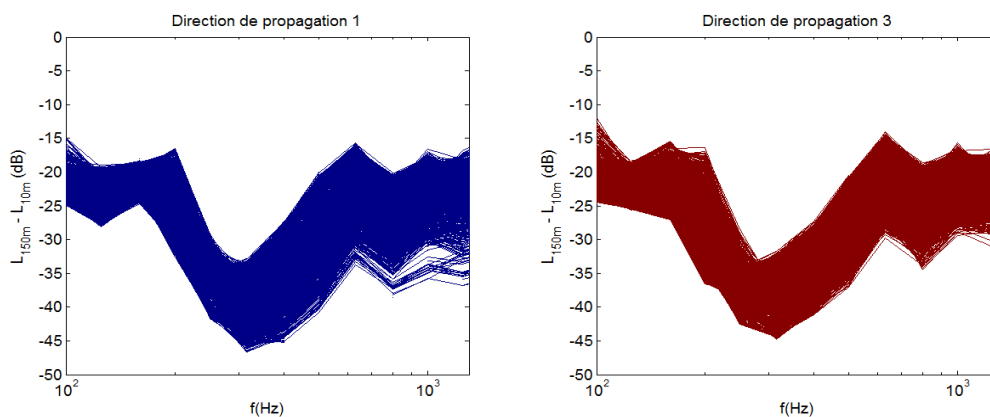


Figure 3.4 : spectres d'atténuation sonore à 150 m de la source relatifs au spectre de référence à 10 m selon les axes de propagation DP1 et DP3

Lors de la section précédente, il a été mis en avant la variabilité des conditions absorbantes du sol, et il a été mis en exergue deux périodes stables avant et après le 16 juin. Sur la figure 3.5, il est possible d'observer les deux groupes de spectre classés selon cette scission. La zone comprise entre pointillés correspond à la moyenne +/- écart type

des niveaux enregistrés dans le cas de conditions homogènes : le gradient vertical de célérité effective absolu mesuré sur les positions de microphones à 50 et 150 mètres est inférieur à 0,15. Cette scission tente de découpler les effets météorologiques des effets de l'impédance de sol.

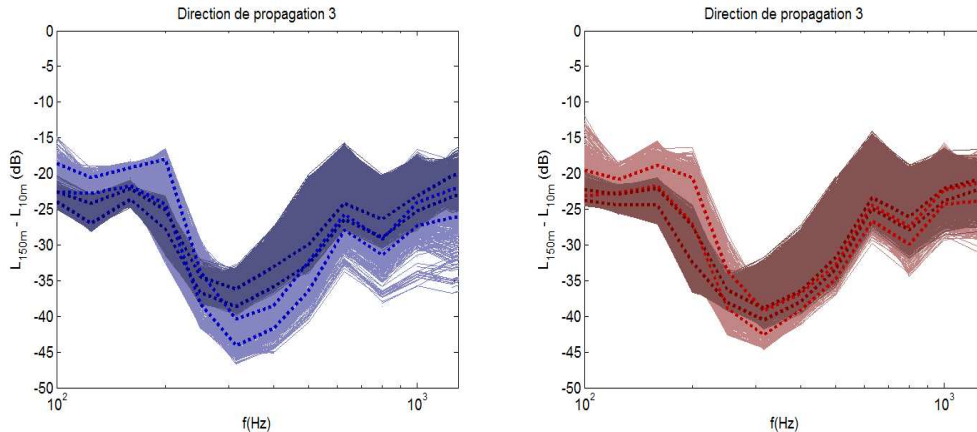


Figure 3.5 : spectres d'atténuation sonore à 150 m de la source relatifs au spectre de référence à 10 m selon les axes de propagation DP1 et DP3 groupés selon la première partie (clair) et la deuxième partie (foncé) de la campagne. En traits pointillés, écarts types des spectres obtenus en conditions homogènes.

On constate :

- qu'il est possible de faire ressortir deux spectres bien typiques des deux zones temporelles d'impédance de sol (cf. Section 3.1.2),
- qu'en conditions homogènes, le creux d'interférence se décale vers les basses fréquences après le 16 juin,
- que les spectres sont moins sensibles aux conditions impédantes pour les fréquences supérieures à 250 Hz, particulièrement pour la direction de propagation 3.

3.1.3 Choix des échantillons d'étude

Les coûts de calcul importants de chacun des modèles numériques utilisés (Meso-NH et TLM) impliquent qu'il n'est pas envisageable d'effectuer des simulations sur plusieurs mois, semaines, ou même plusieurs jours. Il a donc été choisi de retenir 3 échantillons représentant une moyenne sur 15 minutes dans la base de données. C'est à l'aide de ces échantillons d'étude que Meso-NH est initialisé. Des simulations sont ensuite effectuées sur une période de l'ordre de l'heure. Les 3 échantillons sont caractéristiques des différentes conditions météorologiques pouvant être rencontrées sur cette zone :

- Le 03 Juillet 2005 à 04h15 (cas stable - STAB) : il s'agit d'une des nuits les plus stables ($\zeta \approx 0,35$). Le vent y est Sud, Sud-Est et relativement fort. L'inversion de température est bien marquée.

- Le 17 juin 2005 à 16h15 (cas instable - INST) : nous sommes en présence d'une journée fortement ensoleillée d'été. Le gradient de température entre le sol et l'atmosphère est important et la turbulence engendrée par la convection est elle aussi très importante. Le vent est Est. Les conditions atmosphériques sont instables ($\zeta \approx -0,45$).
- La journée du 16 juin 2005 à 04h15 (cas proche du neutre - NEUT) : les conditions météorologiques à cet instant étaient relativement neutres ($\zeta \approx 0,08$). Le vent est faible et Sud-Sud-ouest. Ce cas a été choisi de manière à montrer la validité du modèle en situation « non-extrême ».

Ce choix est toujours délicat car :

- toutes les données ne sont pas toujours disponibles. A titre d'exemple, la journée du 03 juillet dans la direction de propagation 1 a été soustraite de la base de données pour l'incohérence de ses résultats.
- il est le résultat d'un compromis entre une situation intéressante d'un point de vue météorologique et acoustique.

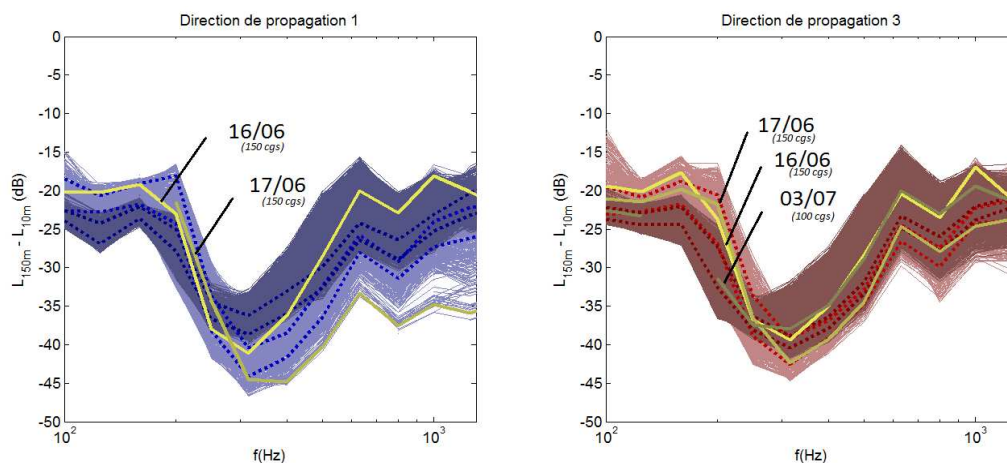


Figure 3.6 : spectres d'atténuation sonore à 150 m de la source relatifs au spectre de référence à 10 m selon les axes de propagation DP1 et DP3 groupés selon la première partie (clair) et la deuxième partie (foncé) de la campagne. En traits pointillés, écarts types des spectres obtenus en conditions homogènes. En jaune, les spectres obtenus pour les trois échantillons retenus.

La figure 3.6 montre les spectres d'atténuation sonore pour les trois échantillons retenus. On constate que l'échantillon du 16-06, cas NEUT, était favorable à la propagation selon DP1 et DP3. L'échantillon du 17-06, cas INST, était particulièrement défavorable à la propagation selon DP1 et sans incidence selon DP3. Enfin le cas STAB, le 03-07, présente des conditions légèrement favorables à la propagation selon DP3.

3.2 Station de Long Terme

3.2.1 Description

Lors de cette thèse, un 2^{ème} jeu de données expérimentales est utilisé afin d'effectuer des simulations. Il est issu de la Station de Long Terme (SLT). Située à Saint-Berthevin (France, 53), elle a été mise en place de manière à observer des variations des champs acoustique et météorologique sur une période de l'ordre de la dizaine d'années. Ce site possède un relief complexe (vallée). Les conditions au sol y sont variées: champs cultivés, prairies, etc. (Figure 3.7). Les sources sonores sont ici réelles : une autoroute (passant sur un viaduc) et une voie de chemin de fer.



Figure 3.7 : vue aérienne de la SLT. (source : geoportail[®])

Les données mesurées consistent en une acquisition permanente (« monitoring ») sur 10 ans (échantillonnage temporel : 10 s) des grandeurs acoustiques (niveau global, 1/3 octave, etc.) et micrométéorologiques (vitesse et direction du vent, température de l'air et du sol, pluviométrie, solarimétrie, etc.) en plusieurs points du site : 5 mâts acoustiques de 5 m (2 hauteurs de capteur), 2 mâts météo de 25 m (3 hauteurs de capteur) et 2 mâts météo de 10 m (2 hauteurs de capteur). Parallèlement, une station de comptage de trafic routier est également en fonctionnement 24h/24 et 365j/an sur le site. Des mesures des caractéristiques de sol sont également régulièrement réalisées (fréquence mensuelle) en 12 points du site (échantillonnage spatial optimisé) afin d'accéder aux propriétés d'absorption de l'énergie sonore par le sol (impédance acoustique). Un schéma du système de mesure est présenté Figure 3.8. Pour plus d'informations sur le site, il est aussi possible de se référer à la page web dédiée [37] ou à l'article de B. Lihoreau et al. [30].

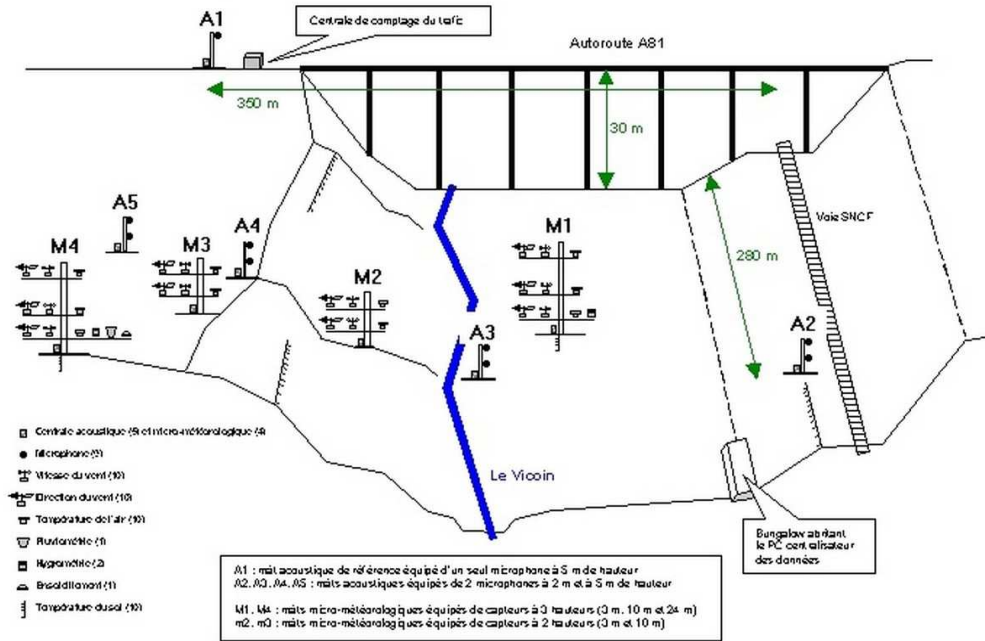


Figure 3.8 : représentation schématique de l'implémentation des capteurs sur la SLT [34].

3.2.2 Aperçu de la campagne expérimentale

Une sélection importante des échantillons de mesures a été effectuée afin de rendre compte des résultats expérimentaux. La base de donnée a d'abord été filtrée afin d'éviter tous bruits parasites, défauts de fonctionnement, etc. Puis seuls les échantillons comprenant des données complètes acoustiques et météorologiques sur les mâts A5, A3, M1 et M4 ont été retenus. Ainsi seuls 215 échantillons de 15 min. sur la base de données 2002-2007 ont été conservés. La figure 3.9 montre la dispersion acoustique de ces différents échantillons, exprimés en atténuation relative au microphone situé au mât A1 pour les octaves 125, 250, 500 et 1000 Hz.

Les deux cas les plus homogènes (vent très faible, gradient vertical de vent et de température très faibles) sont également représentés. Il s'agit du 26/07/03 à 05h00 et du 23/07/05 à 08h30. Il est intéressant de noter que malgré leur éloignement chronologique, les atténuations acoustiques mesurées, sur les mâts acoustiques A3 et A5 par rapport au mât de référence A1, sont très proches. Malgré l'absence de mesures de l'impédance du sol, on peut en déduire que les caractéristiques de sol de ces journées étaient vraisemblablement similaires.

L'échantillon retenu pour effectuer un couplage de Meso-NH vers la méthode TLM se place le 28/08/05 à 20h15 (en rouge sur la Figure 3.9). Afin d'utiliser un échantillon de mesure présentant un bon rapport signal sur bruit, nous avons choisi une situation en conditions favorables à la propagation. De plus, il a été décidé de sélectionner un échantillon pour lequel le vent est très faible ($< 1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 10 m de haut) afin de minimiser les possibles effets vectoriels dus à la source linéique (route).

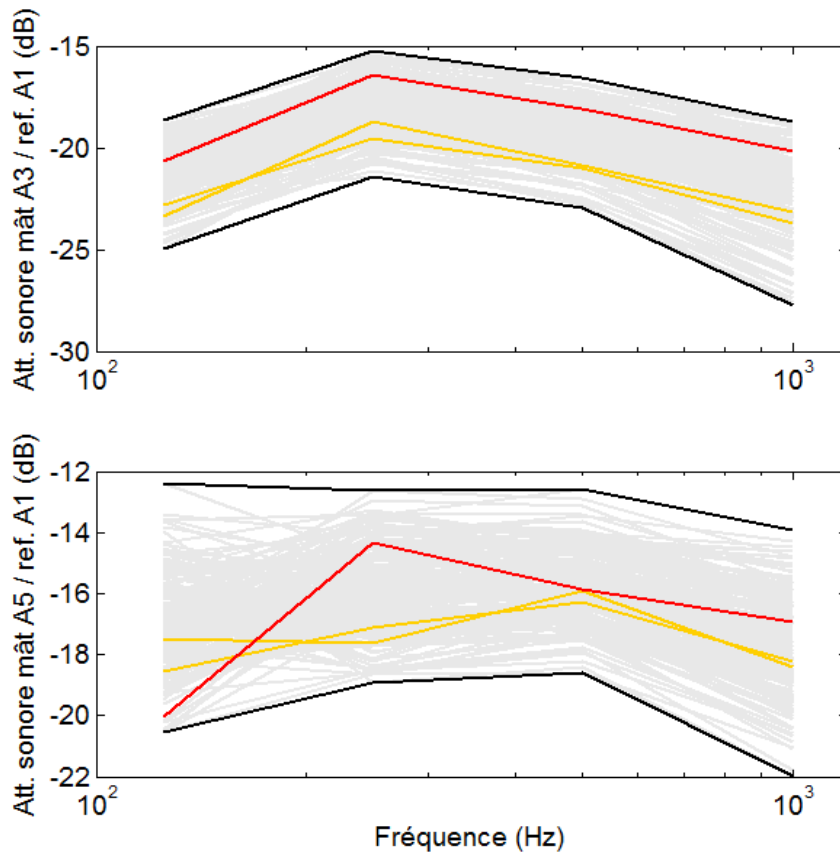


Figure 3.9 : atténuation sonore en octave des microphones situés à 5 m aux mâts 3 et 5 par rapports au mât 1 (noir : dispersion expérimentale ; orange: échantillons mesurés en présence de conditions sans effet sur la propagation ; rouge : échantillon retenu, en conditions de propagation favorables, du 28/08/05 à 20h15).

Chapitre 4. Le modèle Meso-NH

4.1 Description

Le modèle atmosphérique Meso-NH a été développé conjointement par le Centre National de Recherches Météorologiques (URA 1357 CNRS/Météo-France) et le Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560 UPS/CNRS) au cours des années 90 [38]. Il permet d'effectuer des simulations numériques sur une large gamme d'échelles (de la centaine de kilomètres au mètre) et son importante communauté d'utilisateurs permet le développement de nombreux modules ou modèles connexes. Il évolue constamment et les nombreuses informations concernant son fonctionnement et ses nouvelles implémentations sont disponibles sur le site internet dédié [39].

Ce modèle est anélastique et non hydrostatique [38]. L'hypothèse « non-hydrostatique » repose sur le fait que l'accélération verticale des particules d'air n'est pas négligeable devant \vec{g} . Le fait que le modèle soit non hydrostatique implique qu'il peut simuler les plus petites échelles de turbulence, on estime généralement que cette hypothèse est nécessaire pour des résolutions horizontales inférieures à 10 km.

Meso-NH est un modèle eulérien. La coordonnée verticale est celle de Gal-Chen et Sommerville et la grille horizontale est soit cartésienne, soit le résultat d'une projection conforme (dans notre cas). Les schémas de transport sont centrés du 4^{ème} ordre pour le vent et de type Piecewise Parabolic Method (PPM) pour les variables scalaires comme la température ou l'énergie cinétique turbulente. Le schéma temporel est centré de type « leap-frog ». Différentes paramétrisations physiques permettent de représenter les effets diabatiques et turbulents :

- un schéma microphysique permettant de représenter les différents types d'hydrométéores. Il n'est pas utilisé dans cette étude, car seules des situations de ciel clair sont simulées.
- Un schéma de turbulence (*cf.* Section 4.2.2).
- Un schéma de rayonnement pour représenter les transferts radiatifs longues et courtes ondes.
- Un schéma de surface permettant de représenter les échanges avec l'atmosphère pour différents types de surface (ville (TEB), végétation (ISBA), mer, etc.).

4.2 Configuration du modèle

Afin de reproduire les champs de vent et de température présents lors des expériences de Lannemezan 2005 et de la SLT, la résolution spatiale du modèle météorologique nécessaire est de l'ordre du mètre (*cf.* Section suivante). Cette configuration impose une utilisation dans un cadre bien particulier, présenté dans ce chapitre. Les développements nouveaux qui ont dû être effectués y sont également présentés.

4.2.1 Large Eddy Simulation (LES)

Les champs météorologiques nécessaires à l'initialisation des simulations acoustiques doivent permettre d'accéder à une représentation fine des gradients verticaux de vitesse de vent et de température dans les 100 premiers mètres de l'atmosphère. De plus, les ondes sonores sont sensibles aux plus fines échelles de turbulence (cf. Section 1.3.5). Les simulations météorologiques doivent donc être effectuées à très forte résolution. La résolution horizontale la plus forte des simulations est ici de 3,3 m. La résolution verticale est variable, composée de 80 niveaux répartis entre 1 m et 6000 m avec 50 niveaux dans les cent premiers mètres.

En mécanique des fluides ou météorologie, les simulations de ce type sont appelées simulations « des grandes échelles » (Large-Eddy Simulation ou LES). Cela consiste à discrétiser les équations classiques de la mécanique des fluides assez finement pour que la majeure partie énergétique des structures turbulentes soit directement résolue par ce calcul (et non, à l'échelle sous-maille, à travers la « paramétrisation » de la turbulence). Les échanges calculés explicitement doivent donc être grands devant les échanges « sous-mailles ». C'est précisément dans ce cadre que se placent les travaux de cette thèse.

Ce type de simulation est bien documenté et des validations ont été effectuées avec Meso-NH en couche limite neutre, stable et instable [23], [40], [41]. Effectuer des simulations en CLA stable reste un champ de recherche à part entière tant les structures turbulentes sont fines.

La finesse du maillage permet la résolution des équations à des échelles proches de l'échelle de dissipation. Le peu d'énergie encore présent « sous-maille » n'influe que peu sur les vitesses de vent et les températures simulées. Cependant, il est à noter que ces petits tourbillons (< 3m), à faible contenu énergétique, peuvent avoir un impact non-négligeable sur la propagation acoustique [16]. Néanmoins, au cours de cette thèse, leur influence n'est pas prise en compte.

4.2.2 Schéma de turbulence

Afin de modéliser la turbulence « sous-maille » dans les simulations à fines échelles, un schéma de turbulence 3D avec une fermeture à l'ordre 1,5 est présent dans Meso-NH. Il repose sur le schéma proposé par Redelberger et Sommeria [42], [43] et est discuté en détail par Cuxart et al. [40]. Ce schéma est constitué d'une équation pronostique pour le calcul de l'énergie cinétique turbulente et il incorpore les effets de la stratification thermique dans les flux sous-maille à travers les constantes numériques $C_\epsilon=0.7$ et $C_{2m}=0,2$. Il s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} = F_e = & \frac{g}{\theta_{vref}} \overline{u_3' \theta_v'} - (\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}) \\ & - \frac{1}{\rho_{dref}} \frac{\partial (\rho_{dref} e \bar{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_{dref}} \frac{\partial (\rho_{dref} C_{2m} L_m e^{1/2} \frac{\partial e}{\partial x_j})}{\partial x_j} - C_\epsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{L_m} \end{aligned} \quad (4.1).$$

Les termes sources de cette équation sont respectivement la production thermique, la production dynamique, l'advection de la TKE, la diffusion et la dissipation.

La longueur de mélange L peut-être calculée selon deux formulations :

- Bougeault-Laccarrere (BL89) supposent que la longueur de mélange L_m , à tous les niveaux de l'atmosphère, peut être reliée à la distance qu'une parcelle d'air peut parcourir vers le haut I_{up} et vers le bas I_{down} avant d'être stoppée par les forces de flottabilité [44]. Elle s'écrit :

$$L_m = \left[\frac{(I_{up})^{-2/3} + (I_{down})^{-2/3}}{2} \right]^{-3/2} \quad (4.2)$$

Cette méthode est recommandée pour des grilles fortement anisotropiques et lorsque l'on considère que la majorité de l'énergie cinétique turbulente est paramétrisée.

- ou Deardorff (DEAR), la longueur de mélange L_m est alors limitée par la taille de la maille de la grille [44]. Cela suppose que la majorité des tourbillons de la couche limite soient explicitement résolus par le modèle 3D.

$$L_m = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad (4.3).$$

Dans Meso-NH, cette longueur de mélange est limitée par un critère de stabilité.

Lorsque $\frac{\partial \theta_v}{\partial z} > 0$, on a :

$$L_m = 0,76 \sqrt{e} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \right)^{-1} \quad (4.4).$$

4.2.3 Grid Nesting

Afin de descendre à des résolutions aussi fines sur la zone d'étude en gardant des temps de calcul et des espaces mémoires raisonnables, une technique couramment utilisée est celle du « grid-nesting » [45]. Le « grid-nesting » (ou emboîtement de domaines), est

une technique qui consiste à effectuer des simulations simultanément sur des domaines emboîtés avec chacun leur propre résolution. Le domaine avec une résolution plus faible (dit modèle *père*) va influencer les simulations du modèle *fil* centré sur la zone d'étude, à travers les conditions aux limites latérales du domaine *fil*. La configuration « two-way » implémenté dans Meso-NH permet aussi au modèle *fil* d'influencer le modèle *père*, en modifiant les champs du modèle *père* sur la zone de recouvrement [45].

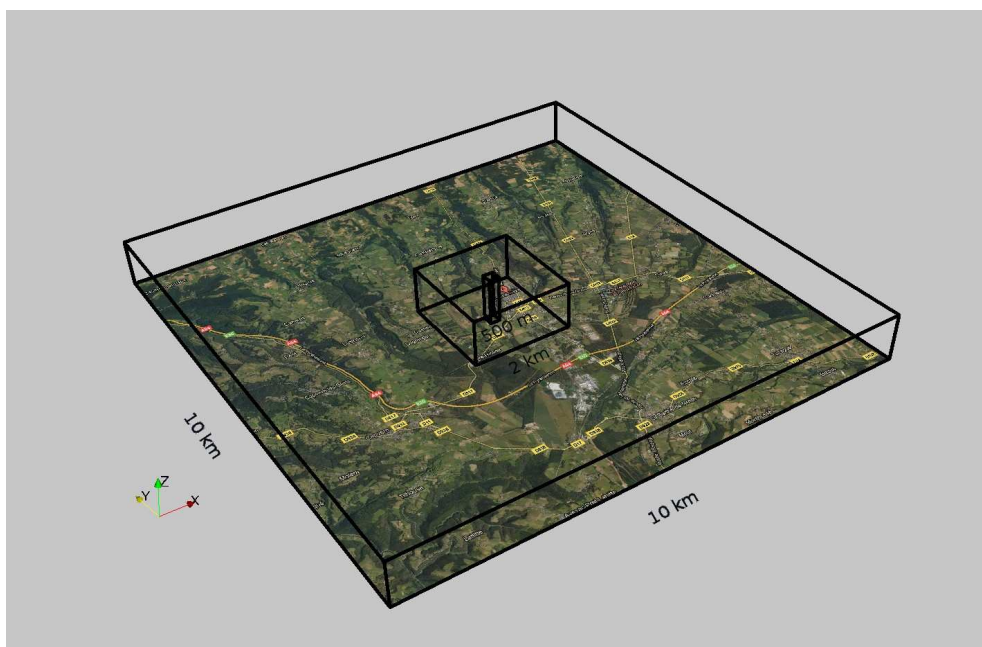


Figure 4.1 : Représentation de l'emboîtement des 3 différentes grilles utilisées pour la modélisation de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005.

(100 km², 4 km² et ~2,5 km²).

Lors des simulations effectuées sur Lannemezan 2005 et la SLT, trois différents domaines sont emboîtés. Le premier domaine, d'une résolution horizontale de 50 m et d'une taille de 10km*10km, permet la résolution et la modélisation des phénomènes de plus grandes échelles, du type des grands tourbillons convectifs. Un domaine intermédiaire d'une résolution horizontale de 10 m et d'une taille de 2 km*2 km permet alors de transiter progressivement vers la plus fine échelle et d'éviter une trop forte contrainte numérique. Enfin, le dernier domaine, d'une résolution horizontale de 3,30 m et couvrant la zone d'étude permet une résolution précise de la turbulence atmosphérique, ainsi que des champs de vent et de température. Ces trois grilles sont présentées Figure 4.1. Le tableau 2 présente les différentes configurations pour les simulations respectives étudiées dans cette thèse. Le cas INST n'a pas été simulé sur le domaine de plus fine résolution car la résolution de 10m a été estimée suffisante en première approximation pour résoudre explicitement l'essentiel des tourbillons dans ces conditions. Il est à noter que, pour ces simulations, les conditions aux limites latérales du plus grand modèle sont stationnaires et définies en fonction des conditions d'initialisation.

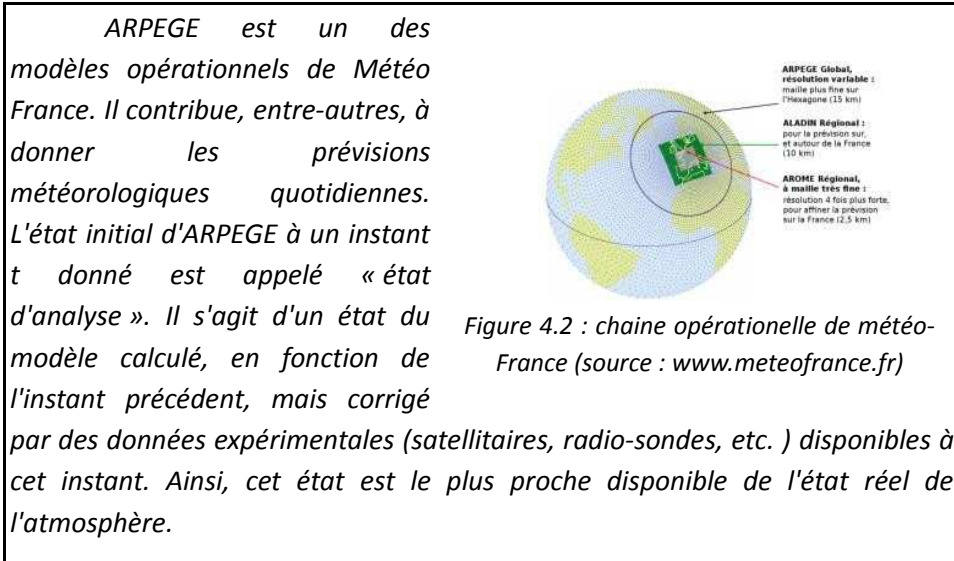
Tableau 2 : Tableau récapitulatif des différentes résolutions horizontales et longueurs de mélange utilisées pour les 4 cas d'étude (notés STAB, NEUT, INST, SLT).

Résolution horizontale	1 ^{ère} grille	2 ^{ème} grille	3 ^{ème} grille
Longueur de mélange			
STAB	50m (10x10 km)	10m (2x2 km)	3,3m (500x400 m)
	BL89	BL89	DEAR
NEUT	50m (10x10 km)	10m (2x2 km)	3,3m (500x400 m)
	BL89	BL89	DEAR
INST	50m (10x10 km)	10m (2x2 km)	
	DEAR	DEAR	
SLT	50m (10x10 km)	10m (2x2 km)	
	DEAR	DEAR	

4.2.4 Initialisation

L'initialisation du modèle est effectuée à partir des données d'analyse ARPEGE et des mesures effectuées *in-situ*. En effet, ARPEGE (*cf.* encadré) a une résolution horizontale variable d'environ 10 km sur la France métropolitaine. Il est composé de 70 niveaux verticaux répartis entre 17 m et 70 km. Pour une précision accrue sur les plus bas niveaux (les 60 premiers mètres), il a été jugé nécessaire de compléter l'initialisation de nos simulations par les données météorologiques fournies par les capteurs *in-situ*. Lors de l'expérience de Lannemezan 2005, l'initialisation est complétée pour le vent, la température et l'humidité relative à l'aide du mât météorologique de 60 m.

A partir de ce profil initial imposé au point de mesure, Meso-NH interpole verticalement et horizontalement en adaptant le champ de vent et le champ de masse au relief (*cf.* Section 4.3.1).



4.2.5 Durée de simulation

A la suite de cette initialisation, les simulations sont effectuées pendant 1 heure sur la première grille, puis 1 heure sur deux grilles et enfin 20 min sur les 3 grilles. Ces durées de simulation sont choisies suffisamment grandes de manière à ce qu'à partir de l'état d'initialisation, le modèle Meso-NH puisse atteindre un équilibre. L'échantillon qui est comparé à l'expérience est le dernier échantillon de 15 min, soit 1h45 ou 2h05 après le début de la simulation selon que l'on utilise 2 ou 3 grilles. Une moyenne temporelle est donc effectuée sur cet échantillon de simulation afin de pouvoir se comparer aux résultats expérimentaux.

4.2.6 Prise en compte de la surface

a. Relief

Une base de données contenant l'altitude du sol sur la France tous les 250 m a été utilisée afin de rendre compte du relief sur la zone d'étude numérique. En outre, pour chaque expérience, des modèles numériques de terrain à très fine résolution (~1 m) ont été réalisés à l'aide de mesures *in-situ*. Ils ont permis de raffiner la résolution spatiale du relief sur la zone expérimentale.

b. Type de sol

La base de données ECOCLIMAP contenant le type de sol sur la France, avec une résolution de 1 km, a été utilisée [46]. Cette base de données contient aussi les caractéristiques (albedo, hauteur de végétation, etc.) d'une grande variété de surface : mer, forêts de conifères, plaines, etc. Sa résolution spatiale sur la zone expérimentale à l'étude a été augmentée manuellement et/ou à l'aide de mesures *in-situ* (Figure 4.3).

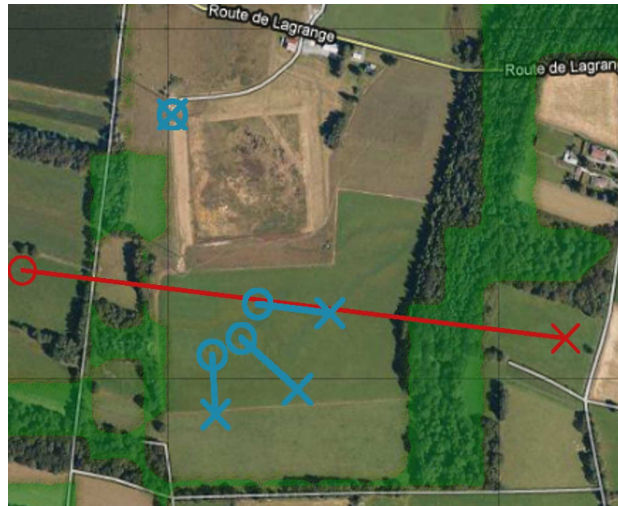


Figure 4.3 : positionnement du type de surface « arbres » (zones vertes) sur la campagne expérimentale de Lannemezan 2005. (En bleu, positionnement des capteurs).

c. Modèle de surface

Les réponses de la surface aux flux solaires, à l'humidité, ainsi que les échanges atmosphère-sol, sont gérés par le modèle ISBA [47], au travers de l'interface de surface externalisée SURFEX [48].

4.3 Développements au cours de la thèse

4.3.1 Développements techniques

Classiquement, les simulations de situations réelles avec Meso-NH utilisent, comme initialisation, des champs 3D issus de modèles météorologiques de plus grande échelle. Notre configuration se démarque de ce cadre en initialisant à partir d'un profil mesuré *in situ* (cf. Section 4.2.4). Cela a nécessité d'étendre la méthode d'interpolation déjà existante [44] de la manière présentée ci-après.

a. Interpolation verticale

L'ancien et le nouveau schéma d'interpolation sont présentés Figure 4.4. Le profil initial est informé en altitude.

- Selon le premier schéma d'interpolation (Figure 4.4(a)), ce profil est interpolé sur la grille du modèle, grille ayant son plus bas niveau à l'altitude 0 m. Puis une fois la grille du modèle translaturée au niveau du relief sur la zone d'étude, ce profil est interpolé une seconde fois sur la grille du modèle. Si la résolution verticale est variable, avec une résolution plus faible sur les plus hauts niveaux, ce type d'interpolation engendre une perte d'information dommageable sur les plus bas niveaux.

- Ainsi, le nouveau schéma d'interpolation proposé (Figure 4.4(b)) consiste à traduire la grille du modèle au niveau du relief dans un premier temps, avant d'interpoler le profil initial sur celle-ci. On conserve ainsi la variabilité verticale des champs dans les plus bas niveaux du modèle. Un exemple d'interpolation par ces deux schémas est donné en Figure 4.5.

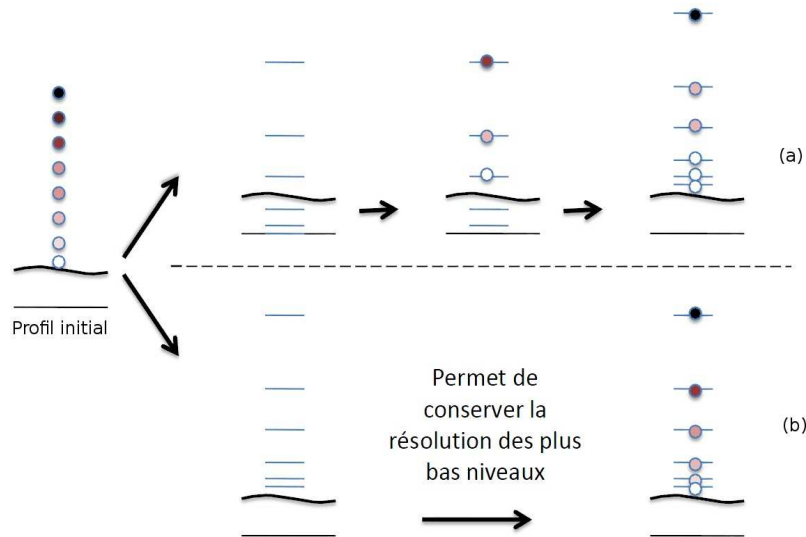


Figure 4.4 : schéma de l'ancien (a) et du nouveau (b) système d'interpolation verticale d'un profil d'initialisation typique.

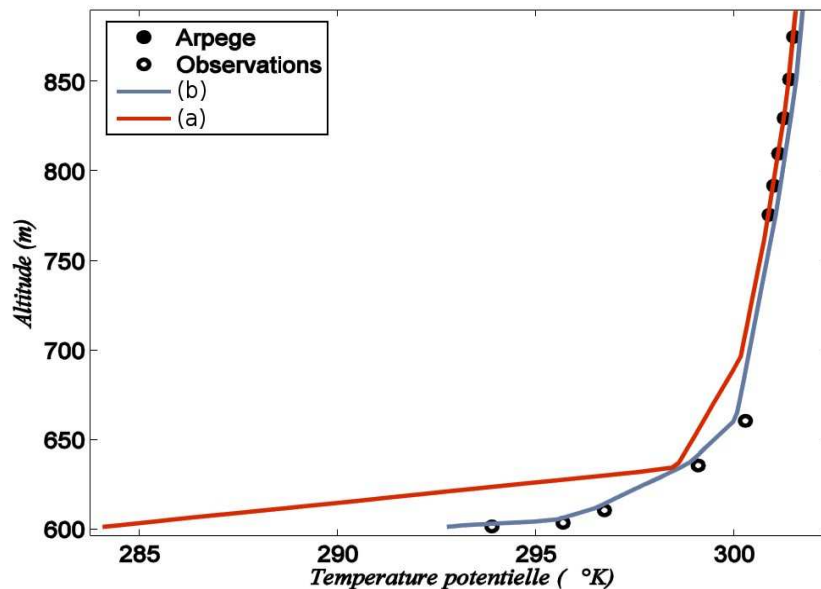


Figure 4.5 : profil vertical d'initialisation de la température potentielle. Le profil initial est composé des données d'analyse ARPEGE (>60 m) ainsi que des observations (<60 m). Il est interpolé suivant le schéma d'interpolation précédant (a), puis par le nouveau schéma (b).

Il est donc possible de constater l'apport positif du nouveau schéma d'interpolation verticale. Ce développement est ensuite utilisé pour le reste de l'étude.

b. Interpolation horizontale

Une interpolation horizontale réaliste d'un profil sur le domaine d'étude a du être effectuée. La Figure 4.6 met en avant la différence entre l'ancien et le nouveau schéma d'interpolation proposé.

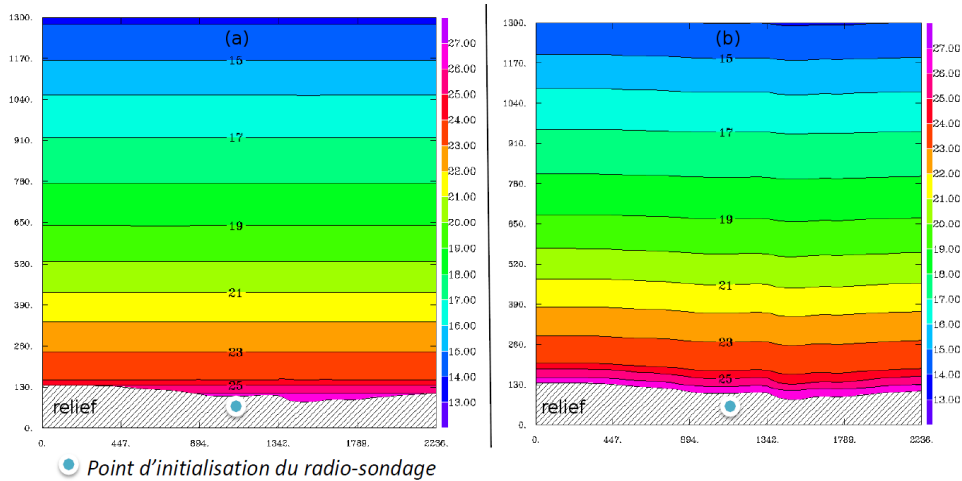


Figure 4.6 : coupe verticale d'un champ typique de température sur le relief de la zone d'étude de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005. L'ancien (a) et le nouveau (b) schéma d'interpolation horizontale d'un profil d'initialisation y sont présentés.

L'ancien schéma d'interpolation consiste seulement à effectuer une correspondance entre chaque niveau du profil et leurs altitudes respectives (e.g. à 250 m d'altitude, la température est dans tout le domaine de 25°C). Cette équivalence est rigoureusement conservée au cours de l'interpolation. L'effet direct est très dommageable lorsque le relief varie. En effet, la couche limite de surface n'est donc pas considérée. De plus, si le sol est à une altitude plus faible que l'altitude du profil d'initialisation, il est alors extrapolé. Cela peut apporter de fortes erreurs. Il est donc proposé à travers le nouveau schéma de ne pas conserver l'altitude comme correspondance pour le profil mais le niveau du modèle (e.g. au premier niveau du modèle, soit à ~1m du sol, la température est dans tout le domaine de 25°C). De cette manière, le profil de couche limite de surface est conservé.

4.3.2 Prise en compte de la force de traînée des arbres

Lors de premières simulations de l'expérience sur la campagne de Lannemezan 2005 (cf. Section 3.1), le principal défaut observé a été l'obtention de champs de vitesse de vent simulés trop importants en comparaison aux mesures. Classiquement, il existe, au travers du couplage Meso-NH/SURFEX, depuis le sol jusqu'au premier niveau de simulation, une prise en compte de la force de traînée de la haute végétation par un schéma multicouche de la couche limite de surface [49]. Compte tenu de la résolution verticale très forte de nos simulations près du sol, il a été nécessaire d'introduire la force de traînée des arbres dans les équations de la dynamique du modèle atmosphérique, et non pas dans le modèle de surface. Ce choix a été motivé par la présence de deux barrières d'arbres de relativement forte densité de part et d'autre de la zone d'étude. Ce développement a été exposé lors du congrès de l'American Society of Meteorology en

Aout 2010 [50] et a fait l'objet d'une soumission au journal Boundary Layer of Meteorology (cf. Annexe 1).

a. Théorie

Dans un modèle météorologique classique, la présence de la végétation haute est modélisée par la rugosité du sol. Il s'agit d'utiliser dans le modèle une longueur de rugosité z_0 , longueur à laquelle la vitesse du vent est nulle (Figure 4.7). Cependant, lorsque les premiers niveaux du modèle se situent sous la hauteur des arbres, cette description n'apporte pas entière satisfaction et ne représente pas correctement les champs à l'intérieur de la canopée. Une solution proposée est alors de modéliser les arbres par une force de traînée, freinant la dynamique du modèle (Figure 4.7). Cette solution a déjà été implémentée dans quelques modèles météorologiques : ARPS [51], MM5 [52], RAMS [53].

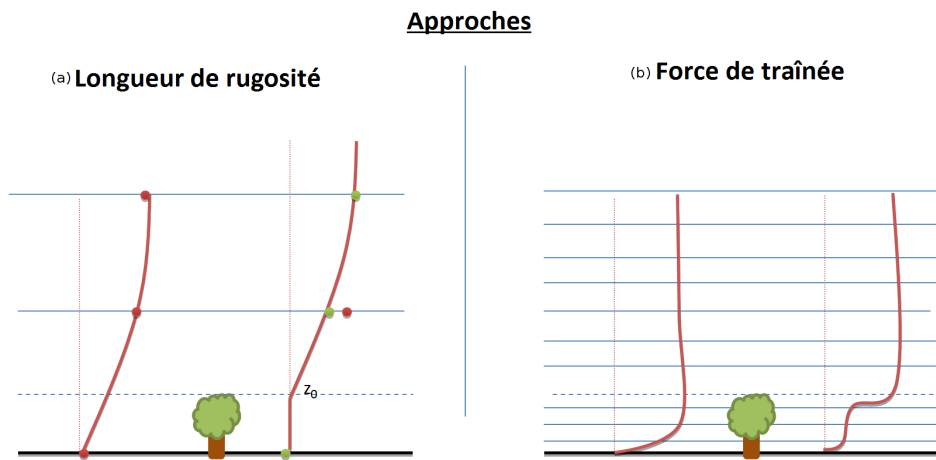


Figure 4.7 : schéma représentant le profil de vent typique en présence de végétation modélisé par la longueur de rugosité z_0 (a), puis par le modèle en force de traînée (b).

Ainsi, les termes suivant sont ajoutés aux équations de la dynamique du modèle :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = F_u - C_d A_f(z) u (u^2 + v^2)^{0,5} \quad (4.5),$$

et

$$\frac{\partial v}{\partial t} = F_v - C_d A_f(z) v (u^2 + v^2)^{0,5} \quad (4.6),$$

avec u et v les composantes du vent respectivement zonales et radiales. F_u , F_v sont les termes généraux du modèle pour chacune des équations. C_d est le coefficient de traînée de la canopée et $A_f(z)$ est sa densité spatiale (fonction de la hauteur z par rapport à la surface).

De plus, de manière à traduire la dissipation de la turbulence engendrée par les arbres, un terme est aussi ajouté aux équations de paramétrisation de la turbulence sous-maille comme suit :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = F_e - C_d A_f(z) e \quad (4.7)$$

avec e l'énergie cinétique turbulente, et F_e le terme général de forçage.

La densité spatiale de la canopée $A_f(z)$ représente l'aire de surface de chaque arbre qui fait face au vent par unité de volume de cet arbre. Ce coefficient permet une variation du freinage du vent et de la dissipation d'énergie turbulente en fonction de la forme et de la densité de feuillage de l'arbre. Il s'agit d'une combinaison entre A_i , et d'une fonction poids traduisant la forme de l'arbre. A_i est le produit de la fraction de végétation par maille du modèle par le LAI (leaf area index). Le LAI est un indice qui traduit la densité du feuillage de l'arbre. Cet indicateur est soumis aux variations saisonnières. Une étude de l'impact de la densité spatiale de canopée $A_f(z)$ a été réalisée en 2008 par Dupont *et al.* [51]. Malgré le fait qu'il y soit montré l'importance du choix de la forme d'arbre dans la modélisation de leurs impacts, dans un premier temps, les arbres modélisés seront considérés d'une hauteur constante (10 m) et d'une forme identique typique (Figure 4.8).

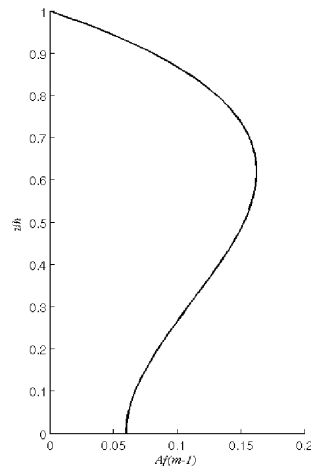


Figure 4.8 : profil de $A_f(z)$ normalisé par la hauteur de l'arbre.

L'intensité du freinage du vent ainsi que de la dissipation de TKE sont directement dépendantes du coefficient C_d (cf. Equations 4.5, 4.6 et 4.7). En dépit de l'importance de ce coefficient, sa valeur n'est pas bien connue. En effet, il est dépendant du type d'arbre, de leurs positionnements, et peut même être fonction de la vitesse du vent sur cet arbre [54]. Dans la littérature, C_d peut prendre différentes valeurs comprises entre 0,075 et 0,5 [55], [49], [56]. Par simplicité, ce coefficient est choisi constant et est fixé à 0.2, une des valeurs les plus fréquemment rencontrées.

Enfin, d'autres hypothèses ou approximations ont été effectuées en raison de leurs contributions supposées faibles pour les raisons suivantes :

- Les arbres influencent aussi la thermodynamique de l'atmosphère. Cependant, dans un premier temps, les flux thermiques générés par les arbres seront simplement calculés à travers le modèle de surface ISBA. Au cours de la thèse, il a été tenté de répartir ces flux uniformément sur la hauteur des arbres. Il aurait alors été possible de constater l'impact de cette représentation et observer, peut-être, une plus grande précision des résultats. Malheureusement, bien que

certains résultats aient été encourageants, par manque de temps, ce développement a dû être abandonné.

- Il est aussi considéré que le volume d'air perdu dans chaque maille du domaine par la présence des arbres est négligeable [49].
- Enfin, la production de turbulence par le sillage des feuilles est négligée. Shaw et coll. indiquent que cette génération n'a que de très faibles effets [56].

b. Validation

Dans le but de valider l'implémentation de la force de traînée, la même configuration que Dupont et coll. [55] ainsi que Shaw et coll. [56] a été choisie. Cela consiste à effectuer des simulations en 3 dimensions au-dessus d'une forêt homogène et continue dans des conditions atmosphériques neutres et sèches. Plus d'informations relatives à la description technique de l'expérience peuvent être trouvées dans l'Annexe1. Les résultats sont comparés aux mesures de Su et al. [57] à l'intérieur et au-dessus d'une forêt de feuillus à Camp Borden dans l'Ontario, Canada. Une fois que le modèle a atteint son état d'équilibre, les champs de vitesse de vent et de statistiques turbulentes sont moyennés en espace selon les directions horizontales et en temps sur des échantillons collectés toutes les secondes sur une période de 15 min. Sur la Figure 4.9, le bon accord entre les résultats de simulations du modèle Meso-NH ainsi modifié, du modèle ARPS (Dupont et coll. [58]) et des mesures (Su et coll. [57]) est notable.

Meso-NH est donc capable de reproduire les caractéristiques principales de la turbulence à l'intérieur et au-dessus de la canopée :

- Le profil du vent zonal u (Figure 4.9.a) présente bien un point d'inflexion au sommet des arbres.
- Le moment d'ordre 2 (Figure 4.9.b), l'énergie cinétique turbulente (Figure 4.9.d) et la variance des trois composantes du vent (Figure 4.9.c) sont constants au-dessus de la forêt, puis il décroissent fortement à l'intérieur de celle-ci.
- Les moments d'ordre 3 (Figure 4.9.e) du vent zonal et vertical montrent une asymétrie. Il y a une dissymétrie positive sur la vitesse longitudinale et négative sur la vitesse verticale. Cela peut être expliqué par la domination des « sweeps » (*balayage*) sur les éjections du fluide [59].

Plus récemment, des mesures statistiques menées par Poggi et coll. à l'intérieur d'une forêt homogène montrent le même comportement que ces différents résultats [60].

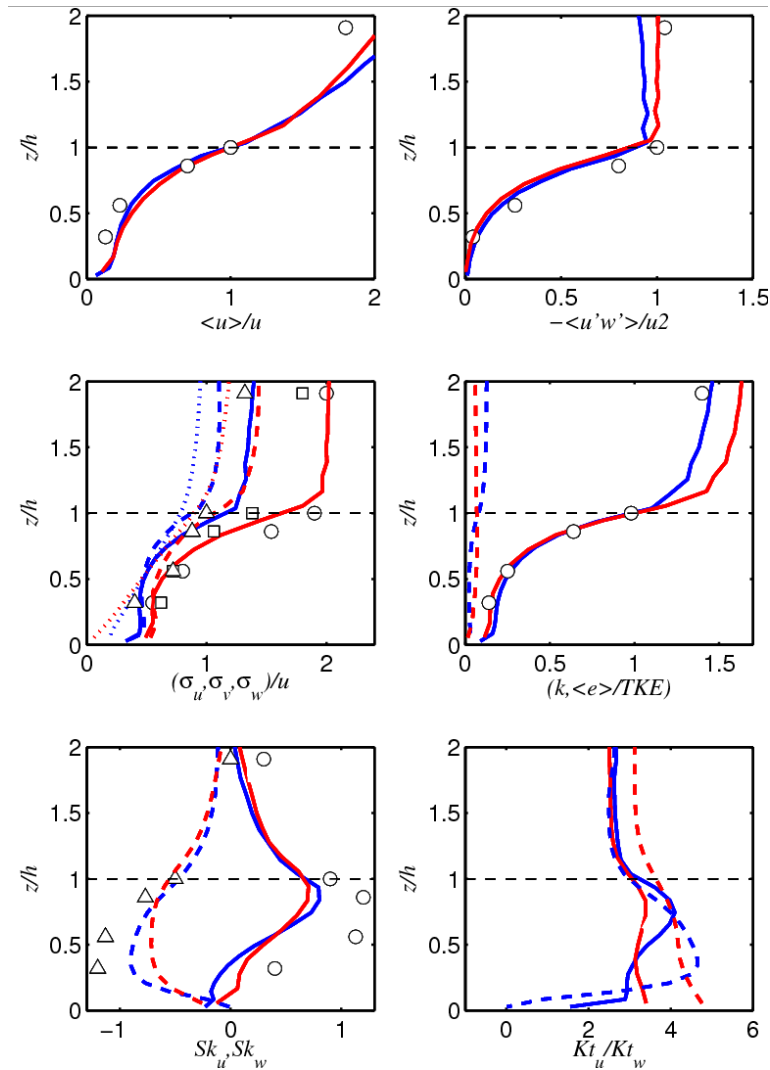


Figure 4.9 : validation du modèle Meso-NH (bleu) en se comparant à ARPS (r, Dupont and Brunet, 2008b) et aux mesures (ronds, Su et al., 1998) dans une forêt homogène. Profils verticaux de vitesse de vent zonal moyen (a); $-\langle u'w' \rangle / u^2$ (b); écart type des 3 composantes du vents (c), (σ_u : ligne pleine, cercles; σ_v : ligne tiretée, carrés; σ_w : ligne pointillée, triangles) ; TKE totale (d); Moment d'ordre 3 de u et w (e) (Sk_u : ligne pleine, cercles; Sk_w : ligne tiretée, triangles); kurtosis de u et w (f)

Ainsi, l'implémentation de la force de traînée des arbres dans Meso-NH a été effectuée et validée. Néanmoins, cette validation n'a été effectuée que dans le cadre d'une atmosphère neutre et sèche. Des recherches plus poussées seraient à effectuer de manière à observer la validité de ce type de modélisation dans toutes les conditions atmosphériques. Nous avons tout de même utilisé ce développement dans le cadre de nos expériences en cas réels et nous avons montré l'apport positif de cette modélisation.

c. Simulation en cas réel

Ce développement a été utilisé par la suite pour les différentes simulations en cas réels : expériences de Lannemezan 2005 et de la Station de Long Terme de Saint-Berthevin. Elles sont présentées dans la partie résultats (*cf.* Section 6.1).

Pour plus d'informations sur la comparaison entre les simulations effectuées avec et sans ce développement, le lecteur peut se rapporter à l'article en Annexe 1.

Chapitre 5. Transmission Line Matrix

5.1 Introduction

5.1.1 Quel modèle acoustique choisir ?

Le modèle acoustique a été choisi afin de répondre à notre problématique de propagation acoustique en milieu extérieur. Il doit permettre :

- de modéliser la propagation du son au-dessus de reliefs complexes, voire en présence d'obstacle,
- d'effectuer des simulations en 2 dimensions mais aussi en 3 dimensions,
- de modéliser l'impédance du sol,
- de modéliser les effets induits par la météorologie.

Il existe de nombreux modèles de propagation acoustique, présentant chacun leurs qualités et inconvénients. A l'heure actuelle, pour les calculs de précision, deux grands groupes de modèles sont utilisés, fréquentiels et temporels. Parmi ces modèles, il existe :

- Les modèles analytiques qui reposent sur la résolution directe des équations d'onde dans le domaine fréquentiel. Ils ne permettent que de résoudre les problèmes aux géométries très simples. Le modèle utilisé dans cette thèse est celui proposé par Ingard-Rudnick [61], [62].
- Les modèles de type équations paraboliques (EP) proposent de résoudre l'équation de propagation d'une onde dans le domaine fréquentiel à l'aide de l'équation d'Helmholtz. Cette méthode permet de décrire la propagation du son en milieu hétérogène. Cependant, malgré son intense développement ces dernières années, il existe encore des limitations majeures (*e.g.* la difficulté de prendre en compte des reliefs trop complexes, la multiexposition, etc.) [63]. Ce type de modèle ne peut donc pas répondre entièrement aux critères que l'on s'est fixés. Cependant, dans cette thèse, les résultats numériques sont parfois comparés à ceux d'un modèle EP. Il s'agit du modèle développé en partenariat entre l'Ifsttar, l'ECL et EDF R&D. Ce code a été largement validé sur sol plan (réfléchissant ou absorbant) et en milieu hétérogène (réfraction et turbulence). Dans cette étude, le modèle d'impédance retenu pour ce modèle de propagation est celui de Miki (*cf.* Section 5.4.4).
- Les modèles dits « temporels ». Il s'agit de numériser les équations de l'acoustique dans le domaine temporel. Couramment, les équations d'Euler Linéarisés sont résolues (EL). Par extension, ces modèles sont appelés « Finite Difference Time Domain » (FDTD). Du fait de la résolution directe des équations

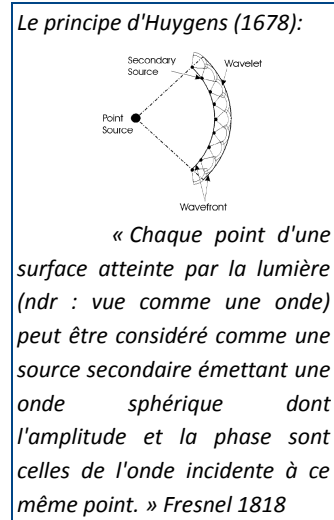
de l'acoustique, ils sont théoriquement capables de prendre en compte tous types de relief ou conditions de propagation avec comme principale limitation les résolutions spatiale et temporelle utilisées [64]. Ils ont deux principaux inconvénients :

- Ils nécessitent une adaptation des modèles de sol, souvent définie dans le domaine fréquentiel (cf. Section 5.4.4),
- Ils sont très coûteux en espace mémoire et en temps de calcul. Cependant, les puissances de calcul des machines actuelles ainsi que la plus grande facilité de parallélisation permettent aujourd'hui l'utilisation de ces derniers. Un modèle temporel alternatif à la résolution des équations d'Euler Linéarisées (EL) dans le domaine temporel, bien connu dans le monde de l'électromagnétisme, est la méthode Transmission Line Matrix (TLM) ou Discret Huygens Model (DHM). Nous avons choisi cette méthode pour répondre à notre problématique. Cette méthode est décrite dans les paragraphes suivants.

5.1.2 Principe de modélisation

La méthode TLM est une technique numérique ayant pour but de modéliser la propagation d'onde. Cette méthode a d'abord été développée en électromagnétisme, et a ensuite été utilisée dans de nombreux domaines d'applications (problème de diffusion de chaleur, acoustique, etc.) [65–67]. Le modèle TLM est couramment présenté comme une version numérisée du principe d'Huygens (cf. encadré). Il peut être vu comme la modélisation d'un principe physique afin de décrire un phénomène tandis que les méthodes temporelles plus courantes (e.g. FDTDs) se présentent comme la numérisation des équations mathématiques qui le régissent.

Le schéma de principe de cette méthode, proposé originellement par P. Johns, est exposé sur la Figure 5.1 [68]. La propagation d'une information à un temps t à partir d'un nœud i s'effectue sur les nœuds adjacents. Cette information ainsi diffusée dans le réseau correspond à de nouvelles sources d'information à chaque nœud du domaine pour le pas de temps suivant. Il est entendu que des lois de connexion particulières existent entre chacun des nœuds afin de propager les propriétés de l'onde (phase, amplitude) et de prendre en compte les caractéristiques du milieu modélisé (vitesse de l'onde, frontières, absorption de l'onde par le milieu, etc.).



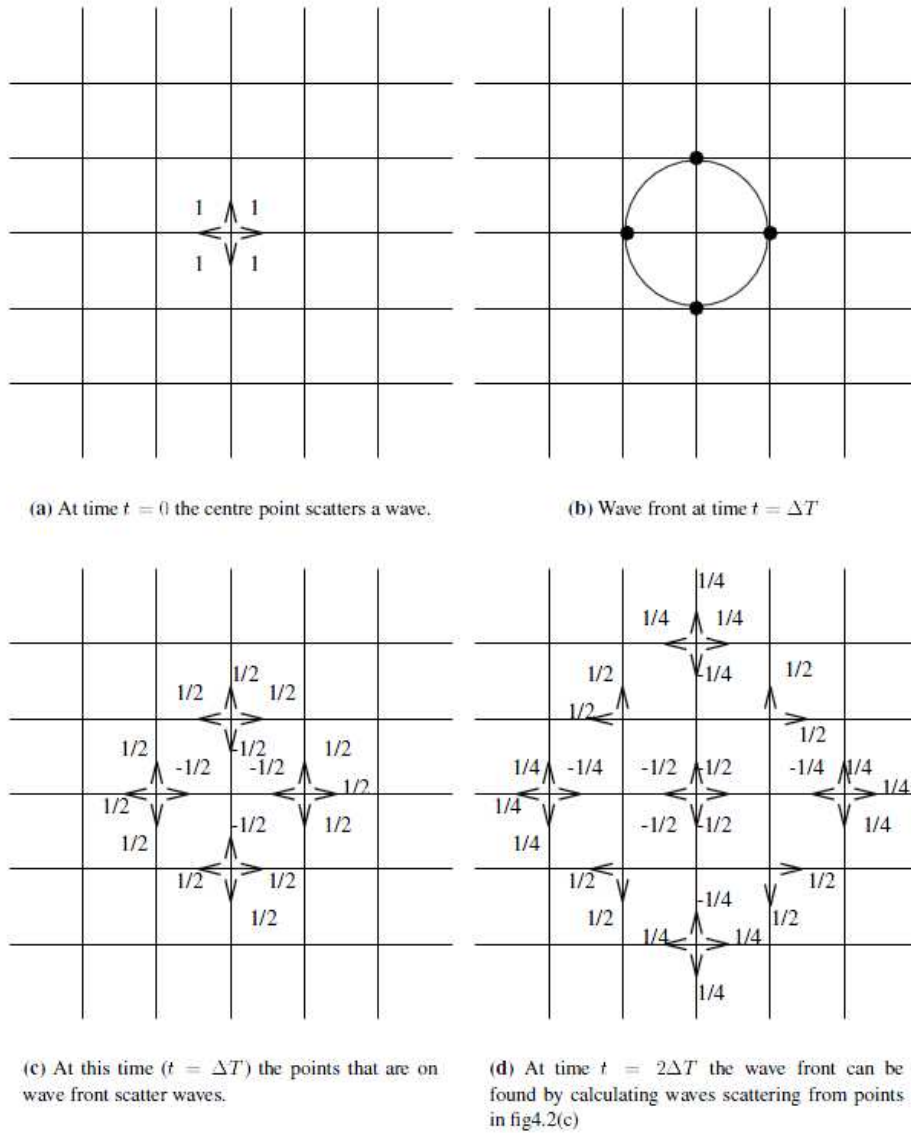


Figure 5.1 : schéma de propagation 2D d'une impulsion dans un réseau suivant la méthode TLM. (a) Au temps $t=0$, le point central diffuse une onde. (b) Front d'onde « reconstitué » au temps $t=\Delta t$. (c) Au temps ($t=\Delta t$), les points situés sur le front d'onde diffusent à nouveau des ondes. (d) Au temps $t=2\Delta t$, le front d'onde peut être recalculé à partir de l'énergie incidente en chacun des nœuds.

5.2 Propagation en milieu homogène, non dissipatif

5.2.1 Schéma numérique

Les bases de la méthode sont posées dans le cadre le plus simple : la propagation s'effectue en deux dimensions, dans un milieu homogène non dissipatif à travers un maillage régulier carré.

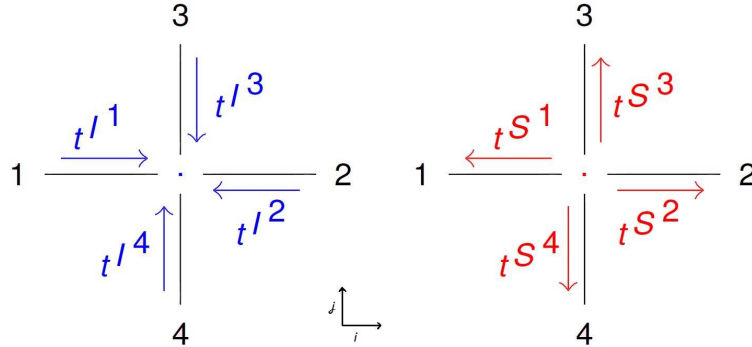


Figure 5.2 : convention du modèle.

L'impulsion incidente sur un nœud (i,j) provenant du nœud voisin $(i+1,j)$ se nomme ${}^tI_{(i,j)}^2$
 et l'impulsion diffusée par le nœud (i,j) vers le nœud voisin $(i+1,j)$, ${}^tS_{(i,j)}^2$

On définit la pression acoustique nodale ${}^tP_{(i,j)}$ comme la somme des impulsions incidentes ${}^tI_{(i,j)}^n$ sur un nœud, situé en (i,j) :

$${}^tP_{(i,j)} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N {}^tI_{(i,j)}^n \quad (5.1).$$

A un instant t et selon chaque direction, cette pression est diffusée (*scattered* en anglais) à l'aide du vecteur d'impulsions diffusées ${}^tS_{(i,j)}^n$ vers les quatre nœuds adjacents. Ils sont situés à une distance Δl dans chacune des directions n . Ce vecteur ${}^tS_{(i,j)}^n$ est calculé en fonction des impulsions incidentes. La relation matricielle qui définit les lois de connexion entre chacun de ces nœuds s'écrit :

$$\begin{pmatrix} {}^tS_{(i,j)}^1 \\ {}^tS_{(i,j)}^2 \\ {}^tS_{(i,j)}^3 \\ {}^tS_{(i,j)}^4 \end{pmatrix} = {}^tD_{(i,j)} \cdot \begin{pmatrix} {}^tI_{(i,j)}^1 \\ {}^tI_{(i,j)}^2 \\ {}^tI_{(i,j)}^3 \\ {}^tI_{(i,j)}^4 \end{pmatrix} \quad \text{ou } S=D.I \quad (5.2),$$

avec ${}^tD_{(i,j)}$ une matrice de diffusion que l'on écrit :

$${}^tD_{(i,j)} = \begin{bmatrix} R & T & T & T \\ T & R & T & T \\ T & T & R & T \\ T & T & T & R \end{bmatrix}_{(i,j)} \quad (5.3),$$

où T et R sont respectivement les coefficients de transmission et de réflexion. Pour que la pression soit correctement répartie dans le réseau, $R=-1/2$ et $T=1/2$. Puis, au pas de temps suivant, les impulsions sont reçues en tant qu'information incidente aux nœuds adjacents. Suivant la convention exposée Figure 5.2 , on écrit :

$$\begin{aligned} {}^{t+\Delta t}I_{(i+1,j)}^1 &= {}^tS_{(i,j)}^2 \\ {}^{t+\Delta t}I_{(i-1,j)}^2 &= {}^tS_{(i,j)}^1 \\ {}^{t+\Delta t}I_{(i,j+1)}^3 &= {}^tS_{(i,j)}^4 \\ {}^{t+\Delta t}I_{(i,j-1)}^4 &= {}^tS_{(i,j)}^3 \end{aligned} \quad (5.4).$$

En outre, on remarque aussi qu'il est possible d'écrire la vitesse particulaire nodale ${}^t\vec{v}_{(i,j)}$ de l'onde :

$${}^t\vec{v}_{(i,j)} = \begin{pmatrix} \frac{{}^tS_{(i,j)}^1 - {}^tS_{(i,j)}^2}{\rho_0 c_0} \\ \frac{{}^tS_{(i,j)}^3 - {}^tS_{(i,j)}^4}{\rho_0 c_0} \end{pmatrix} \quad (5.5),$$

avec ρ_0 , la masse volumique de référence de l'air.

La Figure 5.3 propose une validation de ce schéma numérique pour la propagation d'une onde en champ libre. Les résultats de simulation sont comparés aux calculs analytiques (modèle d'Ingard-Rudnick, cf. Section 5.1.1). On constate également un très bon accord. Seul un écart apparaît aux basses fréquences. Cette erreur provient du fait que l'on soit proche de la limite inférieure du domaine de validité du modèle. Cette limite est liée à la présence de conditions absorbantes sur les bords du domaine afin de modéliser la propagation en champ libre (cf. Section 5.4.5).

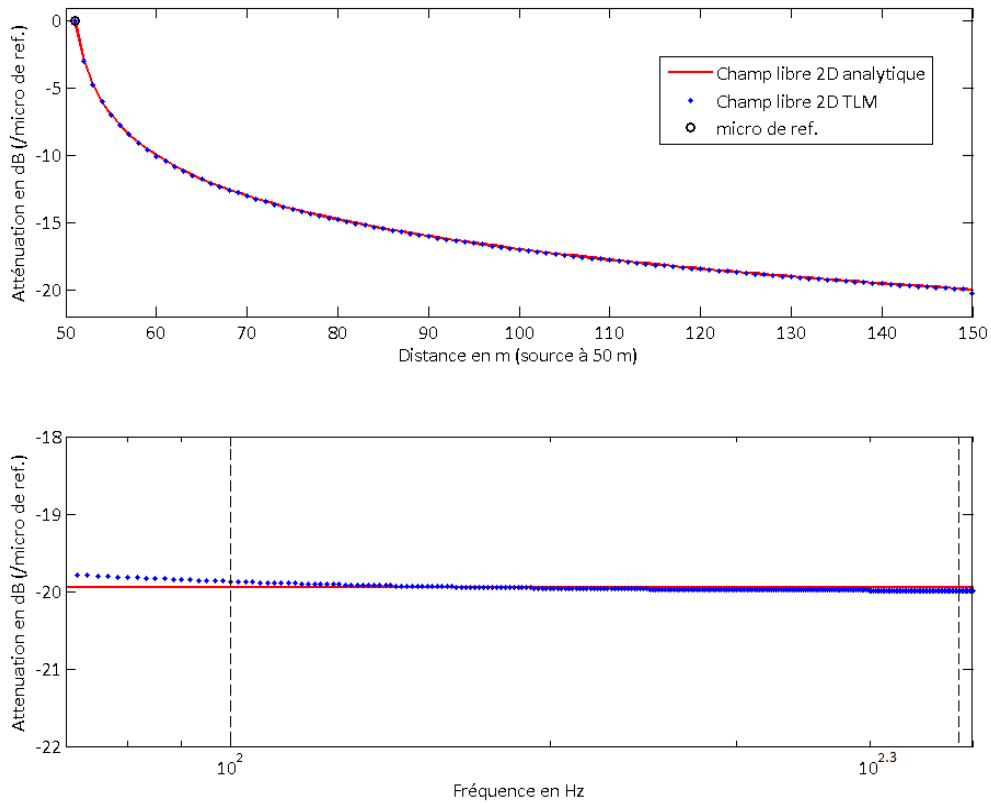


Figure 5.3 : validation de la TLM en champ libre et en 2 dimensions.

Atténuation sonore du signal par rapport à un microphone de référence à 1 m de la source en fonction de la distance ($dist_{obs}=100$ m) et de la fréquence ($f_{obs}=200$ Hz). Les résultats du modèle TLM (., bleu) sont confrontés aux résultats de calculs analytiques en 2D (-, rouge). Les limites théoriques de validité du calcul sont représentées en pointillés noirs.

5.2.2 Analogie avec l'équation de propagation des ondes

Hofmann et Heutschi ont montré l'analogie de cette méthode avec une résolution numérique de l'équation de propagation d'une onde [69–71]. A partir des équations 5.1 et 5.2, on peut écrire :

$${}_tS_{(i,j)}^n = {}_tP_{(i,j)} - {}_tI_{(i,j)}^n \quad (5.6),$$

avec $n=1,2,3,4$. L'introduction de la relation 5.1 dans 5.4, donne :

$${}_{t+\Delta t}P_{(i,j)} = \frac{1}{2} \left({}_tS_{(i,j-1)}^1 + {}_tS_{(i,j+1)}^2 + {}_tS_{(i,j-1)}^3 + {}_tS_{(i,j+1)}^4 \right) \quad (5.7),$$

La combinaison des relations 5.6 et 5.7 permet alors de conclure :

$$2 \frac{\Delta t^2}{\Delta l^2} \frac{{}_t p_{(i,j)} - 2{}_t p_{(i,j)} + {}_t p_{(i,j)}}{\Delta t^2} = \frac{{}_t p_{(i+1,j)} - 2{}_t p_{(i,j)} + {}_t p_{(i-1,j)}}{\Delta l^2} + \dots \quad (5.8).$$

$$\dots \frac{{}_t p_{(i,j+1)} - 2{}_t p_{(i,j)} + {}_t p_{(i,j-1)}}{\Delta l^2}$$

Cela correspond à la résolution par différences finies, centrées, d'ordre 2 en temps et en espace, de l'équation de propagation d'une onde :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \quad (5.9),$$

avec la célérité acoustique exprimé en fonction du pas d'espace et de temps :

$$c_0 = \sqrt{\frac{\Delta l^2}{2 \Delta t^2}} \quad (5.10).$$

5.2.3 Sources d'erreurs numériques

L'information se propage dans le réseau avec une célérité $c_{TLM} = \frac{\Delta l}{\Delta t}$. L'équation 5.10 permet ainsi de conclure qu'il est nécessaire d'ajuster la vitesse dans un réseau à mailles carrées de manière à ce que :

$$c_{TLM} = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \sqrt{2} c_0 \quad (5.11).$$

Afin de limiter les temps de calcul et l'espace mémoire, la maximisation de Δl est primordiale. La limite principale à cette maximisation est la dispersion induite par le modèle.

La forme cartésienne du maillage induit une dispersion de l'onde qui est fonction de sa direction de propagation. Johns en explique la raison en 1994 [68] : dans la méthode TLM, pour parcourir une certaine distance dans la direction diagonale, les ondes doivent parcourir $\sqrt{2}$ fois la distance inter-nodale (Figure 5.4). Johns écrit la relation de dispersion dans un réseau carré, tracé sur la Figure 5.5.

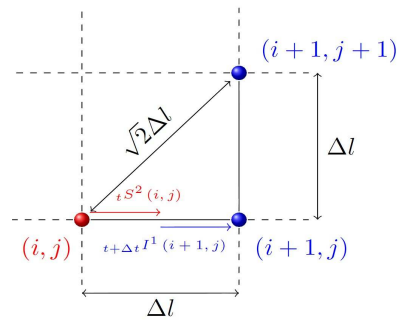


Figure 5.4 : schéma d'une maille carrée du modèle TLM.

On constate que, sur une large bande fréquentielle, la vitesse des ondes dans la diagonale est $\sqrt{2}$ fois supérieure à la vitesse des ondes se propageant dans les directions principales. Ainsi, les célérités des ondes dans les deux directions sont les mêmes. Cependant, quand la fréquence devient trop importante, des erreurs sur la vitesse de l'onde sont introduites dans la méthode. Seules les composantes basses-fréquences se propagent alors à la célérité attendue. La Figure 5.6 montre deux signaux temporels d'une impulsion reçue après 0,25 s de propagation dans une direction principale du réseau et dans une direction diagonale. On y voit clairement la dispersion numérique. Il est à noter que, même si la forme de l'onde peut être fortement modifiée par la dispersion numérique, le niveau sonore de l'onde reste le même.

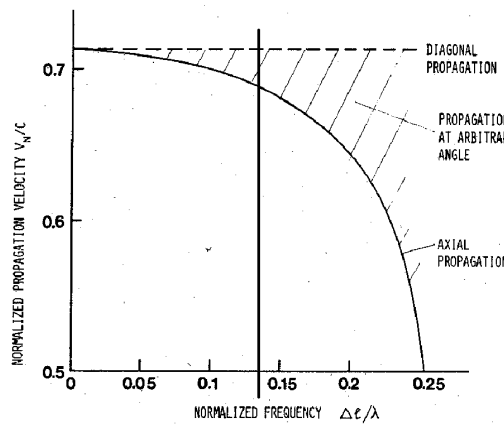


Figure 5.5 : dispersion de la célérité des ondes dans le réseau TLM 2D. (D'après Johns and Beurle [Johns]).

Au cours d'une de ses études, N. Simons propose d'utiliser un maillage régulier hexagonal pour s'affranchir de ce problème [72]. En effet, il n'existe pas de direction particulière dans un hexagone. Ce développement a aussi été abordé dans le cadre de ces travaux de thèse. Cependant, pour un coût en calcul et en espace mémoire

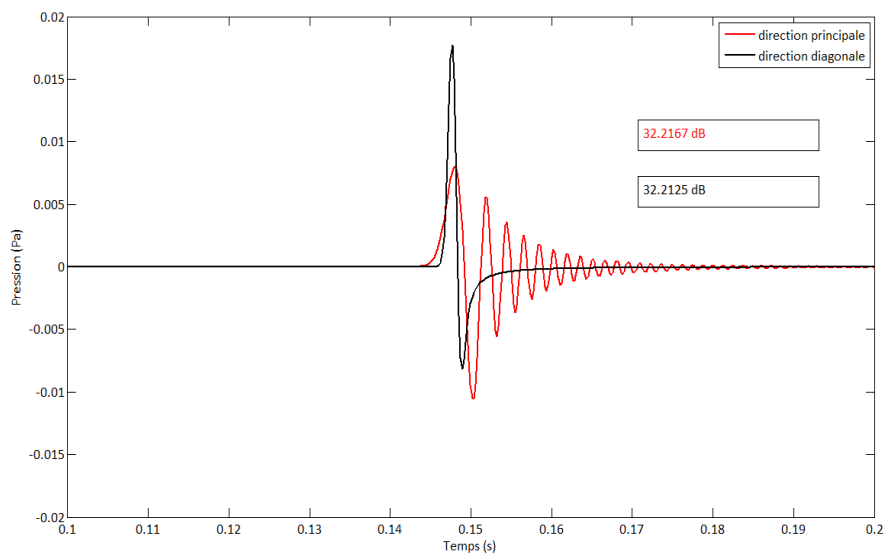


Figure 5.6 : signaux temporels d'une onde propagée dans la direction principale et dans la direction diagonale.

équivalent, le gain sur la précision de calcul n'a pas été jugé suffisant en comparaison à la complexité que cela engendre au niveau du calcul, du code, ainsi que du traitement des données. Cette solution n'a donc pas été retenue.

La stabilité du modèle dépend ainsi de cette dispersion. Si celle-ci est trop forte, le modèle devient instable. Il est couramment entendu que la méthode TLM nécessite une résolution $\Delta l < \frac{\lambda_{TLM}}{10}$ afin de conserver sa stabilité, où λ_{TLM} est la longueur d'onde propagée dans le réseau à une vitesse c_{TLM} . On a donc une limite de stabilité du réseau qui peut s'écrire en fonction de la longueur d'onde physique λ :

$$\Delta l < \frac{\lambda \sqrt{d}}{10} \quad (5.12).$$

La Figure 5.7 montre l'erreur du modèle TLM par rapport au modèle analytique de propagation en champ libre. En 2D, la limite de stabilité doit alors être à environ 7 points par longueur d'onde. La figure 5.7, nous permet de confirmer cette hypothèse et notamment dans la direction principale d'un maillage cartésien.

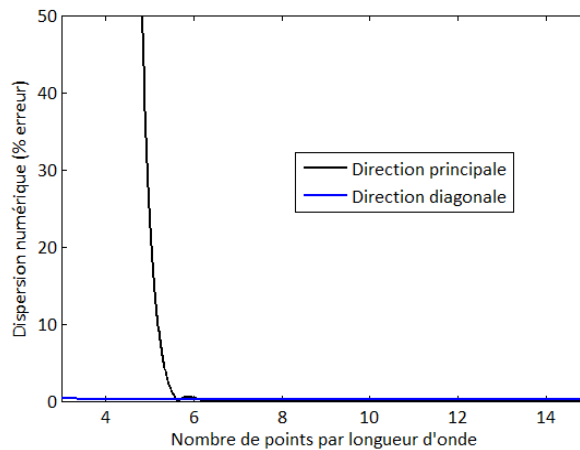


Figure 5.7 : pourcentage d'erreur, à 100 m de la source, par rapport au calcul analytique dans la direction principale (noir) et diagonale (bleu) d'un maillage cartésien 2D.

5.2.4 Extension en 3 dimensions

Il est possible de faire évoluer la méthode TLM pour la simulation de propagation d'une onde en 3 dimensions. Dans notre cas, le maillage du domaine n'est plus carré mais cubique. Le nombre de branches connectées à un nœud passe de 4 à 6. Pour des raisons de simplicité d'écriture, on introduit l'indice r tel que :

$$r = \begin{cases} (i, j) & \text{en 2D} \\ (i, j, k) & \text{en 3D} \end{cases} \quad (5.13).$$

Ainsi l'équation 5.4 s'écrit :

$$\begin{aligned}
 {}_t J_r^1 &= {}_{t-\Delta t} S_{(i-1, j, k)}^2 \\
 {}_t J_r^2 &= {}_{t-\Delta t} S_{(i+1, j, k)}^1 \\
 {}_t J_r^3 &= {}_{t-\Delta t} S_{(i, j-1, k)}^4 \\
 {}_t J_r^4 &= {}_{t-\Delta t} S_{(i, j+1, k)}^3 \\
 {}_t J_r^5 &= {}_{t-\Delta t} S_{(i, j, k-1)}^6 \\
 {}_t J_r^6 &= {}_{t-\Delta t} S_{(i, j, k+1)}^5
 \end{aligned} \tag{5.14},$$

et la matrice de diffusion :

$${}_t D_r = \begin{bmatrix} R & T & \dots & T \\ T & R & \dots & T \\ \dots & \dots & \dots & T \\ T & T & T & R \end{bmatrix}_r \tag{5.15}.$$

Toutefois, dans ces conditions, pour que l'énergie soit conservée dans le réseau, les variables de transmission et de réflexion doivent prendre pour valeur $R=2/3$ et $T=1/3$. On écrit alors :

$$R = \frac{2(d-1)}{2d} \text{ et } T = \frac{2}{2d} \tag{5.16},$$

avec d le nombre de dimensions. Enfin, s'il l'on réécrit l'équation de propagation de l'onde (Equation 5.9) en 3 dimensions, on arrive à la conclusion suivante [73] :

$$c_0 = \sqrt{\frac{\Delta l^2}{(d \Delta t^2)}} \tag{5.17},$$

ou encore :

$$c_{TLM} = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \sqrt{d} c_0 \tag{5.18}.$$

Le modèle en 3 dimensions a ainsi été développé et sa validation en champ libre est présentée Figure 5.8.

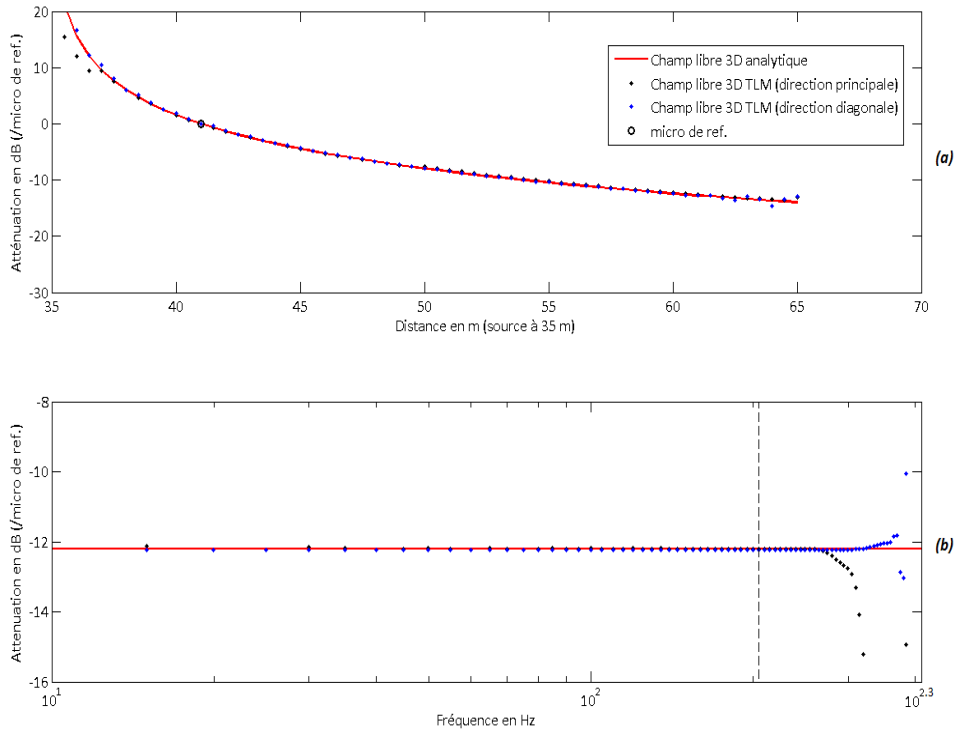


Figure 5.8 : Validation de la TLM (3D) en champ libre.

Atténuation sonore du signal par rapport à un microphone de référence à 5 m en fonction de la distance ($dist_{obs}=25$ m) et de la fréquence ($f_{obs}=300$ Hz). Les résultats du modèle TLM (., bleu) sont confrontés aux résultats de calculs analytiques en 3D (-, rouge). La limite théorique de validité du calcul est représentée en pointillés noir (limite due aux conditions absorbantes, cf. Section 5.4.5).

De nouveau, les simulations TLM sont concordantes avec les calculs analytiques. Sur la figure 5.8(a), il est possible d'observer un léger désaccord entre le champ analytique et les résultats simulés dans la direction principale du maillage. Ceci est directement lié à la forme cartésienne de celui-ci. Effectivement, il n'existe pas si l'on se place dans la direction diagonale. Il est aussi possible de vérifier sur la Figure 5.8(b) que la stabilité du modèle est meilleure dans la direction diagonale que principale. En effet, la limite haute fréquence est repoussée plus loin.

De la même manière qu'en deux dimensions, la stabilité du modèle peut être évaluée (Figure 5.9). Il est possible de constater que le modèle est instable lorsque $\Delta l < \frac{\lambda}{5}$ (cf. Équation 5.12).

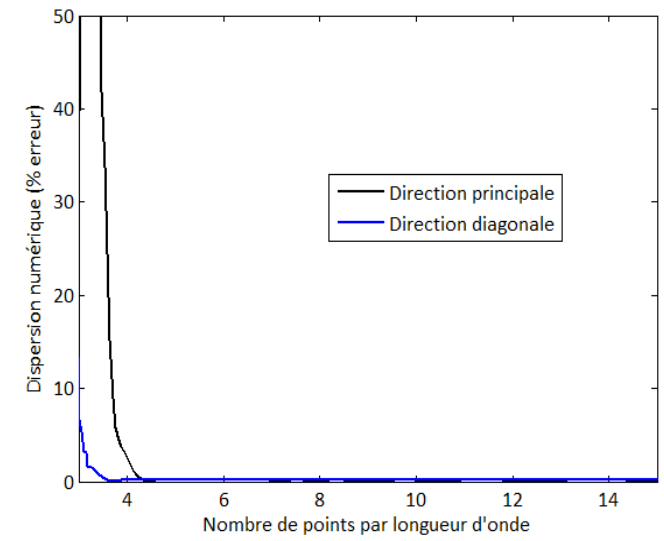


Figure 5.9 : pourcentage d'erreur, à 100 m de la source, par rapport au calcul analytique dans la direction principale (noir) et diagonale (bleu) d'un maillage cartésien en 3D.

5.3 Source

L'implémentation d'une source sonore fixe et ponctuelle dans la méthode TLM se fait simplement. Effectivement, un nœud du domaine prend, à chaque pas de temps, la valeur du signal choisi. La propagation de cette source se fera alors de proche en proche.

Il est entendu que la source doit avoir un contenu fréquentiel bien choisi, c'est à dire compris entre la limite basse fréquence imposée par les conditions absorbantes du domaine (cf. Section 5.4.5) et la limite haute fréquence présentée dans le chapitre précédent. Au cours de l'étude poursuivie dans cette thèse, quatre types de sources sont proposés :

- Une source sinusoïdale (Figure 5.10). Ce type de source permet d'observer la réponse d'un système à une fréquence unique.
- Une impulsion gaussienne (Figure 5.11). Ce type d'impulsion est celui le plus utilisé dans cette thèse. Il présente l'intérêt de balayer un large domaine fréquentiel et il permet une détection aisée de la direction de l'onde, utile pour la prise en compte des effets de vents (cf. Section 5.5.2). Afin de respecter les conditions aux limites, la fréquence centrale de modulation de l'impulsion est choisie égale à la moitié de la limite fréquentielle maximale (ex. : si la fréquence maximale observable est $f_{max}=1000\text{Hz}$, ainsi la fréquence centrale f_c prend pour valeur 500Hz). Cette impulsion s'écrit :

$$y_s(t) = e^{-\pi f_c (t-t_0)^2} \quad (5.19),$$

avec t_0 , l'instant où l'impulsion atteint son maximum.

- Il est encore possible d'utiliser un bruit blanc, filtré de manière à couvrir la plage de fréquence valide. Un exemple est montré Figure 5.12.
- Enfin, des tests ont été effectués à l'aide de signaux complexes et réalistes (bruit de route, voix, etc.) en vue d'une possible auralisation future, à fort impact pédagogique.

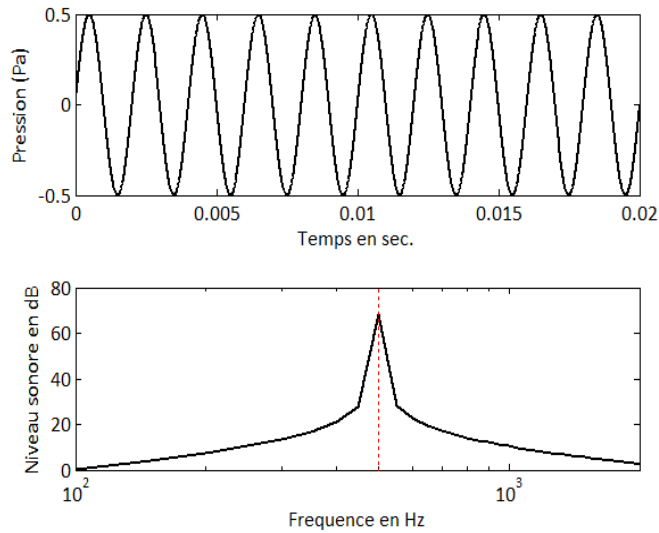


Figure 5.10 : signal temporel et spectre d'un signal source de type sinusoïdal (en rouge la fréquence centrale, 500 Hz).

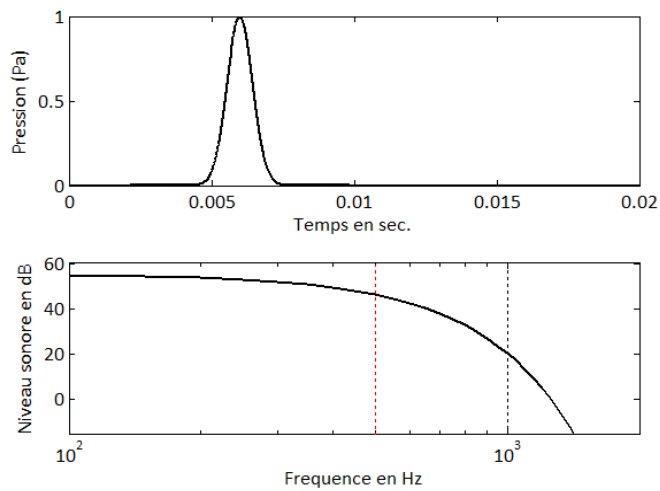


Figure 5.11 : Signal temporel et spectre d'un signal source de type impulsion gaussienne (en rouge la fréquence centrale 500 Hz).

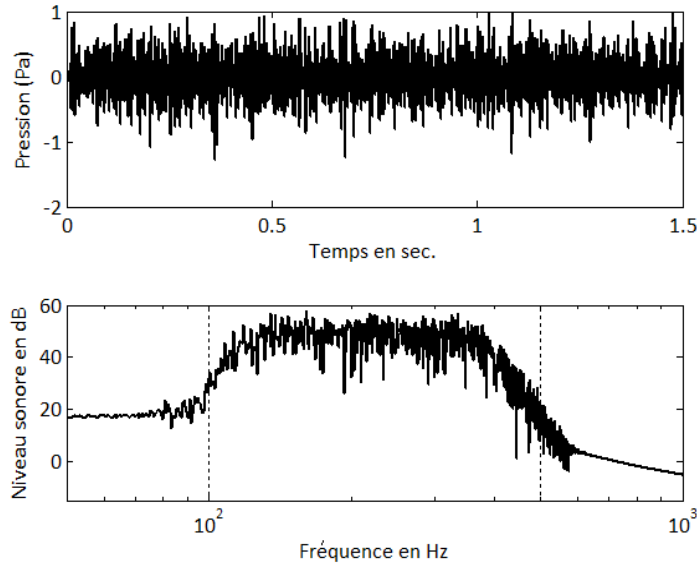


Figure 5.12 : Signal temporel et spectre d'un signal source de type impulsion gaussienne (en pointillés les bornes de validité du modèle).

Cette liste n'est pas exhaustive. Elle montre seulement les types de source implémentés dans le modèle TLM. La seule contrainte à respecter est d'avoir un contenu fréquentiel inscrit dans le domaine de validité du modèle, au risque de créer des instabilités numériques du modèle ou des erreurs physiques.

5.4 Conditions aux frontières

5.4.1 Comment prendre en compte les frontières ?

Lors de la discrétisation du domaine physique, l'emplacement des frontières est effectué au milieu des deux nœuds du maillage les plus proches (Figure 5.13). Une solution est proposée par D. De Cogan afin de traduire la distance variable de la frontière aux nœuds [74]. L'erreur maximale de cette approximation étant faible, le choix de son implémentation n'a pas été faite (*e.g.* pour une étude d'un sinus à 100 Hz, le pas de discrétisation sera d'environ 0,34 m, soit une erreur maximale du placement de la frontière de 0,15 m). Une autre conséquence de cette approximation est la forme en « marche d'escalier » d'un relief modélisé. Cependant, la résolution du domaine est faible par rapport à la longueur d'onde minimale de l'onde observée ($\Delta l < \frac{\lambda_{min}}{10}$). Ces irrégularités de surface sont donc « invisibles » pour l'onde sonore.

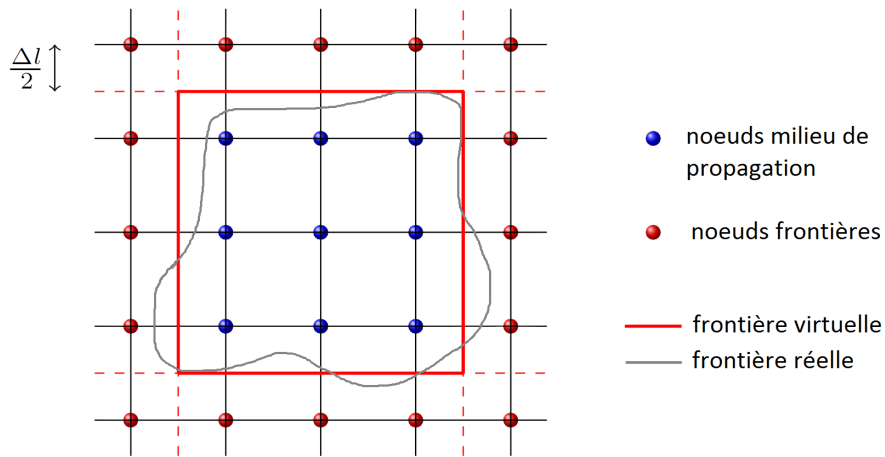


Figure 5.13 : placement de la frontière virtuelle (trait rouge) entre les nœuds du maillage derrière la frontières (points rouges) et devant la frontière (points bleus) à partir du tracé d'une frontière réelle (trait gris).

De manière à modéliser la présence de cette frontière, les lois de connexion existantes entre les nœuds présents de part et d'autre doivent alors être modifiées. Dans les chapitres suivants, les conditions pour des frontières rigides, absorbantes, et parfaitement absorbantes sont abordées.

Au cours de cette thèse, le code TLM [74], [75] a été développé, pour des raisons de coûts de calcul dans le langage de programmation Fortran90 puis validé. Il est à noter que les validations proposées sont pour la plupart orientées propagation acoustique en milieu extérieur complexe.

5.4.2 Conditions parfaitement réfléchissantes

a. Théorie

Dans le cadre d'une frontière réfléchissante, toute l'information envoyée par le nœud « milieu de propagation » vers la frontière est réfléchi vers lui-même. On écrit alors :

$$I_r^n = R \cdot I_t^n \quad (5.20),$$

avec R le coefficient de réflexion et n la branche que traverse la paroi. Si la frontière est parfaitement réfléchissante, ce coefficient dans l'équation 5.20 est de 1.

b. Configuration du modèle pour la validation

Pour la validation, le schéma expérimental est présenté en Figure 5.14. Le calcul est effectué en présence de couches absorbantes (cf. Section 5.4.5) pour les côtés et le haut du domaine. Ces zones ont une épaisseur de 50 m. Elles limitent notre domaine d'étude au-dessus de 70 Hz et à une distance maximale de 150 m par rapport à la source. Au sol (bas du domaine), la frontière est, dans un premier temps, parfaitement réfléchissante. Pour garder des faibles coûts de calculs (temps CPU < 10 min.), la distance inter-nodale Δl est de 10 cm, limitant la fréquence maximale d'observation à environ 400 Hz. Trois hauteurs de source différentes ($h_s=0,15\text{ m}, 2\text{ m}, 5\text{ m}$) ont été testées. La hauteur de la ligne de récepteurs h_r se trouve à une hauteur de 2 m. La Figure 5.15 présente la validation du modèle sur sol parfaitement réfléchissant.

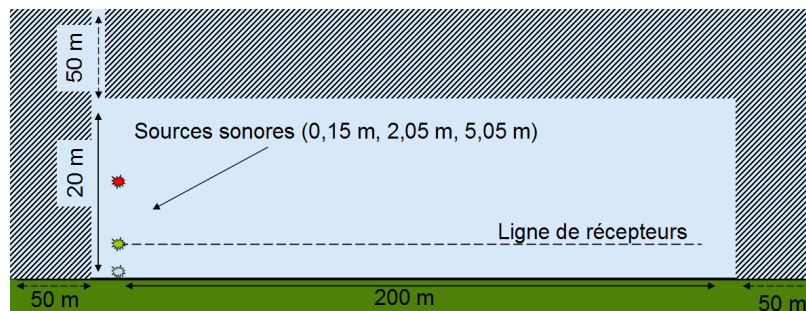


Figure 5.14 : schéma de l'expérience de validation. En bleu clair, les zones où l'onde est progressivement absorbée.

c. Validation théorique

La Figure 5.15 permet de constater la validité de la TLM pour l'étude de la propagation sur sol parfaitement réfléchissant. Il est important de noter qu'une première normalisation des courbes est effectuée par rapport au champ libre pour chacun des modèles. Les courbes de comparaison entre la méthode TLM, intrinsèquement en 2D, et le calcul analytique 2D et 3D sont présentées. Il est communément admis que l'on peut faire une inter-comparaison des champs 2D et 3D s'ils sont exprimés par rapport au champ libre théorique (respectivement 2D et 3D). La Figure 5.15 permet de justifier l'usage de cette approximation. En effet, même si des écarts entre la normalisation par rapport au champ libre 2D ou 3D peuvent exister, ils restent faibles. De plus, ces écarts ne sont présents qu'aux niveaux des creux d'interférence, où les calculs et mesures sont les plus sensibles. Par la suite, la comparaison entre champs 2D et 3D est donc faite de cette manière (e.g. lorsque la comparaison entre le modèle TLM-2D est faite par rapport aux données expérimentales, intrinsèquement en 3 dimensions).

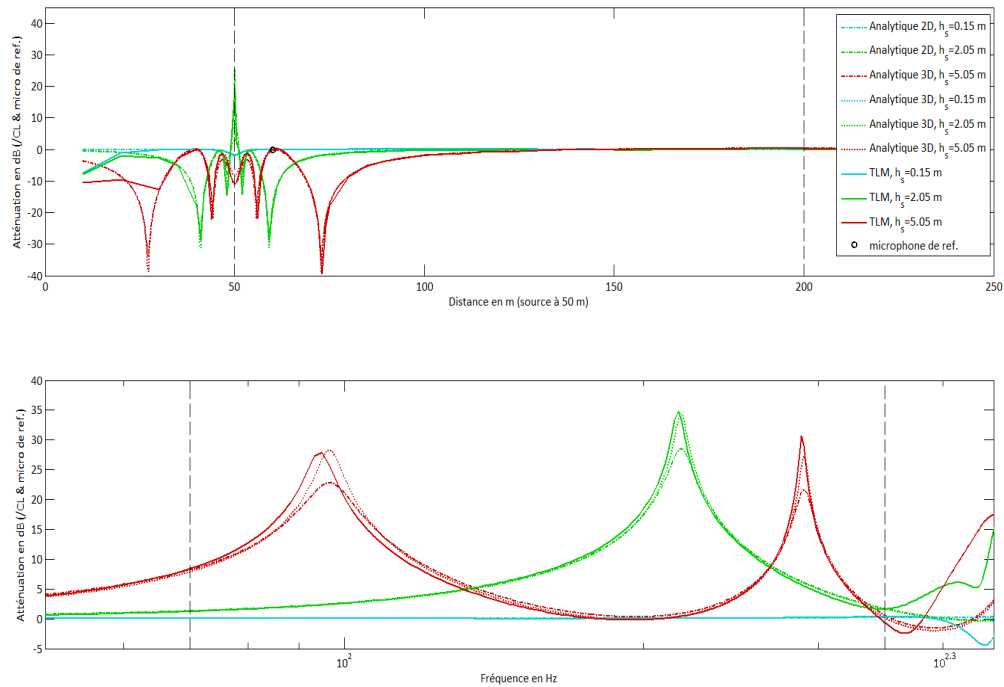


Figure 5.15 : validation de la TLM sur sol parfaitement réfléchissant.

Atténuation sonore du signal par rapport au champ libre (CL) et par rapport à un microphone de référence à 10 m de la source, pour trois hauteurs de source (bleu : 0,15 m, vert : 2,05 m, rouge : 5,05 m) en fonction de la distance ($dist_{obs}=150$ m) et de la fréquence ($f_{obs}=200$ Hz). Les résultats du modèle TLM (-) sont confrontés aux résultats de calculs analytiques en 2D (..) et 3D (-.). Les limites théoriques de validité du calcul sont représentées en pointillés noirs.

Par la suite, une deuxième normalisation a été effectuée par rapport à un microphone de référence, situé ici à 10 m de la source. Cette normalisation s'avère pratique dans ce cas pour pouvoir comparer directement nos champs. Cependant, elle peut aussi s'avérer rapidement problématique. En effet, si ce microphone de référence se situe au creux d'une interférence, où l'erreur de simulation peut être importante, de fortes variations du niveau sonore peuvent être constatées (jusqu'à 10 dB, dans les cas les plus extrêmes). C'est ce que l'on peut voir lorsque que l'on compare les résultats à une fréquence de 95 Hz pour $h_s=2$ m (Figure 5.16). L'écart important que l'on constate entre les différents modèles est principalement dû à la normalisation par rapport à ce microphone de référence. Ce problème particulier doit être gardé en mémoire pour l'analyse de l'ensemble des résultats du présent document.

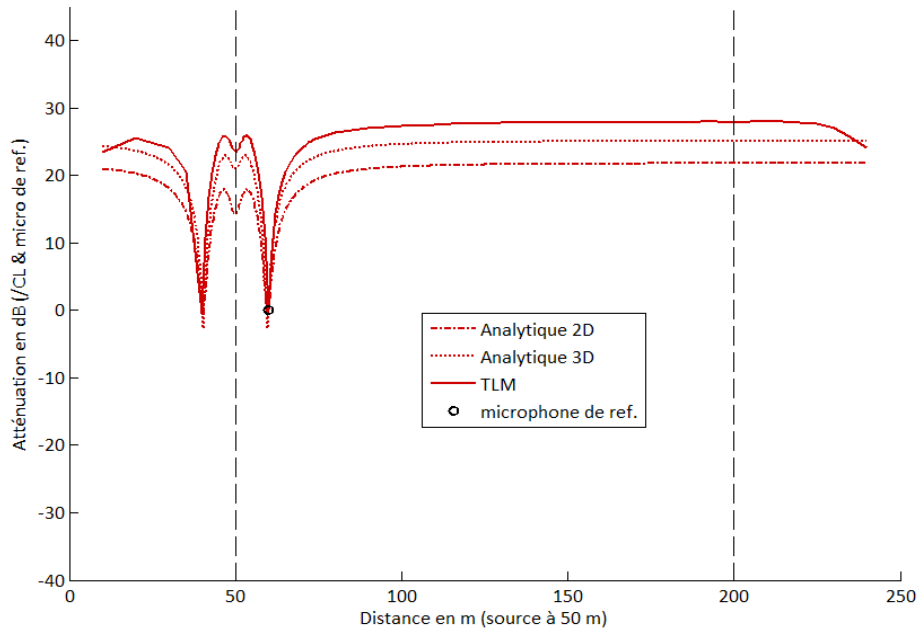


Figure 5.16 : validation de la TLM sur sol parfaitement réfléchissant.

Atténuation sonore du signal par rapport au champ libre (CL) et par rapport à un microphone de référence pour $h_s=5,05$ m en fonction de la distance ($f_{obs}=95$ Hz). Les résultats du modèle TLM (-) sont confrontés aux résultats de calculs analytiques en 2D (..) et 3D (-.). Les limites théoriques de validités du calcul sont représentées en pointillés noirs.

5.4.3 Absorption de la paroi

a. Théorie

Afin de traduire l'absorption en pression d'une onde par une paroi, le coefficient de réflexion R de l'équation 5.20 peut s'écrire en fonction du coefficient d'absorption α comme suit :

$$|R| = \sqrt{1 - \alpha} \quad (5.21)$$

Bien que la validation d'une telle approche ait été effectuée au cours de la thèse, ce coefficient n'est pas utilisé par la suite. En effet, même si ce coefficient de réflexion en pression est parfois utilisé en acoustique des salles, la modélisation de frontières est plus complète lorsque que l'on utilise une condition d'impédance.

5.4.4 Conditions d'impédance de sol

a. Théorie

La description détaillée de la prise en compte des caractéristiques acoustiques de paroi dans la TLM est présentée dans [75]. La principale difficulté de modélisation tient au fait que, traditionnellement, les modèles d'impédance de sol ont été définis dans le

domaine fréquentiel. Ils doivent alors être réécrits dans le domaine temporel [63], [76], [77]. Ainsi, seuls les modèles d'impédance « causaux », passifs et réels peuvent être utilisés [78]. A titre d'exemple, le très connu et très utilisé modèle de Delany-Bazley ne peut donc pas *a priori* être implémenté. Le modèle d'impédance utilisé dans cette étude est donc celui de Miki [79]. L'impédance Z et le nombre d'onde k du matériaux poreux, normalisés respectivement par l'impédance caractéristique $Z_0 = \rho_0 c_0$ et le nombre d'onde $k_0 = \omega / c_0$ dans l'air, sont données respectivement par :

$$Z(\omega) = \left[1 + 5,50 \left(\frac{\omega}{2\pi R_s} \right)^{-0,632} - j8,43 \left(\frac{\omega}{2\pi R_s} \right)^{-0,632} \right] \quad (5.22),$$

et

$$k(\omega) = \left[1 + 7,81 \left(\frac{\omega}{2\pi R_s} \right)^{-0,618} - j11,41 \left(\frac{\omega}{2\pi R_s} \right)^{-0,618} \right] \quad (5.23).$$

Dans cette étude, la propagation de l'onde se fait principalement sur sol herbeux. Le modèle de surface est donc choisi, en première approximation, à réaction localisée et épaisseur semi-infinie. L'adaptation de ce modèle à la TLM a été proposé dans le cadre de la Thèse de G. Guillaume [80]. La loi de connexion qui existe entre les deux nœuds de part et d'autre de la frontière (*cf.* Equation 5.20) devient :

$${}_{t+\Delta t}I_r^n = {}_tS_r^n \frac{(\Lambda - 1)}{(\Lambda + 1)} + \frac{Z_0}{(1 + \Lambda)} {}_{t-\Delta t}\Psi_r^n \quad (5.24),$$

avec

$$\Lambda = \frac{Z_0}{Z_c} \left(1 + \sum_{k=1}^K a_k \frac{1 - e^{-\lambda_k \Delta t}}{\lambda_k} \right) \quad (5.25),$$

et

$${}_{t-\Delta t}\Psi_r^n = \sum_{k=1}^K \left(\frac{{}_{t-\Delta t}S_r^n - {}_tI_r^n}{Z_c} \cdot \frac{1 - e^{(-\lambda_k \Delta t)}}{\lambda_k} + e^{-\lambda_k \Delta t} {}_{t-2\Delta t}\Psi_r^n \right), \quad {}_0\Psi_r^n = 0 \quad (5.26).$$

Les variables a_k et λ_k sont des paramètres pré-calculés qui permettent une approximation du modèle fréquentiel de Miki (*cf.* Equations 5.22, 5.23) par une formulation dans le domaine temporel. Cela peut-être effectué à l'aide d'une méthode itérative de filtrage dans le domaine temporel. a_k et λ_k sont les paramètres du filtre,

provenant d'un polynôme d'ordre K , calculés à partir de la partie réelle et imaginaire de l'impédance théorique. Dans l'étude ci-présente, l'ordre du polynôme a été choisi à 6, ce qui est la valeur communément utilisée dans la littérature [75].

b. Validation théorique

La validation du modèle d'impédance a également été effectuée selon le schéma de la propagation en milieu extérieur proposé en Figure 5.14, pour un sol possédant une condition d'impédance. Les 3 mêmes hauteurs de sources ont été étudiées sur trois sols ayant pour résistance spécifique au passage de l'air σ respectives: 10, 100 et 10000 cgs.

La Figure 5.17 présente la comparaison du modèle TLM à un modèle analytique pour ces trois valeurs de σ et pour une hauteur de source de 2 m. On observe un très bon accord entre les simulations et les calculs analytiques.

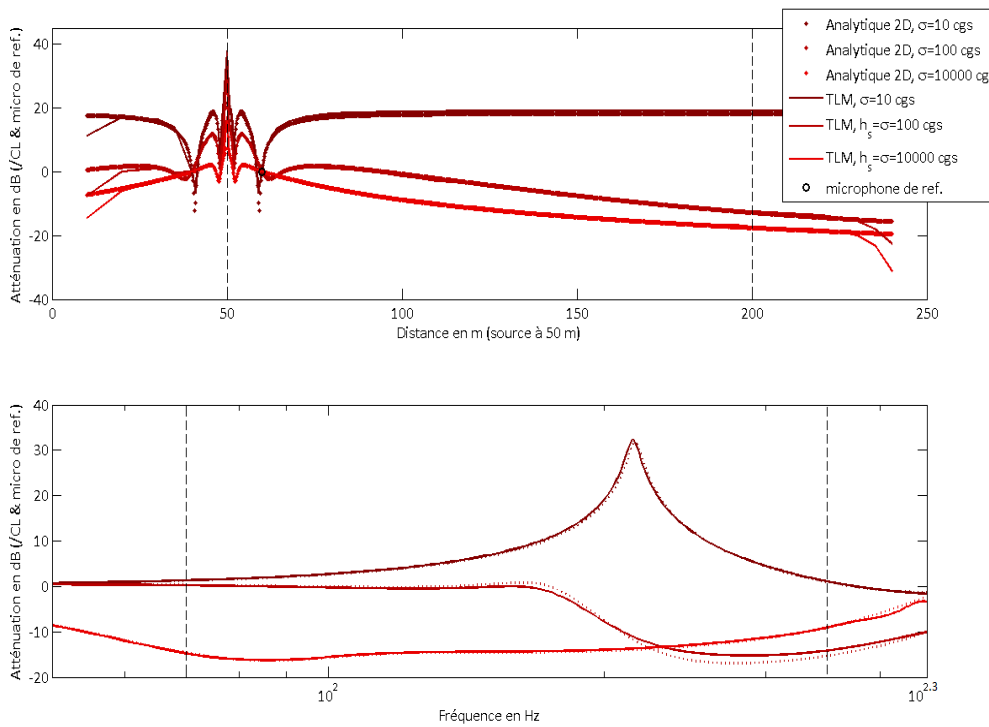


Figure 5.17 : validation de la TLM sur sol absorbant $\sigma = 100$ cgs.

Atténuation sonore du signal par rapport au champ libre (CL) et par rapport à un microphone de référence en fonction de la distance ($dist_{obs}=150$ m) et de la fréquence ($f_{obs}=200$ Hz).

On vérifie le bon accord théorie/TLM sur la Figure 5.18 mais, cette fois-ci, pour trois hauteurs de source différentes et pour une valeur de σ de 100 cgs. C'est pour nous l'occasion de valider d'une autre façon le modèle développé dans la thèse.

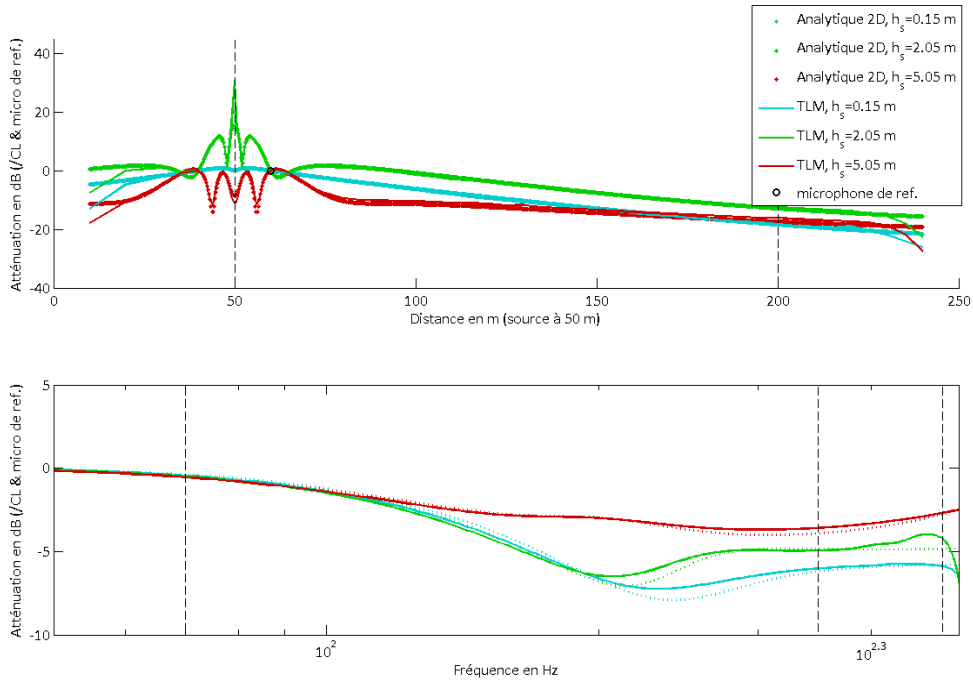


Figure 5.18 : Validation de la TLM sur sol impédant.

Atténuation sonore du signal par rapport au champ libre (CL) et par rapport à un microphone de référence en fonction de la distance ($dist_{obs}=150$ m) et de la fréquence ($f_{obs}=200$ Hz).

5.4.5 Conditions d'absorption totale aux frontières

a. Théorie

Lors de la modélisation de la propagation du son en milieu extérieur, pour représenter l'espace ouvert, des conditions absorbantes sur les frontières du domaine doivent être mises en place. Elles permettent la dissipation de l'énergie acoustique.

La solution choisie est inspirée des Perfect Matched Layer (proposées par Berenger [81]). Cela consiste à appliquer un facteur d'atténuation F progressif lors de la transmission des impulsions dans la zone absorbante du domaine. Pour la propagation du son en milieu homogène en 2 dimensions, cela se traduit par :

$$\begin{aligned}
 {}^t I_{(i,j)}^1 &= F_{(i,j)}^1 \cdot {}^{t-\Delta t} S_{(i-1,j)}^2 \\
 {}^t I_{(i,j)}^2 &= F_{(i,j)}^2 \cdot {}^{t-\Delta t} S_{(i+1,j)}^1 \\
 {}^t I_{(i,j)}^3 &= F_{(i,j)}^3 \cdot {}^{t-\Delta t} S_{(i,j-1)}^4 \\
 {}^t I_{(i,j)}^4 &= F_{(i,j)}^4 \cdot {}^{t-\Delta t} S_{(i,j+1)}^3
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

S'il n'existe pas de frontières absorbantes, le facteur d'atténuation F est égale à 1 et l'on retrouve bien l'équation 5.4. Dans le cas contraire, F est modifié sur une épaisseur de domaine e_{AL} définie en fonction de la longueur d'onde maximale λ_{max} simulée. Cette épaisseur peut s'exprimer, en fonction du nombre de longueurs d'onde N_λ présent dans la couche absorbante, par :

$$e_{AL} = \lambda_{max} \frac{N_{\lambda}}{\Delta l} \quad (5.28).$$

Le facteur F s'écrit alors :

$$F(r) = (1 + \epsilon) - \exp\left[\frac{r^2}{e_{AL}^2 / \ln \epsilon}\right] \quad (5.29),$$

avec r la distance à la frontière concernée, et $\epsilon \in]0,1]$ choisi le plus petit possible. Une étude détaillée de ce schéma est proposée dans la thèse de G. Guillaume. Il y conclut qu'un bon compromis est trouvé pour une épaisseur e_{AL} correspondant à 5 fois la longueur d'onde maximum observable et pour $\epsilon = 10^{-5}$.

b. Validation numérique

Afin de montrer l'efficacité des frontières absorbantes, l'expérience numérique présentée sur la Figure 5.19 est conduite avec la méthode TLM. Le signal émis par la source est dans un premier temps reçu par les microphones de part et d'autre de celle-ci. Puis, après réflexion sur les parois, les signaux peuvent être de nouveau mesurés. La comparaison de ceux-ci après réflexion sur une paroi réfléchissante sans conditions absorbantes ou sur une paroi réfléchissante avec une couche absorbante est faite sur la Figure 5.20.

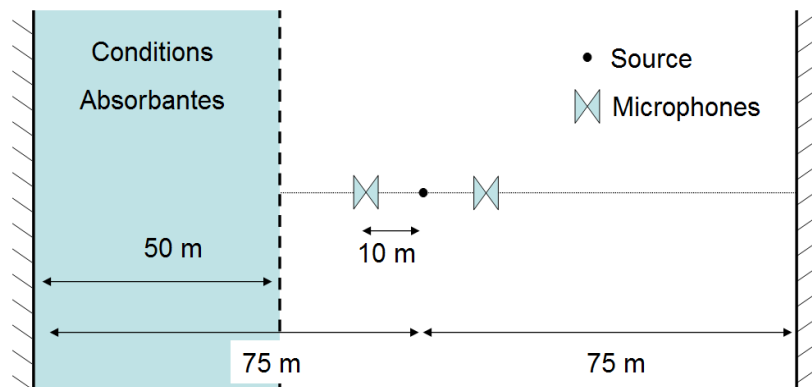


Figure 5.19 : schéma de l'expérience permettant de valider l'effet des conditions absorbantes dans la méthode TLM

L'amplitude de l'onde retour provenant de la paroi avec conditions absorbantes est très faible, ce qui montre la qualité de la technique proposée. Pour une étude plus détaillée de cette méthode, il est possible de se rapporter à la thèse de G. Guillaume [80]. Il faut toutefois retenir que la taille de la couche absorbante est définie par la

longueur d'onde maximale que l'on souhaite observer. Si la fréquence souhaitée est faible, cette taille peut-être très importante (≈ 50 m pour 100 Hz). La taille du domaine d'étude doit alors être fortement augmentée, ce qui accroît considérablement le coût de calcul. Ce type de frontière amène donc une limite basse fréquence à nos modèles, en dessous de laquelle la condition d'absorption n'est pas optimale.

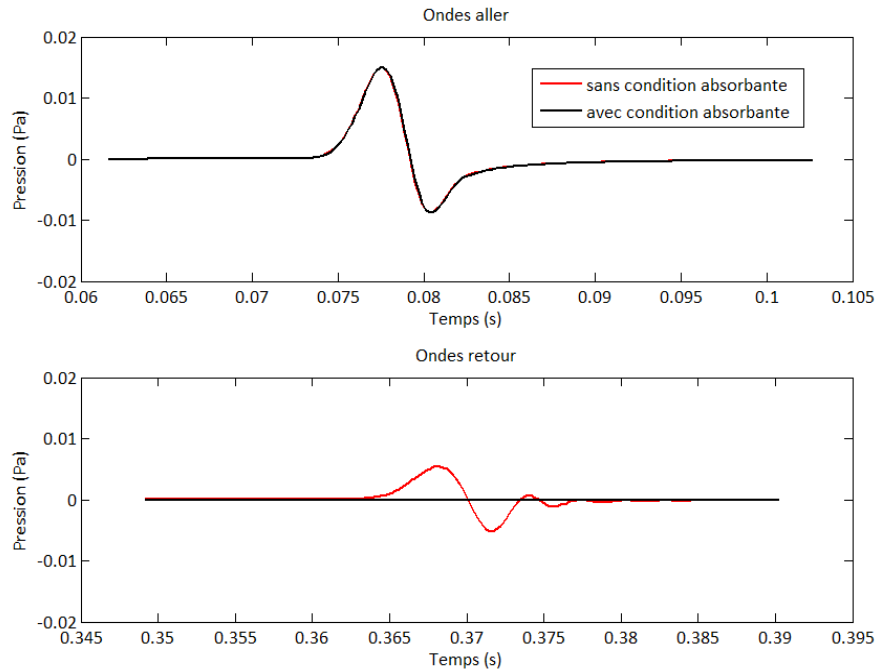


Figure 5.20 : comparaison entre une onde réfléchi par une paroi purement réfléchissante (rouge) et une onde soumise à des conditions absorbantes (noir).

5.5 Prise en compte de la météorologie

Afin de prendre en compte la météorologie, les variables influentes considérées sont le vent et la température. L'implémentation de l'absorption atmosphérique dans la TLM a déjà fait l'objet d'études et peut-être modélisée correctement à l'aide de l'ajout de dissipation dans le réseau [74]. Cependant, dans le cadre de cette étude, bornée en fréquence et en distance, son développement ne nous a pas paru nécessaire (cf. Section 1.3.6).

5.5.1 Prise en compte de la température dans le modèle TLM

a. Théorie

La température de l'atmosphère modifie la célérité du son (cf. Section 1.3.2). Il est alors proposé de traduire la variation de température par la modification de la célérité de l'onde sonore dans le réseau TLM [74]. Pour ce faire, il est possible de modéliser les hétérogénéités du milieu par l'ajout d'une 5^{ème} branche (ou 7^{ème} en 3 dimensions) dans le réseau (Figure 5.21).

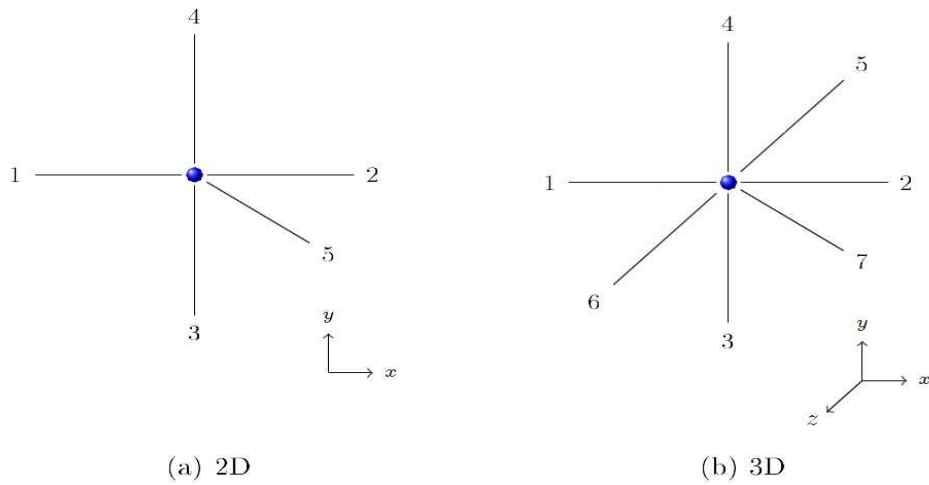


Figure 5.21 : ajout d'une nouvelle branche dans le réseau.

Une partie de l'énergie va alors être retardée par cette branche. La matrice de diffusion D est donc modifiée comme suit :

$${}^tD_r = \frac{2}{{}^t\eta_r + 2d} \begin{bmatrix} a & 1 & \dots & 1 & \eta \\ 1 & a & \dots & 1 & \eta \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & 1 & \dots & a & \eta \\ 1 & 1 & \dots & 1 & b \end{bmatrix}_r \quad (5.30),$$

avec

$${}^t a_r = -\frac{{}^t\eta_r + 2(d-1)}{2} \quad (5.31),$$

et

$${}^t b_r = \frac{{}^t\eta_r - 2d}{2} \quad (5.32).$$

A l'aide de l'équation 5.1, on peut exprimer la pression ${}^t p_r$ au temps t et au nœud r par la relation suivante :

$${}^t p_r = \frac{2}{{}^t\eta_r + 2d} \left(\sum_{n=1}^{N-1} {}^t J_r^n + {}^t\eta_r {}^t J_r^N \right) \quad (5.33).$$

b. Analogie avec l'équation de propagation des ondes

Dans la section 5.2.2 , les équations réécrites montrent que le modèle TLM en milieu homogène et non dissipatif est analogue à un modèle de résolution de l'équation de propagation à l'aide d'un schéma numérique de différences finies centrées d'ordre 2. K. Heutschi montre qu'il en est de même pour l'équation en milieu hétérogène [69]. En effet, les équations permettent d'écrire en $2D^2$:

$$\frac{{}_t\eta_{(i,j)} + 2d}{2} \frac{\Delta t^2}{\Delta l^2} \frac{{}_{t+\Delta t}p_{(i,j)} - {}_t2p_{(i,j)} + {}_{t-\Delta t}p_{(i,j)}}{\Delta t^2} = \frac{{}_tp_{(i+1,j)} - {}_t2p_{(i,j)} + {}_tp_{(i-1,j)}}{\Delta l^2} + \dots \quad (5.34).$$

$$\dots \frac{{}_tp_{(i,j+1)} - {}_t2p_{(i,j)} + {}_tp_{(i,j-1)}}{\Delta l^2}$$

C'est la différence finie de l'équation de propagation :

$$\frac{1}{c_{eff}^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \quad (5.35),$$

avec la célérité effective qui s'écrit :

$$c_{eff} = \sqrt{\frac{2}{{}_t\eta_r + 2d} \frac{\Delta l^2}{\Delta t^2}} \quad (5.36).$$

Si le coefficient ${}_t\eta_r$ est nul, la célérité effective est bien égale à la célérité c_0 . Le calcul de ${}_t\eta_r$ se fait dans le modèle à l'aide de l'équation 5.36 par :

$${}_t\eta_r = \frac{2}{c_{eff}^2} \frac{\Delta l^2}{\Delta t^2} - 2d \quad (5.37).$$

Si le vent est nul, on peut exprimer ce coefficient en fonction de la température (cf. Section 1.3.2) :

$${}_t\eta_r = \frac{2}{(\gamma RT)} \frac{\Delta l^2}{\Delta t^2} - 2d \quad (5.38).$$

2 Bien sûr, cette analogie peut aussi être menée en 3D mais l'écriture est cependant plus lourde.

Afin de conserver une stabilité maximale des simulations, la célérité dans le réseau c_{TLM} sera ajustée de manière à être la célérité maximale dans le réseau. Il est donc posé comme condition $\eta_r \geq 0$. Ainsi, la célérité c_{TLM} est définie en fonction de la célérité effective maximum rencontrée dans le milieu c_{eff_max} par :

$$c_{TLM} = \sqrt{d} c_{eff_max} \quad (5.39).$$

c. Comparaison de modèles

La même expérience numérique que celle exposée dans la section 5.4.2 b. a été utilisée afin de valider la prise en compte de l'effet de la température sur la propagation d'une onde par le modèle TLM en présence d'un sol rigide. Le gradient vertical de température est choisi linéaire de $0,35^\circ C.m^{-1}$. Il a été choisi de comparer les résultats du modèle TLM, à eux d'un modèle de type équation parabolique (cf. Section 5.1.1).

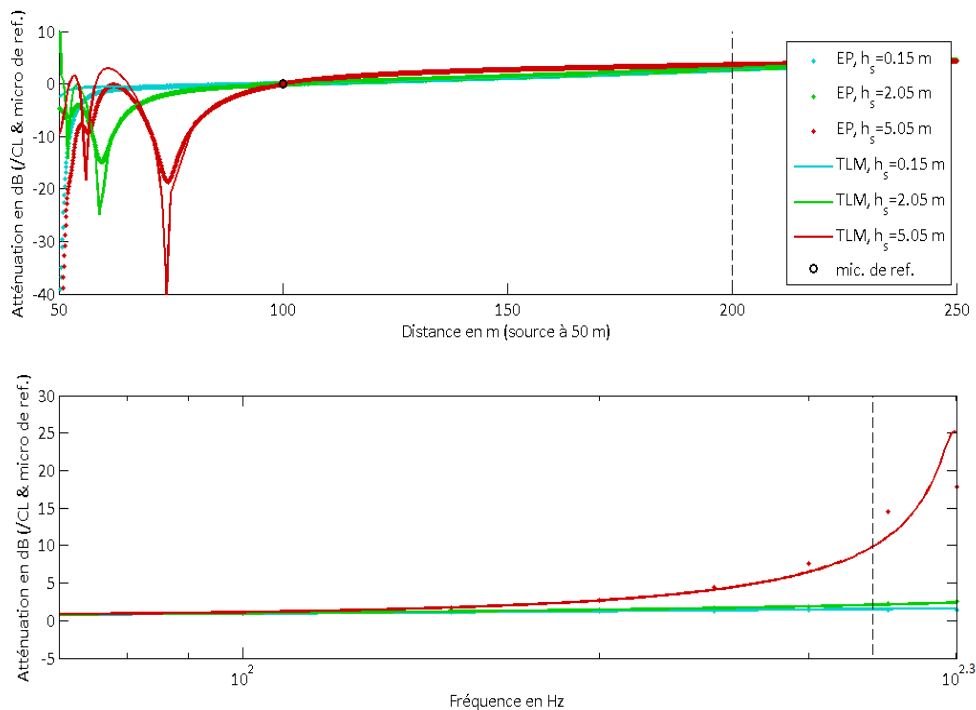


Figure 5.22 : validation de la TLM sur sol rigide en présence d'un gradient vertical thermique.

Atténuation sonore du signal par rapport au champ libre (CL) et par rapport à un microphone de référence à 50 m de la source en fonction de la distance ($dist_{obs}=150$ m) et de la fréquence ($f_{obs}=200$ Hz).

Le modèle basé sur l'équation parabolique (EP) n'est en théorie pas valide à une distance trop proche de la source. A partir d'une certaine distance, il est néanmoins possible de constater un très bon accord entre ces deux modèles pour cette configuration : les positions des creux d'interférence sont identiques avec les 2 modèles et les résultats sont quasi-identiques ailleurs.

5.5.2 Prise en compte de l'influence du vent dans la TLM

a. Théorie

Comme vu dans la section 1.3.3 , l'effet du vent sur la propagation du son peut aussi être pris en compte à travers la célérité effective. A partir de l'équation 5.37, il est donc possible d'étendre le calcul du coefficient η en fonction de la température et du vent :

$${}_t\eta_r = \frac{2}{(\sqrt{\gamma RT} + \vec{u} \cdot \vec{n})^2} \frac{\Delta I^2}{\Delta t^2} - 2d \quad (5.40).$$

Afin de pouvoir calculer la valeur du coefficient ${}_t\eta_r$, il est nécessaire de connaître la direction du front d'onde définie par son vecteur unitaire \vec{n} . G. Dutilleul propose de calculer la direction du front d'onde à partir du calcul du vecteur intensité $\vec{I}_n = I_n \vec{n}$ [82]. Ce vecteur est défini par :

$$\vec{I}_n = p \cdot \vec{v} \quad (5.41),$$

où p est la pression acoustique et \vec{v} la vitesse particulaire.

Les équations 5.6 et 5.5 nous permettent d'avoir accès à la pression et à la vitesse de l'onde en tout point et tout instant. Ainsi, ce calcul peut aisément être effectué. La direction d'une onde calculée de cette manière est montrée Figure 5.23. Il est à noter que sur la Figure 5.23(b), il existe un instant particulier où la direction du front d'onde est inversée par rapport à la direction réelle de celui-ci. Cette inversion intervient lorsque la partie réactive de l'intensité I_r devient supérieure à la partie active I_a . Alors que l'intensité active nous informe sur la direction de l'onde, l'intensité réactive est une partie oscillante de l'intensité avec une période identique à celle-ci. Ainsi, pour s'affranchir de l'erreur qui peut être apportée par la partie réactive, il est nécessaire de moyenner l'intensité sur la longueur d'onde la plus grande souhaitant être observée :

$$\vec{I}_{n_{\lambda_{max}}} = \langle p \cdot \vec{v} \rangle_{\lambda_{max}} \quad (5.42).$$

La direction du front d'onde est donc la moyenne de la direction du front d'onde sur la longueur d'onde la plus grande souhaitant être observée. Cette solution est donc problématique, à faible distance de la source, dans le cadre d'une onde non plane, en milieu stationnaire, etc. Durant cette thèse, d'autres solutions ont été proposées et testées, mais aucune ne s'est révélée être plus satisfaisante que cette dernière.

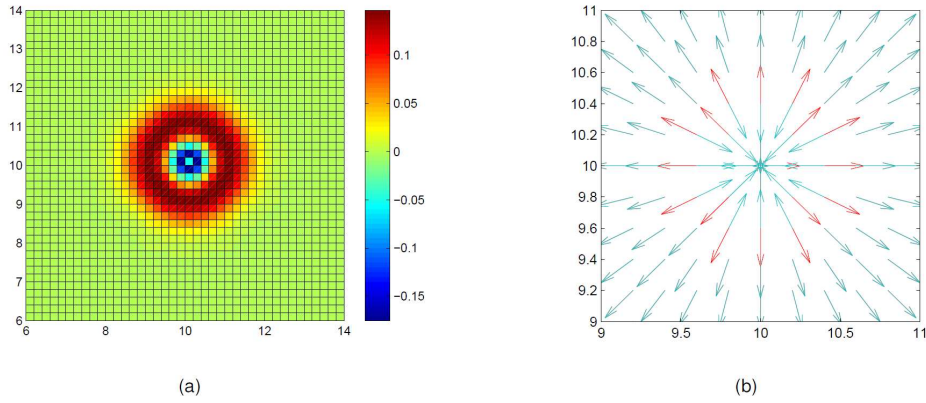


Figure 5.23 : tracé de l'amplitude d'une onde (a) et de son intensité (b). La direction théorique du front d'onde (en rouge) peut se trouver opposée à la direction du vecteur intensité (en bleu).

b. Comparaison de modèles

Comme pour les effets de température, l'implémentation des effets du vent a été testée. La même expérience que précédemment a été utilisée, sur sol absorbant (100 cgs) et pour les trois mêmes hauteurs de sources. Il a été choisi de comparer le modèle TLM au modèle équation parabolique (cf. Section 5.1.1). Le gradient vertical de vent est de $0,2 s^{-1}$.

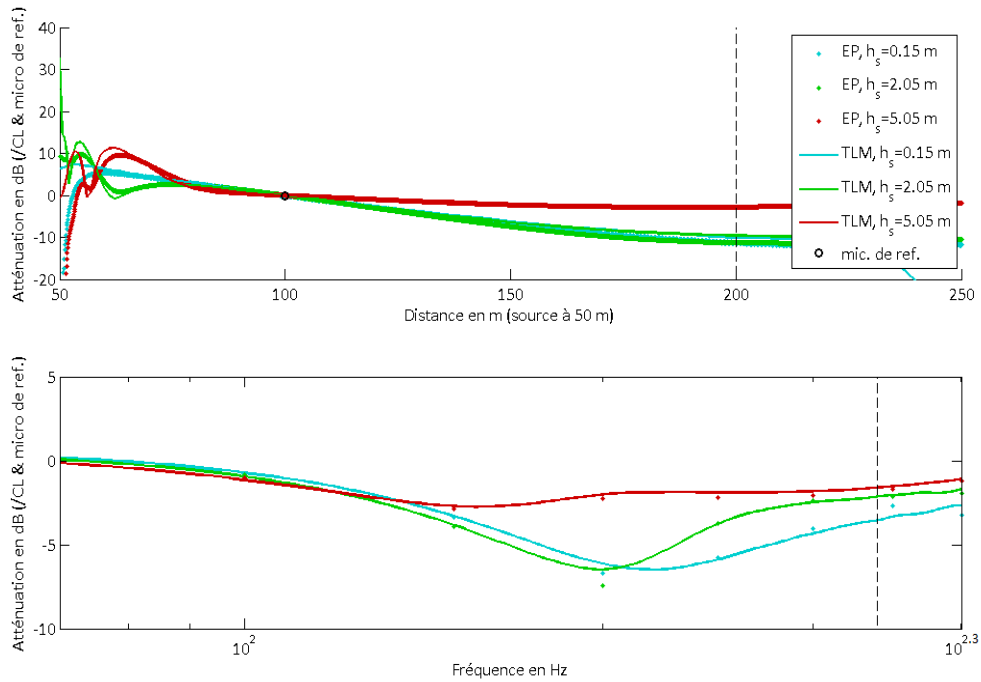


Figure 5.24 : validation de la TLM sur sol absorbant en présence d'un gradient vertical de vent.

Atténuation sonore du signal par rapport au champ libre (CL) et par rapport à un microphone de référence à 50 m de la source en fonction de la distance ($dist_{obs}=150 m$) et de la fréquence ($f_{obs}=200Hz$).



Il existe des différences fondamentales pour la prise en compte du vent pour les deux modèles présentés ici. Dans l'équation parabolique, la direction de l'onde est toujours considérée dans la direction de l'axe principal. Dans le modèle TLM, la direction de l'onde est une direction d'onde moyenne calculée à partir de son vecteur intensité (cf. Section précédente). Néanmoins, il est une nouvelle fois possible de constater un bon accord entre ces modèles, les écarts existants Figure 5.25 pouvant en partie être expliqués par ces différences de modélisation.

5.5.3 Couplage avec un modèle météorologique

Le modèle TLM est donc capable d'effectuer la simulation de la propagation d'une onde dans un milieu à température et à dynamique variable. L'introduction de champs météorologiques de vent et de température calculés par le modèle Meso-NH est alors possible.

Les échelles de temps sont très différentes en acoustique et en météorologie : alors que la vitesse d'advection du vent est de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde, la célérité acoustique est, elle, autour de 340 m.s^{-1} . Ainsi, il a été décidé d'utiliser des champs météorologiques « figés » en entrée du modèle acoustique puis d'effectuer la simulation de propagation de l'onde. L'interpolation des champs météorologiques sur la grille du modèle acoustique se fait linéairement.

Les niveaux sonores mesurés sont moyennés sur une période de 15 minutes. Afin de reproduire cette moyenne, le couplage peut-être effectué de plusieurs manières :

- Pour approcher au plus près la réalité, une longue simulation TLM durant 15 minute de la propagation d'onde, à l'aide de champs instantanés extraits de Meso-NH et issus de cette période devrait être effectuée. Cependant, cette méthode est très coûteuse.
- Le champ météorologique moyen sur cette même période peut être utilisé. Cependant, une hypothèse forte est effectuée car l'effet de la turbulence atmosphérique est alors négligée (échelle de turbulence < 15 min., Figure 2.7).
- Une simulation TLM peut-être effectuée à partir d'un seul champ Meso-NH instantané. Le risque est d'avoir un échantillon éloigné de la valeur moyenne de cette période. Cependant, les distances observées sont relativement grandes et la périodicité des phénomènes turbulents est telle que ce risque tend à disparaître. Dans un premier temps, c'est ce choix a été fait pour effectuer nos simulations et c'est celui qui a semblé être un bon compromis (cf. Section 7.1.2).

On rappelle que la résolution de Meso-NH est de l'ordre du mètre. Ainsi, la taille caractéristique la plus petite des tourbillons résolus par Meso-NH est du même ordre. Ceci entraîne une impossibilité des prendre en compte toutes les échelles de turbulence influentes sur la propagation acoustique (cf. Section 1.3.5).

5.6 Développements techniques

5.6.1 Choix du langage de programmation

Dans un premier temps, ce code avait été développé par Gwenaël Guillaume au cours de sa thèse sur le logiciel Matlab[®]. Techniquement, le premier travail a été de réécrire le code dans un langage plus proche de la machine. Le Fortran90 a été choisi pour sa rapidité d'exécution et son portage possible vers les supercalculateurs. De plus, Meso-NH étant lui-aussi écrit en Fortran, cela pouvait permettre d'envisager un couplage direct possible entre les deux modèles : même si, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le couplage n'a pas été finalement effectué de cette manière.

5.6.2 Parallélisation

OpenMP

Le Fortran90 présente aussi l'avantage d'être très facilement parallélisable à l'aide de l'interface de programmation (*Application Programming Interface* ou *API*) OpenMP [83]. Cet API permet la parallélisation automatique de boucles. Ainsi un gain considérable de temps a pu être fait lors des calculs effectués à l'aide de machines multiprocesseurs. OpenMP permet seulement la parallélisation sur des processeurs de type Computer Processing Unit (CPU). Afin d'utiliser les processeurs graphiques des stations de calculs (GPU), il existe l'API OpenCL.

OpenCl

En fin de thèse, la réécriture du code a été entreprise en langage Python/C++ afin d'utiliser l'API OpenCl [84]. Cet API permet la parallélisation sur processeurs de cartes graphiques. En effet, le développement spectaculaire des cartes graphiques au cours de ces dernières années a permis d'atteindre des puissances de calcul considérables. Ainsi, ce développement (qui faute de temps n'a pas pu être exploité réellement au cours de cette thèse) laisse entrevoir l'espoir de faire des calculs en 3 dimensions, jusqu'à des fréquences de l'ordre du millier de Hertz sur des distances de l'ordre de la centaine de mètres.

5.6.3 Filtrage numérique

La dispersion numérique du modèle (*cf.* Section 5.2.3) ou la présence d'hétérogénéités trop fortes dans le milieu (champ turbulent trop important) peut engendrer des instabilités pouvant être créatrices de discontinuités trop importantes. Une solution souvent proposée dans la littérature est d'ajouter de la diffusion numérique (*e.g.* [85]). Il s'agit d'appliquer un filtre passe-bas au modèle acoustique afin d'atténuer tout contenu fréquentiel supérieur à la limite de validité du modèle. Il est à retenir que l'ajout de ce filtre n'a aucun sens physique et qu'il doit donc être utilisé avec soin.

Afin de mettre en place le filtre, la formulation qui a été retenue est celle proposée par B. Cotté lors du développement d'un modèle FDTD [16]. Après quelques

essais, il s'est avéré que cette solution était efficace et permettait la résolution de simulations auparavant instables. Une étude plus poussée de ce filtre serait utile afin d'en généraliser son utilisation.

5.6.4 Vers l'utilisation en 3D

Afin d'avoir une utilisation efficace et facile du modèle en 3D, il a été développé un couplage avec le logiciel gratuit Google Sketchup® [86]. Ce logiciel permet une modélisation aisée des espaces en 3 dimensions. Une « voxellisation » du domaine est réalisée. Il s'agit de créer un maillage cubique de l'espace en 3D. Ce développement permet d'utiliser le modèle dans des études plus complexes. A titre d'exemple, la Figure 5.25 montre une simulation effectuée, dans le cadre du projet EM2PAU, dans un environnement complexe (rue canyon).

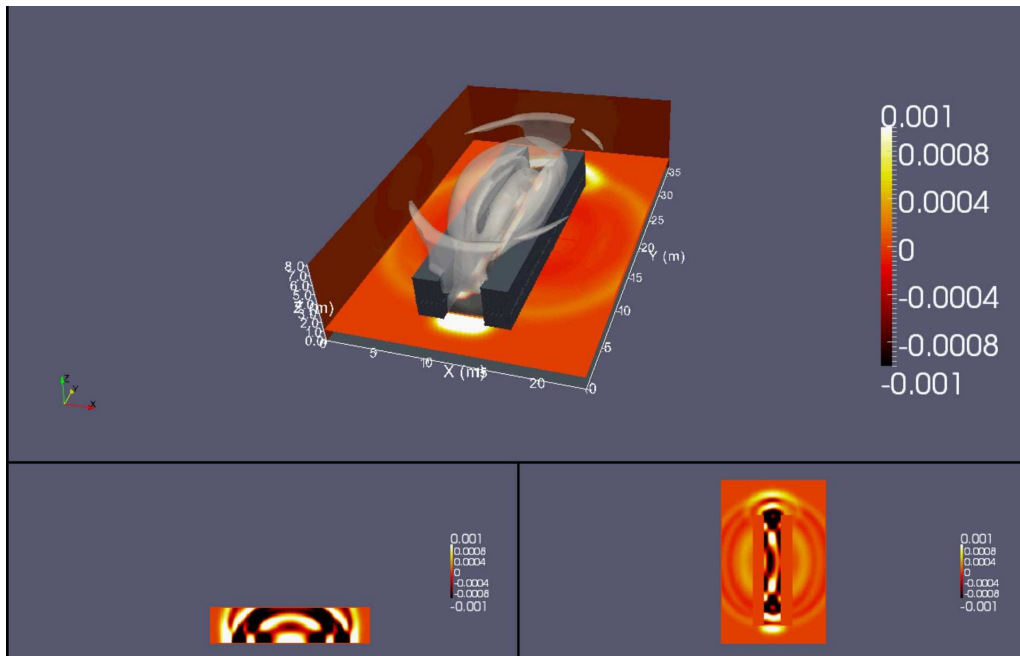


Figure 5.25 : exemple de simulation en 3D. L'expérience modélisée est la maquette rue canyon EM2PAU.

Partie 3. Comparaisons mesures/simulations

CHAPITRE 6. COMPARAISONS MESURES/SIMULATIONS MÉTÉOROLOGIQUES.....	78
6.1 Lannemezan 2005.....	78
6.1.1 Description qualitative.....	78
6.1.2 Suivi sur un mât de mesure.....	80
6.1.3 Étude quantitative.....	86
a. Le 17-06-05, cas INST.....	86
b. Le 16-06-05, cas NEUT.....	88
c. Le 03-07-05, cas STAB.....	89
d. Discussion	90
6.2 Station de long Terme.....	90
6.2.1 Description qualitative.....	91
6.2.2 Description quantitative.....	91
6.3 Conclusion sur la météorologie.....	92
CHAPITRE 7. ACOUSTIQUE.....	94
7.1 Campagne expérimentale de Lannemezan 2005.....	94
7.1.1 Effets du sol.....	95
a. Influence du relief.....	95
b. Influence du type de sol.....	95
c. Bilan.....	96
7.1.2 Effets de la météorologie.....	97
a. Conditions homogènes.....	97
b. Conditions hétérogènes : prise en compte de profils idéalisés.....	103
c. Conditions hétérogènes : prise en compte des champs météorologiques extraits de Meso-NH.....	107
7.1.3 Sensibilité au choix de profils.....	122
7.2 La station de long terme.....	123

Chapitre 6. Comparaisons mesures/simulations météorologiques

6.1 Lannemezan 2005

Trois échantillons de 15 minutes sont choisis afin d'initialiser le modèle TLM (*cf.* Chapitre 3.1.3). Au début de cette section, une description qualitative de ces échantillons est effectuée. Ensuite, la comparaison des mesures aux résultats de simulations permet d'évaluer la capacité du modèle Meso-NH à simuler des champs de vent et de température réalistes. Dans cette étude, l'écart est considéré satisfaisant :

- S'il est proche de l'erreur expérimentale. Cette erreur est estimée :
 - en température à 1°C sur les anémomètres ultrasoniques 3D et 0,1°C sur les thermomètres « classiques » (capteurs « lents » ventilés),
 - pour la vitesse du vent moyen à 0,1 m.s⁻¹ pour les anémomètres (classique ou ultrasoniques),
 - et à 5° pour la direction du vent instantanée.
- Si les gradients verticaux de vent et de température mesurés et simulés sont du même ordre de grandeur.

6.1.1 Analyse qualitative

Une coupe horizontale des champs de vent instantanés à 10 m du sol est présentée Figure 6.1 pour les cas STAB, INST, et NEUT (*cf.* Section 3.1.3).

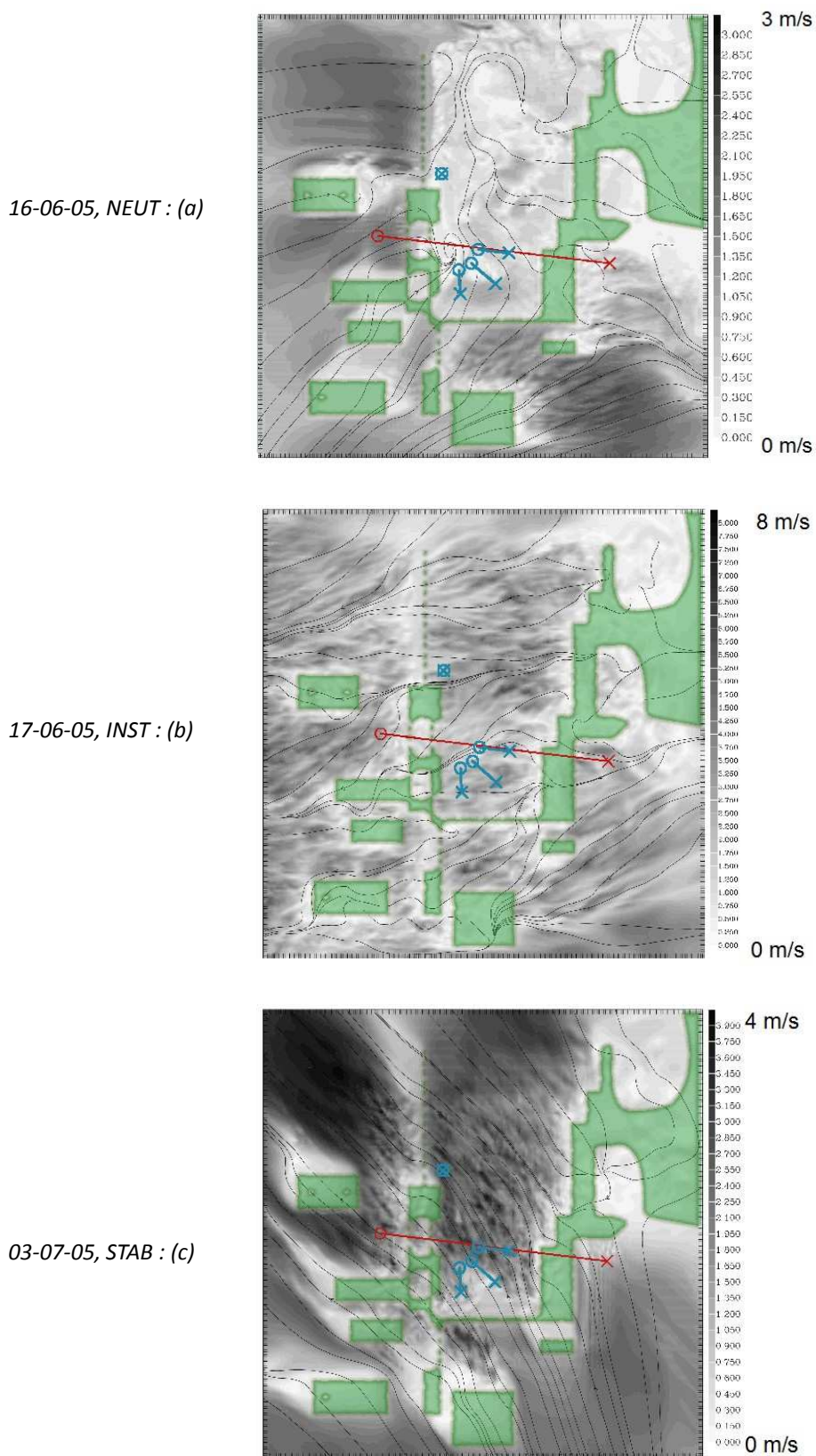


Figure 6.1 : coupe horizontale du champ de vent instantané à 10 m du sol sur la zone expérimentale de Lannemezan 2005. En bleu, le positionnement des capteurs de mesures, les zones vertes correspondent aux zones arborés. (a : 16/06/05, b : 17/06/05, c : 03/07/05)

La figure 6.1 montre un comportement général en accord avec les observations (cf. Section 3.1.3).

Selon les 3 cas, on observe qualitativement un caractère turbulent sur la zone de mesure. L'impact du développement concernant la force de traînée des arbres effectué au cours de la thèse (cf. Section 4.3.2) est particulièrement visible lors des cas INST et STAB.

En outre, on peut constater que le flux entrant dans la grille est peu turbulent en comparaison au flux présent derrière les barrières d'arbres. Cela provient de la sous-représentation spatiale des arbres normalement existants dans le modèle « père ».

Enfin, on note une relative homogénéité du champ de vent sur la zone de mesure et, par suite, des champs de température et de TKE. Une étude du champ moyen (vent, température et turbulence) sur la zone est donc un bon indicateur de qualité du modèle à reproduire la situation mesurée. Il est proposé d'effectuer une moyenne spatiale sur tous les positionnements des mats selon les directions de propagation 1, 2 et 3 (cf. Section 3.1.1), afin de comparer les profils moyens simulés et mesurés.

6.1.2 Suivi sur un mât de mesure

A partir des figures 6.2, 6.3, 6.4 et 6.5, une analyse temporelle de la comparaison mesures/simulations sur le mat 1 dans la direction de propagation 1 est effectuée. Les résultats sont issus de simulations effectuées sur la grille 1 durant la 1^{ère} heure puis sur la grille 2 durant la 2^{ème} heure pour le cas INST. Cependant, les analyses présentées ci-dessous peuvent être étendues pour tous les mâts et pour toutes les journées.

- Les séries temporelles de vitesse du vent, de sa direction et de température présentent un léger décrochage les 900 premières secondes. Il s'agit du temps nécessaire au modèle afin de générer des structures de plus fine échelle et d'atteindre son équilibre ou encore appelée période de « spin-up » du modèle.
- Les séries temporelles peuvent être séparées en une première partie moins fluctuante que la seconde. La différence provient de l'ajout du modèle « fils » à plus fine résolution (cf. Section 4.2.3). Ce décrochage se produit de nouveau lors de l'activation du modèle « petit-fils » (à 3,3 m) lors de la journée du 03-07 et 16-06. On constate bien qu'une plus grande part de la turbulence est alors résolue. A une résolution de 50m, la turbulence est encore en grande partie paramétrée et n'apparaît donc pas sur les champs résolus comme le vent. A 10m (à partir de la 2^{ème} heure), une plus grande partie de la turbulence est résolue et apparaît donc sur les courbes de vitesse de vent.
- A titre informatif, ces figures nous renseignent sur les écarts types, à l'intérieur des échantillons de 15 minutes, caractéristiques de chaque variable. En effet, les variations de l'ordre du mètre par seconde pour la vitesse du vent, de la vingtaine de degré pour sa direction et du degré pour la température sont aussi ceux constatés dans la base de données Lannemezan 2005.

- Ces séries temporelles nous informent quant à la faible variabilité des champs moyens (par mâts et sur 15 minutes) de vent et de température sur une période de deux heures. La qualité du modèle évaluée à partir des champs moyens en fin de la simulation sera donc considérée comme représentative de sa qualité durant la période de simulation.
- On observe sur le suivi de température l'effet du comportement stationnaire des conditions aux limites latérales du plus grand domaine : alors que la température mesurée augmente légèrement, les résultats issus de la simulation restent stables. Dans des cas de fortes variations du milieu, la simulation peut avoir des difficultés à suivre les évolutions des champs atmosphériques.
- Enfin, ces figures montrent que le choix d'une période d'intégration de 15 minutes choisi lors de l'expérience est représentatif, en intégrant l'ensemble de la turbulence de petite échelle (Figure 2.7).

Afin d'effectuer une confrontation quantitative des résultats de simulations aux mesures, il a donc été décidé d'utiliser les profils verticaux de vitesse de vent, de température et d'énergie cinétique turbulente moyens en espace (selon les trois directions de propagation) et en temps (sur 15 minutes).

Vitesse de vent

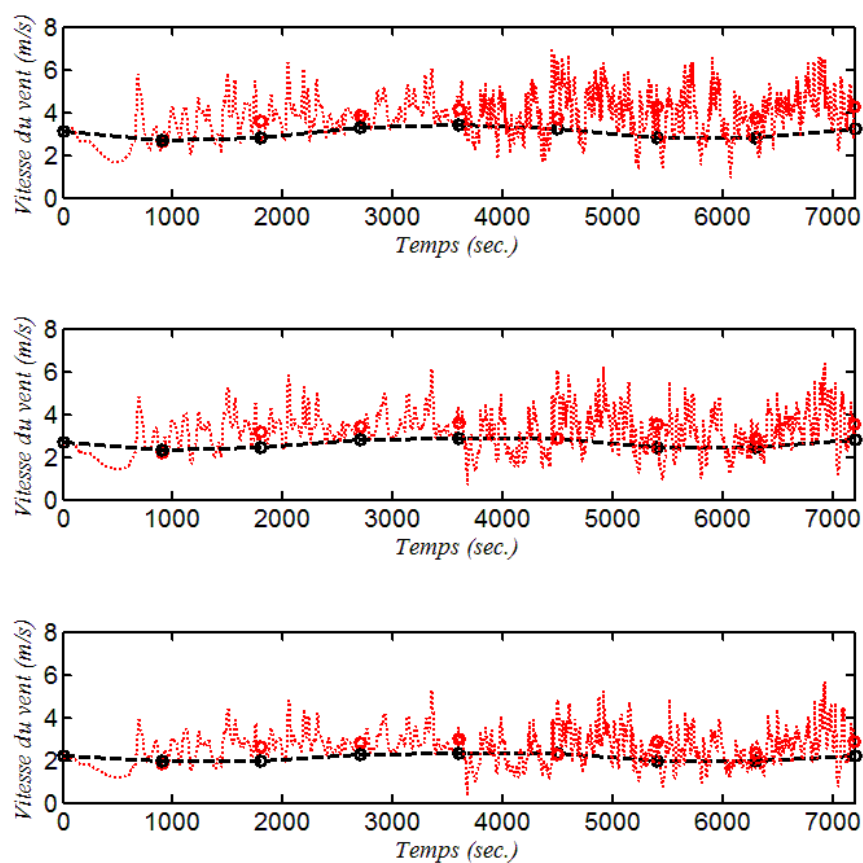


Figure 6.2 : séries temporelles de la vitesse de vent mesurées (moyennes sur 15 min - noir) et simulées (rouge) pour le cas INST entre 02h00 et 04h00 (heures locales) sur le mat de propagation à 50 m de la source selon la direction 1 à trois hauteurs (1m : bas, 3m : milieu, 10m : haut). Les points correspondent aux moyennes sur 15 minutes.

Direction du vent

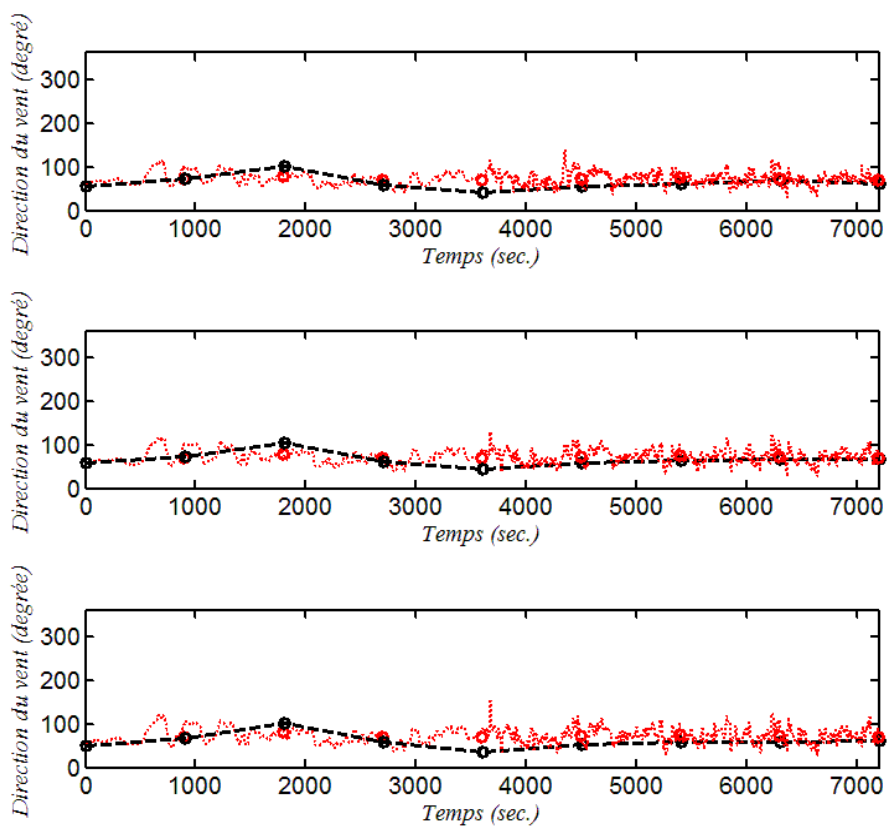


Figure 6.3 : séries temporelles de la direction du vent mesurées (moyennes sur 15 min - noir) et simulées (rouge) pour le cas INST entre 02h00 et 04h00 (heures locales) sur le mat de propagation à 50 m de la source selon la direction 1 à trois hauteurs (1m : bas, 3m : milieu, 10m : haut). Les points correspondent aux moyennes sur 15 minutes.

Température

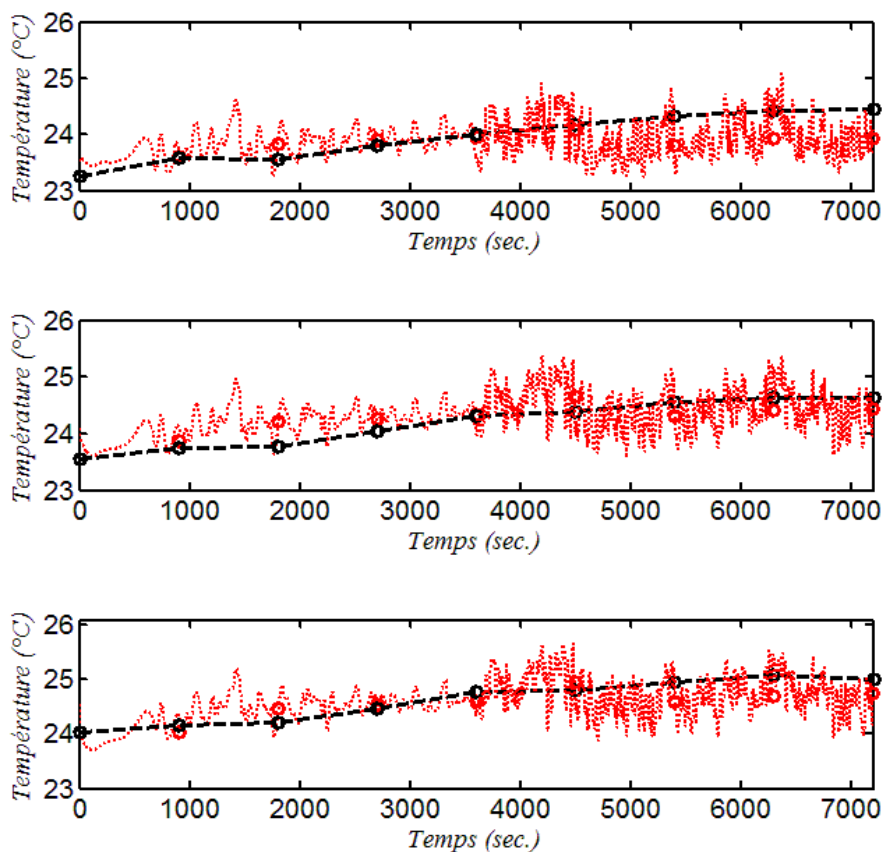


Figure 6.4 : séries temporelles de la température mesurées (moyennes sur 15 min - noir) et simulées (rouge) pour le cas INST entre 02h00 et 04h00 (heures locales) sur le mat de propagation à 50 m de la source selon la direction 1 à trois hauteurs (1m : bas, 3m : milieu, 10m : haut). Les points correspondent aux moyennes sur 15 minutes.

TKE

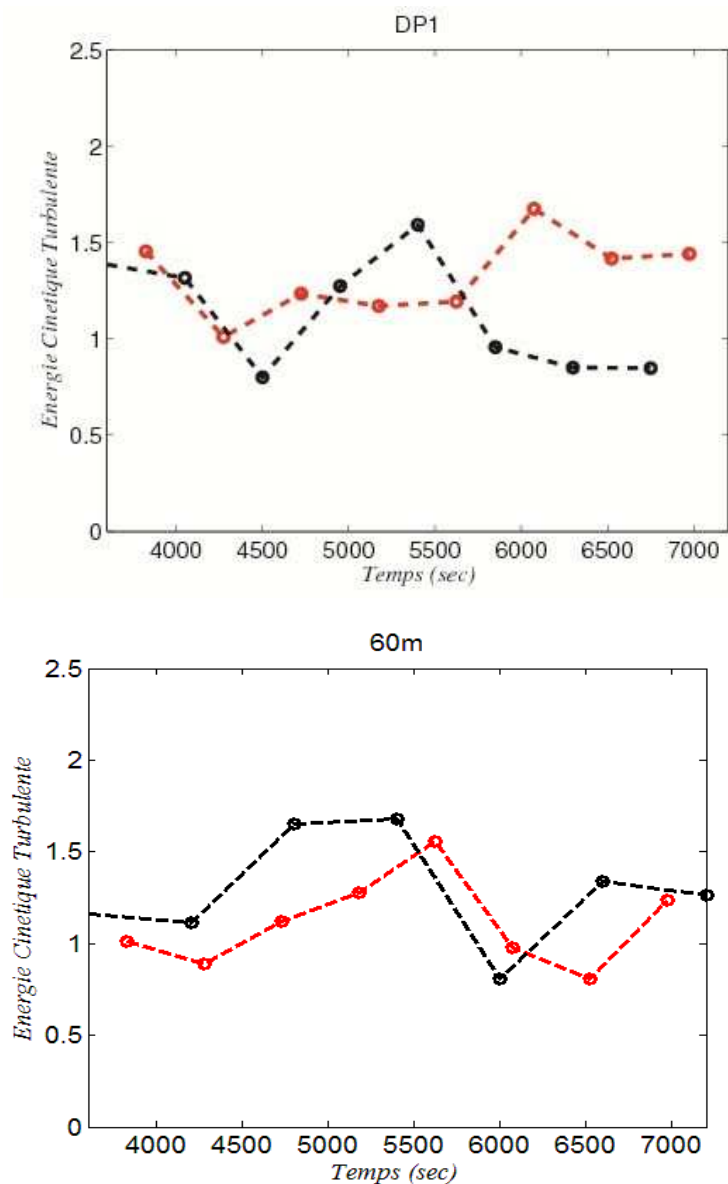


Figure 6.5 : séries temporelles sur la grille à une résolution de 10m de la TKE mesurées (noir) et simulées (résolue plus sous-maille - rouge) pour le cas INST entre 02h00 et 04h00 (heures locales) sur le mat de propagation à 100 m de la source selon la direction 1 à 2,5m de hauteur et en haut du mât de 60m. Les points correspondent aux moyennes sur 15 minutes.

6.1.3 Analyse quantitative

Dans ce chapitre, une analyse des profils verticaux de vent, de température et de TKE des journées choisies (cf. Chapitre 3.1.3) est effectuée. Il s'agit de profils moyens temporels (15 min) et spatiaux (différents mâts d'études). Le résultat de la modélisation est fourni à la résolution la plus fine (10 m pour INST, 3 m pour NEUT et STAB). La dispersion spatiale est aussi représentée sur les différentes figures.

a. Le 17-06-05, cas INST

La figure 6.6 montre que :

- La vitesse du vent simulée est légèrement trop importante, jusqu'à $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 60 m de hauteur. Cette surestimation peut s'expliquer, en première hypothèse, par une vitesse de vent entrante dans le domaine « fils » trop importante, de par la sous-représentation spatiale des arbres dans le modèle « père ». Une simulation sur un domaine « fils » plus important permettrait peut-être la formation de turbulence et un freinage par les arbres en amont de la zone plus réaliste qui aurait permis une meilleure représentation du champ sur la zone. Cependant, l'espace mémoire de ce type de simulation est encore trop important pour les performances des machines actuelles. En outre, il peut être émis l'hypothèse que le paramètre de rugosité de la végétation basse ainsi que du relief nécessiteraient une description plus fine.
- Meso-NH permet une bonne représentation du champ de température et de son gradient. Un léger décalage de nos simulations vers des températures plus basses ($\sim 1^\circ\text{C}$) peut néanmoins être noté. Cet écart provient vraisemblablement de l'influence trop importante des conditions aux limites stationnaires du domaine (cf. Section 6.1.2).
- En dessous de 10 m, l'énergie cinétique turbulente est elle aussi légèrement trop importante. L'origine de la turbulence en atmosphère instable étant principalement d'origine convective, la légère surestimation du gradient vertical de température peut-être à l'origine de la surestimation de la TKE. On note que la part d'énergie cinétique turbulente résolue est grande. La résolution de 10 m s'avère donc suffisante pour résoudre explicitement l'essentiel des tourbillons dans ce cas.

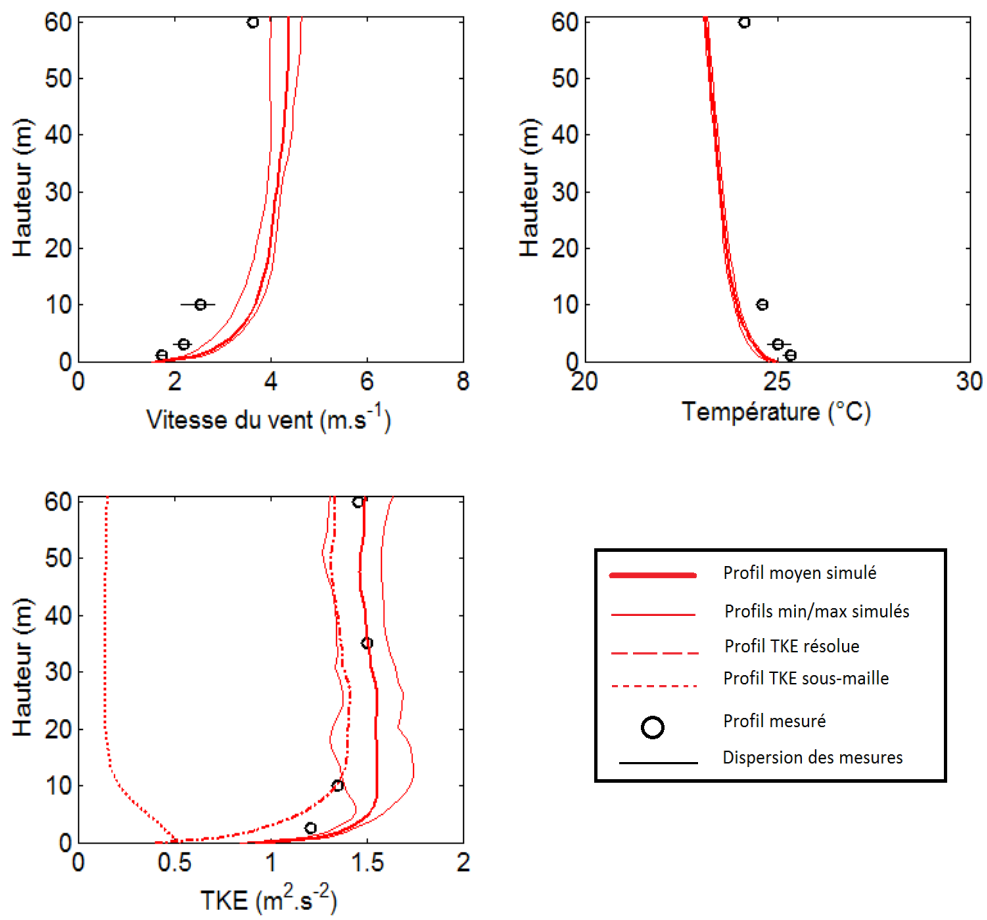


Figure 6.6 : profils verticaux moyens et dispersions de la vitesse de vent, de la température et de l'énergie cinétique turbulente mesurés (noir) et simulés (rouge) pour le cas INST.

b. Le 16-06-05, cas NEUT

La Figure 6.7 montre un bon accord mesure/calcul, en particulier :

- du profil vertical moyen de vitesse de vent. Le point d'inflexion à 10 m de hauteur témoignant de la présence de la barrière d'arbres est présent dans les mesures comme sur les simulations. Dans les deux cas, la dispersion sur les différents mâts présente une asymétrie à 10 mètres de hauteur. Cela traduit la sensibilité aux barrières d'arbres des mâts qui en sont les plus proches.
- du profil de température. Une légère sous-estimation existe (jusqu'à 1 °C).
- du profil de TKE. Il est à noter que la part de la TKE résolue est grande devant la part de TKE sous-maille. La résolution de 3 m s'avère donc suffisante pour résoudre explicitement l'essentiel des tourbillons dans le cas NEUT.

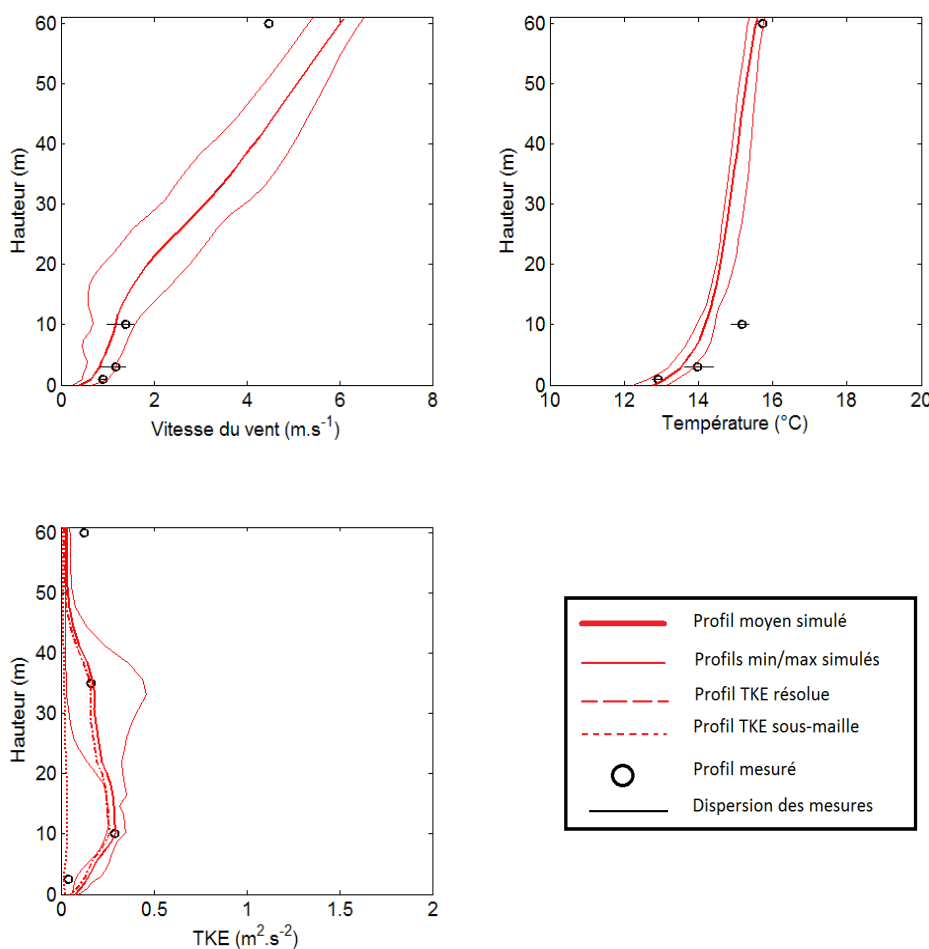


Figure 6.7 : profils verticaux moyens et dispersions de la vitesse de vent, de la température et de l'énergie cinétique turbulente mesurés (noir) et simulés (rouge) pour le cas NEUT.

c. Le 03-07-05, cas STAB

La figure 6.8 montre un moins bon accord mesure/calcul, en particulier :

- Le champ de vent simulé est surestimé en comparaison au champ mesuré (erreurs de $1,8 \text{ m.s}^{-1}$ à 10 et 60 m). Les mêmes explications que celles proposées pour le cas INST peuvent être avancées.
- Le profil vertical de température est, pour sa part, très proche de celui mesuré.
- L'énergie cinétique turbulente est trop forte. Ceci peut-être expliqué par la vitesse du vent simulée trop importante sur la zone.

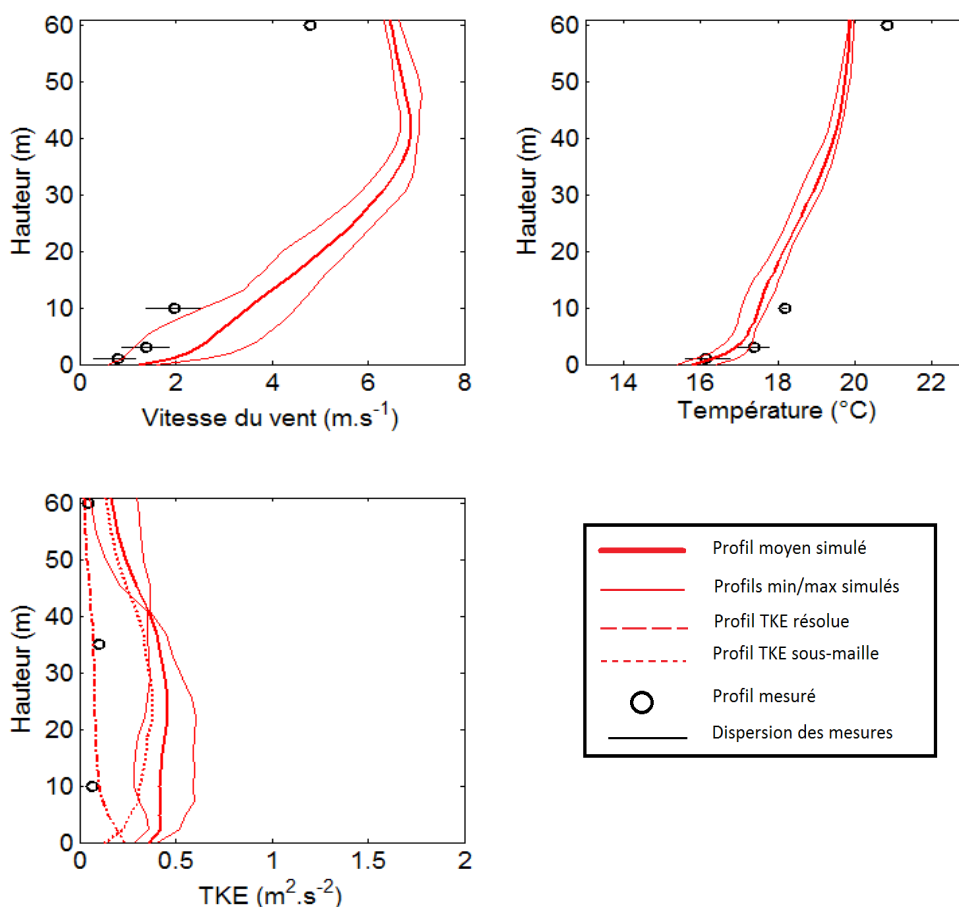


Figure 6.8 : Profils verticaux moyens et dispersions de la vitesse de vent, de la température et de l'énergie cinétique turbulente mesurés (noir) et simulés (rouge) pour le cas STAB.

d. Discussion

Malgré tout, les champs simulés à l'aide de Meso-NH apparaissent *a priori* suffisamment réalistes et représentatifs pour être utilisés comme forçage météorologique dans la simulation de la propagation acoustique. Les journées en conditions atmosphériques instables (INST, 17-06-05) et *quasi* neutre (NEUT, 16-06-05) montrent un très bon accord simulations/mesures. Enfin, malgré la situation atmosphérique très stable de l'échantillon choisi (STAB, 03-07-05), et les difficultés

connues des modèles atmosphériques à représenter ce type de conditions, l'écart simulations-mesures reste faible et globalement satisfaisant.

6.2 Station de long Terme

La complexité de la zone d'étude est beaucoup plus importante que pour Lannemezan2005, du fait de la topographie et de la nature des sols. Il existe une légère vallée, un petit cours d'eau et une grande variété des type de sols. Ainsi, la réalisation de simulation, dans le cadre de cette thèse, est prospective. Les configurations utilisées pour ces simulations sont détaillées dans le Chapitre 4. Pour rappel, la simulation est effectuée durant 1 heure de simulation sur le modèle père à 50 m de résolution horizontale puis durant 1 heure sur les deux modèles avec un modèle « fils » à 10 m de résolution.

6.2.1 Analyse qualitative

La figure 6.9 montre l'impact de la vallée sur la direction et la force du vent lors de la journée du 28/05/05 à 21h (*cf.* Section 3.2.2). En effet, près du mat M1, on peut constater une orientation du flux dans l'axe, nord-ouest/est. On y voit aussi l'impact du couvert végétal. Notamment au nord-est de la zone.

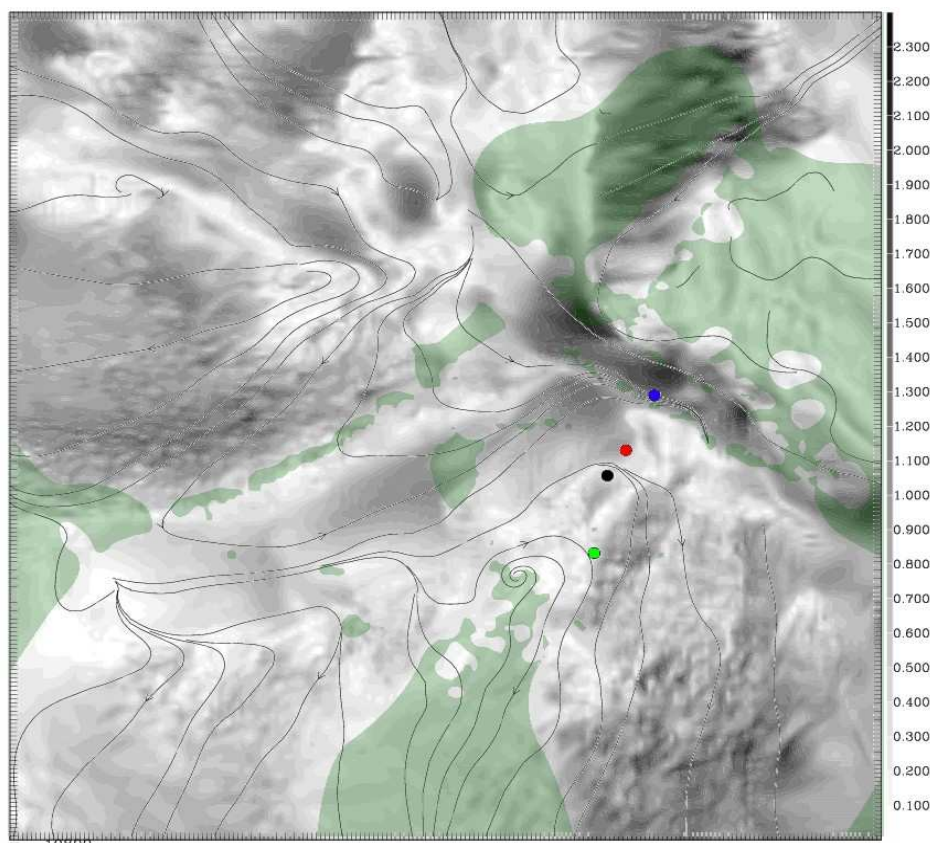


Figure 6.9 : coupe horizontale du champ de vent instantané à 10 m du sol sur la zone expérimentale de la SLT le 28/08/05 à 21h. (M1 : ● bleu, M2 : ● rouge, M3 : ● noir, M4 : ● vert) positionnement des capteurs de mesures, les zones vertes correspondent aux zones arborées.

6.2.2 Analyse quantitative

La figure 6.10 montre les profils verticaux moyens (sur 15 minutes) mesurés et simulés lors de la journée du 28 août 2005 sur la Station de Long Terme. L'échantillon a été choisi au moment du coucher du soleil. Ainsi, la variation en intensité des champs météorologiques est importante. Le comportement est semblable à celui du modèle, mais il n'est pas synchrone. Il est probable que la source de ce problème provienne des conditions stationnaires appliquées en bord de domaine, inappropriées pour cette phase de transition nocturne (cf. Section 4.2.3). En effet, la stationnarité empêche l'évolution du forçage de grande échelle. Les profils présentés sont ceux qui auraient été choisis pour effectuer nos simulations acoustiques car ils présentent le meilleur accord mesures simulations. Ainsi malgré le fait que la simulation est effectuée deux heures de simulation, il représente bien les conditions que l'on aurait observé à 18h.

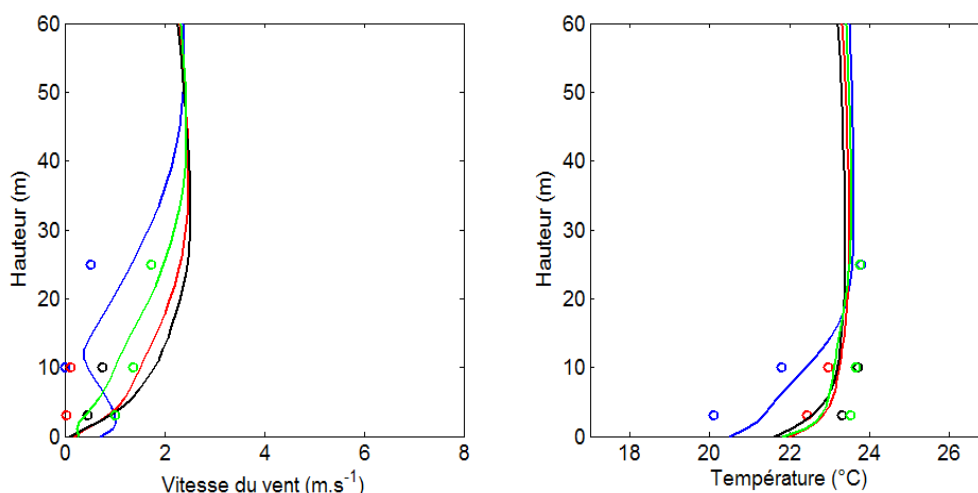


Figure 6.10 : Profils verticaux de vitesse de vent et de température

aux différents mâts (M1 : ● **bleu**, M2 : ● **rouge**, M3 : ● **noir**, M4 : ● **vert**) mesurés (O) et simulés (-) le 28 août 2005.

Hormis le décalage temporel, les comparaisons présentées ici présentent un bon accord. On peut notamment noter la température plus basse du mât M1 dans les simulations et dans les mesures. Car ce mât est en fond de vallée et proche d'une petite rivière. Enfin, le modèle surestime quasi-systématiquement la force de vent, mais dans des proportions raisonnables.

6.3 Conclusion sur la météorologie

Deux campagnes expérimentales (Lannemezan 2005 et la SLT) ont permis l'évaluation quantitative et qualitative de résultats de simulations issues de Méso-NH. Les champs de vent et de température simulés nous apparaissent suffisamment réalistes et proches de nos mesures pour pouvoir les utiliser dans le but d'initialiser le modèle acoustique TLM.

Cependant quelques points peuvent être discutés :

- Le choix des journées de simulation sur Lannemezan 2005 pourrait être à revoir. En effet, les cas INST et STAB correspondent respectivement aux cas les plus instable et stable de la campagne de mesure. Ce sont ces journées qui présentent de plus forts écarts avec nos mesures. Peut-être que le choix de journées avec des conditions atmosphériques moins extrêmes dans cette base de données aurait pu être plus significatif avec, de plus, des champs simulés plus proches de la réalité (comme le cas NEUT).
- La comparaison mesures/simulations de la TKE sur la SLT n'a pas été effectuée faute de mesures (pas d'anémomètre sonique avant 2008). Une nouvelle génération de résultats expérimentaux permettra d'effectuer cette comparaison.

Chapitre 7. Comparaisons mesures/simulations acoustiques

7.1 Campagne expérimentale de Lannemezan 2005

Dans cette partie, les résultats issus de simulations sont comparés aux mesures issues de la base de données de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005 (cf. Section 3.1). Dans un premier temps, une analyse de l'influence du relief et du type de sol est effectuée. Ensuite, les résultats issus de simulations sont comparés aux mesures en conditions atmosphériques hétérogènes.

Pour toutes les simulations TLM présentées ci-dessous, la résolution spatiale est de 0,04 m et le calcul est effectué sur 0,65 secondes. La fréquence centrale de l'impulsion gaussienne est de 500 Hz (cf. Section 5.3). Le domaine est encadré en haut et sur les côtés par les conditions absorbantes (cf. Section 5.4.5) et, en bas, par un sol modélisé à l'aide du modèle d'impédance de Miki (cf. Section 5.4.4). Des comparaisons avec l'équation parabolique (cf. Section 5.1.1) sont également effectuées.

7.1.1 Effets du sol

a. Influence du relief

Le site de Lannemezan 2005 est quasi plan : environ 5 m de dénivelé sur la zone d'étude. Cependant, l'impact du relief selon les axes de propagation 1 et 3 a été étudié et est présenté Figure 7.1.

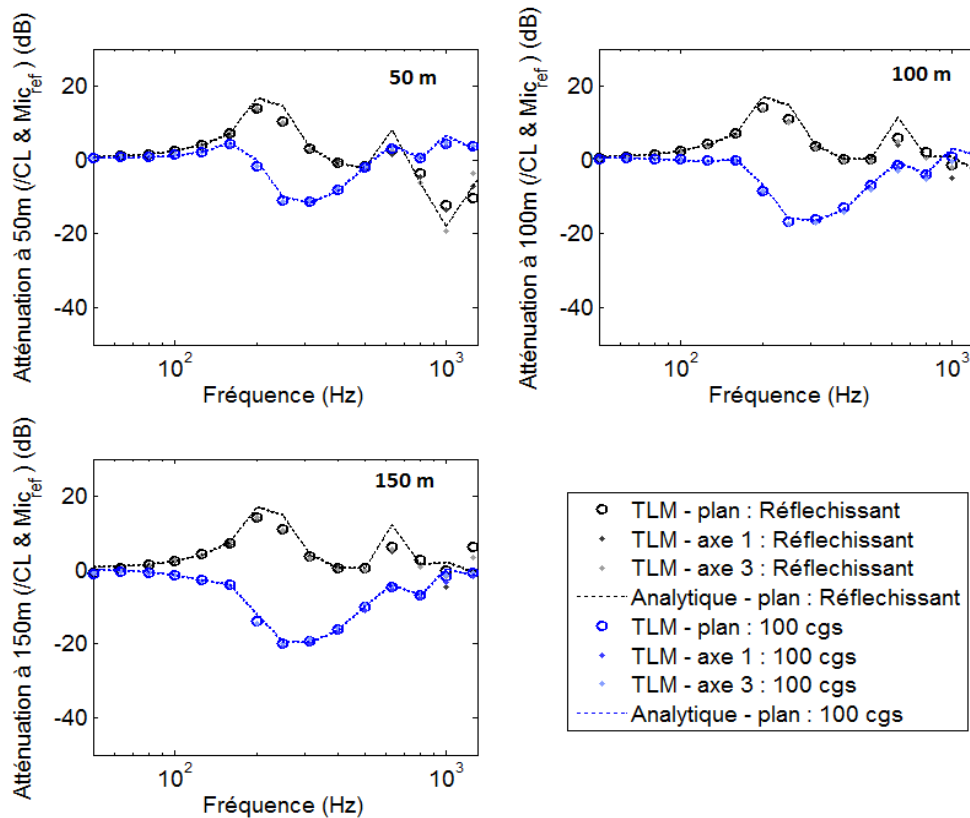


Figure 7.1 : spectres d'atténuation à 50, 100 et 150 m de la source, normalisés par rapport au champ libre, et par rapport à un microphone de référence situé à 10 m de la source. Comparaison entre les résultats issus de simulations TLM et de simulations analytiques sur sol réfléchissant et absorbant (100 cgs), avec ou sans prise en compte du relief dans les axes de propagation 1 et 3.

Les résultats issus de calculs analytiques et des simulations TLM montrent un bon accord. On vérifie que les écarts les plus importants se trouvent dans les creux ou pics d'interférences, zones plus sensibles à la normalisation par les niveaux à 10 m de la source (cf. Section 5.4.2). L'impact du relief selon les axes de propagation 1 et 3 est plus important à plus haute fréquence. Cependant, cet écart reste faible (de l'ordre du décibel). L'ajout d'une certaine absorption par le sol ($\sigma = 100$ cgs) ne change en rien les conclusions apportées ci-dessus.

b. Influence du type de sol

On étudie l'effet du type de sol sur les spectres d'atténuation TLM pour différentes valeurs de σ relevées pendant la campagne de Lannemezan 2005. Celles-ci sont comprises entre 50 et 250 cgs (cf. Chapitre 3.1.2 a.).

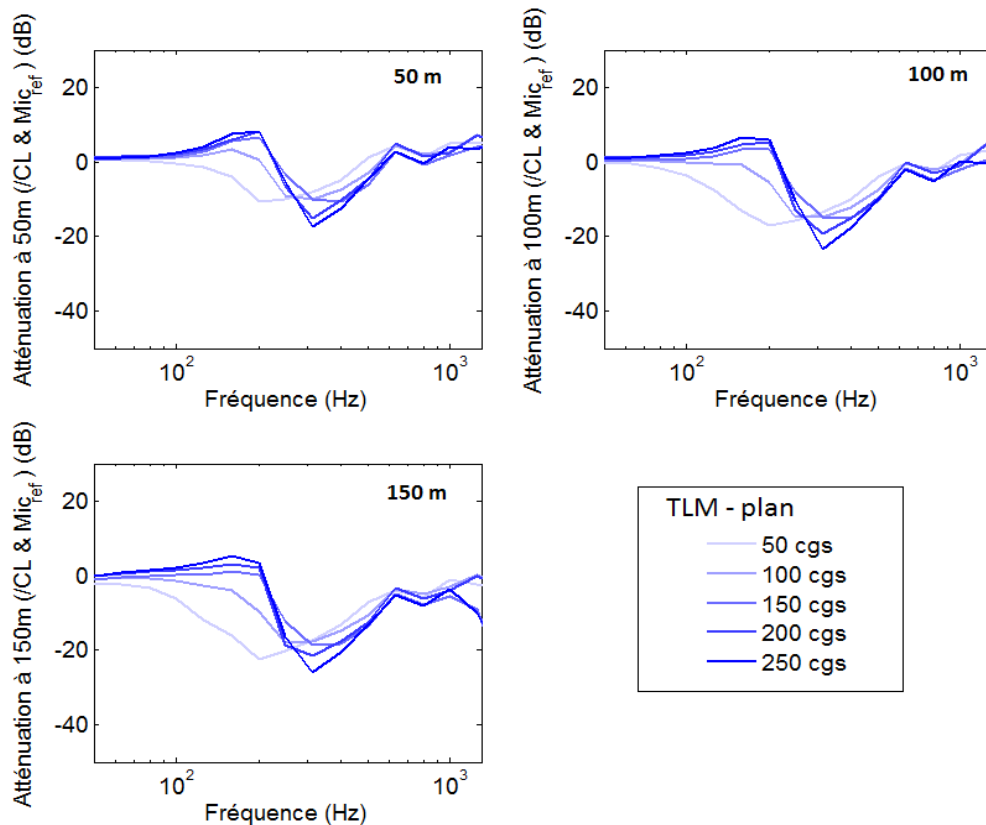


Figure 7.2 : spectres d'atténuation TLM à 50, 100 et 150 m de la source, normalisés par rapport au champ libre, et par rapport à un microphone de référence situé à 10 m de la source. Variation de la résistance spécifique au passage de l'air du sol plan entre 50 et 250 cgs.

Pour la configuration de Lannemezan 2005 (en termes de géométrie Source-Récepteurs, type de sol, etc.), les spectres d'atténuation sonore peuvent-être divisés en deux parties :

- Une première, très sensible à l'impédance du sol, jusqu'à environ 500Hz. On observe alors un glissement du creux d'interférence vers les basses fréquences lorsque la résistance du sol diminue.
- La deuxième partie du spectre semble moins sensible à la résistance du sol. Il sera alors plus facile d'y observer les effets de la météorologie.

Cette analyse coïncide d'ailleurs avec celle effectuée à partir de la base de données de la campagne (cf. Section 3.1.3).

c. Bilan

Le relief du site de la campagne expérimentale étant presque plan, les champs sonores observés sont alors très peu sensibles à ses variations. Pour les géométries source-récepteurs considérées, l'impédance du sol a une nette influence sur les niveaux sonores observés pour les fréquences inférieures à 500 Hz. L'effet de la météorologie sera alors plus facile à observer au-dessus de cette limite. On note que ces considérations sont exactes seulement si l'on considère le relief et l'impédance du sol comme découplés des effets météorologiques. Par la suite, le relief a été conservé dans

toutes les simulations TLM et la résistance spécifique au passage de l'air a été choisie à 100 ou 150 cgs en fonction de la partie de la campagne considérée.

7.1.2 Effets de la météorologie

Les résultats sont présentés pour les journées du 16 juin 2005 (NEUT), du 17 juin 2005 (INST) et du 03 juillet 2005 (STAB) selon les directions de propagation DP1 et DP3. Les résultats en 2D sont ramenés en 3D à l'aide de normalisations par rapport au champ libre (cf. Section 5.4.2). Les résultats numériques et expérimentaux sont ensuite normalisés par rapport aux mesures issues du microphone à 10 m de la source.

Dans un premier temps, des comparaisons simulations/mesures sont effectuées pour la première partie ($\sigma = 150$ cgs, cas INST et NEUT) puis pour la deuxième partie de la campagne ($\sigma = 100$ cgs, cas STAB) en conditions homogènes. Puis, les résultats des simulations effectuées en conditions hétérogènes sont comparés aux mesures.

a. Conditions homogènes

Les figures 7.3, 7.4 et 7.5 montrent la comparaison entre les simulations effectuées par la TLM (sans prise en compte des effets de la météorologie, $\left. \frac{\partial v_{eff}}{\partial z} \right| = 0, T = 20 \text{ } ^\circ\text{C}$) par rapport au niveau sonore moyen mesuré en conditions homogènes (critère : $\left. \frac{\partial c_{eff}}{\partial z} \right| < 0,015 \text{ s}^{-1}$).

Première partie de campagne (cas INST et NEUT)

La résistance du sol au passage de l'air est choisie à 150 cgs pour la 1^{ère} partie de la campagne Lannemezan 2005 (cf. Section 3.1.2 a.).

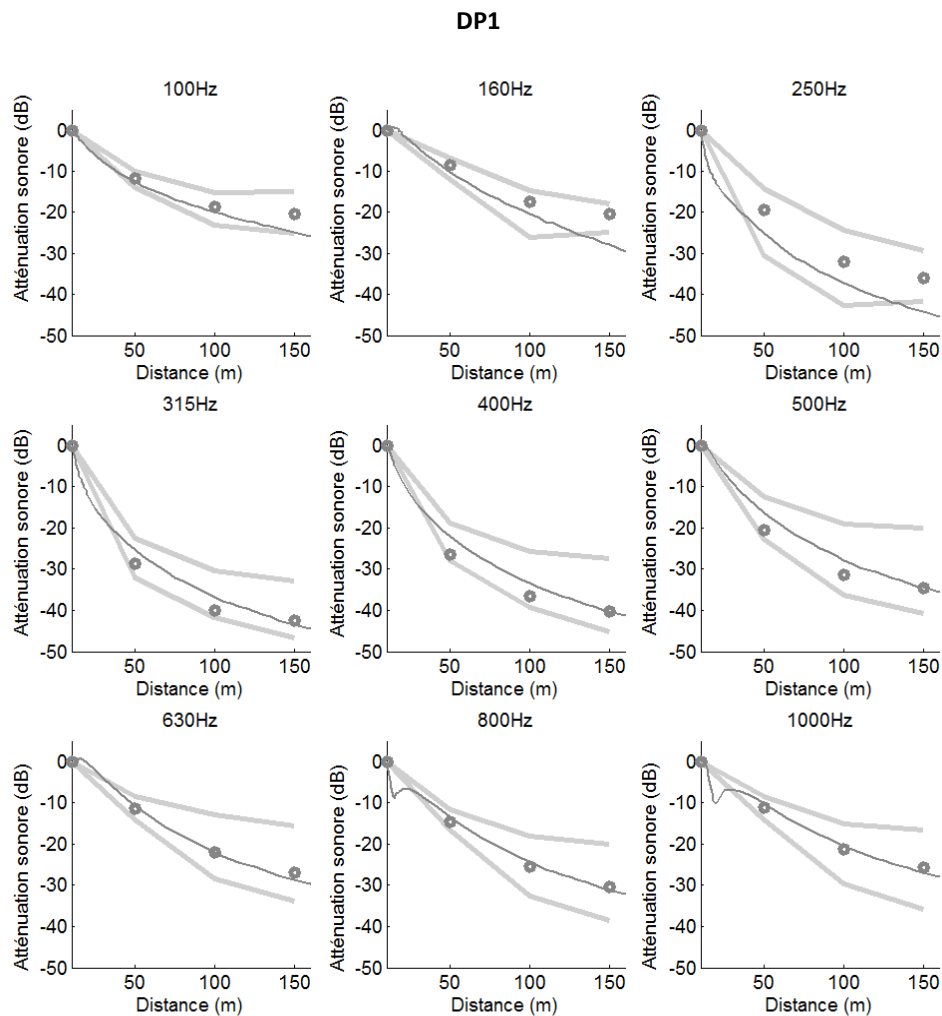


Figure 7.3 : niveaux sonores mesurés (cercles, gris foncé) et simulés (TLM : trait plein, gris foncé) en conditions homogènes selon la direction de propagation 1 avec une résistance de 150 cgs. La dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs.

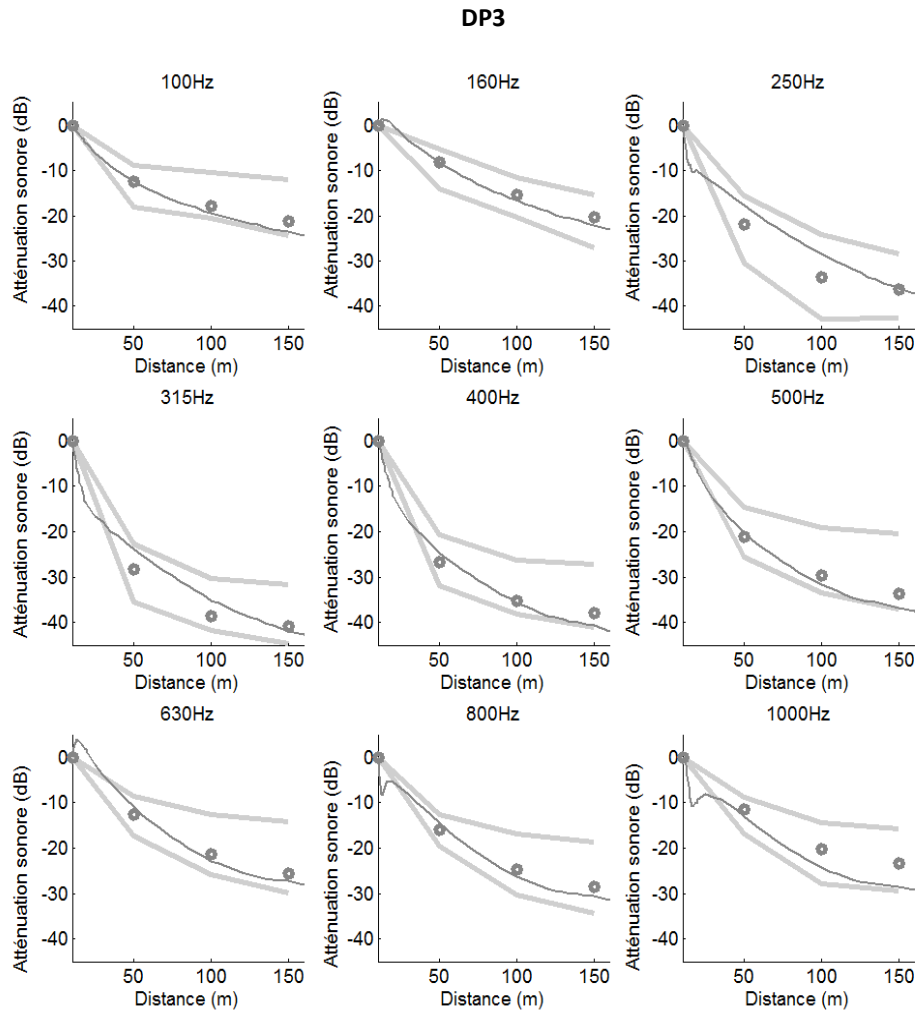


Figure 7.4 : niveaux sonores mesurés (cercles, gris foncé) et simulés (TLM : trait plein, gris foncé) en conditions homogènes selon la direction de propagation 3 avec une résistance de 150 cgs. La dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs.

Deuxième partie de campagne (cas STAB)

La résistance spécifique du sol au passage de l'air est choisie ici à 100 cgs (2^{ème} partie de la campagne Lannemezan 2005, cf. Chapitre 3.1.2 a.). Pour ce cas, les données météorologiques sont inexistantes selon la direction de propagation 1. Seules les simulations acoustiques selon la direction de propagation 3 ont donc été effectuées. La résistance du sol au passage de l'air est choisie ici à 100 cgs (ce qui correspond à la 2eme partie de la campagne Lannemezan 2005, cf Chapitre 3.1.2 a.).

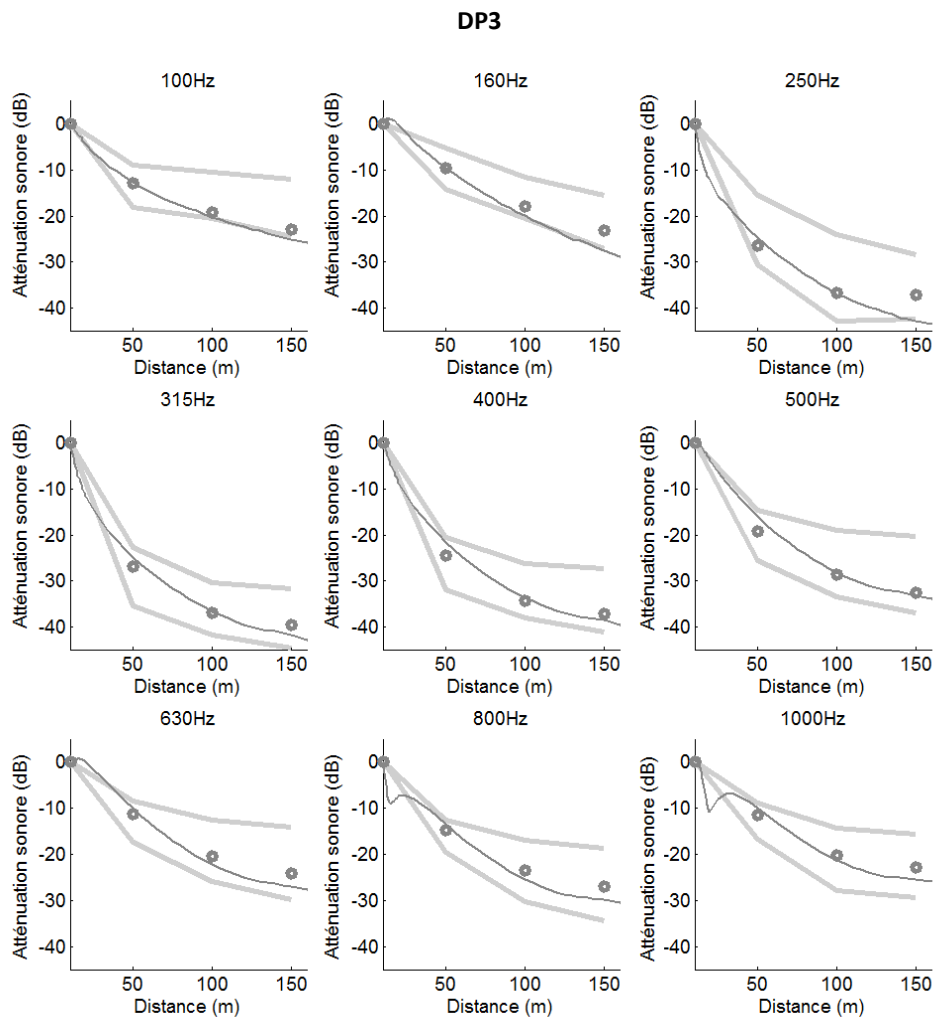


Figure 7.5 : niveaux sonores mesurés (cercles, gris foncé) et simulés (TLM : trait plein, gris foncé) en conditions homogènes selon la direction de propagation 3 avec une résistance de 150 cgs. La dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs.

Discussion

Tout d'abord, il convient de remarquer la capacité du modèle acoustique TLM à reproduire avec précision les niveaux sonores mesurés lors de la campagne de Lannemezan 2005 en conditions homogènes, et cela malgré l'incertitude sur la résistance spécifique au passage de l'air et l'absence de prise en compte de la

turbulence atmosphérique. On peut noter un seuil à bas niveau dans la dispersion des mesures lors de la campagne (e.g. : Figure 7.3, 250 Hz). Il provient vraisemblablement, pour ces fréquences, d'un mauvais rapport signal sur bruit durant la campagne expérimentale.

b. Conditions hétérogènes : prise en compte de profils idéalisés

Les Figures 7.6, 7.7, 7.8, 7.9 et 7.10 montrent la comparaison entre les niveaux sonores mesurés et ceux simulés à l'aide de profils verticaux moyens de vent et de température. On fait l'hypothèse, en 1^{ère} approximation, de profils linéaires dont la valeur des gradients est estimée à partir de la base de données de Lannemezan 2005 à l'aide d'une régression linéaire des données de vent et de température à 1, 3 et 10 m, puis moyennés entre les mâts situés à 50 m et 150 m de la source. Les gradients verticaux moyens de vitesse de vent (projetés), de température et de célérité effective sont récapitulés dans le tableau 3. Le modèle TLM est confronté à la fois aux mesures et au modèle équation parabolique (EP) initialisé avec les mêmes conditions de sol et d'atmosphère (mêmes données d'entrée).

Cas « STAB »

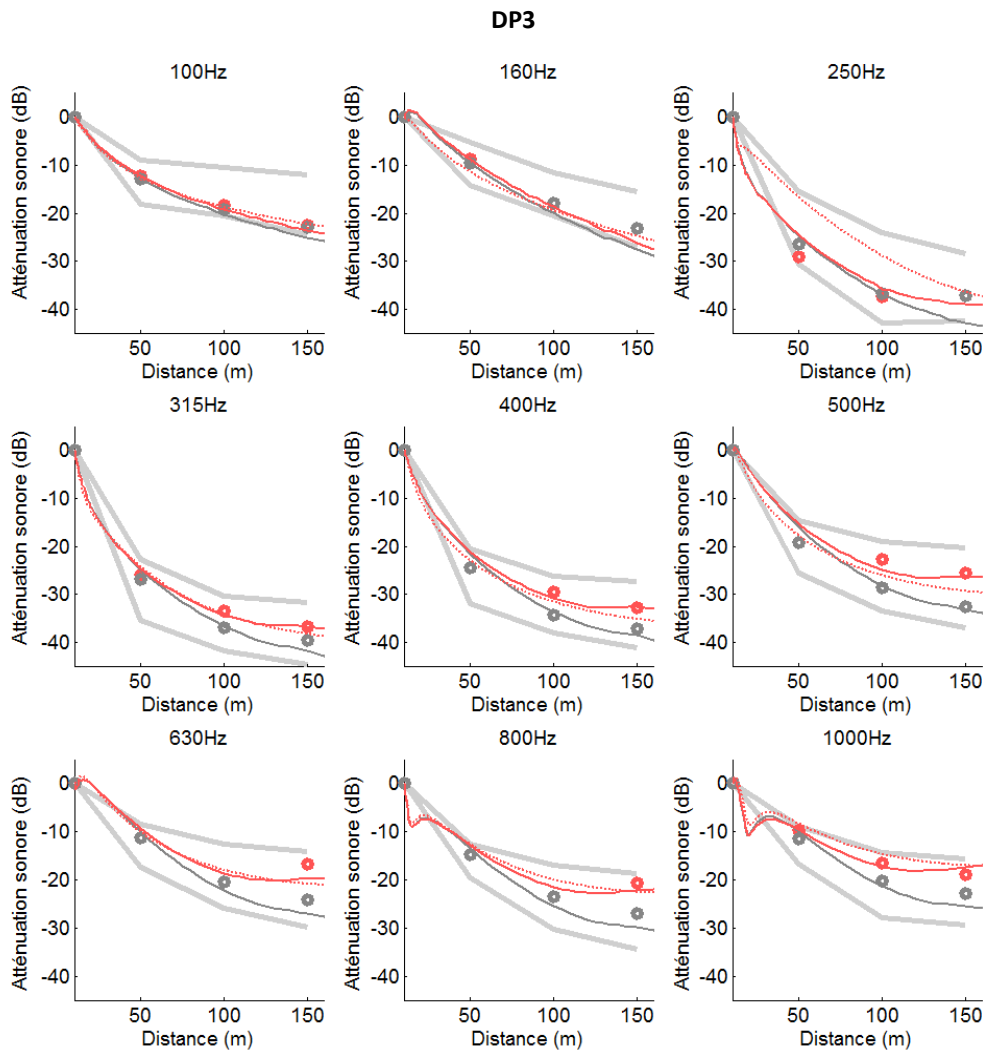


Figure 7.6 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein, EP : trait pointillé) pour le cas STAB - profil linéaire (rouge) et en conditions homogènes (gris) pour DP3. ($\sigma = 100$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

Cas « NEUT »

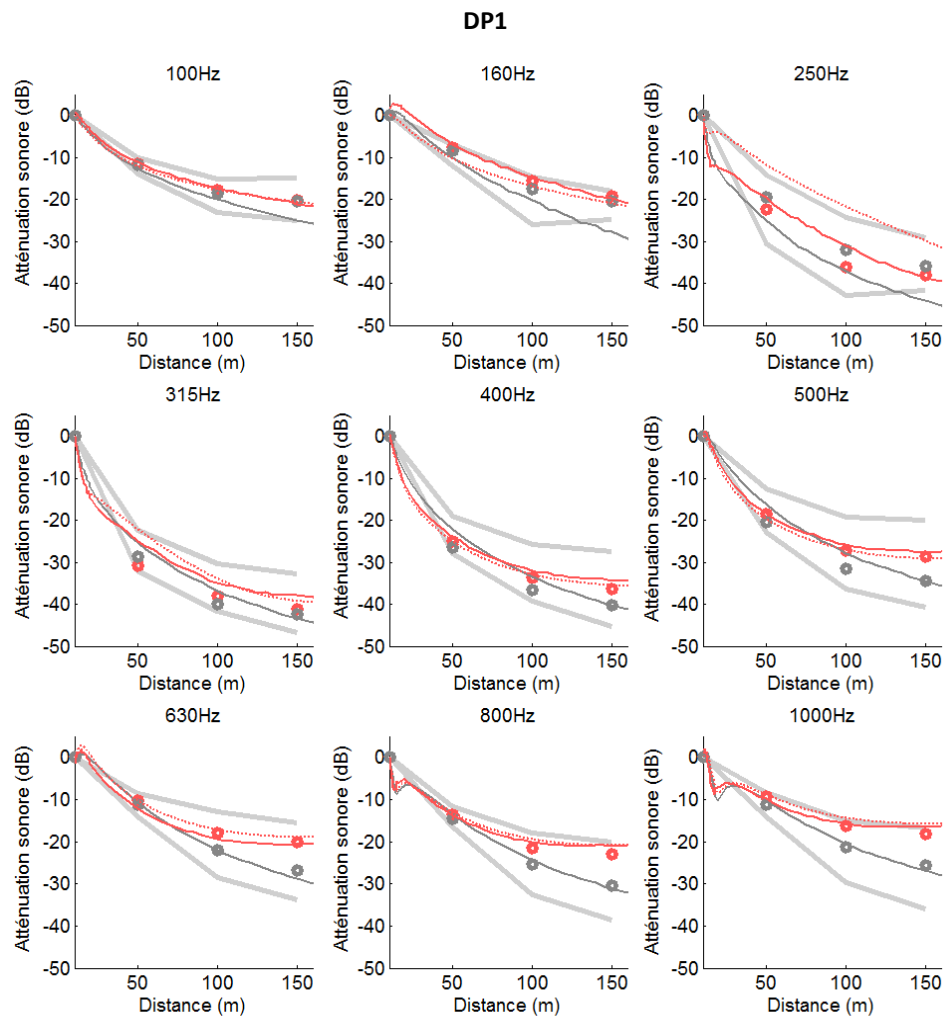


Figure 7.7 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein, EP : trait pointillé) pour le cas NEUT - profil linéaire (rouge) et en conditions homogènes (gris) pour DP1. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

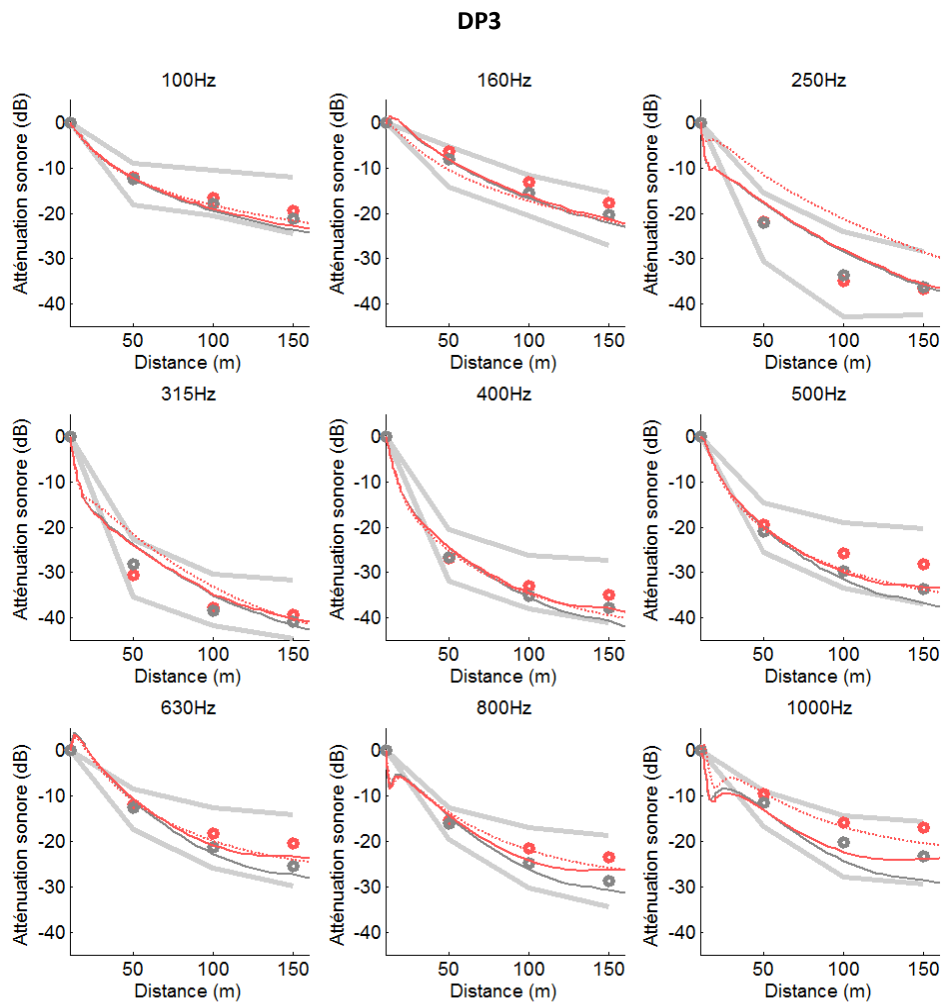


Figure 7.8 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein, EP : trait pointillé) pour le cas NEUT - profil linéaire (rouge) et en conditions homogènes (gris) pour DP3. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

Cas « INST »

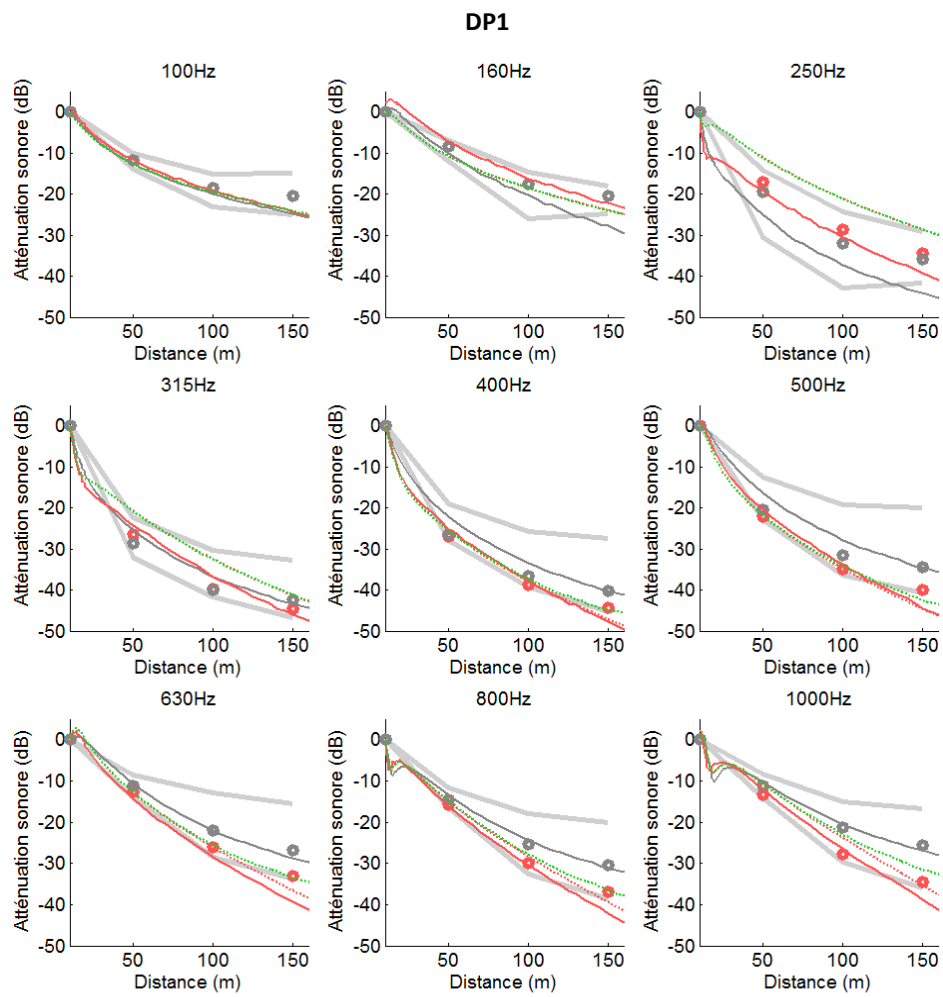


Figure 7.9 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein, EP : trait pointillé) pour le cas INST - profil linéaire (rouge), INST - profil linéaire + turbulence (vert) et en conditions homogènes (gris) pour DP1. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

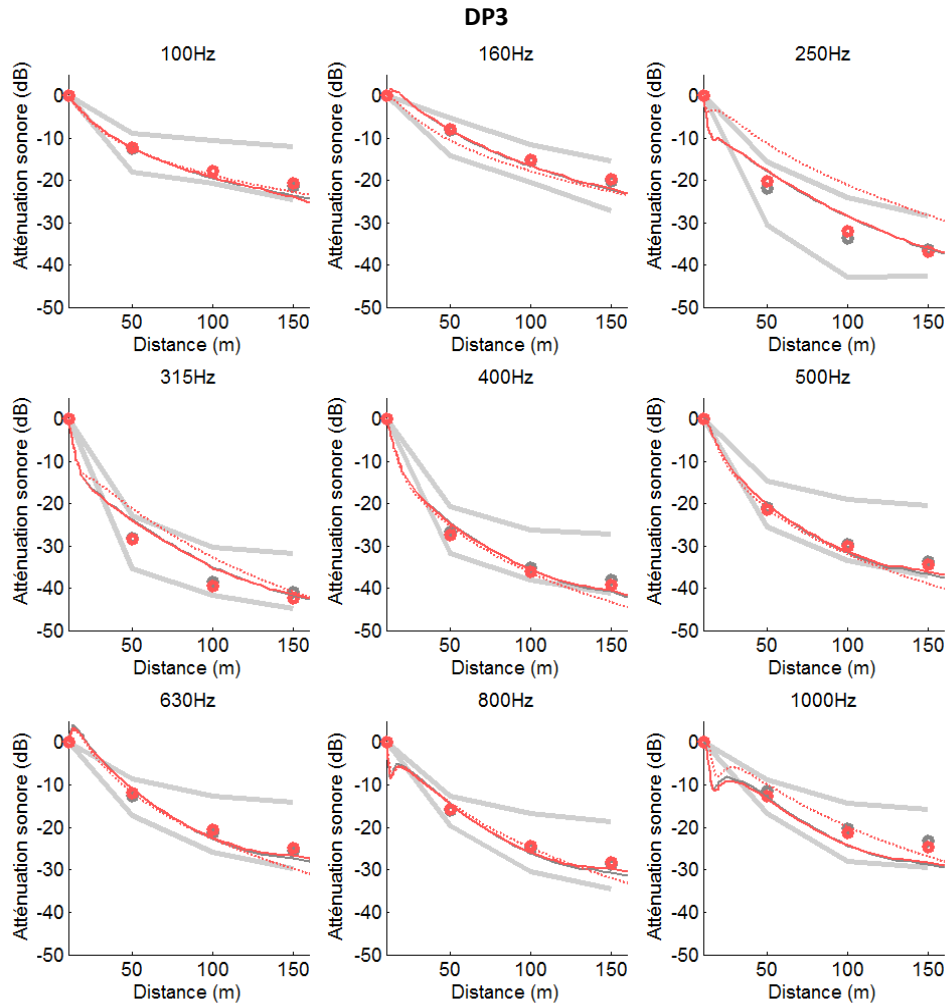


Figure 7.10 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein, EP : trait pointillé) pour le cas INST - profil linéaire (rouge) et en conditions homogènes (gris) pour DP3. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

Discussion

On observe un très bon accord entre les simulations et les mesures en milieu hétérogène, pourtant modélisé à l'aide d'un simple profil linéaire.

D'un prime abord, les simulations effectuées pour le cas **NEUT** selon DP3 semblent de moins bonne qualité (Figure 7.8). Cependant, les écarts des niveaux sonores avec et sans prise en compte de la météorologie, pour les simulations et pour les mesures, sont très proches pour toutes les fréquences. En outre, une meilleure modélisation du sol permettrait vraisemblablement une amélioration des résultats, en augmentant l'atténuation sonore observée de quelques décibels.

Pour le cas **INST** (Figure 7.9), la sous-estimation des niveaux sonores à 150 m provient vraisemblablement de l'absence de prise en compte de la turbulence dans nos modèles. En effet, cette journée est particulièrement instable. Le calcul prospectif

effectué à l'aide de l'équation parabolique avec prise en compte d'une turbulence atmosphérique réaliste ($\mu=10^{-6}$, cf. Section 2.5.3) confirme cette hypothèse : jusqu'à 500 Hz les courbes avec ou sans prise en compte de la turbulence sont confondues, mais par la suite, la turbulence diffuse l'énergie et un gain de quelques décibels dans l'axe de la source peut être observé.

On peut enfin noter que la TLM améliore significativement les résultats par rapport à l'EP. Pour rappel, les principales différences entre les deux modèles pouvant expliquer ces écarts sont :

- la prise en compte du relief. On le remarque notamment dans la direction de propagation 3 entre 100 m et 150m (e.g. Figure 7.6).
- Une meilleure description du champ sonore près de la source, ce qui implique une moins grande sensibilité aux erreurs liées aux interférences (e.g. Figure 7.9, 250 Hz).
- et une meilleure prise en compte de la célérité effective lors du calcul de la direction d'onde. En effet, l'équation parabolique utilisée fait l'hypothèse d'une onde plane et néglige la rétro propagation.

c. Conditions hétérogènes : prise en compte des champs météorologiques extraits de Meso-NH

Les figures 7.12, 7.14, 7.15, 7.17 et 7.18 présentent la comparaison entre les niveaux sonores mesurés et ceux simulés à l'aide des champs issus des simulations Meso-NH (présentés Figures 7.11, 7.13 et 7.16). On rappelle que les champs instantanés de Meso-NH, bien que « turbulents », ne prennent pas en compte l'ensemble du spectre influent sur la propagation acoustique (cf. Section 5.5.3).

Cas « STAB »

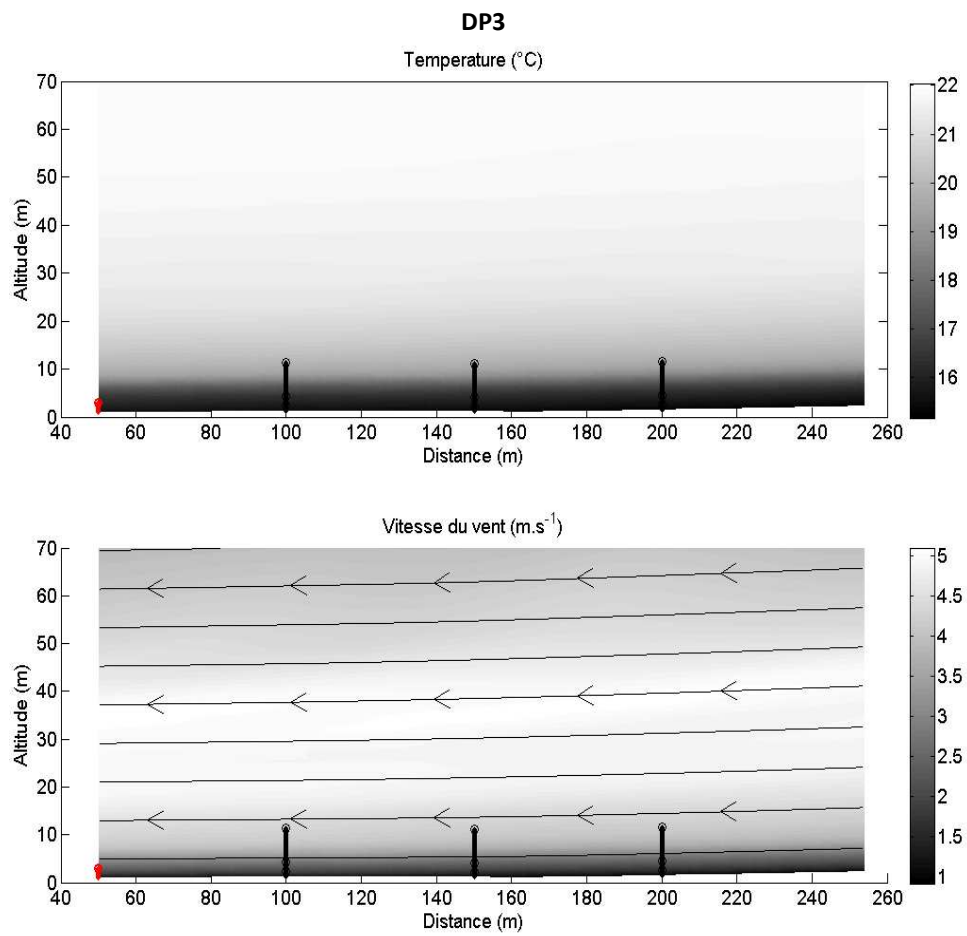


Figure 7.11 : coupes verticales des champs instantanés de température (haut) et de vent (bas) selon la direction de propagation 1. En noir, mâts acoustiques ; en rouge, la source.

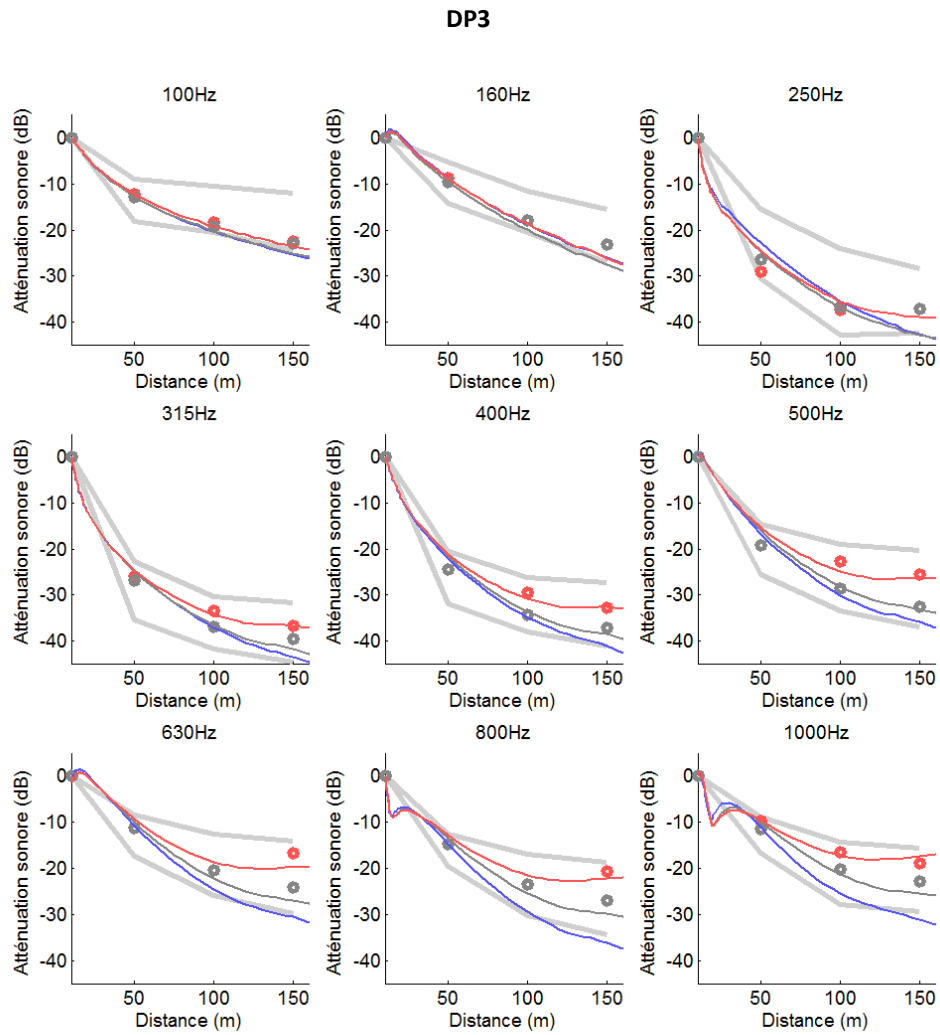


Figure 7.12 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein) pour le cas STAB - profil linéaire (rouge), le cas STAB - Meso-NH (bleu) et en conditions homogènes (gris) pour DP3. ($\sigma = 100$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

Cas « NEUT »

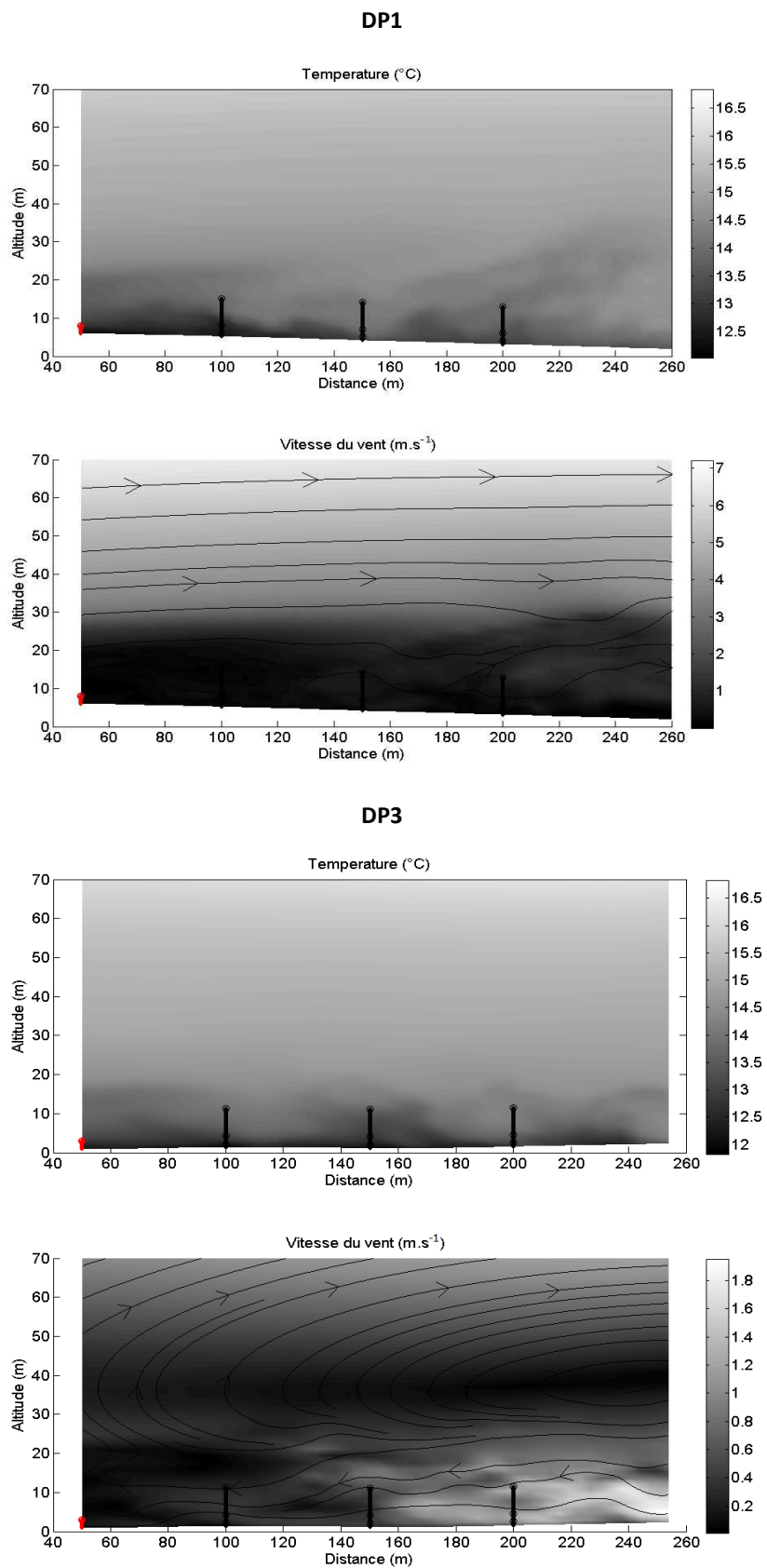


Figure 7.13 : coupes verticales des champs instantanés de température (haut) et de vent (bas) selon la direction de propagation 1 et 3. En noir, mâts acoustiques ; en rouge, la source.

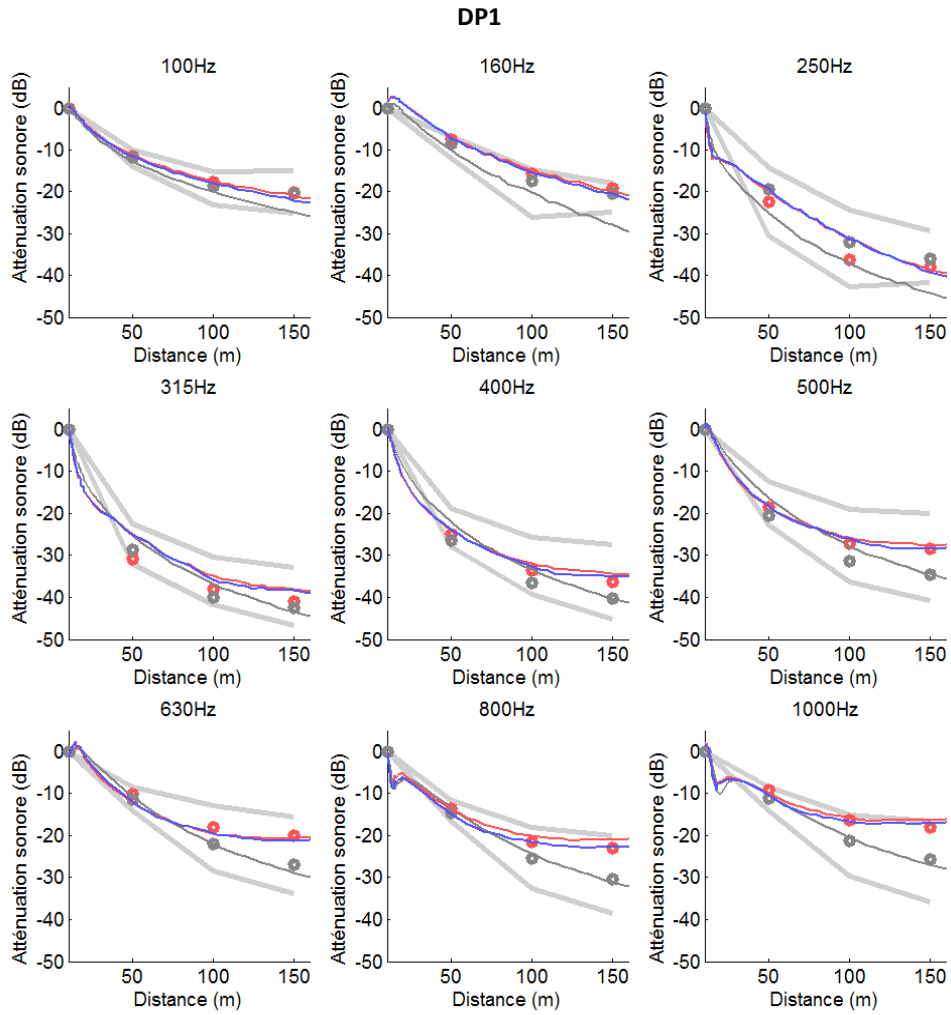


Figure 7.14 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein) pour le cas NEUT - profil linéaire (rouge), le cas NEUT - Meso-NH (bleu) et en conditions homogènes (gris) pour DP1. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadré par les traits gris clairs).

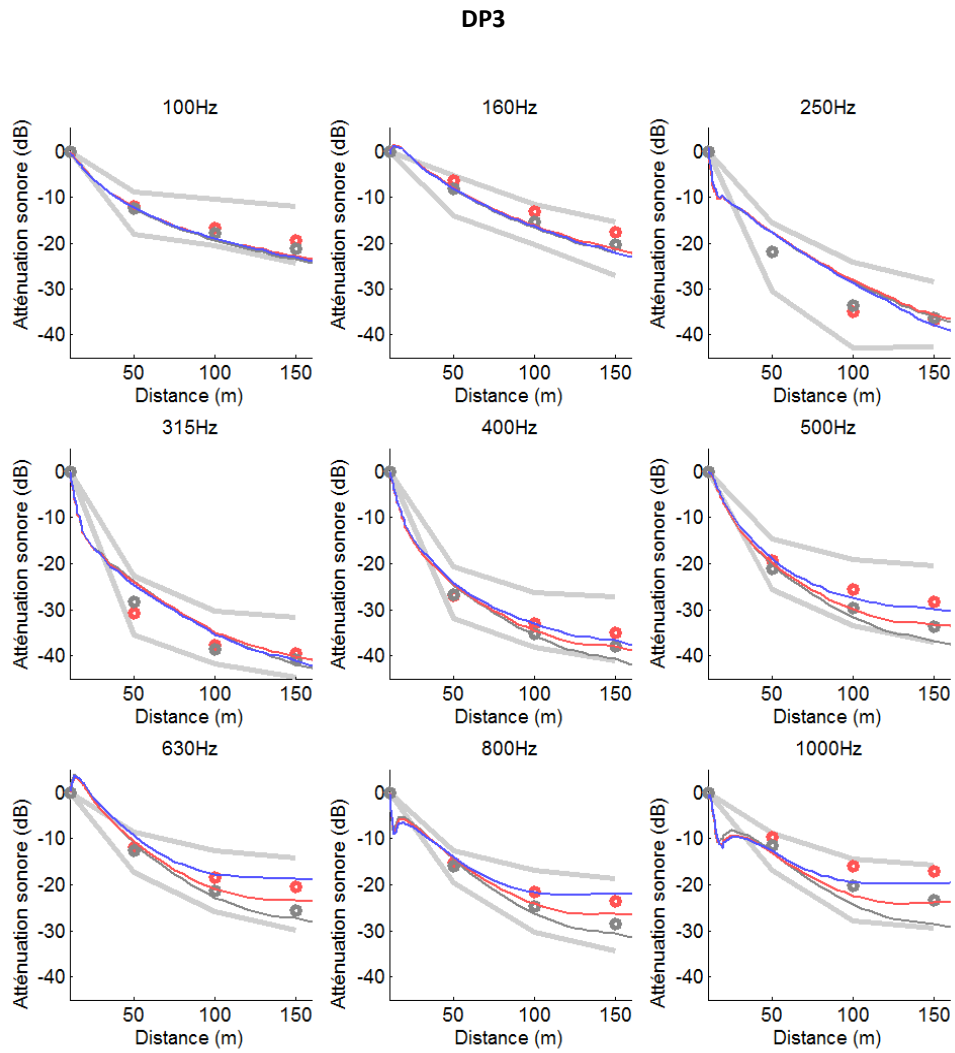


Figure 7.15 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein) pour le cas NEUT - profil linéaire (rouge), le cas NEUT - Meso-NH (bleu) et en conditions homogènes (gris) pour DP3. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

Cas « INST »

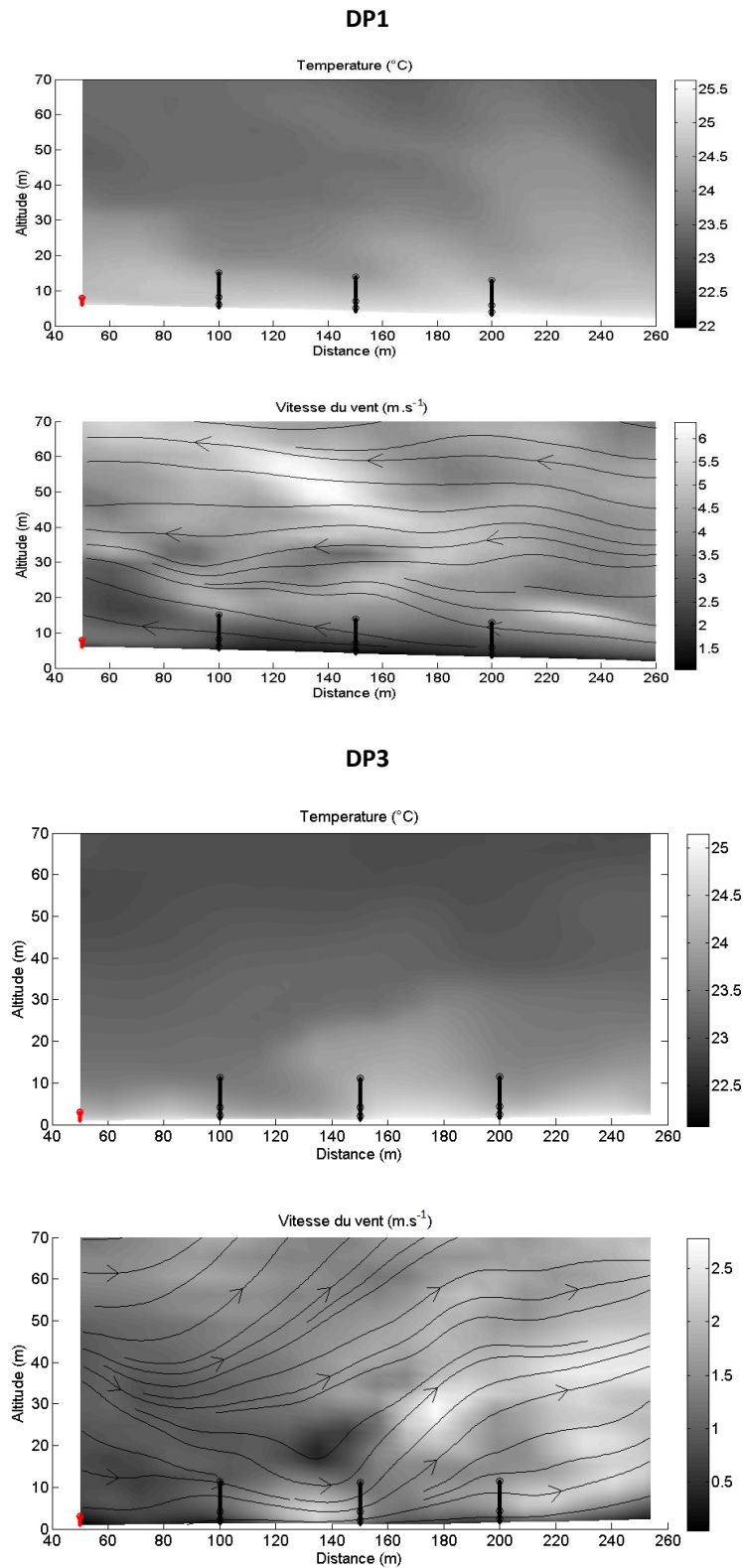


Figure 7.16 : coupes verticales des champs instantanés de température (haut) et de vent (bas) selon la direction de propagation 1 et 3. En noir, mâts acoustiques ; en rouge, la source.

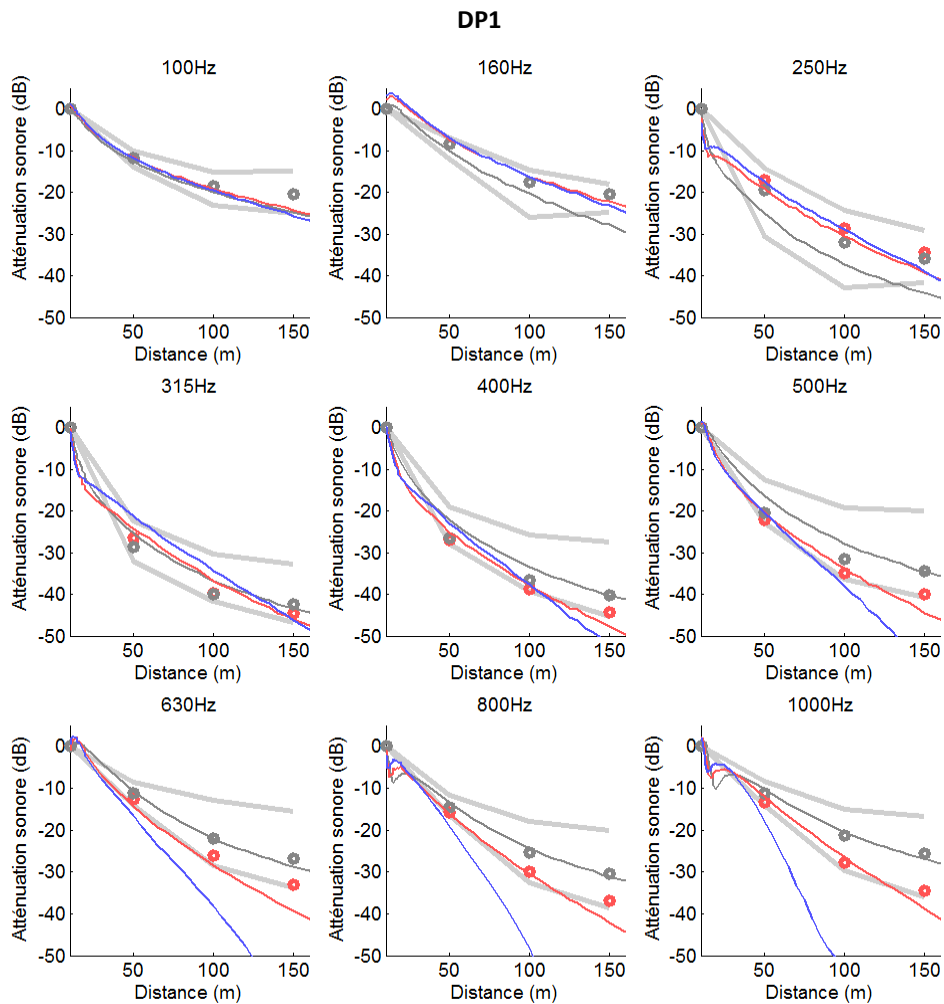


Figure 7.17 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein) pour le cas INST - profil linéaire (rouge), le cas INST - Meso-NH (bleu) et en conditions homogènes (gris) pour DP1. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

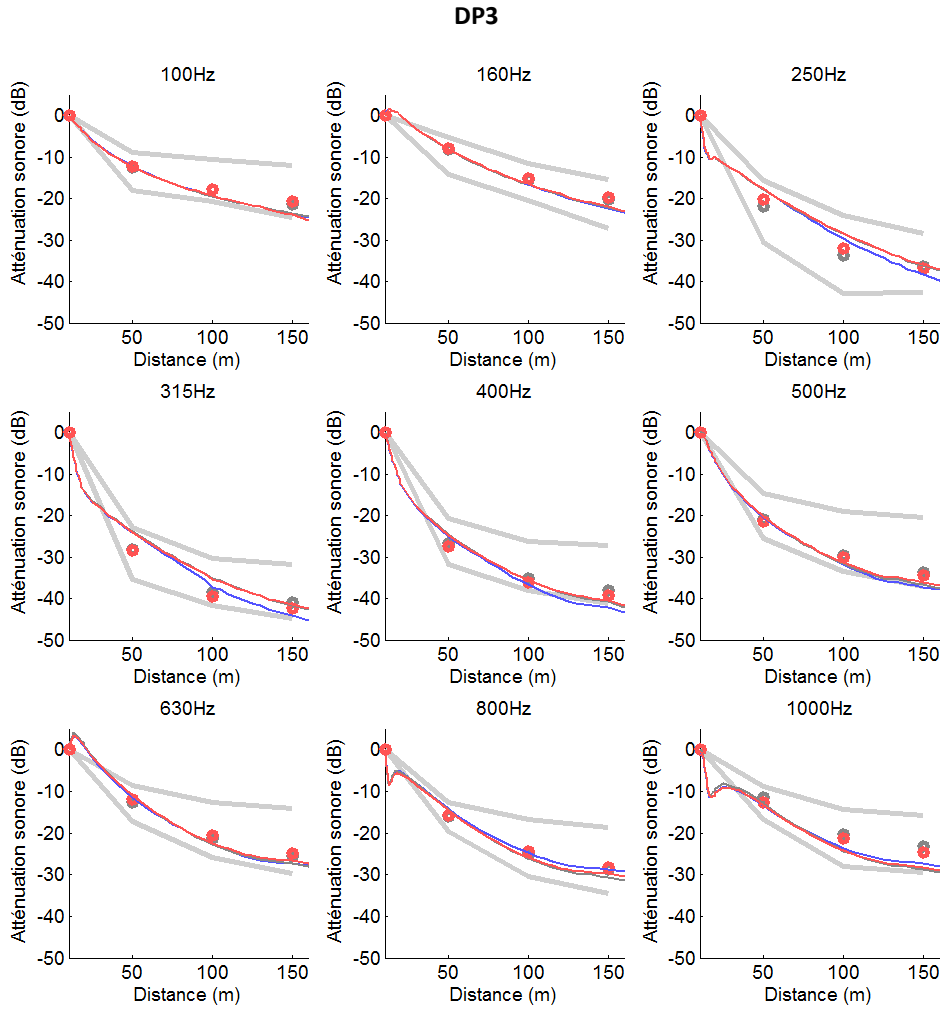


Figure 7.18 : niveaux sonores mesurés (cercles) et simulés (TLM : trait plein) pour le cas INST - profil linéaire (rouge), le cas INST - Meso-NH (bleu) et en conditions homogènes (gris) pour DP3. ($\sigma = 150$ cgs, la dispersion expérimentale des niveaux sonores sur toute la campagne est encadrée par les traits gris clairs).

Discussion

Pour le cas **STAB**, on observe un net désaccord entre les simulations effectuées à l'aide de Meso-NH et les mesures. Afin d'expliquer la cause de cet écart aux mesures, les gradients verticaux moyens de vent, température et célérité effective calculés à partir des mesures et des simulations sont reportés dans le tableau 3. On observe que, du fait d'une simulation de la vitesse de vent trop importante (cf. Section 6.1.3), le gradient de vent dans ce cas est trop important et, par suite, le gradient de célérité effective est affecté. Ainsi, un gradient de célérité effective favorable ($0,13 \text{ s}^{-1}$) a été mesuré le 03 juillet alors que celui calculé est défavorable à la propagation ($-0,05 \text{ s}^{-1}$) !

Pour le cas **NEUT**, la comparaison des gradients calculés (cf. tableau 3) montre des résultats très proches entre la simulation Meso-NH et l'expérience Lannemezan2005. On constate d'ailleurs, dans ce cas et pour DP1, une légère amélioration de l'accord entre les mesures et les simulations TLM par rapport aux simulations initialisées avec un profil linéaire. Dans la direction de propagation 3, on note un bon accord mesures/simulations. Cependant, il existe un renforcement des effets atmosphériques lors de l'utilisation des champs issus de Meso-NH par rapport aux profils idéalisés (linéaires) : la figure 7.19 montre la légère accentuation du gradient vertical de célérité effective lorsqu'il est calculé à partir des champs Meso-NH plutôt qu'à partir des mesures.

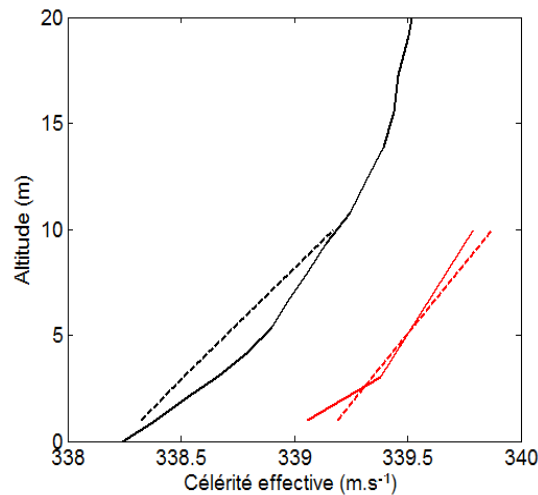


Figure 7.19 : profils moyens (mâts à 50 et 150m de la source) de célérité effective selon DP3 pour le cas NEUT issus de Meso-NH (noir) et de l'expérience (rouge) et de leurs profils linéaires estimés à partir du gradient (traits pointillés).

Dans le cas **INST**, et selon DP3, les niveaux sonores simulés à partir des champs issus de Meso-NH sont très proches de ceux mesurés. Dans ce cas, les conditions atmosphériques sont telles, qu'elles sont sans effets sur la propagation. Il est donc difficile de conclure quant à l'apport du modèle. Selon DP1, on observe un renforcement

trop important des effets atmosphériques sur les niveaux sonores, à tel point que les résultats divergent très fortement, vraisemblablement en raison d'une surévaluation des gradients simulés par Meso-NH, e.g. le gradient vertical moyen de vitesse de vent à 3 m du profil linéaire idéalisé est deux fois plus fort dans les simulations Meso-NH ($-0,18 \text{ s}^{-1}$) que lors de nos mesures ($-0,07 \text{ s}^{-1}$). Ainsi, la section suivante s'attache à étudier la très forte sensibilité des modèles acoustiques à leurs données d'entrée et l'importance d'utiliser des champs météorologiques très proches de la situation réelle pour limiter les incertitudes sur les niveaux sonores.

Tableau 3 : Gradients verticaux de vent, température et de célérité effective dans les directions de propagation 1 et 3. (* vent projeté suivant l'axe de coupe)

Gradients verticaux moyens	DP1		DP3		
	mesuré	simulé	mesuré	simulé	
STAB			0,3	0,48	
			-0,05	-0,33	
			0,13	-0,05	
NEUT	$\frac{\partial t}{\partial z}$	0,19	0,14	0,15	0,16
	$\frac{\partial v^*}{\partial z}$	0,04	0,05	-0,02	-0,01
	$\frac{\partial c_{eff}}{\partial z}$	0,15	0,13	0,07	0,09
INST	$\frac{\partial t}{\partial z}$	-0,07	-0,1	-0,07	-0,1
	$\frac{\partial v^*}{\partial z}$	-0,07	-0,18	0,02	0,09
	$\frac{\partial c_{eff}}{\partial z}$	-0,11	-0,23	-0,02	0,02

7.1.3 Sensibilité au choix de profils idéalisés de célérité effective

Meso-NH nous fournit des champs météorologiques réalistes sur tout le domaine d'étude. On a ainsi accès à une information spatiale et temporelle plus riche que celle expérimentale. Il est proposé dans ce chapitre, à l'aide de la méthode TLM, d'évaluer l'influence des choix de profils idéalisés couramment retenus en acoustique environnementale : linéaire, logarithmique, linéaire-logarithmique, etc.

Les simulations sont effectuées selon DP1, la résistance du sol est de 150 cgs, et les champs météorologiques Meso-NH de référence sont pris à partir du cas INST. Ce cas présente l'intérêt d'avoir un comportement assez extrême que l'on peut observer à travers le fort gradient de célérité effective ($-0,23 \text{ s}^{-1}$, Tableau 3), renforçant ainsi l'influence du choix des données d'entrée. Les différents profils idéalisés d'initialisation sont estimés à partir des valeurs de vent et de température obtenues par Meso-NH sur deux mâts virtuels de 10m de hauteur (capteurs à 1, 3 et 10m) situés à 50 et 150 m de la source. Les profils (linéaire, logarithmique et logarithmique-linéaire, cf. Section 2.5.1) sont le résultat d'une moyenne sur ces deux mâts (Figure 7.20). Près du sol, les profils log et log-lin sont très proches entre-eux et relativement proches du profil moyen extrait de Meso-NH. On observe aussi, à l'aide du modèle Meso-NH, la dispersion des profils instantanés à l'intérieur de l'échantillon de 15 minutes.

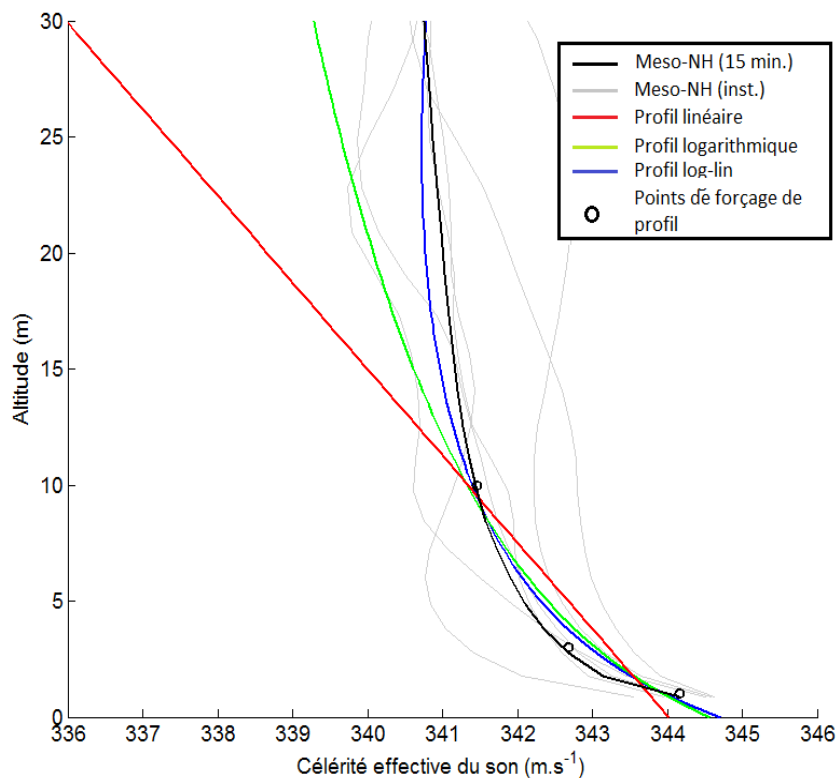


Figure 7.20 : profils moyens (sur les mâts à 50m et 150m de la source) de célérité effective selon DP1, pour le cas INST.

Les résultats des simulations TLM obtenus grâce à ces différents profils sont présentés Figure 7.21.

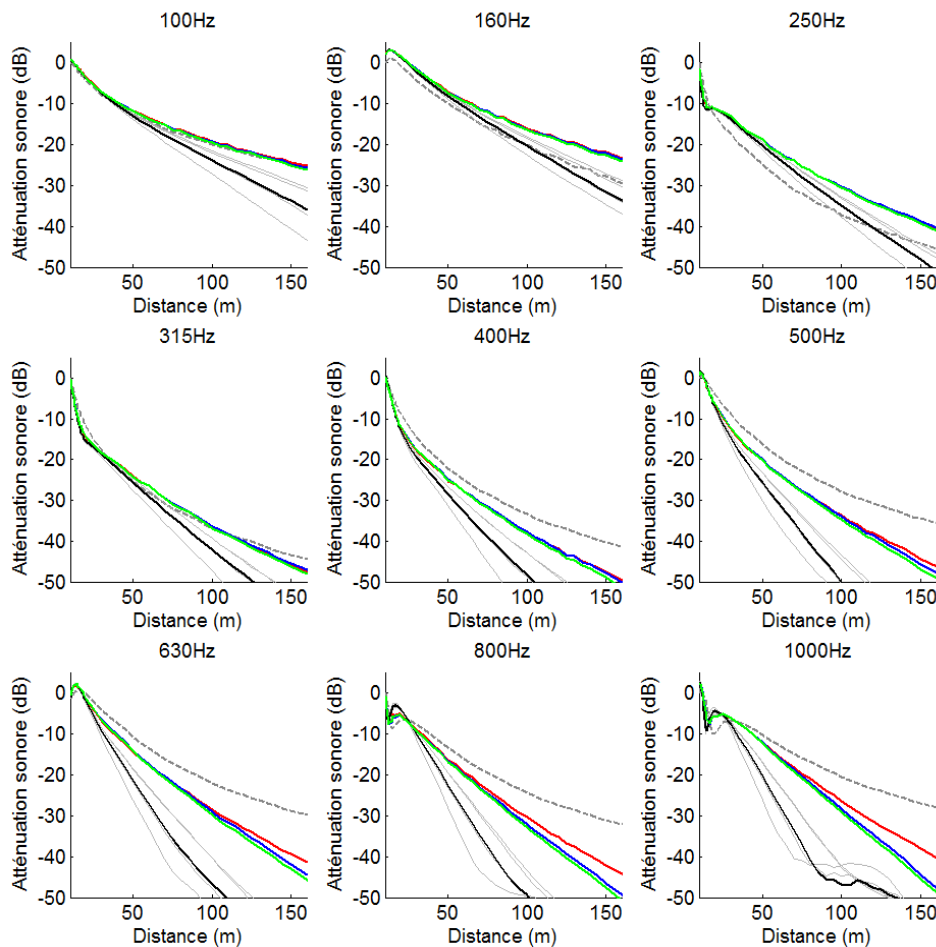


Figure 7.21 : niveaux sonores simulés pour le cas INST - profil linéaire (rouge), logarithmique (vert), log-lin (bleu), Meso-NH – champ moyen (noir), Meso-NH – champs instantanés (gris) et en conditions homogènes (pointillés) pour DP1. ($\sigma = 150$ cgs)

Sur cette figure, on observe l'influence du choix de profil idéalisé sur les niveaux sonores obtenus par la TLM : la simulation effectuée à l'aide d'un profil linéaire est celle de moins bonne qualité car le gradient vertical sur toute la hauteur est trop irréaliste. Les simulations effectuées à l'aide de profils logarithmique et linéaire-logarithmique sont très proches entre-elles et cela tend à confirmer l'importance des formes de profils très près du sol. Malgré une amélioration des résultats par rapport au profil linéaire, il existe encore de forts écarts par rapport aux simulations effectuées avec les résultats de Meso-NH. En outre, on observe une forte dispersion des résultats des simulations effectuées à l'aide des 5 champs instantanés issus de Meso-NH (uniformément répartis sur la période de 15 minutes). Cela montre, dans ce cas, l'importance de la turbulence de grande échelle (on rappelle que la résolution horizontale des champs météorologiques est de 10m, cf. Section 4.2.1). On note néanmoins que le

comportement est semblable. On peut enfin souligner que la simulation TLM effectuée à l'aide d'un champ météorologique moyen sur 15 minutes permet d'obtenir des niveaux sonores proches du niveau sonore moyen obtenu à l'aide de différentes simulations réalisées à partir de champs instantanés.

L'étude proposée ici permet donc de montrer un exemple d'utilisation de Meso-NH dans un autre contexte que la prévision sonore. Les conclusions exposées ci-dessus viennent enrichir les précédentes analyses sur le choix du profil idéal à choisir pour les simulations acoustiques. Cette étude mériterait d'être poursuivie (sur les cas STAB, NEUT, SLT, en présence d'un milieu boisé, masse d'eau, etc.) à l'aide des outils Meso-NH et TLM qui semblent bien adaptés.

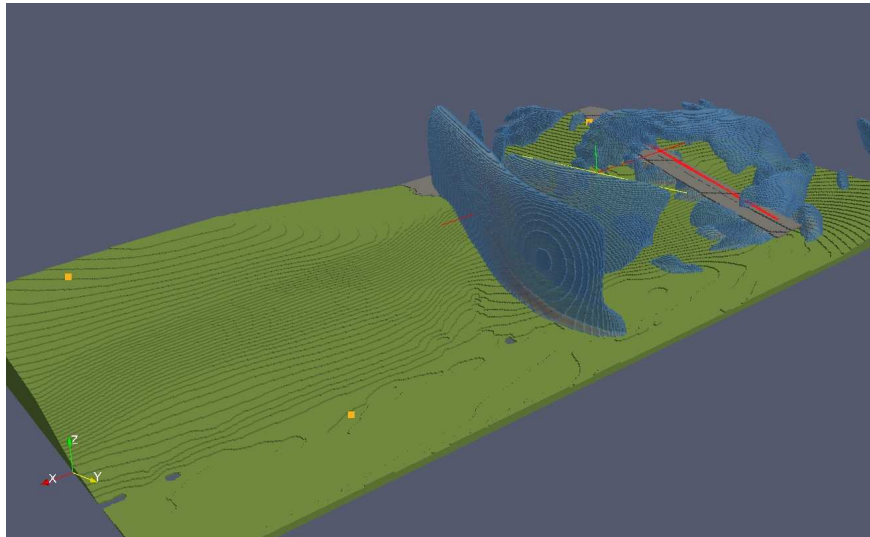
7.2 La station de long terme

Afin d'appréhender la faisabilité d'un calcul sur un domaine plus complexe (relief, types de sol, sources, etc.), plus grand que le domaine d'étude de Lannemezan et en trois dimensions, des simulations de la Station de Long Terme de Saint Berthevin en 3D ont été réalisées. Le modèle TLM utilisé est celui développé en python/OpenCL (*cf.* Section 5.6). Le filtre numérique (*cf.* Section 5.6) n'y a pas encore été implémenté et la prise en compte des effets météorologiques (*cf.* Section 5.5.3) n'est pas encore possible.

La Figure 7.22 présente le champ de pression obtenu sur la station de long terme en conditions homogènes. La source sonore est constituée de multipôles, légèrement désynchronisés et disposés tous les mètres à 50 cm au dessus du viaduc. La résistance spécifique au passage de l'air est de 100 cgs lorsque le sol est recouvert d'herbe. Le lac et le viaduc sont modélisés par des conditions parfaitement réfléchissantes.



(a)



(b)

Figure 7.22 : photo (a) et pression acoustique simulée par la méthode TLM en 3D (b) pour la Station de Long terme de Saint Berthevin (orange : position des microphone A1, A2 et A3, rouge : position des sources).

Une simulation est effectuée pour fréquence minimale de 90Hz (limite des conditions absorbantes totales) et maximale de 200 Hz (limité par le coût de calcul, ici environ 10 jours de calculs). Les résultats sont présentés Figure 7.23 et confrontés aux mesures de la SLT en fond de vallée (mât A3) et sur le plateau (mât A5) à 5 m de hauteur.

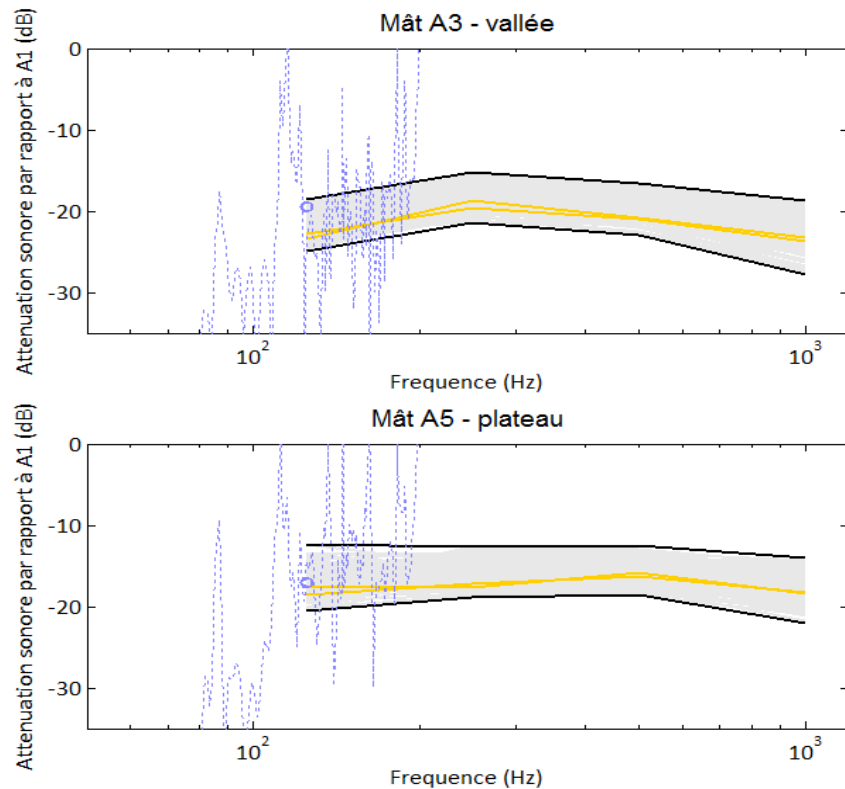


Figure 7.23 : atténuations sonores simulées et mesurées à 5 m de hauteur au microphone A3 et A5 par rapport au microphone de référence A1 (noir : dispersion expérimentale ; orange: échantillons mesurés en présence de conditions homogènes ; bleu : simulations TLM en bandes d'octaves (o) et bandes fines (--) pour $\sigma = 100$ cgs et en conditions homogènes).

Les premiers résultats (Figure 7.23) sont donnés à titre prospectif sachant que :

- les effets de la turbulence atmosphérique ne sont pas pris en compte,
- l'impédance du sol est fixé arbitrairement et uniformément sur la zone à 100 cgs,
- les sources sont faiblement désynchronisées.

On explique alors aisément les écarts encore existants entre les simulations et les mesures, ainsi que les fortes figures interférentielles observées en bandes fines. Cependant, il est possible d'observer une tendance très encourageante avec ces résultats de simulation en regard de la dispersion expérimentale. En effet, les résultats de simulation TLM en bande d'octave concordent avec l'expérience et ce, particulièrement, pour le mât A5 situé sur le plateau et donc moins exposé à des phénomènes propagatifs particuliers (e.g. effet canyon). De futurs travaux devront permettre de poursuivre cette comparaison mesures/calculs à plus haute fréquence et avec prise des compte exhaustive des phénomènes physiques.

Conclusion et perspectives

La thèse présentée dans ce document approfondit nos connaissances sur la modélisation des champs sonores en milieu extérieur complexe. Il y est proposé d'utiliser des données issues du modèle atmosphérique Meso-NH en entrée du modèle acoustique TLM.

Afin de valider nos différents modèles, des comparaisons simulations/mesures ont été effectuées à l'aide de la base de données issue de la campagne expérimentale de « Lannemezan 2005 ». Trois échantillons de 15 minutes ont été retenus avec des conditions météorologiques et acoustiques différenciées : conditions atmosphériques stable, neutre, instable, et des conditions acoustiques favorable, sans effet et défavorable à la propagation sonore.

Dans un premier temps, le travail de thèse a porté sur de nouveaux développements au sein du modèle de méso-échelle « Meso-NH » et sur sa validation à très fine échelle. Ce modèle, développé par Météo France et le Laboratoire d'Aérodynamique, permet de simuler des écoulements à des résolutions très fine ($\sim 1\text{m}$) sur des cas réels grâce à la technique du grid-nesting et à la turbulence 3D. et il permet ainsi la simulation pour les différents types de couche limite atmosphérique (stable, instable, neutre). Lors de cette étude, et afin de décrire au mieux possible l'atmosphère, il a été décidé d'utiliser une résolution horizontale allant jusqu'à 3,3 m (avec une descente en résolution : 50m, 10m, 3,3m) et une résolution verticale de l'ordre du mètre. Cette échelle, peu usitée dans les modèles météorologiques, a nécessité des développements d'ordre technique mais aussi scientifique. L'effort a particulièrement porté sur la prise en compte des arbres dans le modèle. En effet, compte tenu de la résolution verticale très forte de nos simulations près du sol, il a été nécessaire d'introduire la force de traînée des arbres dans les équations de la dynamique du modèle atmosphérique, et non pas dans le modèle de surface tel que cela est paramétré classiquement pour la prévision numérique opérationnelle du temps. Un bon accord satisfaisant sur les données de vent, de température et de turbulence entre les simulations et les mesures a alors été obtenu :

- La simulation sous conditions atmosphériques proches du *neutre* a montré un très bon accord, simulations/mesures.
- La simulation sous conditions atmosphériques *instables* et *stables* ont montrés de bons résultats, malgré une surestimation de la vitesse de vent. Il faut souligner que les conditions de forte stabilité sont aussi les conditions atmosphériques les plus difficiles à représenter pour le schéma de turbulence, notamment du fait de la petite taille des tourbillons, de la présence possible d'ondes de gravité ainsi que de vents plus forts (comme le jet de basses couches nocturne).

Il doit être noté que les meilleurs résultats ont été obtenus pour une journée typique (aux conditions non-extrêmes) de la campagne de mesure, ce qui peut être encourageant pour poursuivre la voie de la modélisation micro-météorologique à l'aide de Meso-NH. Pour les situations plus extrêmes, les raisons des écarts par rapport aux mesures et les pistes de recherche sont nombreuses. A titre d'exemple, le développement de la force de traînée pour les arbres a mis en avant de nombreuses questions : l'étude de l'influence de la répartition thermiques des flux sur la hauteur des arbres doit être poursuivie ; il se pose également la question de la sensibilité à la forme, la hauteur ou au positionnement des arbres ; il serait encore intéressant d'étudier la sensibilité à la longueur de rugosité modélisant les zones non-influencées par la force de traînée et à la longueur de rugosité qui permet de modéliser les variations de relief sous-maille. Par ailleurs, l'amélioration du modèle de turbulence sous-maille ou l'utilisation d'un plus grand domaine à fine résolution horizontale permettrait vraisemblablement une amélioration des résultats. Enfin, dans le but de minimiser les écarts entre les résultats issus de simulations et ceux issus de la mesure, il peut aussi être envisagé d'améliorer le « guidage » du modèle, c'est à dire de permettre au modèle météorologique de trouver un équilibre physique guidé en temps et/ou en espace par les mesures. Dans une première approche, ceci peut être réalisé en couplant les conditions aux limites latérales à des champs météorologiques modifiés au cours du temps par les mesures ou encore en utilisant un processus d'assimilation de données tel que le « nudging ».

Par la suite, le développement d'un modèle acoustique de type Transmission Line Matrix (TLM) a été réalisé. Ce modèle a été développé initialement au sein de l'Ifsttar au cours de la thèse de Gwenaël Guillaume. Il permet la résolution de la propagation d'une onde dans un environnement complexe, au dessus de sols absorbants, en prenant en compte les effets du vent, de la température, etc. Au cours de cette thèse, son développement a été poursuivi et sa validation numérique et expérimentale réalisée pour de grandes distances (>200m), avec prise en compte de la météorologie, d'un sol absorbant, de conditions absorbantes aux frontières, etc. Ce modèle temporel apparaît comme une alternative intéressante aux modèles actuels (essentiellement fréquentiels, *e.g.* équation parabolique). En effet, les modèles temporels permettent une description précise du relief et de ses éventuels obstacles, de la météorologie, etc. Cependant, les modèles temporels nécessitent d'importants moyens de calcul. On note, malgré tout, que la facilité de parallélisation de la TLM nous a permis d'effectuer des simulations de grande envergure pour des temps de calcul raisonnables. A titre d'exemple pour un domaine 2D de 12500 x 2500 points et 0,6 secondes simulées, environ 10 h de calculs sont nécessaire sur un ordinateur de bureau 4 CPU.

Enfin, la confrontation des simulations TLM avec les mesures issues de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005 a été effectuée. Des simulations acoustiques en conditions homogènes (vent nul, température homogène) ont été réalisées et confrontées aux niveaux sonores moyens mesurés pour des conditions

atmosphériques similaires, c'est à dire avec peu d'effet sur la propagation de l'onde. Malgré l'absence de prise en compte de la turbulence et malgré l'incertitude sur les conditions d'absorption du sol, le modèle reproduit avec une bonne précision la plupart des situations. Il est certainement possible d'améliorer ces résultats par une meilleure prise en compte de la variation spatiale et temporelle des conditions de sol mais nous avons choisi de nous focaliser dans cette étude sur les effets de la météorologie.

Des simulations prenant en compte des gradients verticaux de vent et de température calculés à partir des mesures ont ensuite été effectuées. On observe alors des écarts simulations/mesures satisfaisants. On montre ainsi que l'influence de la turbulence de très petite échelle (celle responsable de la diffusion acoustique) ne s'est fait ressentir que pour un seul cas d'étude (INST, DP1). Enfin, des champs instantanés issus de Meso-NH ont été utilisés en données d'entrée pour le modèle acoustique TLM. Les résultats obtenus sont alors très contrastés. En effet, la grande sensibilité de nos simulations aux effets météorologiques s'est traduit par une dégradation de la précision des niveaux sonores calculés dès que les champs météorologiques simulés étaient un peu trop éloignés de la réalité. Par exemple, le 03 juillet 2005 à 04h00, les conditions atmosphériques étaient favorables à la propagation ; cependant, une surestimation du gradient vertical de vent et sous-estimation du gradient vertical de température ont engendré des conditions atmosphériques simulées défavorables ! En revanche, pour des conditions météorologiques moins extrêmes, les simulations ont montré de très bons résultats (avec même, pour un cas, une amélioration des résultats obtenus précédemment à l'aide de gradients verticaux mesurés). De la même manière, on a montré qu'avec des champs issus du modèle atmosphérique proches de ceux mesurés, il est possible d'observer un apport positif de l'intégration de champs issus d'un modèle atmosphérique dans les modèles acoustiques. Ceci s'explique par le supplément d'informations temporelles et spatiales apporté par le modèle.

Le couplage avec un modèle atmosphérique prend tout son intérêt dans un environnement beaucoup plus complexe. En effet, il y est plus difficile de déterminer des gradients verticaux de vent ou de température représentatifs spatialement et temporellement de la zone d'étude. Dans ce but, il a été envisagé d'effectuer des simulations pour le site plus complexe (relief, type de surfaces, source réelle, etc.) de la Station de Long Terme (SLT) de Saint Berthevin. Malheureusement, les temps de calcul sont tels que seul un test de faisabilité a pu être effectué. Il s'est avéré que, pour une simulation de la propagation d'une onde ayant un contenu fréquentiel jusqu'à 100 Hz, sur une zone de 300*300*100 m, 4 jours de simulation ont été nécessaires sur un processeur graphique de dernière génération.

Cette thèse présentant une forte composante numérique, les problèmes de coût de calcul et d'espace mémoire ont été présents en filigrane sur toute sa durée. Lorsque plusieurs jours de calcul sont nécessaires pour obtenir quelques heures simulées lors de l'utilisation de Meso-NH sur supercalculateur, quelques heures de calcul sont nécessaires pour simuler quelques secondes de propagation acoustique. Malgré les efforts de développement des modèles pour diminuer leurs coûts de calcul (Meso-NH :

Fortran, parallélisation sur supercalculateur, TLM : fortran, CPU ou OpenCL, GPU), l'utilisation d'un forçage direct la méthode TLM par Meso-NH n'est pas encore envisageable aujourd'hui. Cependant, on peut souligner que l'adaptation de Meso-NH vers des calculateurs massivement parallèles, actuellement en cours, constitue un enjeu intéressant pour la propagation acoustique, qui permettrait d'effectuer des simulations sur de très grandes grilles.

Dans l'objectif d'améliorer les prévisions acoustiques, la forte sensibilité des modèles de propagation aux données d'entrée météorologiques implique de raffiner encore les simulations de couche limite atmosphérique. Malgré tout, les champs météorologiques issus de modèles tels que Meso-NH peuvent déjà être d'une grande utilité pour l'acoustique environnementale, par exemple pour évaluer la pertinence des choix de profils idéalisés. En outre, les résultats des simulations de la campagne expérimentale de Lannemezan 2005 et du cas plus complexe de la SLT se sont montrés encourageants. A condition de disposer d'importants moyens de calculs, elles permettent de considérer la TLM comme une nouvelle méthode présentant d'excellentes potentialités et d'envisager d'élargir son utilisation à d'autres applications potentielles (aéronefs, bruit éolien, etc.).

Bibliographie

- [1] OMS, "New evidence from OMS: inadequate housing causes more than 100 000 annual deaths in Europe," 20-Jul-2011. [Online]. Available: <http://www.euro.who.int/en/what-we-publish/information-for-the-media/sections/latest-press-releases/new-evidence-from-who-inadequate-housing-causes-more-than-100-000-annual-deaths-in-europe>. [Accessed: 20-Jul-2011].
- [2] H. Bouasse, *Acoustique générale, ondes aériennes*. Librairie Delagrave, 1926.
- [3] M. Mersenne, *Harmonie universelle, contenant la théorie et la pratique de la musique*. S. Cramoisy, 1636.
- [4] P.-A. Daguin, *Traite élémentaire de physique théorique et expérimentale*. Edouard Privat, 1855.
- [5] J. C. Jamin, *Cours de physique de l'Ecole polytechnique*. tome 3(1), 1885.
- [6] SETRA, *Prévision du bruit routier*, vol. 2, 2 vols. La Documentation Française, 2009.
- [7] E. M. Salomons, *Computational Atmospheric Acoustics*. Springer, 2001.
- [8] Décret, n° 95-22 du 9 janvier 1995 relatif à la limitation du bruit des aménagements et infrastructures de transports terrestres. 1995.
- [9] M. Bruneau, *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermes Sciences Publicat., 1998.
- [10] L. Dallois, "Propagation des ondes acoustiques dans les milieux en mouvement : extension grand angle de l'approximation parabolique," Ecole centrale de Lyon, 2000.
- [11] V. E. Ostashev, *Acoustics in Moving Inhomogeneous Media*. Taylor & Francis, 1997.
- [12] A. D. Pierce, "Wave equation for sound in fluids with unsteady inhomogeneous flow," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 87, no. 6, p. 2292, 1990.
- [13] F. M. Wiener, "Experimental Study of the Propagation of Sound over Ground," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 31, p. 724, 1959.
- [14] P. Chevret, P. Blanc-Benon, and D. Juvé, "A numerical model for sound propagation through a turbulent atmosphere near the ground," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 100, no. 6, pp. 358-3599, 1996.
- [15] M. R. Stinson, "Scattering of sound by turbulence into a shadow region," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 96, p. 3276, 1994.
- [16] B. Cotté, "Propagation acoustique en milieu extérieur complexe : Problèmes spécifiques au ferroviaire dans le contexte des trains à grande vitesse," Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [17] L. Sutherland and G. A. Daigle, *Atmospheric sound propagation*. Encyclopedia of acoustics, Ch.32, M.J. Crocker, 1997.
- [18] D. K. Wilson and D. W. Thomson, "Acoustic propagation through anisotropic, surface-layer turbulence," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 96(2), pp. 1080-1095, 1994.

- [19] G. DeMoor, *Couche limite atmospherique et turbulence*. Meteo France, 2006.
- [20] R. B. Stull, *An introduction to boundary layer meteorology*. Atmospheric science library, 1988.
- [21] S. Malardel, *Fondamentaux de météorologie*. Cepadues, 2005.
- [22] L. Conangla, J. Cuxart, and M. R. Soler, "Characterisation of the Nocturnal Boundary Layer at a Site in Northern Spain," *Boundary-Layer Meteorol*, vol. 128, no. 2, pp. 255-276, Jun. 2008.
- [23] J. Cuxart, C. Yague, G. Morales, E. Terradellas, J. Orbe, J. Calvo, A. Fernández, M. R. Soler, C. Infante, P. Buenestado, and others, "Stable atmospheric boundary-layer experiment in Spain (SABLES 98): A report," *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 96, no. 3, pp. 337-370, 2000.
- [24] A. N. Kolmogorov, "The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 434, pp. 9-13, Jul. 1991.
- [25] P. Dobrinski, "Dynamique de la couche limite amospherique : de la turbulence aux systemes de meso-echelle," Université de Paris VI, 2005.
- [26] P. Dobrinski, P. Carlotti, R. K. Newsom, R. Banta, R. C. Foster, and J.-L. Redelsperger, "The structure of the near-neutral atmospheric surface layer," *JAS*, vol. 61, pp. 699-714, 2003.
- [27] U. Högström, J. Hunt, and A. S. Smedman, "Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer," *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 103, no. 1, pp. 101-124, 2002.
- [28] A. S. Monin and A. M. Obukhov, "Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere," *Tr. Akad. Nauk SSSR Geophys. Inst.*, vol. 24(151), pp. 163-187, 1954.
- [29] T. Foken, *Micrometeorology*. Springer Verlag, 2008.
- [30] B. Lihoreau, B. Gauvreau, M. Bérengier, P. Blanc-Benon, and I. Calmet, "Outdoor sound propagation modeling in realistic environments: Application of coupled parabolic and atmospheric models," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 120, no. 1, pp. 110-119, 2006.
- [31] B. Cotté and P. Blanc-Benon, "Estimates of the relevant turbulent scales for acoustic propagation in an upward refracting atmosphere," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 93, pp. 944-958.
- [32] D. K. Wilson and J. Noble, "Putting meteorology into outdoor sound propagation calculations," 2000.
- [33] T. Penelon, "Simulations météorologiques sur site rural a topographie non plane par emboitement de domaines avec le modele SUBMESO," Université de Nantes, Ecole centrale de Nantes, 2002.
- [34] F. Junker, B. Gauvreau, C. Cremezi-Charlet, C. Gérault, D. Ecotière, P. Blanc-Benon, and B. Cotté, "Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance: campagne expérimentale de Lannemezan 2005," *Tours, France. Congrès Francais d'Acoustique*, 2006.
- [35] O. Baume, B. Gauvreau, M. Bérengier, F. Junker, H. Wackernagel, and J.-P. Chilès, "Geostatistical modeling of sound propagation: Principles and a field application

- experiment,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 126, p. 2894, 2009.
- [36] O. Baume, “Approche géostatistique de l’influence des paramètres physiques sur la propagation acoustique à grande distance,” Université du Maine, 2006.
- [37] Ifsttar, “Station de Long Terme,” 2011. [Online]. Available: <http://www.lcpc.fr/fr/presentation/moyens/slt/index.dml>.
- [38] J. P. Lafore, J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hereil, P. Mascart, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard, and J. V.-G. de Arellano, “The Meso-nH atmospheric simulation system. Part I: adiabatic formulation and control simulations,” *Annales Geophysicae*, vol. 16, pp. 90-109, 1998.
- [39] Meso-NH, “Home Page,” 2011. [Online]. Available: <http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/>.
- [40] M. A. Jiménez and J. Cuxart, “Large-eddy simulations of the stable boundary layer using the standard Kolmogorov theory: Range of applicability,” *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 115, no. 2, pp. 241–261, 2005.
- [41] S. Tomas and V. Masson, “A parameterization of third-order moments for the dry convective boundary layer,” *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 120, no. 3, pp. 437–454, 2006.
- [42] J. L. Redelsperger and G. Sommeria, “Three-Dimensional Simulation of a Convective Storm: Sensitivity Studies on Subgrid Parameterization and Spatial Resolution,” *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 43, pp. 2619-2635, Nov. 1986.
- [43] J. L. Redelsperger and G. Sommeria, “Méthode de représentation de la turbulence d’échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse,” *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 21, pp. 509-530, Dec. 1981.
- [44] CNRM, *The Meso-NH atmospheric simulation system : scientific documentation*. CNRS, Météo France, 2009.
- [45] J. Stein, E. Richard, J. P. Lafore, J. P. Pinty, N. Asencio, and S. Cosma, “High-Resolution Non-Hydrostatic Simulations of Flash-Flood Episodes with Grid-Nesting and Ice-Phase Parameterization,” *Meteorology and Atmospheric Physics*, vol. 72, pp. 203-221, Feb. 2000.
- [46] V. Masson, J. L. Champeaux, F. Chauvin, C. Meriguet, and R. Lacaze, “A global database of land surface parameters at 1-km resolution in meteorological and climate models,” *Journal of Climate*, vol. 16, no. 9, pp. 1261–1282, 2003.
- [47] J. Noilhan and J.-F. Mahfouf, “The ISBA land surface parameterisation scheme,” *Global and Planetary Change*, vol. 13, no. 1 4, pp. 145-159, juin 1996.
- [48] SURFEX, “Home page,” 2011. [Online]. Available: <http://www.cnrm.meteo.fr/surfex/>. [Accessed: 04-Oct-2011].
- [49] V. Masson and Y. Seity, “Including atmospheric layers in vegetation and urban offline surface schemes,” *J. Appl. Meteor. Climatol.*, vol. 48, pp. 1377-1397, 2009.
- [50] P. Aumond, “Large-Eddy Simulations on the Effects of Drag Force of Trees: A real case study,” in *19th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, 2010.
- [51] S. Dupont and Y. Brunet, “Impact of forest edge shape on tree stability: a large-eddy simulation study,” *Forestry*, vol. 81, no. 3, p. 299, 2008.

- [52] T. L. Otte, A. Lacser, S. Dupont, and J. K. S. Ching, "Implementation of an urban canopy parameterization in a mesoscale meteorological model," *Journal of Applied Meteorology*, vol. 43, pp. 1648–1665, 2004.
- [53] G. Bohrer, G. G. Katul, R. L. Walko, and R. Avissar, "Exploring the effects of microscale structural heterogeneity of forest canopies using large-eddy simulations," *Boundary Layer Meteorol.*, vol. 00, pp. 000-001, 2009.
- [54] G. J. Mayhead, "Some drag coefficients for British forest trees derived from wind tunnel studies," *Agricultural Meteorology*, vol. 12, pp. 123–130, 1973.
- [55] S. Dupont, Y. Brunet, and J. Finnigan, "Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill: Validation and coherent structure identification," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 134, no. 636, pp. 1911–1929, 2008.
- [56] R. H. Shaw and U. Schumann, "Large-eddy simulation of turbulent flow above and within a forest," *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 61, no. 1, pp. 47–64, 1992.
- [57] H. B. Su, R. H. Shaw, K. T. Paw, C. H. Moeng, and P. P. Sullivan, "Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations," *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 88, no. 3, pp. 363–397, 1998.
- [58] S. Dupont and Y. Brunet, "Influence of foliar density profile on canopy flow: a large-eddy simulation study," *Agricultural and Forest Meteorology*, vol. 148, no. 6, pp. 976–990, 2008.
- [59] D. Poggi, G. G. Katul, and J. D. Albertson, "Momentum transfer and turbulent kinetic energy budgets within a dense model canopy," *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 111, no. 3, pp. 589–614, 2004.
- [60] D. Poggi and G. G. Katul, "Evaluation of the Turbulent Kinetic Energy Dissipation Rate Inside Canopies by Zero-and Level-Crossing Density Methods," *Boundary-Layer Meteorology*, pp. 1–15, 2010.
- [61] P. M. C. Morse and K. U. Ingard, *Theoretical acoustics*. Princeton Univ Pr, 1968.
- [62] I. Rudnick, "The propagation of an acoustic wave along a boundary," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 19, p. 348, 1947.
- [63] B. Cotté, P. Blanc-Benon, and C. C. Cora, "Modélisation de la propagation acoustique à moyenne distance du bruit des trains à grande vitesse," in *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble, 2007.
- [64] D. Dagna, P. Blanc-Benon, and F. Poisson, "Observation d'ondes de surface dans des simulations temporelles de propagation acoustique à longue distance," 2010.
- [65] P. Johns and R. Beurle, "Numerical solution of 2-d scattering problem using transmission line matrix," *Proc. IEEE*, vol. 59, pp. 1203–1208, 1971.
- [66] W. J. R. Hoefer, "The discrete time domain Green's function or Johns matrix — A new powerful concept in transmission line modelling (TLM)," *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 2, no. 4, pp. 215-225, Dec. 1989.
- [67] Y. Kagawa, T. Fujitani, Y. Fujita, L. Chai, N. Wakatsuki, and T. Tsuchiya, "Discrete huygen's modelling approach to wave propagations in a homogeneous elastic field," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 255, no. 2, pp. 323-335, août 2002.
- [68] D. P. Johns, "Improved node for frequency-domain TLM: the 'distributed node'," *Electronics Letters*, vol. 30, no. 6, pp. 500-502, Mar. 1994.

- [69] J. Hofmann and K. Heutschi, "Simulation of outdoor sound propagation with a transmission line matrix method," *Applied Acoustics*, vol. 68, no. 2, pp. 158-172, février 2007.
- [70] Y. Kagawa, "Discrete Huygens' Modelling and Simulation for Wave Propagation," in *Systems Modeling and Simulation: Theory and Applications*, vol. 3398, D.-K. Baik, Ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005, pp. 1-11.
- [71] G. Guillaume, J. Picaut, G. Dutilleux, and B. Gauvreau, "Use of the transmission line matrix method for the sound propagation modelling in open-space," in *Proceedings of the 13th Long Range Sound Propagation symposium, Lyon, 2008*.
- [72] N. R. . Simons, A. A. Sebak, and Y. M. . Antar, "Two dimensional hexagonal TLM node and velocity error correction," presented at the Antennas and Propagation Society International Symposium, 1991. AP-S. Digest, 1991, pp. 902-905 vol.2.
- [73] Y. Kagawa, T. Tsuchiya, T. Hara, and T. Tsuji, "Discrete Huygen's modelling simulation of sound wave propagation in velocity varying environments," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 246, no. 3, pp. 419-439, Sep. 2001.
- [74] D. de Cogan, W. J. O'CONNOR, and S. PULKO, *Transmission line matrix (TLM) in computational mechanics*. Boca Raton: Taylor & Francis/CRC, 2006.
- [75] G. Guillaume, J. Picaut, G. Dutilleux, and B. Gauvreau, "Time-domain impedance formulation for transmission line matrix modelling of outdoor sound propagation," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 330, no. 26, pp. 6467-6481, décembre 2011.
- [76] Y. Reymen, M. Baelmans, and W. Desmet, "Time-domain impedance formulation based on recursive convolution," *AIAA paper*, vol. 2685, 2006.
- [77] D. K. Wilson, V. E. Ostashev, S. L. Collier, N. P. Symons, D. F. Aldridge, and D. H. Marlin, "Time-domain calculations of sound interactions with outdoor ground surfaces," *Applied Acoustics*, vol. 68, no. 2, pp. 173-200, février 2007.
- [78] S. W. Rienstra, "Impedance models in time domain," *Including the Extended Helmholtz Resonator Model, AIAA Paper*, vol. 2686, p. 2006, 2006.
- [79] K. Attenborough, I. Bashir, and S. Taherzadeh, "Outdoor ground impedance models," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 129, p. 2806, 2011.
- [80] G. Guillaume, "Développement d'un modèle TLM pour la modélisation de la propagation acoustique en milieu urbain," Université du Maine, 2008.
- [81] J.-P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185-200, Oct. 1994.
- [82] G. Dutilleux, "Applicability of TLM to wind turbine noise prediction," in *2nd International Meeting on Wind Turbine Noise, Lyon, 2007*.
- [83] OpenMP, "An API for multi-platform shared-memory parallel programming in C/C++ and Fortran," 2011. [Online]. Available: <http://openmp.org/wp/>. [Accessed: 04-Oct-2011].
- [84] OpenCL, "The open standard for parallel programming of heterogeneous systems," 2011. [Online]. Available: <http://www.khronos.org/opencl/>. [Accessed: 04-Oct-2011].
- [85] *The MesoNH atmospheric simulation system : scientific documentation*. CNRS, Météo France, 2009.
- [86] Google SketchUp, "Home Page," 2011. [Online]. Available: <http://sketchup.google.com/intl/fr/>.