

THÈSE

présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Benjamin COTTÉ

PROPAGATION ACOUSTIQUE EN MILIEU EXTÉRIEUR COMPLEXE : PROBLÈMES SPÉCIFIQUES AU FERROVIAIRE DANS LE CONTEXTE DES TRAINS À GRANDE VITESSE

Soutenue le 22 octobre 2008 devant la Commission d'Examen

JURY

Président : M. M. LANCE

Examineurs : M. A.A. ATCHLEY
M. C. BAILLY
M. M. BÉRENGIER (Rapporteur)
M. Ph. BLANC-BENON (Directeur de thèse)
M. C. DEPOLLIÉ (Rapporteur)
M. F. POISSON

Remerciements

Ce travail, qui a débuté en octobre 2005, s'est déroulé au Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole Centrale de Lyon. Il a été cofinancé par le CNRS et la SNCF.

J'aimerais remercier tout d'abord Philippe Blanc-Benon, directeur de recherche au CNRS, de m'avoir proposé cette thèse et de m'avoir soutenu tout au long de celle-ci. Malgré un emploi du temps des plus chargés, il a su être disponible aux moments importants afin de répondre à mes questions et me faire profiter de son large champ de connaissances en acoustique. Je lui suis reconnaissant de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé une grande liberté dans mes travaux de recherche.

Tous mes remerciements à Cora Cremezi-Charlet et Franck Poisson de la Direction de l'Innovation et de la Recherche de la SNCF, qui ont successivement suivi mon travail, pour leur gentillesse, leur disponibilité et leurs encouragements. J'associe également Pierre-Etienne Gautier à ces remerciements. Je remercie Estelle Bongini pour m'avoir aidé à réaliser l'analyse en sonie. J'aimerais enfin remercier Paul Vinson, Laurent Berthet-Bondet et Fabien Letourneaux de l'Agence d'Essai Ferroviaire pour leur disponibilité et leur aide dans l'analyse des données expérimentales.

J'exprime toute ma gratitude à Christophe Bailly, professeur à l'École Centrale de Lyon, qui a accepté de juger mon travail, ainsi qu'aux autres membres de la "CAA Team", Christophe Bogey et Olivier Marsden. Tous trois m'ont apporté une aide précieuse pour comprendre les subtilités du numérique et utiliser les schémas qu'ils ont développé.

Toute ma reconnaissance à Michel Bérengier, directeur de recherche au LCPC, et à Claude Depollier, professeur à l'Université du Maine pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de mon travail. Je remercie Michel Lance, professeur à l'Université Claude Bernard Lyon 1 et directeur du LMFA, d'avoir présidé mon jury de thèse. Je suis également très reconnaissant à Anthony Atchley, professeur à l'université de Penn State, que j'ai eu la grande chance de côtoyer et d'avoir pour professeur lorsque je suivais le Master of Science du département d'acoustique de Penn State, d'avoir accepté de juger mon travail.

Je tiens à remercier tous les membres du Centre Acoustique pour l'ambiance chaleureuse qu'ils font régner au laboratoire, et pour les échanges fructueux qui m'ont permis d'avancer dans mes travaux de recherche. Je remercie en particulier Frédéric Sturm qui m'a fait partager son expertise dans la résolution de l'équation parabolique. Je salue l'ensemble des doctorants, post-doctorants et stagiaires qui sont passés durant ces trois années, avec une pensée particulière pour Arganthaël, Yannick, Julien, Cédric, Hélène, Johanna, Alexis, Nicolas et Thomas, qui ont fait du laboratoire un lieu si convivial, et qui m'ont permis de me perfectionner à la coinche et aux mots fléchés du 20 minutes pendant les sympathiques pauses de midi ! Merci aussi à Didier pour les dernières corrections apportées au manuscrit, avec tous mes encouragements pour la suite de sa thèse.

Je remercie enfin ma famille pour son constant soutien durant mes longues années d'études, qui m'a tant aidé à arriver où j'en suis aujourd'hui.

Résumé

La propagation acoustique en milieu extérieur fait intervenir des phénomènes physiques complexes, liés essentiellement aux variations de température et de vent dans la couche limite atmosphérique et aux frontières du domaine (effet de l'impédance du sol, de la topographie, ...). De plus, dans le contexte des trains à grande vitesse (TGV), les sources de bruit sont étendues, en mouvement à une vitesse relativement élevée, et de nature diverse (bruit de roulement, bruit d'origine aérodynamique, ...). Ce travail de thèse a pour but de modéliser la propagation du bruit des TGV en milieu atmosphérique, et de comprendre les phénomènes physiques associés à ce type de propagation.

La première partie de ce travail s'intéresse à l'effet de diffusion des fluctuations turbulentes de température et de vent sur les ondes acoustiques en présence d'une zone d'ombre acoustique. L'effet de diffusion d'une taille de structure turbulente donnée dépend de la fréquence acoustique et de la géométrie de propagation. Ce couplage entre échelles de turbulence, fréquence acoustique et géométrie est étudié à l'aide d'outils de la théorie de la propagation des ondes en milieu aléatoire et de simulations d'équation parabolique, afin d'estimer les plus petites et les plus grandes tailles de structure turbulente à prendre en compte dans une configuration donnée.

Dans une deuxième partie, une méthode de résolution des équations d'Euler linéarisées par différences finies dans le domaine temporel est décrite. L'utilisation de schémas numériques optimisés permet d'appliquer ce modèle de propagation à des configurations de propagation acoustique longue distance. Une des principales difficultés rencontrées avec les modèles temporels de propagation est la prise en compte de la réflexion des acoustiques sur un sol d'impédance finie. Des conditions limites d'impédance performantes d'un point de vue numérique sont proposées pour des modèles d'impédance couramment employés dans les études de propagation en milieu extérieur. Ces conditions limites sont obtenues en approchant l'impédance par des fonctions-type particulières, ce qui permet d'utiliser la méthode de convolution récursive. Elles sont validées dans des configurations de propagation bi- et tridimensionnelle, en considérant une atmosphère homogène puis une atmosphère stratifiée.

Enfin, les applications spécifiques au bruit des TGV sont présentées dans une troisième partie. Dans un premier temps, un modèle de propagation du bruit des TGV basé sur une décomposition du train en un ensemble de sources ponctuelles équivalentes est décrit. Les résultats de ce modèle sont comparés à des mesures réalisées à différentes distances de la voie de circulation en supposant les conditions de propagation homogènes. Le modèle de sources équivalentes est également couplé à un code d'équation parabolique afin de prendre en compte l'effet d'un profil vertical de température ou de vent. Dans un deuxième temps, les phases d'approche et d'éloignement de passages de TGV sont analysées afin de caractériser un phénomène de "grondement". Dans certaines circonstances, il est en effet possible d'entendre un bruit similaire à un passage d'avion une dizaine de secondes avant ou après un passage de TGV, bruit qualifié de "grondement". L'analyse s'appuie principalement sur des résultats expérimentaux, qui permettent de déterminer les caractéristiques du "grondement" et les circonstances dans lesquelles il se produit. Cette étude est complétée par des simulations d'équation parabolique qui montrent l'importance du vent dans l'apparition de ce phénomène.

Abstract

Outdoor sound propagation involves complex physical phenomena, mainly associated with temperature and wind variations in the atmospheric boundary layer and with boundary conditions (influence of the ground impedance, terrain effects, ...). Furthermore, in the context of high speed trains (TGV), noise sources are in motion at a relatively high speed, cannot be considered as compact, and are of different types (rolling noise, aerodynamic noise, ...). This work aims at modeling TGV noise propagation outdoors and at understanding the physical phenomena associated with this type of propagation.

In a first part, acoustic scattering by turbulent fluctuations of temperature and wind is considered in the presence of a refractive shadow zone. The scattering effect of a given turbulence scale depends on acoustic frequency and propagation geometry. This coupling between turbulent structures, acoustic frequency and geometry is studied using tools from the theory of wave propagation in random media and parabolic equation simulations, in order to estimate the smallest and largest turbulence scales to be taken into account in a given configuration.

In a second part, a solver of the linearized Euler equations is described which uses finite-difference time-domain methods. The use of optimized numerical schemes enables to apply this propagation model to long range sound propagation configurations. One of the main difficulties encountered with time-domain propagation models is to take into account the reflection of acoustic waves by an impedance ground. Time-domain impedance boundary conditions that are efficient from a numerical point of view are proposed for impedance models commonly used in outdoor sound propagation studies. To obtain these boundary conditions, the impedance is approximated by well chosen template functions, which enables the use of the recursive convolution method. They are validated in two- and three-dimensional propagation geometries, considering a homogeneous atmosphere and then a stratified atmosphere.

Finally, specific applications to TGV noise are presented in a third part. First, a TGV noise propagation model is described where the train is represented by a set of equivalent point sources. Model results are compared to measurements performed at different distances from the track assuming homogeneous propagation conditions. The equivalent sources model is also coupled to a parabolic equation code in order to take into account the influence of a vertical profile of temperature or wind. Second, the characteristics of a “rumbling” noise that can be heard tens of second before or after some TGV pass-bys are analyzed. In some circumstances, it is indeed possible to hear a relatively low-frequency noise perceived as an aircraft pass-by, which is referred to as “rumbling” noise. The analysis is mainly based on experimental results and enables to determine the characteristics of this “rumbling” noise and the circumstances in which it occurs. Parabolic equation simulations are also performed to show the importance of the wind in the appearance of this phenomenon.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	1
Introduction générale	5
Contexte général	5
Modélisation de la propagation acoustique	6
Prévision des niveaux sonores en milieu extérieur	9
Campagnes expérimentales	10
Objectifs et plan de la thèse	10
1 Propagation du son dans une atmosphère turbulente en présence d'une zone d'ombre acoustique	13
1.1 Introduction	13
1.2 Apports de la théorie de la propagation en milieu aléatoire	15
1.2.1 Modélisation de la turbulence	15
1.2.2 Section efficace de diffusion	17
1.2.3 Régimes de diffusion dans le diagramme $\Lambda - \Phi$	19
1.2.4 Variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov	21
1.3 Modèle d'équation parabolique	24
1.3.1 Formulations des équations paraboliques grand angle WAPE et MW-WAPE	24
1.3.2 Résolution numérique des équations paraboliques WAPE et MW-WAPE	26
1.3.3 Calculs d'équation parabolique sans turbulence	29
1.3.4 Calculs d'équation parabolique avec turbulence	32
1.4 Estimation des nombres d'onde turbulents de coupure en fonction de la fréquence acoustique et de la géométrie	37
1.4.1 Estimation du nombre d'onde turbulent de coupure maximum	37
1.4.2 Estimation du nombre d'onde turbulent de coupure minimum	41
1.5 Conclusion et perspectives	44
2 Modèle de propagation acoustique en milieu extérieur par résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel	47
2.1 Contexte	47

2.2	Rappel sur les équations d'Euler linéarisées pour la propagation acoustique dans la couche limite atmosphérique	48
2.3	Description du code de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel	51
2.3.1	Schémas numériques optimisés	51
2.3.2	Conditions limites de sol parfaitement réfléchissant et de rayonnement	53
2.3.3	Prise en compte des sources acoustiques	54
2.3.4	Performances du code	55
2.3.5	Validation au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant dans une géométrie bidimensionnelle	57
2.4	Obtention et validation de conditions limites d'impédance dans le domaine temporel . . .	61
2.4.1	Modèles d'impédance dans le domaine fréquentiel	63
2.4.2	Obtention de conditions limites d'impédance dans le domaine temporel	65
2.4.3	Résultats numériques	71
2.5	Propagation acoustique dans une atmosphère stratifiée	80
2.6	Conclusion et perspectives	84
3	Application au bruit des circulations ferroviaires à grande vitesse	87
3.1	Propagation du bruit des trains à grande vitesse : utilisation d'un modèle de sources équivalentes	87
3.1.1	Introduction	87
3.1.2	Campagne de mesures HARMONOISE	88
3.1.3	Description du modèle de Sources Équivalentes (SE)	95
3.1.4	Comparaison du modèle SE avec les mesures de la campagne HARMONOISE . . .	100
3.1.5	Couplage du modèle SE avec le code d'équation parabolique : modèle SE-EP . . .	103
3.1.6	Conclusion et perspectives	114
3.2	Caractérisation des phases d'approche et d'éloignement de passages de trains à grande vitesse	116
3.2.1	Contexte de l'étude	116
3.2.2	Analyse des mesures du 2 et 3 octobre 2006 lors de la campagne V360	118
3.2.3	Rappels de quelques résultats obtenus lors des campagnes de mesures de 2002 et 2003	143
3.2.4	Données météorologiques relatives aux différentes campagnes de mesures	144
3.2.5	Synthèse des informations obtenues sur le grondement	146
3.2.6	Caractérisation des phases d'approche et d'éloignement d'une source en mouvement à l'aide de simulations d'équation parabolique	152
3.2.7	Conclusion	155
	Conclusion générale et perspectives	157
	Bibliographie	161
	Annexes	173
A	Éléments de la théorie de la propagation en milieu aléatoire dans un espace bidimensionnel	175
A.1	Modélisation de la turbulence	175
A.2	Section efficace de diffusion	176
A.3	Variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov	179

B	Coefficients des schémas numériques pour les méthodes de différences finies dans le domaine temporel	181
B.1	Coefficients de l'algorithme de Runge-Kutta	181
B.2	Coefficients des schémas de différences finies	182
B.3	Coefficients des filtres sélectifs	183
B.4	Coefficients des conditions limites d'impédance dans le domaine temporel	184
C	Éléments de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov	185
C.1	Définitions et notations	185
C.2	Relations de similitude	186
C.3	Estimation des paramètres de la théorie de la similitude à partir de mesures de température et de vitesse	188
D	Compléments sur le modèle de sources équivalentes et sur sa validation par comparaison avec les mesures HARMONOISE	189
D.1	Caractérisation des sources de bruit du TGV	189
D.2	Prise en compte de la directivité, de l'effet convectif et de l'effet Doppler	191
D.3	Localisation des réflexions pour la comparaison avec les mesures sur le site de Pierrelatte	193
E	Mesures des 2 et 3 octobre 2006 lors de la campagne V360 : résultats complémentaires	197
E.1	Analyse du bruit de fond	197
E.2	Spectrogrammes	202
E.2.1	Spectrogrammes de bruits de fond	202
E.2.2	Spectrogrammes de passages de TGV sur la voie 2	204
E.2.3	Spectrogrammes de passages de TGV sur la voie 1	208
E.3	Données relatives aux campagnes expérimentales de 2002 et 2003	211
F	Liste des enregistrements de passages de TGV figurant sur le CD	213
	Liste des publications	215

Introduction générale

Contexte général

Le bruit dans l'environnement est devenu un enjeu majeur dans nos sociétés, et des réglementations de plus en plus contraignantes voient le jour afin de réduire les nuisances sonores. Ainsi, dans le cadre de la Directive Européenne 2002/49/CE (Directive-2002/49/CE, 2002), il est demandé aux états membres de l'Union Européenne de fournir des cartographies de bruit concernant l'exposition des riverains des grands axes routiers et ferroviaires, des grands aéroports et des agglomérations de plus de 100 000 habitants. Ces cartographies sont réalisées par des méthodes de calcul d'ingénierie, qui prennent en compte les phénomènes physiques de façon simplifiée. Cependant, les phénomènes physiques qui affectent la propagation acoustique en milieu extérieur sont divers et parfois complexes à modéliser, comme l'illustre la figure i.1 (voir la revue de Embleton (1996), et les références qu'il cite, pour trouver une description détaillée de ces phénomènes). C'est pourquoi il est nécessaire de développer des modèles de référence capables de prendre en compte ces différents phénomènes physiques, afin de mieux les comprendre et de déterminer les domaines de validité des méthodes d'ingénierie utilisées dans les applications pratiques. C'est à ces modèles de référence que nous nous intéressons dans ce travail.

En dehors du milieu urbain, où les conditions de propagation sont très particulières, on peut considérer deux principaux types d'effets sur la propagation acoustique : les effets de frontière et les effets atmosphériques. Les effets de frontière sont dus à l'impédance du sol, qui peut varier en fonction de la distance r entre la source et un observateur potentiel, à la topographie, ainsi qu'à la présence d'éventuels écrans acoustiques. Les effets atmosphériques sont liés aux variations complexes de température et de vent dans la couche limite atmosphérique, qui est la couche la plus basse de l'atmosphère, d'une hauteur de 1 kilomètre environ (Stull, 1988). Les variations temporelles relativement lentes de ces grandeurs, de temps caractéristiques supérieurs à 10 minutes environ, ont un effet de réfraction sur les ondes acoustiques, alors que les variations plus rapides, appelées également fluctuations turbulentes, ont principalement un effet de diffusion sur les ondes acoustiques. Les structures turbulentes ont des tailles très diverses, qui vont du millimètre au kilomètre, mais toutes ne diffusent pas l'énergie acoustique avec la même efficacité. L'effet de diffusion d'une structure turbulente dépend en effet de la fréquence acoustique et de la géométrie de propagation considérées. La prise en compte des fluctuations turbulentes est particulièrement importante en présence d'une zone d'ombre acoustique. L'absorption atmosphérique est également un phénomène qui a une influence notable sur la propagation du son à longue distance. Comme le coefficient d'absorption augmente avec la fréquence acoustique, les composantes hautes fréquences d'un son tendent à se propager moins loin que ses composantes basses fréquences. Au-dessus de 5000 Hz, le coefficient d'absorption atmosphérique est typiquement de plusieurs décibels tous les 100 m (Bass *et al.*, 1995). Enfin, il faut noter que les effets de frontière et les effets atmosphériques peuvent interagir : l'écoulement autour d'un relief naturel ou d'un écran acoustique est le plus souvent très complexe.

Dans le contexte du bruit des transports terrestres, qui nous intéresse dans ce travail, on considère typiquement des distances de propagation de plusieurs centaines de mètres, voire de kilomètres, et des

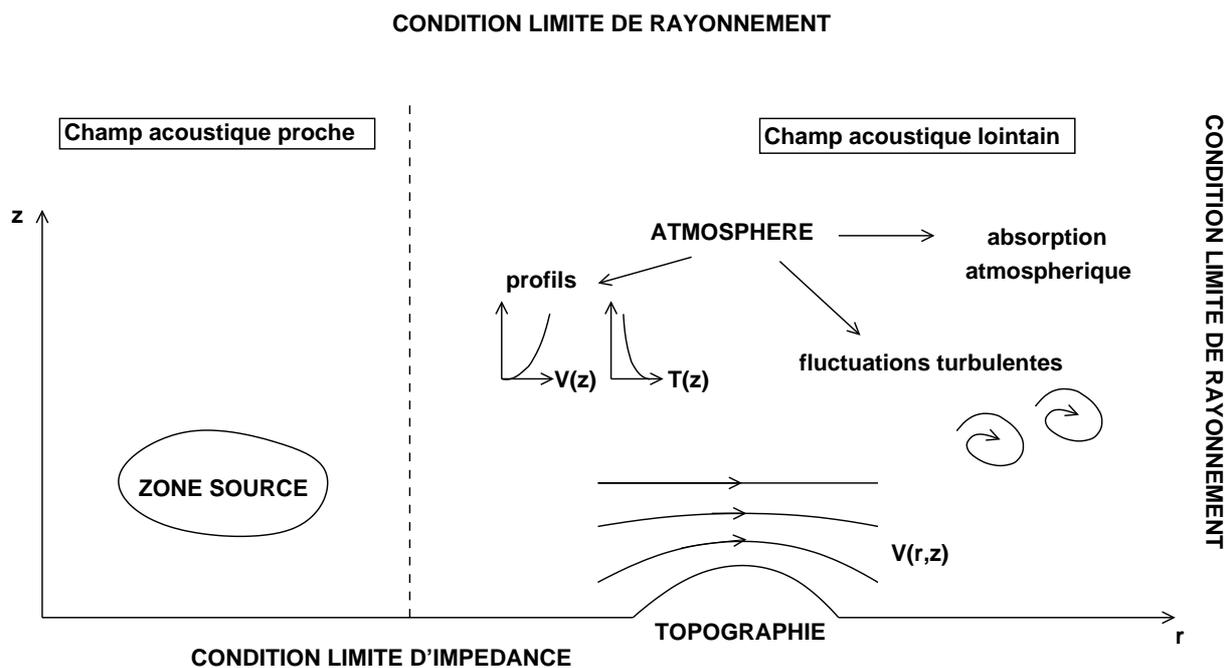


FIG. i.1 – Principaux éléments à prendre en compte dans le contexte de la propagation en milieu extérieur.

sources acoustiques de spectre large bande, avec des fréquences comprises entre 50 Hz à 5000 Hz environ. Si les sources de bruit routier sont assez bien connues (Favre, 1983; Glegg et Yoon, 1990a,b; Péneau *et al.*, 1998), les sources de bruit ferroviaire sont généralement plus complexes à modéliser (van Leeuwen, 2000; Talotte *et al.*, 2003; Mellet *et al.*, 2006). Dans le contexte des trains à grande vitesse (TGV), la source est étendue (rame de longueur 200 m environ), en mouvement à une vitesse élevée (typiquement 300 km/h), et les mécanismes à l'origine des émissions sonores sont divers : bruit de roulement au niveau du contact roue/rail, bruits d'origine aérodynamique, bruit de traction, ... Certaines caractéristiques de la propagation du bruit des TGV sont tout à fait spécifiques. Ainsi, dans certaines conditions, le bruit de TGV peut être entendu une dizaine de secondes avant ou après le passage. Ce bruit est alors perçu comme un passage d'avion, et il est qualifié de "grondement".

On voit donc qu'il est nécessaire de développer des modèles de propagation de référence pour pouvoir prendre en compte les différents éléments qui interviennent dans la propagation du bruit des transports terrestres. Une brève revue des modèles de propagation existant est maintenant proposée. Le livre de Salomons (2001) constitue une bonne introduction aux quatre modèles fréquentiels qui sont mentionnés, mais ne traite pas les méthodes de résolution des équations linéarisées dans le domaine temporel, qui sont utilisées depuis quelques années seulement pour la propagation du son en milieu extérieur.

Modélisation de la propagation acoustique

Modèles analytiques de propagation

Il existe des solutions analytiques pour certaines configurations de propagation précises, qui sont mentionnées dans la revue de Bérengier *et al.* (2003). Ces solutions permettent de calculer le rayonnement acoustique d'une source ponctuelle au-dessus d'un sol à réaction locale ou étendue, et au-dessus d'un sol mixte, c'est-à-dire lorsqu'une discontinuité d'impédance est présente. Des solutions existent également dans le cas où un profil linéaire de célérité du son est considéré (gradient de célérité du son constant).

Dans ce cas, les rayons sont circulaires dans l'approximation géométrique, et des expressions peuvent être obtenus en conditions favorables et défavorables. Les modèles analytiques sont donc limités pour prendre en compte l'effet des fluctuations atmosphériques sur les ondes acoustiques, mais peuvent être utilisés pour valider les solutions numériques, comme on le verra à plusieurs reprises dans ce mémoire.

Méthodes de tracé de rayons

Sur la base de l'acoustique géométrique (Candel, 1977; Pierce, 1989), diverses méthodes de tracé de rayons ont été proposées. On peut citer par exemple le modèle heuristique de réflexions multiples (L'Espérance *et al.*, 1992), la méthode des faisceaux gaussiens (Gabillet *et al.*, 1993), ou le modèle de particules sonores (*sound particles model*), proposé à l'origine en acoustique des salles et qui a été utilisé dans des études de propagation du son dans l'atmosphère (Heimann et Gross, 1999). Les modèles de tracé de rayons sont très performants, en particulier dans des configurations tridimensionnelles de propagation longue distance, mais nécessitent un traitement spécifique au niveau des caustiques. Les caustiques correspondent aux zones où les rayons géométriques se croisent, ce qui rend le calcul de l'intensité acoustique difficile. Le traitement des caustiques peut être réalisé à l'aide des résultats de la théorie géométrique de la diffraction, comme cela est fait par exemple par Salomons (1998a), ou encore à l'aide de la méthode des faisceaux gaussiens proposée par Gabillet *et al.* (1993), permettant de supprimer la singularité au niveau des caustiques. Dans l'approximation géométrique, on suppose également que les propriétés du milieu sont régies par des fonctions variant lentement sur une longueur d'onde λ (Blokhintzev, 1946; Pierce, 1989). Pour les profils verticaux de célérité du son $c(z)$ et de vitesse $V(z)$, par exemple, cela revient à écrire :

$$\left| \frac{dc}{dz} \right| \ll \frac{c}{\lambda}, \quad \left| \frac{dV}{dz} \right| \ll \frac{V}{\lambda}.$$

Dans les études de propagation acoustique dans l'atmosphère, il est courant d'utiliser des profils de célérité du son ou de vent logarithmiques. Avec ce type de profils, les gradients verticaux sont importants près du sol et les modèles de tracé de rayons ne donnent pas de bons résultats, comme cela a été noté par Gabillet *et al.* (1993), Salomons (1998a) ou encore Li *et al.* (1998b) avec des modèles de tracé de rayons différents.

Méthode FFP (*Fast Field Program*)

Dans la méthode FFP pour *Fast Field Program*, développée à l'origine en acoustique sous-marine (DiNapoli et Deavenport, 1980), l'équation sur la pression est résolue dans l'espace des nombres d'onde horizontaux à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (Raspet *et al.*, 1985). La résolution est réalisée dans des couches horizontales, ce qui limite la méthode au cas d'une impédance homogène selon la distance horizontale r (voir figure i.1), et à des profils de célérité du son et de vent indépendants de r (atmosphère stratifiée). La méthode FFP a également été étendue à la propagation du son dans une atmosphère turbulente par Raspet et Wu (1995).

Méthodes d'éléments de frontière

Les méthodes d'éléments de frontière, ou BEM pour *Boundary Element Methods*, se basent sur une résolution de l'équation d'Helmholtz dans sa forme intégrale (Chandler-Wilde et Hothersall, 1985); seules les frontières du domaine sont discrétisées. Cette méthode est bien adaptée à l'étude du champ proche, car elle permet de prendre en compte les effets de diffraction par la topographie du site ou par un écran acoustique (Hothersall *et al.*, 1991; Duhamel, 1996), et de considérer un sol d'impédance finie, y compris en présence de discontinuités d'impédance (Boulangier *et al.*, 1997) ou d'un sol à réaction étendue

(Anfosso-Lédée *et al.*, 2007). Par contre, il est délicat avec la BEM de prendre en compte les variations atmosphériques, car il est nécessaire de connaître la fonction de Green du milieu ainsi que sa dérivée. Premat et Gabillet (2000) ont couplé la BEM avec une méthode de modes normaux dans un modèle appelé Meteo-BEM pour prendre en compte l'effet d'un profil linéaire de célérité du son en conditions favorables (gradient de célérité du son positif et constant).

Équation parabolique

En supposant qu'il existe une direction de propagation privilégiée, l'équation d'Helmholtz peut être mise sous la forme d'une équation parabolique, qui est valable en champ lointain et pour des angles modérés entre la direction de propagation et l'horizontale. Les méthodes basées sur l'approximation parabolique sont particulièrement bien adaptées à la propagation acoustique sur de longues distances, car elles permettent de prendre en compte des variations d'impédance de sol entre la source et le récepteur, et des variations de célérité du son aussi bien verticales qu'horizontales. Ainsi, la turbulence atmosphérique peut être prise en compte dans un code d'équation parabolique (Gilbert *et al.*, 1990; Chevret *et al.*, 1996), en négligeant toutefois les effets de rétrodiffusion.

Il existe plusieurs formes d'équation parabolique, en fonction du développement de l'opérateur de propagation choisi et de la méthode de résolution numérique retenue. Dans le chapitre 1, un code d'équation parabolique est présenté, qui utilise un développement de Padé de l'opérateur, et des méthodes de différences finies pour la résolution numérique; avec ce type de résolution numérique, on parle parfois de méthode CNPE pour *Crank-Nicholson Parabolic Equation*, en référence au schéma de Crank-Nicholson utilisé (Salomons, 2001). Ce code est le fruit des nombreux travaux menés à l'École Centrale de Lyon (ECL) dans ce domaine (Chevret, 1994; Dallois, 2000; Blairon, 2002). Il existe également d'autres méthodes de résolution de l'équation parabolique, comme la *Green's Function Parabolic Equation* ou GFPE (Gilbert et Di, 1993; Salomons, 1998b). Dans la méthode GFPE, la solution est avancée selon r à l'aide de transformées de Fourier; elle présente des similitudes avec la méthode split-step Fourier développée en acoustique sous-marine (Tappert, 1977; Cristol, 1987), comme le montre Salomons (2001, paragraphe H.8).

Il existe des formulations de l'équation parabolique, notées MW-WAPE et TW-WAPE, qui considèrent des milieux inhomogènes en mouvement (Ostashev *et al.*, 1997; Dallois, 2000; Dallois *et al.*, 2001; Ostashev *et al.*, 2002). Il est également possible de prendre en compte la topographie du sol dans cette méthode, en utilisant soit une technique de transformées conformes (Di et Gilbert, 1994), soit un changement de repère applicable aux terrains faiblement irréguliers (Sack et West, 1995), soit enfin une décomposition du domaine en une succession de segments plans (Blairon, 2002; Bérengier *et al.*, 2003; Lihoreau *et al.*, 2006). Enfin, il existe des extensions tridimensionnelles de l'équation parabolique dans le domaine de l'acoustique atmosphérique (Di et Gilbert, 1998), mais également dans le domaine de l'acoustique sous-marine Sturm (2005). Cheng *et al.* (2007) ont également proposé une méthode tridimensionnelle d'équation parabolique dans un milieu inhomogène en mouvement, en s'inspirant des travaux de Ostashev *et al.* (1997), pour étudier le bruit des éoliennes.

Équations d'Euler linéarisées

Les équations d'Euler linéarisées sont obtenues directement à partir des équations de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes), et permettent de modéliser la propagation acoustique dans une atmosphère inhomogène en mouvement avec précision. Les méthodes de résolution de ce système d'équations sont coûteuses en temps de calcul et en mémoire, c'est pourquoi elles n'ont pu être appliquées à des problèmes de propagation acoustique sur de longues distances que depuis quelques années. Dans le contexte de la propagation en milieu extérieur, les méthodes de différences finies dans le domaine

temporel, ou méthodes FDTD pour *Finite-Difference Time-Domain methods*, sont les plus couramment utilisées pour résoudre les équations d'Euler linéarisées (Salomons *et al.*, 2002; Blumrich et Heimann, 2002; Van Renterghem *et al.*, 2005; Wilson *et al.*, 2006). Dans le chapitre 2 de ce mémoire, un code FDTD est présenté, qui utilise les schémas numériques optimisés développés par l'équipe d'aéroacoustique numérique de l'École Centrale de Lyon (Bogey et Bailly, 2004; Berland *et al.*, 2007).

D'autres méthodes de résolution des équations d'Euler linéarisées existent. On peut mentionner par exemple les méthodes aux éléments finis et aux volumes finis, qui sont couramment utilisées en aéroacoustique car elles permettent de réaliser des calculs sur des maillages non structurés, et donc de prendre en compte des géométries complexes. En particulier, les méthodes de type Galerkin discontinu (Atkins et Shu, 1998; Delorme *et al.*, 2005; Touloupoulos et Ekaterinaris, 2006; Utzmann *et al.*, 2006) et de type volume spectral (Wang, 2002, 2005), permettent d'obtenir des schémas d'ordre élevés.

Une des difficultés principales rencontrées avec les méthodes FDTD, comme avec tous les modèles de propagation temporels, est l'obtention de conditions limites pour les sols d'impédance finie. De nombreux modèles d'impédance ont en effet été développés dans le domaine fréquentiel, et ne peuvent être transcrits directement dans le domaine temporel. Une part importante du chapitre 2 sera consacrée à ce problème crucial dans la perspective d'appliquer les méthodes FDTD à la propagation du son dans l'atmosphère.

En conclusion de cette rapide description des principaux modèles de propagation acoustique en milieu extérieur, il apparaît que les méthodes basées sur l'équation parabolique dans le domaine fréquentiel, et les méthodes de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel, sont les mieux adaptées pour la propagation acoustique sur de longues distances dans des environnements complexes, où les effets de frontière et les effets atmosphériques doivent être pris en compte.

Prévision des niveaux sonores en milieu extérieur

Dans le but de prévoir les niveaux sonores dans une configuration donnée, il faut non seulement choisir un modèle de propagation acoustique appropriée, mais également déterminer quelles sont les données d'entrée et de sortie de ce modèle et la précision requise sur ces données. Généralement, les données d'entrée, comme l'impédance du sol ou les profils verticaux de température et de vent dans l'atmosphère, sont déterminées à partir de mesures en certains points de l'espace, et pour des intervalles de temps donnés. Il s'agit donc de savoir si ces mesures sont représentatives d'une configuration de propagation du son donnée. La réponse à cette question dépend du type de prévision qui est recherché. Dans certains cas, on désire prévoir un niveau sonore "instantané", correspondant à un événement précis, alors que dans d'autre cas, on cherche à obtenir un niveau sonore représentatif d'une longue période temporelle. Dans le cadre de la Directive Européenne, par exemple, des cartographies du niveau sonore L_{den} sont demandées, avec L_{den} défini par :

$$L_{den} = 10 \log_{10} \left(\frac{12}{24} 10^{L_{day}/10} + \frac{4}{24} 10^{(L_{evening}+5)/10} + \frac{8}{24} 10^{(L_{night}+10)/10} \right),$$

où L_{day} , $L_{evening}$ et L_{night} sont les niveaux sonores de long terme pondérés A déterminés respectivement pendant le jour, le soir et la nuit.

Différentes études ont été menées ces dernières années sur ces questions de variabilité des paramètres d'entrée et de sortie (Junker *et al.*, 2006b; Wilson *et al.*, 2007a; Pettit et Wilson, 2007; Van Renterghem et Botteldooren, 2007). Dans les années 90, Zouboff *et al.* (1994, 1997) s'orientaient déjà vers une approche statistique pour prendre en compte l'effet des conditions météorologiques sur la propagation acoustique, et proposaient une grille qualitative pour caractériser ces conditions, connue sous le nom de grille $U_i T_i$. Baume (2006) insiste également sur le caractère aléatoire de la propagation du son en milieu

atmosphérique, qui implique qu'une prédiction du niveau sonore ne peut être donnée qu'avec une incertitude associée. Baume a ainsi étudié la représentativité spatiale et temporelle de mesures à l'aide d'outils géostatistiques, en utilisant des données acoustiques et des données d'impédance de sol. Dans le cadre du projet du Ministère de l'Écologie et du Développement durable (projet MEDD), intitulé "Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance" (Junker *et al.*, 2005, 2006b), il a été montré que pour obtenir une précision donnée sur les données de sortie, la précision qui est requise sur les données d'entrée est parfois inaccessible par la mesure. Wilson *et al.* (2007a) ont de leur côté étudié les incertitudes dans les prévisions du niveau sonore d'un événement isolé ou d'un niveau sonore moyen, en fonction du type de données d'entrée atmosphériques utilisées.

Campagnes expérimentales

Dans des configurations de propagation acoustique sur de longues distances, il est nécessaire de réaliser non seulement des mesures acoustiques, mais également des mesures micrométéorologiques et des mesures d'impédance de sol avec un échantillonnage spatial et temporel judicieusement choisi. Plusieurs campagnes expérimentales réalisées dans ce cadre peuvent être mentionnées. La Station de Long Terme (SLT) du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) est un site d'observation en continu pendant une longue période (10 ans) qui a pour but de quantifier l'influence des conditions micrométéorologiques sur la variabilité d'un champ acoustique à l'échelle locale (celle du site) et à l'échelle régionale (celle des stations Météo-France). Les données de la SLT ont été utilisées dans plusieurs études dans le cadre d'une collaboration entre le LCPC et l'ECL (Blairon, 2002; Lihoreau *et al.*, 2006). D'autre part, dans le cadre du projet MEDD, une importante campagne expérimentale a été menée à Lannemezan pendant trois mois en 2005. Cette campagne permet d'étudier la variabilité des niveaux acoustiques et de paramètres environnementaux selon différentes échelles de temps (heure, jour, mois). Elle montre également que l'influence des conditions météorologiques sur la propagation acoustique est importante pour des distances de propagation d'une centaine de mètres seulement (Junker *et al.*, 2006b). Les données de la campagne de Lannemezan ont par ailleurs été utilisées dans la thèse de Baume (2006) mentionnée précédemment. Dans le cadre plus spécifique du bruit ferroviaire, une importante campagne expérimentale a été réalisée dans le cadre du projet européen HARMONOISE, où des mesures acoustiques jusqu'à 600 mètres de la voie de circulation des TGV ont été réalisées. Des données de cette campagne seront utilisées dans le chapitre 3. Des campagnes de mesures ont également été menées dans le but de caractériser les sources de bruit des TGV, en particulier à l'aide d'antennes acoustiques. On peut par exemple mentionner les mesures réalisées dans le cadre du projet DEUFRAKO Annexes K et K2 (Talotte *et al.*, 2003; Mellet *et al.*, 2006).

Objectifs et plan de la thèse

Nous étudions dans ce travail la modélisation de la propagation du bruit des TGV en milieu atmosphérique, et la compréhension de phénomènes physiques associés à ce type de propagation. Les objectifs de la thèse sont :

- d'estimer les échelles spatiales de turbulence qui ont un effet de diffusion significatif sur les ondes acoustiques pour une fréquence acoustique et une géométrie de propagation données ;
- d'obtenir des conditions limites d'impédance dans le domaine temporel qui puissent être implémentées dans un code de résolution des équations d'Euler linéarisées ;
- de développer un modèle de propagation du bruit de TGV qui incluent les caractéristiques complexes des sources de bruit du TGV, et prennent en compte les effets de réfraction atmosphérique ;

- de déterminer les caractéristiques du phénomène de “grondement”, et les circonstances dans lesquelles il se produit.

Le chapitre 1 de ce mémoire est consacré à la propagation du son dans une atmosphère turbulente en présence d’une zone d’ombre acoustique. Le couplage entre échelles de turbulence, fréquence acoustique et géométrie de propagation est étudié à l’aide d’outils de la théorie de la propagation des ondes en milieu aléatoire et de simulations d’équation parabolique. Le code d’équation parabolique développé permet de réaliser efficacement des calculs avec turbulence sur un spectre en tiers d’octave. Nous proposons des estimations des plus petites et des plus grandes échelles de turbulence à modéliser dans une configuration de propagation donnée.

Dans le chapitre 2, une méthode de résolution des équations d’Euler linéarisées par différences finies dans le domaine temporel est présentée. Le code que nous avons développé est basé sur des schémas numériques optimisés utilisés en aéroacoustique numérique, et peut être appliqué à la propagation acoustique sur de longues distances. Nous obtenons des conditions limites d’impédance dans le domaine temporel pour des modèles d’impédance simples, couramment utilisés pour la propagation en milieu extérieur. L’utilisation de ces conditions limites dans le code est validée dans des géométries bidimensionnelles et tridimensionnelles. Enfin, les résultats du code de résolution des équations d’Euler linéarisées sont comparés aux résultats du code d’équation parabolique dans une configuration bidimensionnelle de propagation au-dessus d’un sol d’impédance finie dans une atmosphère stratifiée.

Dans le chapitre 3, nous avons regroupé toutes les applications au bruit des circulations ferroviaires à grande vitesse. La première partie est consacrée à un modèle de propagation du bruit de TGV, appelé modèle de sources équivalentes. Les résultats du modèle sont comparés à des mesures réalisées lors de la campagne HARMONOISE en supposant les conditions de propagation homogènes. Puis, nous couplons le modèle de sources équivalentes à un code d’équation parabolique afin de prendre en compte l’effet d’un profil vertical de température ou de vent. Dans la seconde partie de ce chapitre, les phases d’approche et d’éloignement de passages de TGV sont étudiées afin de caractériser le phénomène de “grondement”. Cette étude s’appuie principalement sur l’analyse de mesures que nous avons réalisées sur le site de Montvendre en 2006. Cette analyse expérimentale est complétée par des résultats de simulations d’équation parabolique.

Chapitre 1

Propagation du son dans une atmosphère turbulente en présence d'une zone d'ombre acoustique

1.1 Introduction

La turbulence correspond aux fluctuations rapides de température et de vitesse de vent dans l'atmosphère, c'est-à-dire aux fluctuations de temps caractéristiques inférieurs à 10 minutes environ; ces fluctuations ont un effet de diffusion sur les ondes acoustiques. Cet effet est particulièrement significatif dans le cas où une zone d'ombre acoustique existe (conditions de propagation défavorables d'un point de vue acoustique). Une zone d'ombre acoustique est présente quand la célérité du son décroît avec l'altitude, quand le vent a une direction opposée à la direction de propagation acoustique, ou encore derrière un écran acoustique ou un relief naturel. Dans la configuration étudiée dans ce chapitre, la zone d'ombre est due au profil vertical de célérité du son dans l'atmosphère (sol plat); la géométrie du problème est donnée sur la figure 1.1. Dans le contexte du bruit des transports terrestres, source et récepteurs sont généralement proches du sol, et la distance de propagation inférieure à 1 km.

Dans la couche limite atmosphérique, les échelles spatiales de turbulence couvrent plusieurs ordres de grandeur, du millimètre au kilomètre, et certaines d'entre elles diffusent l'énergie acoustique plus

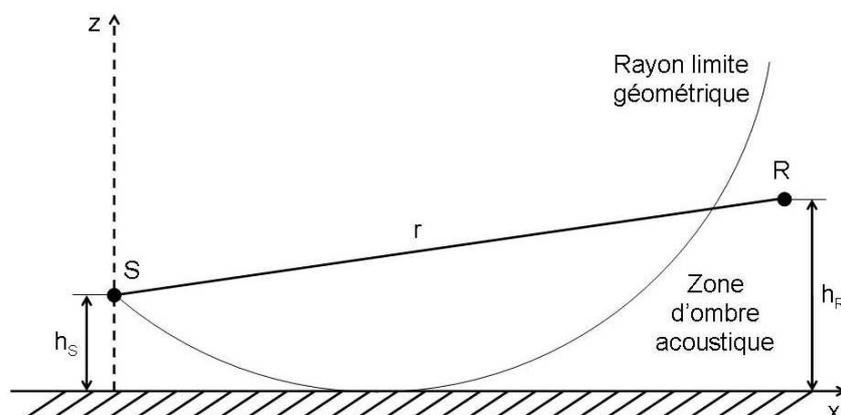


FIG. 1.1 – Géométrie du problème et notations.

efficacement que d'autres. Cela a été montré par exemple par Stinson *et al.* (1994), qui ont réalisé des simulations avec un code d'équation parabolique en présence d'une zone d'ombre acoustique. À une fréquence acoustique de 500 Hz, ils ont constaté que les échelles de turbulence entre 2 et 5 mètres ont l'effet de diffusion le plus fort. Wert *et al.* (1998) et Blanc-Benon *et al.* (2001) ont également réalisé des simulations d'équation parabolique montrant l'influence des plus petites échelles de turbulence retenues dans les calculs. Certaines propriétés de diffusion peuvent être décrites par la théorie de la propagation des ondes en milieu aléatoire (Tatarski, 1961; Ishimaru, 1979; Rytov *et al.*, 1989; Ostashev, 1997), qui montre qu'il existe un couplage entre les échelles de turbulence, la géométrie de propagation et la fréquence acoustique; cette théorie a été utilisée en particulier dans des études de tomographie acoustique, dans le but de reconstruire les champs de température et de vitesse de vent dans l'atmosphère (Ye, 1997; Ostashev *et al.*, 1999; Pan, 2003; Vecherin *et al.*, 2007). Ainsi, Stinson *et al.* (1994) expliquent leurs résultats numériques en s'appuyant sur le concept de diffusion simple de Bragg. Gilbert *et al.* (1996) utilisent une analyse basée sur l'approximation de Born (*distorted-wave Born approximation analysis*), et formulent le problème de diffusion à l'aide d'une "fonction d'échantillonnage" qui filtre le spectre de turbulence. Wilson *et al.* (1999) remarquent également que la géométrie de propagation et la fréquence acoustique se combinent pour créer un filtre qui sélectionne la partie du spectre de turbulence participant à la diffusion. C'est la raison pour laquelle différents auteurs ont été capables d'obtenir des prédictions des niveaux sonores en bon accord avec les mesures en utilisant des modèles spectraux différents, et notamment en utilisant le modèle gaussien qui privilégie une taille de structures turbulentes particulière (Daigle *et al.*, 1978, 1986; Gilbert *et al.*, 1990; Chevret *et al.*, 1996).

On sait cependant assez peu de choses sur la partie du spectre de turbulence qui est effectivement "filtrée" en fonction des conditions de propagation. Dans ce chapitre, on cherche donc à estimer quelles sont les échelles de turbulence qui participent à la diffusion des ondes acoustiques. L'estimation de ces échelles est utile dans les modèles de propagation, pour savoir quelle partie du spectre de turbulence il faut effectivement prendre en compte, et également pour l'analyse de données expérimentales. En effet, lors de campagnes expérimentales où les fluctuations de vitesse de vent et de température sont mesurées, la résolution temporelle des capteurs et la durée sur laquelle les statistiques sont réalisées limitent l'étendue de structures turbulentes sur laquelle le spectre peut être estimé (voir par exemple Stinson et Daigle (1996) pour l'influence de la résolution temporelle des capteurs, et Wilson *et al.* (1999) et Wilson et Thomson (1994) pour l'influence des durées sur lesquelles les statistiques sont réalisées). Dans une configuration de propagation acoustique donnée, il faut donc s'assurer que ces paramètres sont choisis de façon à couvrir une étendue de structures turbulentes suffisante. Cette étude est réalisée dans le contexte de la propagation du bruit des transports et du bruit industriel, c'est pourquoi on s'intéresse principalement aux fluctuations de niveau de pression acoustique.

Le couplage entre les échelles de turbulence, la géométrie et la fréquence acoustique est d'abord étudié dans le paragraphe 1.2 à l'aide d'outils issus de la théorie de la propagation des ondes en milieu aléatoire. Ce paragraphe montre notamment que les fluctuations de température et de vitesse ont des propriétés de diffusion différentes (Juvé *et al.*, 1994; Blanc-Benon *et al.*, 2001). On verra également que les régimes de diffusion peuvent varier en fonction de la distance de propagation et de la fréquence acoustique considérées.

Ensuite, la propagation du son dans une atmosphère turbulente est étudiée à l'aide d'un modèle d'équation parabolique (EP), présenté dans le paragraphe 1.3. De nombreux travaux ont été réalisés à l'École Centrale de Lyon (ECL) sur l'équation parabolique, pour modéliser la turbulence atmosphérique (Hugon-Jeannin, 1992; Chevret, 1994), les milieux en mouvement (Dallois, 2000), et la topographie du sol (Blairon, 2002). Dans le cadre de ce travail, un code EP a été développé. Il permet de réaliser efficacement des calculs avec turbulence sur un spectre en tiers d'octave, ce qui constitue la principale originalité par rapport aux études antérieures. Le code EP est décrit dans le paragraphe 1.3, et quelques résultats de

calculs sont présentés dans des configurations de propagation longue distance avec et sans turbulence.

Enfin, le rôle des petites et grandes échelles de turbulence est étudié à l'aide de simulations EP dans le paragraphe 1.4. Ces simulations sont réalisées sur un spectre en tiers d'octave entre 50 Hz et 1600 Hz. Dans les études antérieures, des fréquences pures étaient généralement considérées ; le fait de réaliser des calculs sur un spectre en tiers d'octave est donc important car ce type de spectre est communément employé en bruit des transports. À partir de ces résultats théoriques et numériques, des estimations sont données pour les plus petites et les plus grandes échelles à considérer pour la diffusion des ondes acoustiques. Les travaux dans le cadre du projet du Ministère de l'Écologie et du Développement durable (MEDD) intitulé "Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance" (Junker *et al.*, 2006a,b) ont servi de base à l'étude réalisée dans ce chapitre ; la plupart des résultats qui sont présentés ici ont été publiés récemment par Cotté et Blanc-Benon (2007).

1.2 Apports de la théorie de la propagation en milieu aléatoire

Tout d'abord, on présente dans le paragraphe 1.2.1 les modèles de turbulence utilisés dans ce chapitre, et les principales hypothèses qui sont faites dans le cadre de cette étude. Puis, des résultats classiques de la théorie de la propagation des ondes en milieu aléatoire sont rappelés : les expressions pour la section efficace de diffusion sont données dans le paragraphe 1.2.2, et celles pour les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov sont présentées dans le paragraphe 1.2.4. Ces expressions relient les échelles de turbulence à la fréquence acoustique et à la géométrie de propagation, et seront utilisées dans le paragraphe 1.4 pour estimer les tailles de structure turbulentes les plus petites et les plus grandes qui ont un effet de diffusion significatif sur les ondes acoustiques. Les simulations d'équation parabolique réalisées dans le paragraphe 1.4 sont également placées dans le diagramme $\Lambda - \Phi$ introduit par Dashen (1979) et Flatté *et al.* (1979) dans le paragraphe 1.2.3, afin de déterminer à quelle régime de diffusion elles appartiennent, et par la même si l'approximation de Rytov est valide ou non. Tous les résultats présentés dans cette partie sont écrits dans une géométrie tridimensionnelle.

1.2.1 Modélisation de la turbulence

Dans ce chapitre, l'effet de diffusion des fluctuations de température et de vitesse est étudié. Les fluctuations de température T' et de vitesse $\mathbf{V}' = (V'_x, V'_y, V'_z)$ peuvent être écrites en termes de fluctuations d'indice de réfraction μ , où $n = c_0/c = \bar{n} + \mu$ est l'indice de réfraction, c la vitesse du son et c_0 une vitesse du son de référence ($\mu \ll 1$). Pour des configurations de propagation quasi-horizontale, où la source et le récepteur sont proches du sol (angle d'élévation faible), la variance des fluctuations de l'indice de réfraction $\overline{\mu^2}$ est donnée par (Wilson et Thomson, 1994) :

$$\overline{\mu^2} = \frac{\overline{T'^2}}{4T_0^2} + \frac{\overline{V_x'^2}}{c_0^2} \cos^2 \phi + \frac{\overline{V_y'^2}}{c_0^2} \sin^2 \phi + \frac{\overline{T'V_x'}}{T_0 c_0}, \quad (1.1)$$

avec ϕ l'angle entre la direction de propagation horizontale et la vitesse de vent horizontale, et T_0 la température de référence associée à c_0 . Cette relation a été obtenue en faisant l'hypothèse que le temps de propagation des ondes dans le milieu est faible devant le temps d'évolution des structures turbulentes (turbulence gelée). L'équation 1.1 montre que les termes faisant intervenir les fluctuations de vitesse verticales V'_z sont négligés dans l'hypothèse de propagation quasi-horizontale, qui est généralement valide en milieu extérieur.

Dans la suite du chapitre, on se place dans l'approximation parabolique, ce qui signifie que la longueur d'onde acoustique λ est supposée petite devant la taille caractéristique des inhomogénéités du milieu L

(Ostashev, 1994, 1997). Cela implique qu'il existe une direction de propagation privilégiée, par exemple x , où $\mathbf{r} = (x, y, z)$. Les fluctuations de l'indice de réfraction sont alors données par (Ostashev, 1994, 1997) :

$$\mu = -\frac{T'}{2T_0} - \frac{V'_x}{c_0}. \quad (1.2)$$

Si le terme de corrélation croisée entre les fluctuations de température et les fluctuations de vitesse peut être négligé, on en déduit :

$$\overline{\mu^2} = \frac{\overline{T'^2}}{4T_0^2} + \frac{\overline{V_x'^2}}{c_0^2}. \quad (1.3)$$

Cette expression est utilisée dans différentes études, dont celle de Daigle *et al.* (1986).

Soit $\mathbf{K} = (K_x, \mathbf{K}_\perp)$ le nombre d'onde turbulent, avec $\mathbf{K}_\perp = (K_y, K_z)$ sa composante dans le plan perpendiculaire à x . La densité spectrale des fluctuations d'indice de réfraction $\Phi_n(K_x, \mathbf{K}_\perp)$ est reliée aux densités spectrales des fluctuations de température $\Phi_T(K_x, \mathbf{K}_\perp)$ et de vitesse $\Phi_{xx}(K_x, \mathbf{K}_\perp)$ par

$$\Phi_n(K_x, \mathbf{K}_\perp) = \frac{\Phi_T(K_x, \mathbf{K}_\perp)}{4T_0^2} + \frac{\Phi_{xx}(K_x, \mathbf{K}_\perp)}{c_0^2}. \quad (1.4)$$

Dans l'approximation de Markov (Rytov *et al.*, 1989; Ostashev, 1997) : $\Phi_n(K_x, \mathbf{K}_\perp) = \Phi_n(0, \mathbf{K}_\perp)$. De plus, la turbulence est supposée homogène et isotrope dans la suite du chapitre, donc les densités spectrales ne dépendent que de $K = |\mathbf{K}_\perp|$, et

$$\Phi_n(K) = \frac{1}{4T_0^2} \frac{G(K)}{4\pi K^2} + \frac{1}{c_0^2} \frac{E(K)}{4\pi K^2}, \quad (1.5)$$

où $G(K)$ et $E(K)$ sont respectivement les spectres tridimensionnels de l'énergie thermique turbulente et de l'énergie cinétique turbulente.

Ces spectres peuvent être décrits par le modèle de von Kármán modifié (Pao, 1965, 1968; Hinze, 1975; Ostashev, 1997) :

$$G(K) = A \frac{\overline{T'^2}}{L_0^{2/3}} K^2 \left(K^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-11/6} e^{-K^2/K_m^2}, \quad (1.6)$$

$$E(K) = \frac{11}{6} A \frac{\overline{V_x'^2}}{L_0^{2/3}} K^4 \left(K^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-17/6} e^{-K^2/K_m^2}, \quad (1.7)$$

avec $A = 0.792$, $K_m = 5.92/l_0$, et avec L_0 et l_0 les échelles externe et interne de la turbulence. Il est également possible d'écrire ces spectres à l'aide des paramètres de structure C_T^2 et C_v^2 pour, respectivement, des fluctuations de température et de vitesse (Ishimaru, 1979; Ostashev, 1997) : $C_T^2 = B \overline{T'^2} L_0^{-2/3}$ et $C_v^2 = B \overline{V_x'^2} L_0^{-2/3}$, avec $B = 1.91$.

Dans ce chapitre, les paramètres de la turbulence sont fixés à $L_0 = 5 \text{ m}$, $l_0 = 0.05 \text{ m}$, et $\overline{\mu^2} = 10^{-5}$. Cette valeur de $\overline{\mu^2}$ correspond à un écart-type de température de 1.8 K et un écart-type de vitesse de 1.1 m/s. Les spectres tridimensionnels d'énergie turbulente écrits en termes de fluctuations d'indice de réfraction sont tracés sur la figure 1.2. On observe que les fluctuations de température sont plus fortes que les fluctuations de vitesse dans le domaine des échelles énergétiques ($K < 0.2 \text{ m}^{-1}$ avec les paramètres choisis), alors que les fluctuations de vitesse sont plus fortes dans les domaines inertiel et de dissipation ($K > 0.2 \text{ m}^{-1}$).

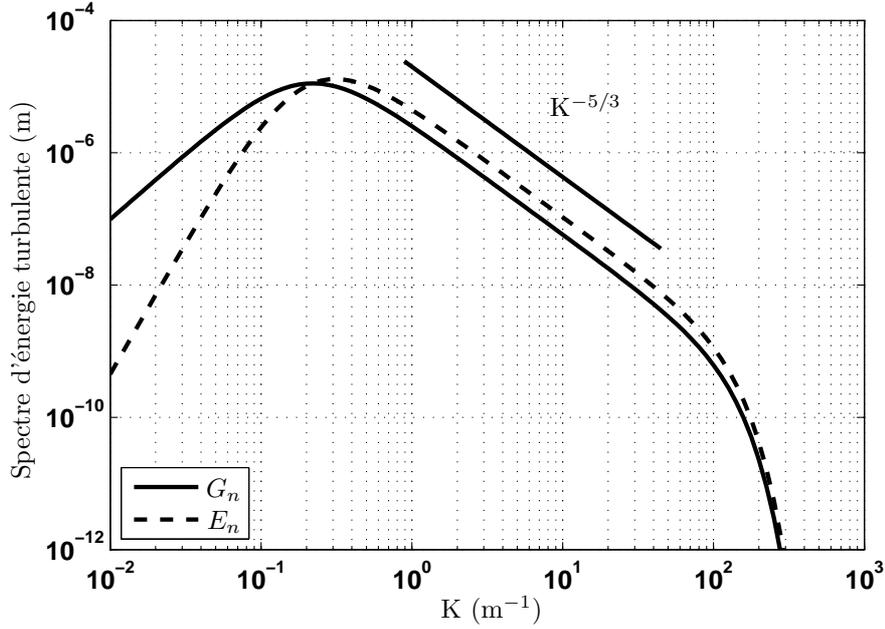


FIG. 1.2 – Spectres tridimensionnels de l'énergie thermique turbulente $G_n = G/(4T_0^2)$ et de l'énergie cinétique turbulente $E_n = E/c_0^2$ écrits en termes de fluctuations de l'indice de réfraction.

1.2.2 Section efficace de diffusion

La section efficace de diffusion caractérise la puissance acoustique diffusée par un volume d'inhomogénéités (ou volume de diffusion) par unité d'intensité acoustique et par unité de volume (Morse et Ingard, 1968; Ostashev, 1994, 1997) :

$$\sigma = \frac{r^2 \bar{I}_s}{I_0 V}. \quad (1.8)$$

\bar{I}_s est l'intensité acoustique diffusée moyenne, I_0 est l'intensité acoustique incidente, et les notations de la figure 1.3 sont utilisées. Pour une turbulence homogène et isotrope, la forme générale de la section efficace de diffusion est (Ostashev, 1994, 1997) :

$$\sigma(\theta) = \frac{k^2 \cos^2 \theta}{8 \sin^2 \theta/2} \left[\frac{1}{4T_0^2} G(2k \sin \theta/2) + \frac{\cos^2 \theta/2}{c_0^2} E(2k \sin \theta/2) \right], \quad (1.9)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde acoustique, et λ la longueur d'onde acoustique. La façon dont l'équation 1.9 est obtenue est décrite dans l'annexe A.2. On se place dans l'approximation de la diffusion de Bragg ou de diffusion simple, ce qui signifie que l'onde acoustique est diffusée dans une seule direction (donnée par l'angle θ dans la figure 1.3) par le volume d'inhomogénéités, et que les distances r_0 et r sont grandes par rapport à la taille caractéristique L du volume de diffusion V . Ainsi l'équation 1.9 est valide pour $r_0, r \gg L \gg \lambda$, et ne dépend pas de la forme de l'onde. L'équation 1.9 montre que la diffusion dans l'angle θ dépend principalement des structures turbulentes de nombre d'onde $K = 2k \sin \theta/2$, ce qui est connu sous le nom de relation de Bragg. C'est un résultat important, qui peut être utilisé pour relier les échelles de turbulence aux fréquences acoustiques, comme cela est fait dans le paragraphe 1.4. La section efficace de diffusion est utilisée ici pour caractériser les fluctuations de température et de vitesse, mais elle peut également être appliquée à d'autres types de fluctuations, comme les ondes de gravité (Ostashev *et al.*, 2005).

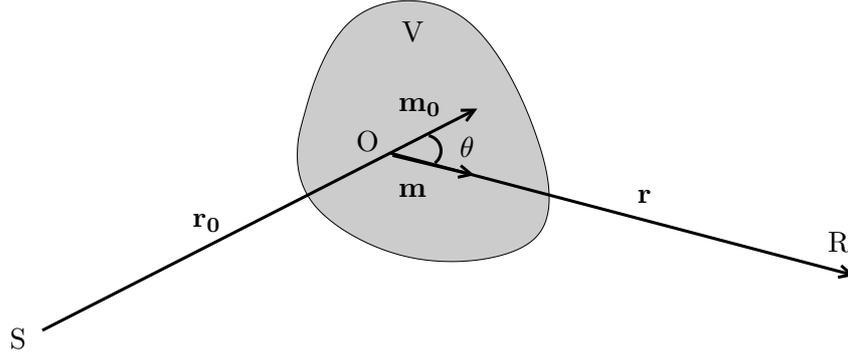


FIG. 1.3 – Géométrie pour la diffusion de Bragg. V est le volume de diffusion et θ est l'angle de diffusion.

En combinant les équations 1.6, 1.7 et 1.9, l'expression analytique suivante est obtenue pour la section efficace de diffusion associée à un spectre de von Kármán modifié :

$$\sigma(\theta) = \frac{2^{-20/3} AL_0^{-2/3} k^{1/3} \cos^2 \theta}{(\sin^2 \theta/2 + (2kL_0)^{-2})^{11/6}} D(k, \theta) \left[\frac{T'^2}{T_0^2} + \frac{11}{6} \frac{V_x'^2}{c_0^2} \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta/2 + (2kL_0)^{-2}} \right], \quad (1.10)$$

avec $D(k, \theta) = \exp(-4k^2 \sin^2(\theta/2)/K_m^2)$. L'équation 1.10 est identique à l'équation (21) dans Ostashev *et al.* (2005) si le nombre d'onde K_m est supposé suffisamment grand pour que $D(k, \theta) \approx 1$ ($K_m \approx 120 \text{ m}^{-1}$ avec les paramètres de turbulence utilisés dans le paragraphe 1.2.1). Le terme $D(k, \theta)$ est relié aux échelles de dissipation de la turbulence, et vaut approximativement 1 lorsque $\lambda/(2 \sin \theta/2) \gg l_0$. Cette dernière inégalité est généralement valide en acoustique atmosphérique.

Afin de normaliser la section efficace de diffusion, on introduit maintenant la section efficace de diffusion totale σ_0 , définie par (Ostashev, 1997, 1994) :

$$\sigma_0 = \oint \sigma(\mathbf{m}) d\Omega(\mathbf{m}) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (1.11)$$

avec $d\Omega(\mathbf{m})$ l'angle solide dans la direction du vecteur unitaire \mathbf{m} . σ_0 est la puissance diffusée totale soustraite à l'onde incidente par unité de distance. La section efficace de diffusion totale est également reliée au coefficient d'extinction γ_e , défini par $\bar{p} = \exp(-\gamma_e x)p_0$, où \bar{p} est le champ de pression moyen et p_0 le champ de pression incident (Rytov *et al.*, 1989; Ostashev, 1997) :

$$\sigma_0 = 2\gamma_e = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty K \Phi_n(K) dK. \quad (1.12)$$

Ostashev (1997) montre que l'équation 1.12 est valide dans un milieu aléatoire au repos ou en mouvement. Pour un spectre de von Kármán modifié, la section efficace de diffusion totale est :

$$\sigma_0 = \frac{3}{5} \pi A k^2 L_0 \left(\frac{T'^2}{4T_0^2} + \frac{V_x'^2}{c_0^2} \right). \quad (1.13)$$

Ce résultat est obtenu en calculant l'intégrale de l'équation 1.12 à l'aide de fonctions hypergéométriques confluentes (voir par exemple l'annexe D de Ishimaru (1979)).

La section efficace de diffusion peut être séparée en deux contributions : $\sigma = \sigma_T + \sigma_V$, où le terme σ_T est dû aux fluctuations de température et le terme σ_V aux fluctuations de vitesse. La section efficace de diffusion normalisée σ/σ_0 pour ces deux contributions est tracée sur la figure 1.4 à 200 Hz. Les courbes de

σ_V et σ_T diffèrent principalement pour les faibles angles de diffusion. Dans le cas d'un angle de diffusion nul, σ_V vaut zéro alors que σ_T atteint un maximum. On retrouve le résultat bien connu qu'il n'y a pas de diffusion vers l'avant avec des fluctuations turbulentes de vitesse. À des angles de diffusion plus élevés, la section efficace de diffusion normalisée est plus grande pour des fluctuations de vitesse que pour des fluctuations de température. Les expressions pour la section efficace de diffusion dans un domaine bidimensionnel sont obtenues dans l'annexe A.2. Si un spectre de von Kármán modifié est utilisé pour modéliser les fluctuations turbulentes, une expression similaire à l'équation 1.10 est obtenue, ce qui montre que la dépendance angulaire de la section efficace de diffusion est la même en deux et trois dimensions. Ce résultat est important car les simulations EP présentées dans le paragraphe 1.4 sont réalisées dans un domaine bidimensionnel.

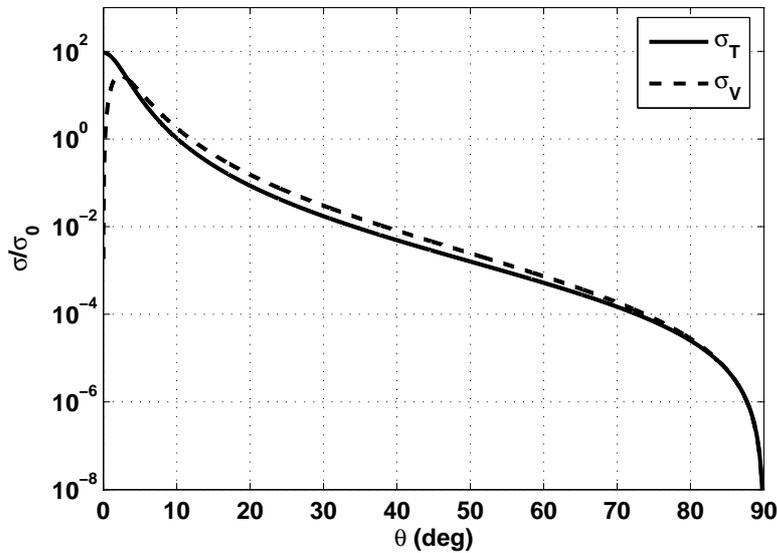


FIG. 1.4 – Section efficace de diffusion normalisée σ/σ_0 à 200 Hz pour des fluctuations de température (trait continu) et de vitesse (pointillés).

1.2.3 Régimes de diffusion dans le diagramme $\Lambda - \Phi$

La diffusion des ondes acoustiques par la turbulence atmosphérique possède des propriétés différentes en fonction de la géométrie de propagation et de la fréquence acoustique considérées. Différents régimes de diffusion sont ainsi définis, régimes que l'on peut distinguer dans le diagramme $\Lambda - \Phi$ introduit par Dashen (1979) et Flatté *et al.* (1979, Chap. 6). Le diagramme $\Lambda - \Phi$ peut aussi être utilisé pour vérifier la validité de l'approximation de Rytov utilisée dans le paragraphe 1.2.4. Les paramètres Φ et Λ sont définis par (Flatté *et al.*, 1979; Blanc-Benon et Juvé, 1990, 1993) :

$$\Phi^2 = 2L_T k^2 r \overline{\mu^2}, \quad (1.14)$$

$$\Lambda = r / (kL_T^2), \quad (1.15)$$

où $L_T = L_0/1.339$ est l'échelle intégrale de la turbulence. Le paramètre Φ correspond à l'intensité des fluctuations de phase calculée dans l'approximation linéaire de l'acoustique géométrique, alors que le paramètre Λ est lié aux effets de diffraction.

En fonction de la valeur de ces paramètres, le régime de diffusion est dit “non-saturé”, “saturé” ou “partiellement saturé” (voir figure 1.5). Les limites entre les trois régions sont déterminées en considérant

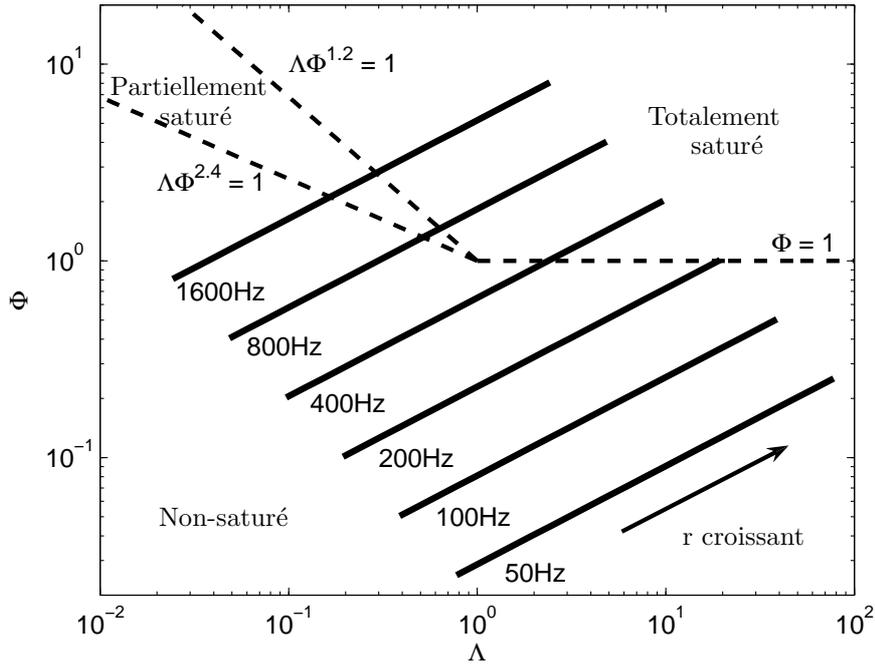


FIG. 1.5 – Diagramme $\Lambda - \Phi$. Les régimes de diffusion sont séparés par les lignes en pointillés. Les traits continus correspondent à des fréquences acoustiques entre 50 et 1600 Hz, pour des distances de propagation r entre 10 et 1000 m.

un spectre d'énergie avec une loi de puissance $K^{-5/3}$ (Flatté *et al.*, 1979; Blanc-Benon et Juvé, 1990, 1993); cette loi de puissance correspond au spectre de Kolmogorov, ou encore au spectre de von Kármán dans la zone inertielle. Dans la région où il n'y a pas de saturation (Φ petit), un unique trajet atteint le récepteur (diffusion simple) et l'approximation de Rytov de perturbations faibles est valide. Dans les zones de saturation (Φ grand), de multiples trajets atteignent le récepteur (propagation multi-trajets) et l'approximation de Rytov n'est plus valide. Dans la zone de saturation partielle, le paramètre de diffraction Λ est petit et les trajets sont corrélés, alors que dans la zone de saturation totale, Λ est grand et les trajets ne sont pas corrélés. Dans l'article de Blanc-Benon et Juvé (1990), une illustration expérimentale de l'allure des fluctuations d'intensité en fonction du temps est présentée pour chacun des régimes de diffusion.

Les simulations EP présentées dans le paragraphe 1.4 sont réalisées sur les tiers d'octave de fréquence centrale entre 50 Hz et 1600 Hz, et pour une distance de propagation maximale de 1000 m. Les paires $\Lambda - \Phi$ associées à ces paramètres sont tracées sur la figure 1.5. Cette figure montre qu'aux hautes fréquences et pour des distances de propagation importantes, les simulations appartiennent aux zones de saturation, ce qui signifie que l'approximation de Rytov n'est alors plus valide. Soit $r_{sat}(f)$ la distance limite entre la zone de non-saturation et une des zones de saturation, et f_{lim} la fréquence acoustique pour laquelle $\Lambda = \Phi = 1$ (intersection entre les trois régimes de diffusion) :

$$f_{lim} = c_0 / \left[2\pi L_T \left(2\overline{\mu^2} \right)^{1/3} \right], \quad (1.16)$$

$$r_{sat}(f_{lim}) = L_T / \left(2\overline{\mu^2} \right)^{1/3}. \quad (1.17)$$

Avec le spectre de turbulence défini au paragraphe 1.2.1, $f_{lim} = 534 \text{ Hz}$ et $r_{sat}(f_{lim}) = 138 \text{ m}$. Lorsque

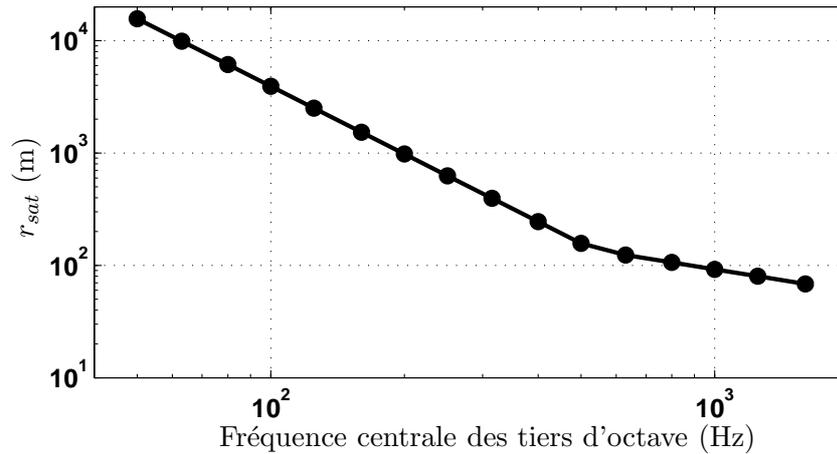


FIG. 1.6 – Distance limite r_{sat} entre le régime non-saturé et l'un des régimes de saturation par tiers d'octave (voir figure 1.5).

$f \leq f_{lim}$, la diffusion passe directement du régime non-saturé au régime totalement saturé quand la distance de propagation augmente (voir figure 1.5), et la distance limite est solution de l'équation $\Phi = 1$. Lorsque $f \geq f_{lim}$, la diffusion passe par la zone de saturation partielle quand la distance de propagation augmente, et la distance limite est solution de l'équation $\Lambda\Phi^{2.4} = 1$. Ainsi :

$$r_{sat} = \begin{cases} 1 / (2L_T k^2 \overline{\mu^2}) & \text{si } f \leq f_{lim}, \\ [L_T^{0.8} / (2^{1.2} k^{1.4} \overline{\mu^2}^{1.2})]^{1/2.2} & \text{si } f \geq f_{lim}. \end{cases} \quad (1.18)$$

La distance limite r_{sat} est tracée sur la figure 1.6 pour les tiers d'octave entre 50 Hz et 1600 Hz. r_{sat} diminue fortement lorsque la distance de propagation augmente, devenant inférieur à 1000 m au-dessus de 200 Hz et inférieur à 200 m au-dessus de 500 Hz. Comme l'approximation de Rytov est valide pour $r < r_{sat}$, on constate que le domaine d'application de cette approximation est très limité aux plus hautes fréquences considérées dans ce chapitre.

1.2.4 Variations des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov

Dans ce paragraphe, on présente les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov de perturbations faibles (Chernov, 1960). Soit $p(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp[jS(\mathbf{r})]$ le champ de pression diffusé, qui peut également se mettre sous la forme $p(\mathbf{r}) = \exp[\psi(\mathbf{r})]$, avec $\psi(\mathbf{r})$ l'iconale. Dans l'approximation de Rytov de perturbations faibles, l'iconale s'écrit $\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \psi_1(\mathbf{r})$, et on obtient alors :

$$\psi_1(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r}) + j\phi(\mathbf{r}) = \ln \left[\frac{A(\mathbf{r})}{A_0(\mathbf{r})} \right] + j[S(\mathbf{r}) - S_0(\mathbf{r})], \quad (1.19)$$

où $\chi(\mathbf{r})$ et $\phi(\mathbf{r})$ sont respectivement les fluctuations du logarithme de l'amplitude et les fluctuations de la phase par rapport à l'onde incidente (d'indice 0). Les variances de ces fluctuations peuvent être déduites des fonctions de corrélation correspondantes. Pour une turbulence homogène et isotrope, la fonction de corrélation de la fluctuation ϵ entre deux points ne dépend que de la distance ρ séparant ces deux points ; elle est définie par :

$$B_\epsilon(\rho) = \overline{\epsilon(r + \rho)\epsilon(r)}. \quad (1.20)$$

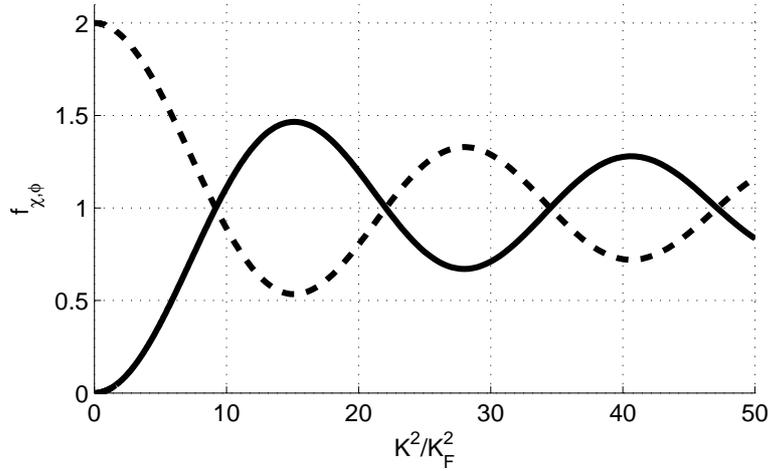


FIG. 1.7 – Fonctions-filtre f_χ (trait continu) et f_ϕ (pointillés) en fonction de K^2/K_F^2 .

Les variances $\overline{\chi^2}$ et $\overline{\phi^2}$ sont donc égales aux valeurs des fonctions de corrélation $B_\chi(\rho)$ et $B_\phi(\rho)$ respectivement en considérant une séparation ρ égale à zéro. Ces variances ont la forme générale suivante (Tatarski, 1961; Rytov *et al.*, 1989; Ostashev, 1997) :

$$\overline{\chi^2}, \overline{\phi^2} = B_{\chi,\phi}(0) = 2\pi^2 k^2 r \int_0^\infty f_{\chi,\phi}(K^2/K_F^2) K \Phi_n(K) dK, \quad (1.21)$$

avec $K_F^2 = k/r$ et Φ_n donnée par l'équation 1.5; K_F est inversement proportionnel au rayon de la première zone de Fresnel. L'équation 1.21 met en évidence l'existence d'une fonction $f_{\chi,\phi}$ de la variable K^2/K_F^2 qui filtre le spectre de turbulence. Cette fonction-filtre dépend de la forme de l'onde. Pour des ondes sphériques :

$$f_{\chi,\phi}(K^2/K_F^2) = \int_0^1 [1 \mp \cos(\eta(1-\eta)K^2/K_F^2)] d\eta. \quad (1.22)$$

Les fonctions-filtre f_χ et f_ϕ sont évaluées numériquement et tracées sur la figure 1.7. Quand K^2/K_F^2 approche zéro, f_χ approche zéro alors que f_ϕ approche sa valeur maximale de 2. Cela signifie qu'une partie des grandes structures turbulentes ne contribuent pas à la variance des fluctuations du logarithme de l'amplitude $\overline{\chi^2}$.

Pour caractériser la façon dont le filtrage des larges structures turbulentes qui vient d'être mis en évidence dépend de la fréquence acoustique et de la géométrie, une expression analytique approchée de $f_{\chi,\phi}$ est obtenue. En introduisant l'approximation

$$\eta(1-\eta) \approx \begin{cases} \eta/2 & \text{si } 0 \leq \eta \leq 1/2, \\ (1-\eta)/2 & \text{si } 1/2 \leq \eta \leq 1, \end{cases} \quad (1.23)$$

dans l'équation 1.22, la fonction-filtre devient :

$$f_{\chi,\phi}(K^2/K_F^2) \approx 1 \mp \frac{\sin(K^2/4K_F^2)}{K^2/4K_F^2}. \quad (1.24)$$

Soit K_1 le premier zéro de $f_{\chi,\phi} - 1$. À partir de l'équation 1.24 :

$$K_1 \approx 2\sqrt{\pi}K_F = 2\sqrt{2}\pi/\sqrt{\lambda r}. \quad (1.25)$$

TAB. 1.1 – Valeurs de K_1 , le premier zéro de $f_{\chi,\phi} - 1$. La solution exacte est estimée numériquement à partir de l'équation 1.22, et la solution approchée est calculée à partir de l'équation 1.25.

Fréquence acoustique (Hz)		100	200	400
K_1 (m^{-1}) pour $r = 250$ m	exact	0.26	0.37	0.52
	approché	0.30	0.43	0.61
K_1 (m^{-1}) pour $r = 500$ m	exact	0.18	0.26	-
	approché	0.22	0.30	-

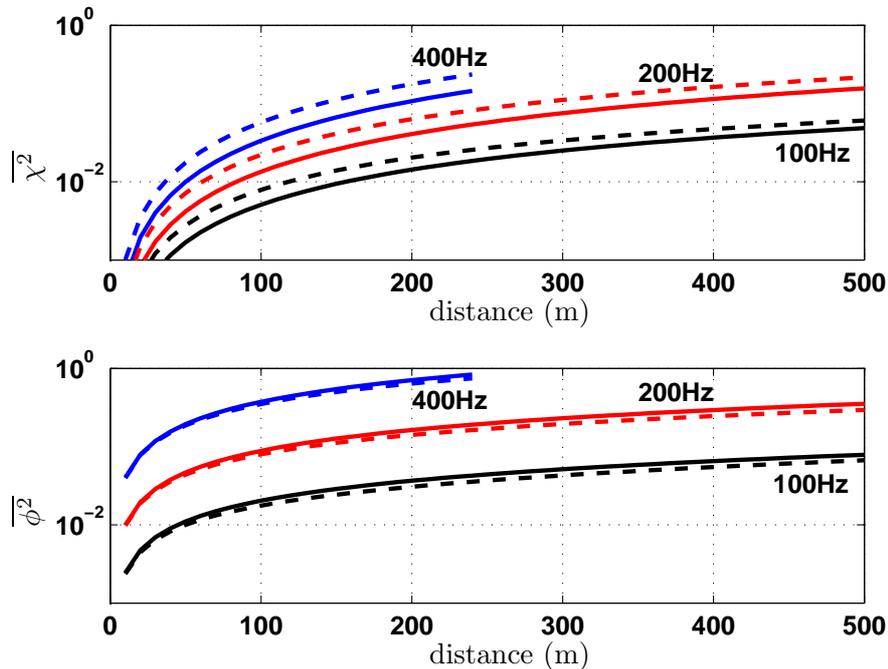


FIG. 1.8 – Variations des variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude $\overline{\chi^2}$ et de la phase $\overline{\phi^2}$ dans l'approximation de Rytov pour des fluctuations de température (trait continu) et de vitesse (pointillés).

Les valeurs de K_1 estimées numériquement et calculées avec l'équation 1.25 sont comparées dans le tableau 1.1 pour différentes distances de propagation et fréquences acoustiques. Pour une distance de 500 m et une fréquence de 400 Hz, il n'est pas possible d'obtenir de valeur car l'approximation de Rytov n'est pas valide (voir paragraphe 1.2.3). Le tableau 1.1 montre que l'équation 1.25 surestime la valeur de K_1 de 17% quelles que soient la distance et la fréquence considérées. Par conséquent, comme le montre la relation approchée 1.25, K_1 est proportionnel à K_F ou inversement proportionnel à $\sqrt{\lambda r}$. Cette propriété sera utilisée dans le paragraphe 1.4.2 pour estimer le nombre d'onde turbulent de coupure minimum.

Les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase données par les équations 1.21 et 1.22 sont évaluées numériquement et tracées sur la figure 1.8 pour des fréquences acoustiques de 100 Hz, 200 Hz et 400 Hz. Les calculs sont limités aux distances de propagation $r \leq r_{sat}$, avec r_{sat} donné par l'équation 1.18. La figure 1.8 montre que les fluctuations de la phase sont à peu près les mêmes pour une turbulence thermique ou cinématique. Par contre, les fluctuations du logarithme de l'amplitude sont

plus fortes pour des fluctuations de vitesse que pour des fluctuations de température. Les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans un domaine bidimensionnel sont présentées dans l'annexe A.3. Les fonctions-filtre qui interviennent dans les expressions bidimensionnelles des variances sont également données par l'équation 1.22. Les grandes échelles turbulentes qui entrent dans le calcul de la variance sont donc les mêmes en deux et trois dimensions.

1.3 Modèle d'équation parabolique

1.3.1 Formulations des équations paraboliques grand angle WAPE et MW-WAPE

Deux formulations d'équation parabolique sont présentées ici. La formulation standard, appelée WAPE pour *Wide-Angle Parabolic Equation*, est basée sur l'équation d'onde classique dans un milieu au repos (vitesse moyenne nulle). La formulation MW-WAPE, pour *Mean Wind Wide-Angle Parabolic Equation*, est elle basée sur l'équation d'onde (Morse et Ingard, 1968, Chapitre 11 ; Ostashev, 1997, Eq. 2.79)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\right)^2 p(\mathbf{r}, t) = c^2 \nabla^2 p(\mathbf{r}, t), \quad (1.26)$$

qui est exacte dans un milieu homogène en mouvement uniforme à la vitesse \mathbf{V} . L'équation 1.26 peut également être utilisée pour calculer $p(\mathbf{r}, t)$ dans un milieu inhomogène si l'échelle caractéristique des hétérogénéités spatiales du milieu L est bien plus grande que la longueur d'onde acoustique λ . De plus, dans la limite $\lambda \ll L$, Dallois *et al.* (1998) montrent que l'on peut faire l'approximation

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla)^2 \approx V_k V_l \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_l}.$$

Pour une onde monofréquentielle en $\exp(-j\omega t)$, la pression acoustique $p(\mathbf{r})$ est alors solution de l'équation suivante (Dallois *et al.*, 1998; Dallois, 2000) :

$$\left[\nabla^2 + k_0^2 n^2 + \frac{2jn k_0}{c_0} \mathbf{V} \cdot \nabla - \frac{V_k V_l}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_l} \right] p(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.27)$$

avec $k_0 = \omega/c_0$ le nombre d'onde acoustique et $n = c_0/c = \bar{n} + \mu$ l'indice de réfraction.¹ On retrouve l'équation d'Helmholtz classique lorsque l'on prend la vitesse égale à zéro dans l'équation 1.27.

L'équation 1.27 peut se mettre sous la forme générale suivante :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 Q^2 \right) p(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.28)$$

avec x la direction de propagation principale, et

$$Q^2 = 1 + \mathcal{F} + \mathcal{M} \frac{\partial}{\partial x}. \quad (1.29)$$

¹Quelques erreur typographiques peuvent être signalées dans la thèse de Dallois (2000) et les articles de Dallois *et al.* (2001) et de Blanc-Benon *et al.* (2001). L'équation d'onde (2.30) de Dallois (2000), qui est également son équation (1.17), ont un signe “-” devant les termes de vitesse, au lieu du signe “+” de l'équation 1.26. Par conséquent, son équation (2.31) dans le domaine fréquentiel présente les mêmes erreurs de signe. Les équations (2.4) de Dallois *et al.* (2001) et (2) de Blanc-Benon *et al.* (2001) ont un signe “+” à la place du signe “-” au niveau du dernier terme de l'équation 1.27.

Dans un espace bidimensionnel, les opérateurs \mathcal{F} et \mathcal{M} s'écrivent :

$$\mathcal{F} = (n^2 - 1) + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{2jn^2 V_z}{k_0 c_0} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{V_x^2}{c_0^2} \left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{k_0^2} \frac{V_z^2}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (1.30)$$

$$\mathcal{M} = \frac{2jn^2 V_x}{k_0 c_0} - \frac{2}{k_0^2} \frac{V_x V_z}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.31)$$

Ces expressions sont obtenues en gardant les termes d'ordre égal ou inférieur à $\mathcal{O}(M^2)$, $\mathcal{O}(\mu M)$ et $\mathcal{O}(\mu^2)$, où $M = |\mathbf{V}|/c_0$ est le nombre de Mach, et $\mu = -T'/2T_0$ est la fluctuation de l'indice de réfraction. L'équation MW-WAPE est donc valable au deuxième ordre en μ et M . De plus, la longueur d'onde acoustique λ a été supposée petite devant la taille caractéristique des inhomogénéités du milieu L . Toutefois, Dallois (2000) et Dallois et Blanc-Benon (2001) ont montré que cette condition pouvait être quelque peu assouplie. Ils ont étudié la diffusion d'ondes acoustiques par un tourbillon de taille caractéristique $L = \lambda/4$, et ont montré que la solution MW-WAPE est en très bon accord avec la solution d'un calcul numérique direct des équations d'Euler linéarisées.

Dans la formulation WAPE, les termes de vitesse disparaissent et les opérateurs \mathcal{F} et \mathcal{M} s'écrivent simplement :

$$\mathcal{F} = (n^2 - 1) + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (1.32)$$

$$\mathcal{M} = 0. \quad (1.33)$$

Il est néanmoins possible de prendre en compte la vitesse dans la formulation WAPE en ayant recours à l'approximation de la célérité effective du son. Le milieu en mouvement à la vitesse \mathbf{V} est alors modélisé par un milieu au repos de célérité du son effective $c_{\text{eff}} = c + V_x$. En général, cette approximation permet de prendre en compte correctement les effets de réfraction dus aux gradients de vent lorsque les ondes acoustiques se propagent selon des angles d'élévation faibles par rapport à l'horizontale, comme l'explique Salomons (2001). Une erreur est néanmoins commise sur la phase, qui peut être importante lorsque la vitesse V_x est élevée.

L'étape suivante consiste à factoriser l'équation 1.28, ce qui fait apparaître un terme pour l'onde propagative, un terme pour l'onde rétrograde, et un terme de couplage entre les deux ondes. Chevret (1994) et Dallois (2000) montrent que ce terme de couplage est nul lorsque le milieu est stratifié, et qu'il peut être négligé lorsque la taille caractéristique des inhomogénéités du milieu est grande devant la longueur d'onde acoustique, c'est-à-dire lorsque les fluctuations varient faiblement selon l'axe de propagation. En gardant uniquement l'onde propagative, on obtient :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = jk_0 \mathcal{Q}p = jk_0 \left(1 + \mathcal{F} + \mathcal{M} \frac{\partial}{\partial x} \right)^{1/2} p. \quad (1.34)$$

Enfin, en champ lointain, $k_0 r \approx k_0 x$ et on peut introduire la variable $\varphi(\mathbf{r})$ correspondant aux variations lentes (enveloppe) de $p(\mathbf{r})$:

$$p(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r}) \exp(ik_0 x). \quad (1.35)$$

Ainsi, l'équation parabolique s'écrit pour la variable $\varphi(\mathbf{r})$:

$$\frac{\partial \varphi(\mathbf{r})}{\partial x} = jk_0 [\mathcal{Q} - 1] \varphi = jk_0 \left[\left(1 + \mathcal{F} + \mathcal{M} \frac{\partial}{\partial x} \right)^{1/2} - 1 \right] \varphi. \quad (1.36)$$

1.3.2 Résolution numérique des équations paraboliques WAPE et MW-WAPE

La principale difficulté rencontrée dans la résolution de l'équation 1.36 est le calcul de la racine carrée de l'opérateur \mathcal{Q}^2 donné par l'équation 1.29. Dallois (2000), suivant les travaux de Claerbout (1976) et Collins (1993), choisit d'utiliser une approximation de Padé (1,1). Il obtient alors :

$$[1 + q\mathcal{F} - jpk_0\mathcal{M} - qk_0^2\mathcal{M}^2] \frac{\partial\varphi}{\partial x} = jk_0 [(p - q)\mathcal{F} + jk_0(p - q)\mathcal{M} - jqk_0\mathcal{M}\mathcal{F} + qk_0^2\mathcal{M}^2] \varphi, \quad (1.37)$$

avec $p = 3/4$ et $q = 1/4$. Dans la formulation WAPE standard, $\mathcal{M} = 0$ et l'équation 1.37 est beaucoup plus simple. Le choix d'un développement de Padé (1,1) permet d'obtenir une validité angulaire de ± 40 degrés autour de la direction de propagation principale (Ostashev *et al.*, 1997), ce qui justifie la dénomination équation parabolique grand angle (WAPE). Il est possible d'obtenir une validité angulaire plus grande en utilisant des développements de Padé d'ordres plus élevés. Il faut alors mettre en oeuvre des stratégies spécifiques pour réaliser efficacement la résolution numérique, dont certaines sont particulièrement bien adaptées au calcul parallèle (Dallois, 2000).

Pour résoudre l'équation parabolique 1.37, le problème est discrétisé en espace avec un pas Δx selon x et Δz selon z . Un schéma de type Crank-Nicholson est utilisé pour avancer la solution selon x , et des schémas aux différences finies centrées sont utilisées pour le calcul des dérivées selon z ; Dallois (2000) a montré que ces schémas sont stables. Un système linéaire du type

$$\mathcal{A}\varphi((m + 1)\Delta x) = \mathcal{B}\varphi(m\Delta x), \quad (1.38)$$

est obtenu, qui peut être résolu en utilisant une décomposition LU par l'algorithme de Thomas. Dans la formulation MW-WAPE, les matrices \mathcal{A} et \mathcal{B} sont pentadiagonales, alors qu'elles sont tridiagonales dans la formulation WAPE, ce qui explique que les calculs prennent plus de temps dans le premier cas. Typiquement, on choisit $\Delta x = \Delta z \leq \lambda/10$ pour obtenir une bonne précision dans les calculs.

En bas du domaine ($z = 0$), une condition limite d'impédance est implémentée; plus de détails sur cette implémentation peuvent être obtenus dans Chevret (1994), Gauvreau (1999) ou encore Blairon (2002). La condition limite d'impédance s'écrit avec la variable φ :

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z}(z = 0) + jk_0\beta\varphi = 0, \quad (1.39)$$

avec β l'admittance normalisée du sol. Cette condition limite d'impédance modifie les coefficients des premières lignes des matrices \mathcal{A} et \mathcal{B} dans le système matriciel 1.38. Il est important de noter que l'admittance du sol β qui intervient dans cette condition limite peut varier avec la distance de propagation x . Ainsi, Gauvreau (Gauvreau, 1999; Gauvreau *et al.*, 2002) a validé l'utilisation d'un code d'équation parabolique dans le cas où une discontinuité d'impédance est présente. On rencontre ce cas couramment dans le contexte du bruit routier, où le sol est typiquement en béton ou en asphalte près de la source, et recouvert de gazon dans une zone plus éloignée de la source, avec des valeurs d'impédance du sol qui change brutalement.

Il est nécessaire d'initialiser la variable $\varphi(x, z)$ en $x = 0$ dans le code. On choisit pour cela une solution initiale gaussienne adaptée au rayonnement de sources ponctuelles. La solution de Greene (1984), qui tient compte de la forme du développement de la racine carrée de l'opérateur \mathcal{Q}^2 , permet d'obtenir une validité angulaire plus grande que la solution initiale gaussienne classique (Blairon, 2002) :

$$\varphi(0, z) = \sqrt{k_0} (1.4467 - 0.4201k_0^2z^2) \exp\left(-\frac{k_0^2z^2}{3.0512}\right). \quad (1.40)$$

Pour tenir compte de la présence du sol, la solution initiale est modifiée de la façon suivante :

$$\varphi_{sol}(0, z) = \varphi(0, z - h_S) + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \varphi(0, z + h_S), \quad (1.41)$$

avec h_S la hauteur de la source. En utilisant cette source de Greene, la pression dans un espace tridimensionnel est obtenue en divisant la solution φ calculée par le code EP par \sqrt{r} , où $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ est la distance entre la source et le récepteur, et la pression relative au champ libre est obtenue en multipliant cette solution φ par \sqrt{r} .

Il existe d'autres types de solutions initiales, comme le montre la revue réalisée par Galindo (Galindo, 1996a,b). Dans les solutions initiales dites numériques, on considère un champ de pression en $x = x_0$, qui est "rétro-propagé" jusqu'en $x = 0$ avec une équation parabolique (Collins et Westwood, 1991). Ce type de solutions initiales peut par exemple être utile pour prendre en compte les inhomogénéités du milieu de propagation. La source de Greene qui vient d'être présentée appartient quant à elle à la classe des solutions initiales dites analytiques. Une telle solution initiale correspond à un développement de l'opérateur \mathcal{Q}^2 et à un modèle analytique de propagation donnés. Il est envisageable d'utiliser d'autres modèles de propagation que celui considéré par Greene pour obtenir la solution initiale, en particulier pour prendre en compte l'onde de sol (Chien et Soroka, 1980), mais aussi le rayonnement de sources dipolaires ou quadripolaires (Li *et al.*, 1997; Li et Taherzadeh, 1997), ou encore certains effets de réfraction et de turbulence (Attenborough et Li, 1997).

On considère une condition limite de rayonnement libre en haut du domaine. Pour éliminer les réflexions numériques parasites dues à la troncature du domaine, une couche absorbante est introduite. Une fonction d'amortissement de forme gaussienne est utilisée, qui est appliquée à la variable φ (Blairon, 2002) :

$$\varphi(x, z) = \varphi(x, z) \exp \left[- \left(C_a \frac{z - z_a}{z_m - z} \right)^2 \right] \quad \text{pour } z \geq z_a, \quad (1.42)$$

avec C_a un coefficient d'absorption, z_a la hauteur à laquelle commence la couche absorbante et z_m la hauteur totale du domaine. Les paramètres C_a et z_a sont à évaluer empiriquement. On utilise classiquement $C_a = 0.1$ et $z_a = 0.8z_m$, sauf aux basses fréquences, en-dessous de 100 Hz environ, où une couche absorbante plus grande est nécessaire. L'effet de l'épaisseur de la couche absorbante aux basses fréquences est illustrée par la figure 1.9, où des cartographies du niveau de pression relatif au champ libre, défini par

$$\Delta L = 10 \log_{10} \left(\frac{p^2}{p_{\text{libre}}^2} \right), \quad (1.43)$$

avec p_{libre} la pression en champ libre, sont tracées pour $z_a = 0.5z_m$ et $z_a = 0.8z_m$. Pour ces calculs, la fréquence acoustique est de 50 Hz, la source est à une hauteur de 2 m, et l'impédance du sol est calculée par le modèle de Delany et Bazley (1970) avec une résistivité effective au passage de l'air $\sigma_e = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (le modèle d'impédance de Delany-Bazley est décrit dans le paragraphe 2.4.1). On observe sur la cartographie du bas de la figure 1.9 qu'une partie de l'énergie est réfléchi par le haut du domaine avec les paramètres $C_a = 0.1$ et $z_a = 0.8z_m$. En augmentant la taille de la couche absorbante, avec $z_a = 0.5z_m$, la figure 1.9 montre qu'il n'y a pas de réflexions provenant du haut du domaine. Le niveau de pression relatif au champ libre est tracé sur la figure 1.10 en fonction de la distance de propagation pour les calculs EP avec $z_a = 0.5z_m$ et $z_a = 0.8z_m$, à une hauteur de récepteur de 2 m. Les résultats sont comparés à la solution analytique du rayonnement acoustique d'une source ponctuelle au-dessus d'un sol d'impédance finie en trois dimensions. Cette solution est basée sur l'expression classique du coefficient de réflexion d'une onde sphérique par une surface à réaction locale, comme cela est détaillé dans le paragraphe 3.1.3. Pour des distances de propagation supérieures à 300 m, les niveaux obtenus avec le calcul EP dont la

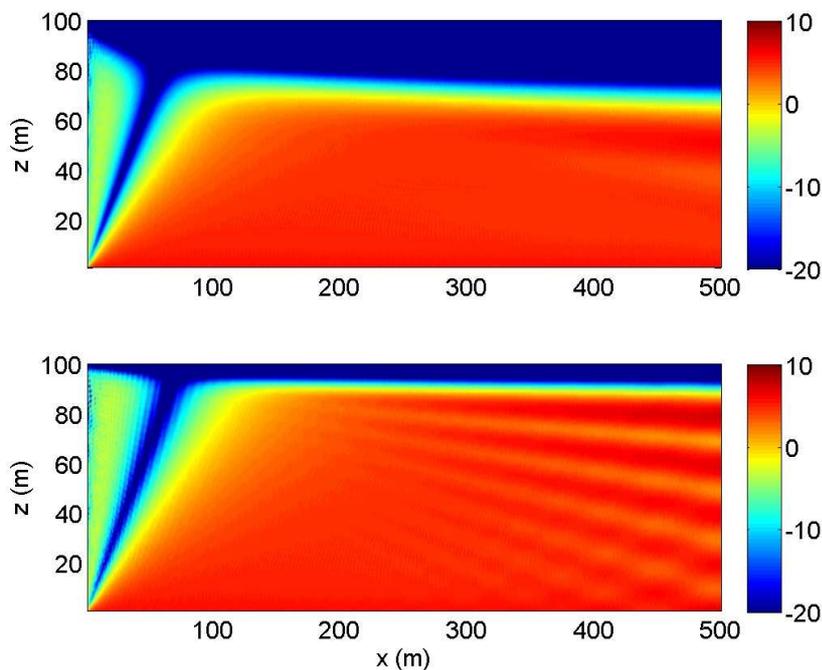


FIG. 1.9 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL à 50 Hz pour une source à une hauteur de 2 m. La couche absorbante commence à une hauteur $z_a = 0.5z_m = 50$ m (haut) ou $z_a = 0.8z_m = 80$ m (bas).

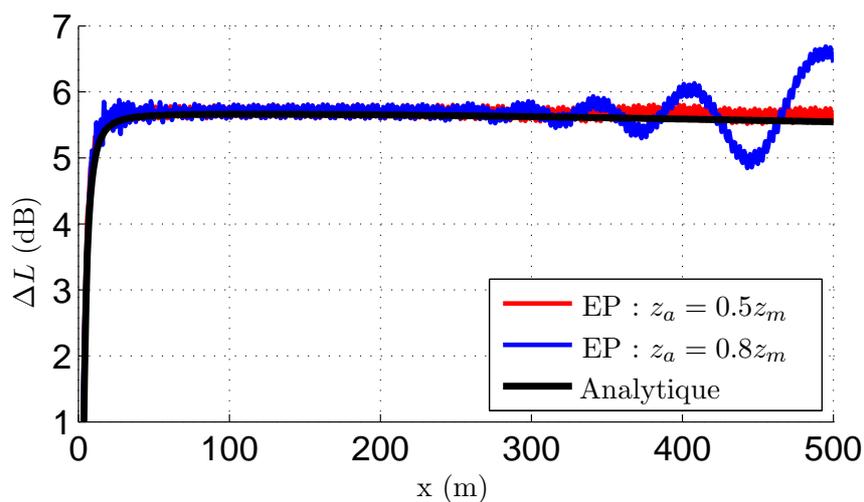


FIG. 1.10 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL en fonction de la distance de propagation pour une source de fréquence 50 Hz à une hauteur de 2 m, et pour un récepteur à 2 m de hauteur. Les différentes courbes correspondent aux résultats numériques avec $z_a = 0.5z_m$ ou $z_a = 0.8z_m$, et à la solution analytique.

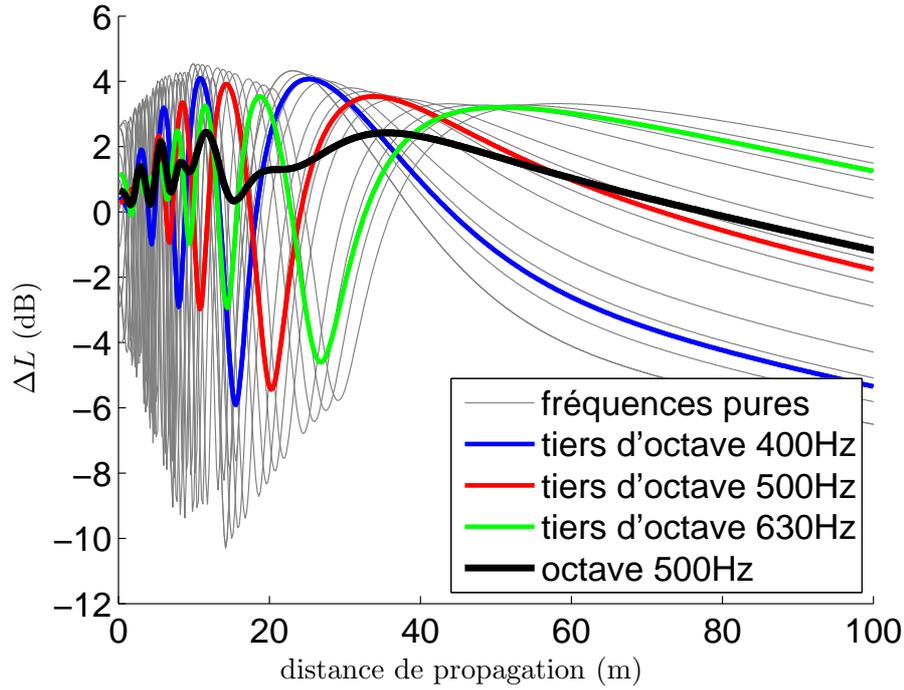


FIG. 1.11 – Influence de la largeur de bande : calculs monofréquentiels, en tiers d'octave et en octave du niveau de pression relatif au champ libre. Paramètres des calculs : $h_S = 5$ m, $h_R = 2$ m.

couche absorbante commence à une hauteur $z_a = 0.8z_m$ fluctuent autour de la solution analytique, alors que le calcul EP avec $z_a = 0.5z_m$ est en bon accord avec la solution analytique.

1.3.3 Calculs d'équation parabolique sans turbulence

Dans le contexte du bruit des transports et du bruit industriel, les niveaux sonores sont généralement donnés en tiers d'octave. Cela a notamment pour effet de lisser les effets d'interférence entre les rayons direct et réfléchi, comme l'illustre la figure 1.11 sur l'octave 500 Hz. Sur cette figure, on considère la propagation au-dessus d'un sol dont l'impédance est calculée par le modèle de Delany-Bazley avec $\sigma_e = 200$ kPa.s.m⁻²; les niveaux de pression sont obtenus avec la solution analytique décrite dans le paragraphe 3.1.3. Sur le tiers d'octave de fréquence centrale f_c , les valeurs des fréquences à calculer dans le tiers d'octave sont données par :

$$f_n = 2^{\frac{1}{6}(\frac{2n}{N_c+1}-1)} f_c \quad \text{pour } n = 1..N_c. \quad (1.44)$$

Le niveau de pression sur le tiers d'octave est ensuite calculé à partir des niveaux de pressions $L_p(f_n)$ des fréquences pures f_n de la façon suivante :

$$(L_p)_{\text{tiers}} = 10 \log_{10} \left[\frac{(\Delta f)_{\text{tiers}}}{N_c} \sum_{n=1}^{N_c} 10^{L_p(f_n)/10} \right], \quad (1.45)$$

avec $(\Delta f)_{\text{tiers}} = (2^{1/6} - 2^{-1/6})f_c$ la largeur de bande du tiers d'octave de fréquence centrale f_c . Sur la figure 1.11, quatre calculs monofréquentiels sont réalisés par tiers d'octave, soit 12 calculs en tout sur l'octave 500 Hz.

Pour obtenir un spectre du niveau de pression en tiers d'octave, il faut donc réaliser plusieurs calculs

TAB. 1.2 – Nombre de calculs monochromatiques N_c à réaliser sur le tiers d’octave de fréquence centrale f_c afin d’obtenir une erreur sur le niveau de pression inférieure à 1 dB dans 95% des géométries de propagation considérées

f_c (Hz)	50	63	80	100	125	160	200	250	315	400
N_c	1	1	1	1	1	1	2	2	3	4
f_c (Hz)	500	630	800	1000	1250	1600	2000	2500	3150	4000
N_c	4	4	5	5	5	6	6	6	7	7

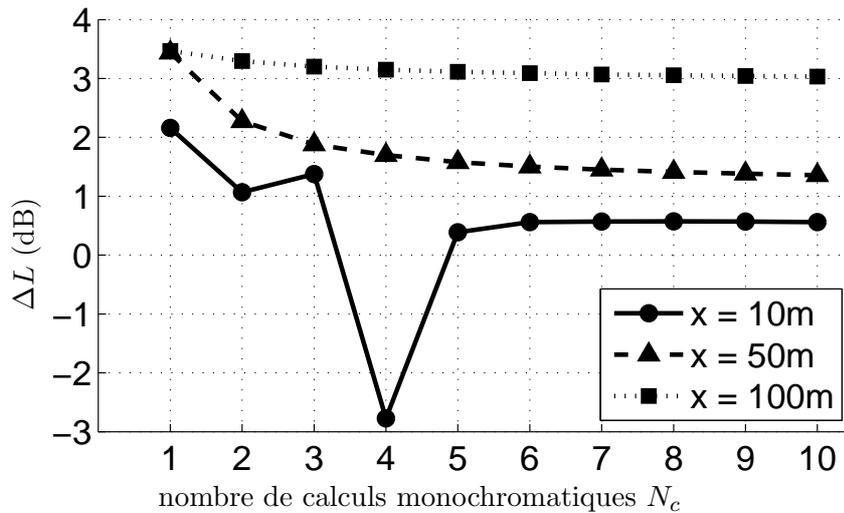


FIG. 1.12 – Évolution du niveau de pression relatif au champ libre ΔL sur le tiers d’octave 4000 Hz en fonction du nombre N_c de calculs monochromatiques considérés. Paramètres des calculs : $h_S = 5$ m, $h_R = 2$ m.

monochromatiques par tiers d’octave. Junker *et al.* (2005) ont étudié le nombre de calculs monochromatiques à effectuer afin d’obtenir une précision donnée sur le niveau de pression par tiers d’octave. Dans leur étude, ils considèrent un grand nombre de géométries de propagation au-dessus d’un sol parfaitement réfléchissant :

- distances de propagation : 70 valeurs entre 10 et 1000 m ;
- hauteurs de source : 0.05, 1, 2, 4 et 10 m ;
- hauteurs de récepteur : 1, 2, 4 et 10 m.

Pour les tiers d’octave entre 50 Hz et 4000 Hz, Junker *et al.* (2005) donnent le nombre N_c de calculs monochromatiques à réaliser afin d’obtenir une erreur sur le niveau de pression inférieure à 1 dB dans 95%, 99% ou 100% des géométries de propagation considérées. Ils prennent comme niveaux de pression de référence ceux obtenus avec 50 calculs monochromatiques par tiers d’octave. Dans la suite, les résultats donnant une erreur inférieure à 1 dB dans 95% des géométries considérées seront utilisés ; ils sont donnés dans le tableau 1.2. On constate que N_c augmente avec la fréquence acoustique : un seul calcul est nécessaire sur le tiers d’octave 50 Hz, alors que sept calculs sont nécessaires sur le tiers d’octave 4000 Hz. La figure 1.12 montre l’influence du nombre de calculs monochromatiques réalisées estimer le niveau de pression sur le tiers d’octave 4000 Hz. Les paramètres de sol, et les hauteurs h_S et h_R sont les mêmes que pour la figure 1.11, la distance horizontale x étant prise égale à 10 m, 50 m ou 100 m. Pour $x = 10$ m, le niveau de pression connaît des variations importantes si moins de cinq calculs monochromatiques

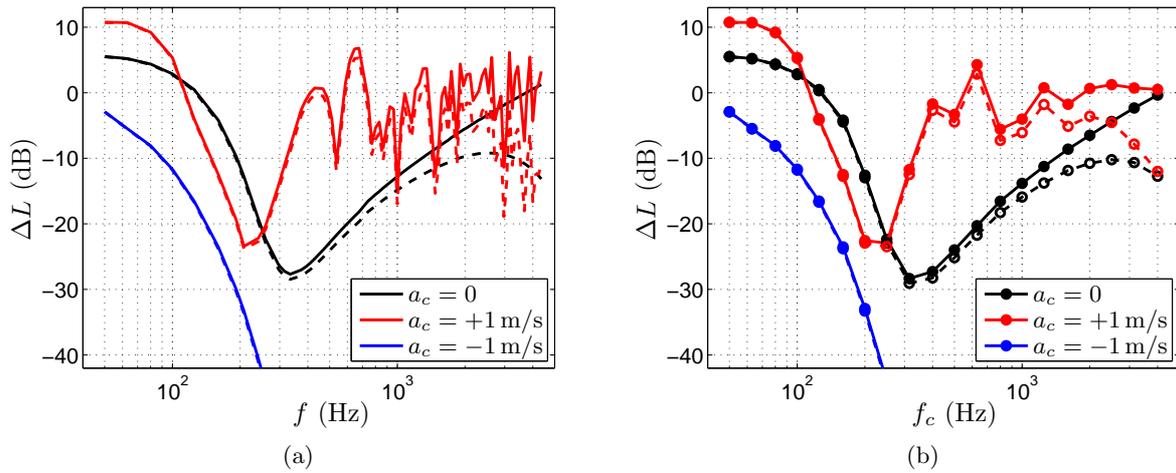


FIG. 1.13 – (a) Spectres en bandes fines, et (b) spectres en tiers d'octave du niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une distance de 500 m et une hauteur de 2 m. Les résultats sont donnés pour trois profils de célérité différents, sans absorption atmosphérique (traits continus) et avec absorption atmosphérique (tirets).

sont considérés. La convergence du niveau de pression avec N_x est plus rapide lorsque la distance de propagation augmente. Dans tous les calculs, le niveau de pression varie très peu pour $N_c \geq 7$, qui est la valeur donnée dans le tableau 1.2.

On présente maintenant des simulations EP réalisées avec un profil logarithmique de célérité du son :

$$c(z) = c_0 + a_c \ln(1 + z/z_0), \quad (1.46)$$

avec $c_0 = 340$ m/s et $z_0 = 0.1$ m. La source est à 2 m de hauteur, et l'impédance du sol est calculée par le modèle de Delany-Bazley avec une résistivité effective au passage de l'air $\sigma_e = 200$ kPa.s.m⁻². Pour obtenir le spectre en tiers d'octave entre 50 Hz et 4000 Hz, 72 calculs monofréquentiels sont réalisés en suivant le tableau 1.2. Les spectres en bandes fines et en tiers d'octave sont tracés sur la figure 1.13 pour des conditions de propagation dites homogènes ($a_c = 0$), favorables ($a_c = +1$ m/s) et défavorables ($a_c = -1$ m/s) ; le récepteur est à une distance de propagation de 500 m et à une hauteur de 2 m. En conditions favorables, les niveaux sonores sont globalement renforcés par rapport aux conditions homogènes. De nombreux pics et creux d'interférence sont présents aux hautes fréquences dans le spectre en bandes fines, qui sont considérablement lissés dans le spectre en tiers d'octave. En conditions défavorables, les niveaux sont fortement atténués par rapport aux conditions homogènes, en particulier aux fréquences supérieures à 200 Hz. En effet, dans l'approximation géométrique, le récepteur est dans la zone d'ombre acoustique et il n'y a pas de rayon direct entre la source et le récepteur.

Dans la figure 1.13, les spectres en bandes fines et en tiers d'octave sont également tracés en prenant en compte l'absorption atmosphérique. Pour cela, le niveau de pression est corrigé par un terme d'atténuation $-a'(f)r$, où $a'(f)$ est le coefficient d'absorption en dB/m, et $r = \sqrt{x^2 + (h_S - h_R)^2}$ est la distance entre la source et le récepteur (voir figure 1.1). Le coefficient d'absorption atmosphérique est calculé à l'aide des formules classiques dans la couche limite atmosphérique (Bass *et al.*, 1995, 1996) ; il est tracé en dB/100m sur la figure 1.14 pour une humidité relative $r_h = 77\%$ et une température $T_0 = 288$ K. L'effet de l'absorption atmosphérique est significatif au-dessus de 1000 Hz environ, comme le montre les spectres de la figure 1.13. Sur le tiers d'octave 4000 Hz, la différence entre les niveaux sonores avec et sans absorption atmosphérique est d'environ 12 dB pour une distance de propagation de 500 m.

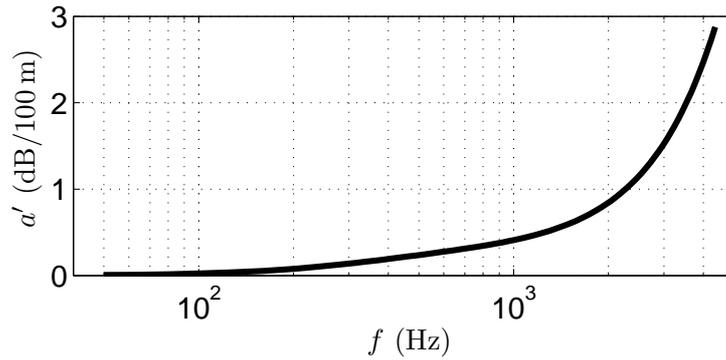


FIG. 1.14 – Coefficient d’absorption atmosphérique en dB/100 m en fonction de la fréquence.

1.3.4 Calculs d’équation parabolique avec turbulence

Différentes approches statistiques ont été mises au point pour modéliser les fluctuations de température et de vitesse dans la couche limite atmosphérique. La méthode présentée ici génère la turbulence à l’aide de modes de Fourier aléatoires (Kraichnan, 1970). Cette méthode a été développée tout d’abord pour une turbulence cinématique par Blanc-Benon *et al.* (1990) et Karweit *et al.* (1991) (fluctuations du champ de vitesse), puis pour une turbulence thermique par Hugon-Jeannin (1992), Chevret (1994) et Chevret *et al.* (1996) (fluctuations du champ de température). Il existe d’autres méthodes de génération de la turbulence, comme le modèle de turbules, où la turbulence est représentée par un ensemble de “tourbillons” localisées dans l’espace et de tailles différentes (Boulanger *et al.*, 1995; Goedecke et Auvermann, 1997; Goedecke *et al.*, 2006).

On présente la méthode de synthèse par modes de Fourier aléatoires dans un espace bidimensionnel, même si le principe reste valable en trois dimensions. Cette méthode est appliquée au champ scalaire des fluctuations de température T' , et au champ vectoriel des fluctuations de vitesse $\mathbf{V}' = (V'_x, V'_z)$. La turbulence est supposée homogène et isotrope, comme dans le paragraphe 1.2. De par l’hypothèse de turbulence gelée, on peut modéliser ces champs par un ensemble de N réalisations indépendantes. Pour chaque réalisation, les champs $T'(\mathbf{r})$ et $\mathbf{V}'(\mathbf{r})$ s’écrivent respectivement comme la transformée de Fourier de $\tilde{T}(\mathbf{K})$ et de $\tilde{\mathbf{V}}(\mathbf{K})$ dans l’espace des nombres d’onde turbulents :

$$T'(\mathbf{r}) = \int_{\mathbb{R}^2} \tilde{T}(\mathbf{K}) \exp(j\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{K}, \quad (1.47)$$

$$\mathbf{V}'(\mathbf{r}) = \int_{\mathbb{R}^2} \tilde{\mathbf{V}}(\mathbf{K}) \exp(j\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}) d\mathbf{K}, \quad (1.48)$$

avec \mathbb{R} l’espace des nombres réels. On écrit $\tilde{T}(\mathbf{K}) = |\tilde{T}(\mathbf{K})| \exp[j\phi(\mathbf{K})]$ et $\tilde{\mathbf{V}}(\mathbf{K}) = |\tilde{\mathbf{V}}(\mathbf{K})| \exp[j\phi(\mathbf{K})]\sigma$, avec σ le vecteur unitaire portant la vitesse. On a pris ici le même déphasage ϕ pour les deux champs turbulents pour simplifier les notations. Comme les champs T' et \mathbf{V}' sont réels, les intégrales des expressions 1.47 et 1.48 peuvent être limitées aux fréquences positives. Chacune de ces intégrales est ensuite transformée en une somme de N_m modes de Fourier aléatoires :

$$T'(\mathbf{r}) = \kappa \sum_{n=1}^{N_m} |\tilde{T}(K_n)| \cos(\mathbf{K}_n \mathbf{r} + \phi_n). \quad (1.49)$$

$$\mathbf{V}'(\mathbf{r}) = \kappa \sum_{n=1}^{N_m} |\tilde{\mathbf{V}}(K_n)| \cos(\mathbf{K}_n \mathbf{r} + \phi_n) \sigma_n, \quad (1.50)$$

avec κ une constante à déterminer. Le déphasage ϕ_n et l’angle θ_n entre la direction du vecteur d’onde tur-

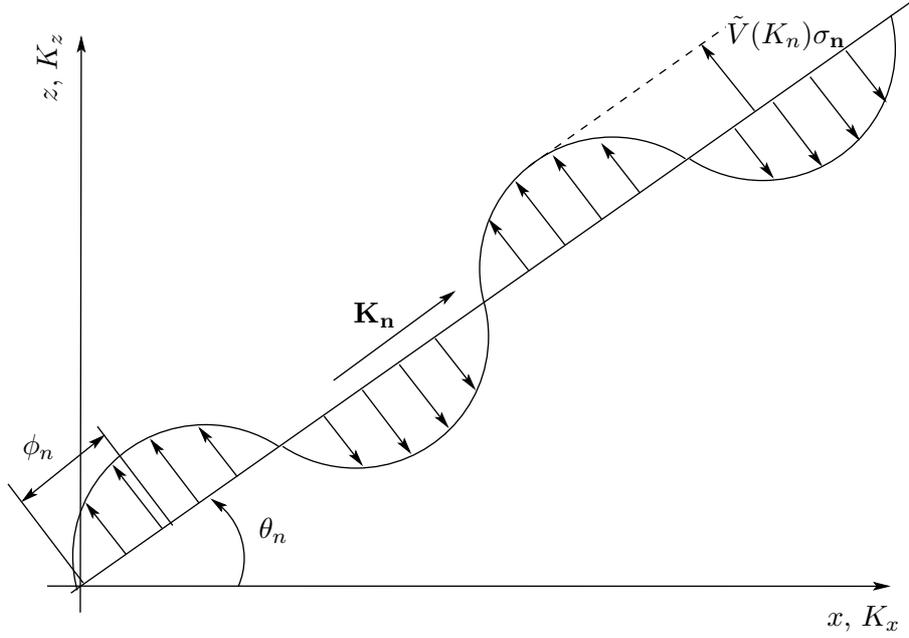


FIG. 1.15 – Représentation d'un mode de Fourier aléatoire.

bulent \mathbf{K}_n et l'axe x sont des variables aléatoires indépendantes, et les amplitudes $|\tilde{T}(K_n)|$ et $|\tilde{V}(K_n)|$ sont des grandeurs déterministes obtenues à partir des spectres de turbulence. Ces variables sont représentées sur la figure 1.15. L'homogénéité de la turbulence, qui traduit l'invariance par translation des propriétés statistiques du champ, est assurée en imposant à la phase ϕ_n d'être équirépartie sur $[0, 2\pi]$. De par l'isotropie de la turbulence, associée à l'invariance par rotation, le vecteur d'onde \mathbf{K}_n ne possède pas de direction privilégiée, et θ_n est également équirépartie sur $[0, 2\pi]$. Le champ turbulent de vitesse est supposé incompressible ($\nabla \cdot \mathbf{V}' = 0$), ce qui implique que σ_n est perpendiculaire à \mathbf{K}_n , d'où, avec les notations de la figure 1.15 :

$$\mathbf{K}_n = K_n \begin{pmatrix} \cos \theta_n \\ \sin \theta_n \end{pmatrix}, \quad \sigma_n = \begin{pmatrix} -\sin \theta_n \\ \cos \theta_n \end{pmatrix}.$$

Les amplitudes $|\tilde{T}(K_n)|$ et $|\tilde{V}(K_n)|$ sont calculées en écrivant la conservation de l'énergie associée aux structures turbulentes (Batchelor, 1960; Bailly et Comte-Bellot, 2003) :

$$\overline{T'^2} = \frac{\kappa^2}{2} \sum_{n=1}^{N_m} |\tilde{T}(K_n)|^2 = \int_0^\infty G(K) dK, \quad (1.51)$$

$$k_t = \frac{\kappa^2}{4} \sum_{n=1}^{N_m} |\tilde{V}(K_n)|^2 = \int_0^\infty E(K) dK, \quad (1.52)$$

avec $k_t = \overline{V'_i V'_i} / 2$ l'énergie cinétique du champ de vitesse. En 2D :

$$k_t = \frac{\overline{V_x'^2} + \overline{V_z'^2}}{2}.$$

Pour obtenir la première égalité de l'équation 1.51, la variance des fluctuations de température est d'abord écrite :

$$\overline{T'^2} = \kappa^2 \sum_{n=1}^{N_m} \sum_{m=1}^{N_m} |\tilde{T}(K_n)| |\tilde{T}(K_m)| \overline{\cos(\mathbf{K}_n \mathbf{r} + \phi_n) \cos(\mathbf{K}_m \mathbf{r} + \phi_m)}.$$

```

boucle sur les réalisations de la turbulence
  Calcul des modes de Fourier

  boucle sur les sous-domaines
    Calcul des fluctuations de température ou de vitesse dans tout le sous-domaine

    boucle sur les fréquences
      Choix du pas d'avancement
      Calcul de la pression dans tout le sous-domaine

    fin de la boucle sur les fréquences
  fin de la boucle sur les sous-domaines
fin de la boucle sur les réalisations de la turbulence

```

FIG. 1.16 – Pseudo-algorithme pour réaliser un calcul EP avec turbulence sur un spectre en tiers d’octave.

Comme les variables aléatoires θ_n et ϕ_n sont indépendantes, on obtient :

$$\overline{T'^2} = \kappa^2 \sum_{n=1}^{N_m} |\tilde{T}(K_n)|^2 \overline{\cos^2(\mathbf{K}_n \mathbf{r} + \phi_n)} = \frac{\kappa^2}{2} \sum_{n=1}^{N_m} |\tilde{T}(K_n)|^2.$$

La première égalité de l’équation 1.52 est obtenue de façon similaire. En discrétisant les équations 1.51 et 1.52, on en déduit :

$$|\tilde{T}(K_n)| = \frac{\sqrt{2}}{\kappa} \sqrt{G(K_n) \Delta K_n}, \quad (1.53)$$

$$|\tilde{V}(K_n)| = \frac{2}{\kappa} \sqrt{E(K_n) \Delta K_n}, \quad (1.54)$$

où ΔK_n est le pas de discrétisation du spectre d’énergie. Les expressions 1.53 et 1.54 sont souvent données sans le facteur dépendant de C (voir Blanc-Benon *et al.* (1990) et Karweit *et al.* (1991) pour le champ de vitesse, et Chevret (1994) pour le champ de température). Cela revient à prendre $\kappa = \sqrt{2}$ dans l’équation 1.49 pour la température, et $\kappa = 2$ dans l’équation 1.50 pour la vitesse.

En pratique, les modes sont distribués de façon logarithmique entre un nombre d’onde turbulent minimum K_{min} et un nombre d’onde turbulent maximum K_{max} (Blairon, 2002). La structure du code pour réaliser un calcul avec turbulence sur un spectre en tiers d’octave est décrite par le pseudo-algorithme de la figure 1.16. L’intérêt de cette structure est que le calcul des fluctuations de température ou de vitesse, qui demande un effort de calcul important, n’est réalisé qu’une fois par réalisation pour l’ensemble des fréquences calculées. La division du domaine en sous-domaines de taille inférieure permet de réduire considérablement la taille mémoire requise par les calculs. Si cette division n’est pas faite, il faut manipuler des matrices de taille $N_x \times N_z$ (une matrice avec des fluctuations de température, ou deux matrices avec des fluctuations de vitesse). Pour les calculs présentés dans le paragraphe 1.4, par exemple, $N_x = 25000$, $N_z = 5000$, et les matrices occupent un espace mémoire de 500 Mo. Dans le code, on limite la taille des matrices à 5 millions de points (soit 20 Mo d’espace mémoire), d’où un gain important en taille mémoire. Pour l’étape du choix du pas d’avancement, on sélectionne d’abord le plus petit pas de discrétisation requis Δx_{min} , tel que $\Delta x_{min} \leq \lambda_{min}/10$. Puis, pour chaque longueur d’onde λ du spectre, on choisit le plus grand entier M tel que $M \Delta x_{min} \leq \lambda/10$. Cependant, comme on veut stocker le champ de pression tous les S points pour la sauvegarde, on prend M parmi les multiples de S . Ainsi pour les calculs dans la

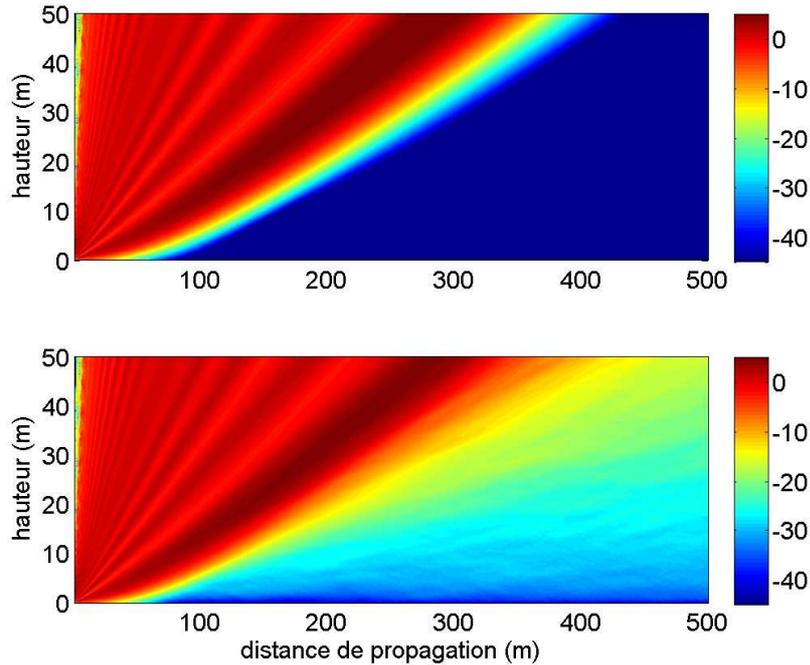


FIG. 1.17 – Cartographie du niveau de pression relatif au champ libre ΔL sur le tiers d'octave 800 Hz sans turbulence (haut), et avec une turbulence thermique synthétisée par une méthode de modes de Fourier aléatoires (bas) ; $K_{min} = 0.15 \text{ m}^{-1}$ et $K_{max} = 32 \text{ m}^{-1}$.

suite, $\Delta x_{min} = 0.02 \text{ m}$, $S = 50$ donc M peut prendre les valeurs 1, 2, 5, 10, 25 ou 50.

Les simulations EP du paragraphe 1.4 sont réalisées avec les paramètres suivants. On considère les tiers d'octave entre 50 Hz et 1600 Hz, ce qui fait 46 fréquences à calculer d'après les valeurs données dans le tableau 1.2. La source est à 2 mètres de hauteur, et l'impédance du sol est calculée par le modèle de Delany-Bazley avec une résistivité effective au passage de l'air $\sigma_e = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, typique d'un sol herbeux. Le profil de célérité du son, indépendant de la distance de propagation, a la forme logarithmique donnée par l'équation 1.46, avec $c_0 = 340 \text{ m/s}$, $a_c = -2.1 \text{ m/s}$ et $z_0 = 0.1 \text{ m}$. Ce profil correspond à un fort gradient de célérité du son. Avec ce profil, le récepteur est dans la zone d'ombre dans les 500 premiers mètres de propagation pour les tiers d'octave de fréquence centrale supérieure à 160 Hz, comme on peut le voir sur la cartographie de la figure 1.17 dans le cas sans turbulence. Ainsi, une distance de propagation de 500 m est utilisée pour les simulations sur ces tiers d'octave, alors qu'une distance de 1000 m est utilisée pour les tiers d'octave de fréquence centrale inférieure à 125 Hz. L'absorption atmosphérique n'est pas pris en compte dans les calculs du paragraphe 1.4.

Les paramètres de turbulence pour les fluctuations de température et de vitesse sont ceux décrits dans le paragraphe 1.2.1. La formulation WAPE est utilisée pour les calculs avec les fluctuations de température, et la formulation MW-WAPE avec des fluctuations de vitesse. L'intérêt d'utiliser la formulation MW-WAPE est que les fluctuations du vecteur vitesse \mathbf{V}' sont directement incluses dans le code EP, sans faire appel à l'approximation de la célérité effective. En faisant varier les nombres d'onde turbulents K_{min} et K_{max} dans les simulations EP, l'influence de différentes échelles de turbulence peut être testée. Auparavant, le nombre de modes de Fourier et de réalisations de la turbulence utilisés dans les simulations doivent être déterminés.

Comme K_{min} et K_{max} varient entre les calculs, il semble plus logique de garder la densité de modes constante, c'est-à-dire le nombre de modes par décade de nombre d'onde turbulent, plutôt que le nombre

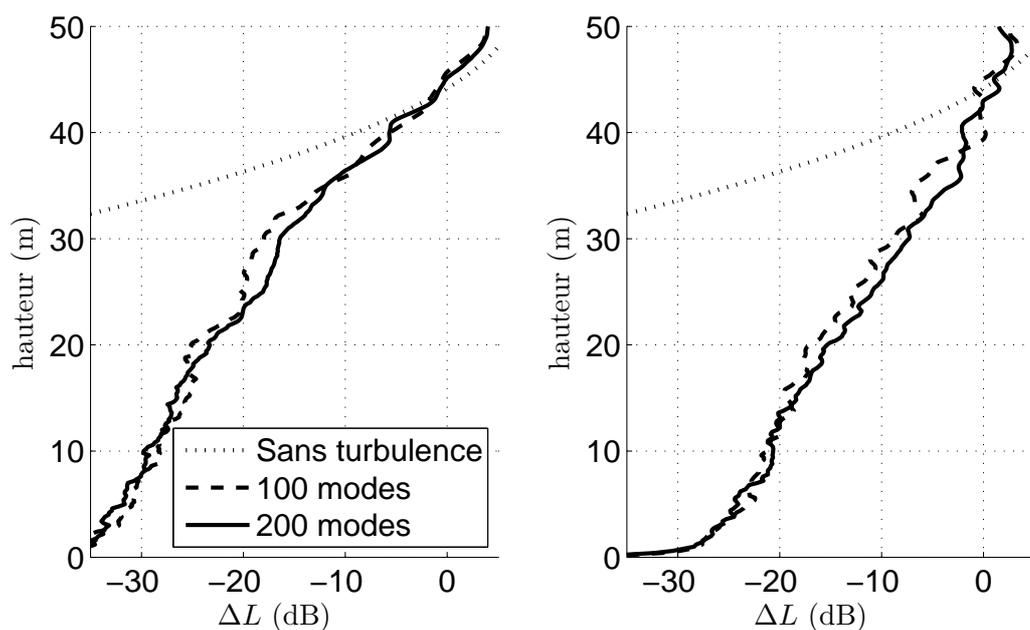


FIG. 1.18 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une distance de propagation de 300 m et sur le tiers d’octave 1000 Hz pour des fluctuations de température (gauche) et de vitesse (droite). ΔL est calculé avec 100 ou 200 modes de Fourier par décade de nombre d’onde turbulent ($K_{min} = 0.15 \text{ m}^{-1}$ et $K_{max} = 32 \text{ m}^{-1}$).

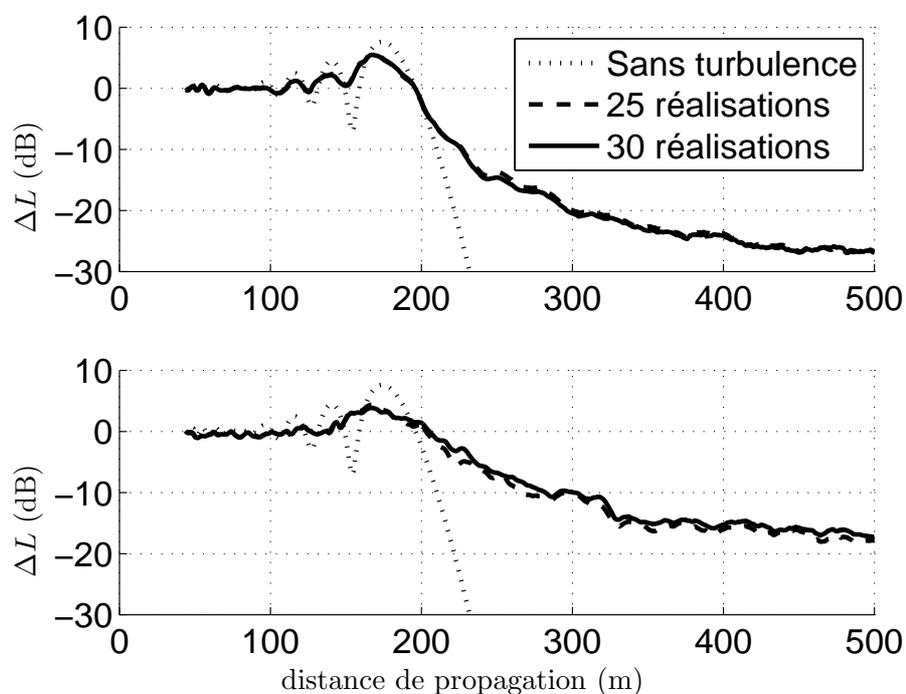


FIG. 1.19 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une hauteur de 25 m et sur le tiers d’octave 1600 Hz pour des fluctuations de température (haut) et de vitesse (bas). ΔL est calculé en moyennant sur 25 ou 30 réalisations de la turbulence ($K_{min} = 0.10 \text{ m}^{-1}$ et $K_{max} = 32 \text{ m}^{-1}$).

total de modes. Des simulations avec 100 et 200 modes de Fourier par décade de nombre d'onde turbulent sont comparées sur la figure 1.18, où le niveau de pression relatif au champ libre est tracé en fonction de la hauteur à une distance de 300 m sur le tiers d'octave 1000 Hz. Le niveau de pression est calculé en réalisant une moyenne énergétique sur 30 réalisations de la turbulence, et la solution sans turbulence est également tracée. Près du sol, le récepteur est profondément dans la zone d'ombre, et le résultat n'est pas très sensible à la densité de modes choisie. Par contre, pour les récepteurs placés plus haut, dans la zone de pénombre, des différences de 2 à 3 décibels peuvent exister. Des résultats similaires étant observés pour les autres tiers d'octave, il semble que 100 modes de Fourier par décade de nombre d'onde turbulent ne soit pas suffisant pour obtenir des prédictions fiables pour toutes les positions de récepteur. Dans la suite, une densité de 200 modes par décade de nombre d'onde turbulent sera donc utilisée.

On s'intéresse enfin à l'influence du nombre de réalisations de la turbulence sur lesquelles les statistiques sont calculées. Les différences les plus grandes entre des calculs avec différents nombres de réalisations apparaissent aux hautes fréquences et assez loin du sol. Ainsi, sur la figure 1.19, le niveau de pression relatif au champ libre moyenné sur 25 ou 30 réalisations des champs turbulents est tracé en fonction de la distance à une hauteur de 25 m sur le tiers d'octave 1600 Hz. Les niveaux sont très proches avec des fluctuations de température, et il existe des écarts allant jusqu'à 2 dB avec des fluctuations de vitesse. Le cas présenté étant celui pour lequel les différences sont les plus grandes, il semble que 30 réalisations de la turbulence soient suffisantes pour calculer le champ de pression acoustique moyen. Avec la densité de modes et le nombre de réalisations qui viennent d'être déterminés, le niveau de pression relatif au champ libre sur le tiers d'octave 800 Hz est calculé, et la cartographie associée dans le cas d'une turbulence thermique est tracée sur la figure 1.17.

1.4 Estimation des nombres d'onde turbulents de coupure en fonction de la fréquence acoustique et de la géométrie

On donne dans cette partie des estimations des plus petites et des plus grandes échelles de turbulence qui ont un effet de diffusion significatif sur les ondes acoustiques. Dans le paragraphe 1.4.1, une estimation des plus petites tailles de structure à considérer est proposée, à travers le nombre d'onde turbulent de coupure maximum K_{Cmax} , en utilisant la relation de Bragg et la forme de la section efficace de diffusion. Ce résultat, obtenu en considérant un spectre en tiers d'octave entre 50 Hz et 1600 Hz, généralise l'étude réalisée par Wert *et al.* (1998), qui s'intéressait uniquement aux fréquences de 424 Hz et 848 Hz. Une estimation des plus grandes tailles de structure à considérer, à travers le nombre d'onde turbulent de coupure minimum K_{Cmin} , est ensuite proposée dans le paragraphe 1.4.2, en se basant sur la forme de la variance des fluctuations du logarithme de l'amplitude dans l'approximation de Rytov. L'étude réalisée ici est à notre connaissance la première qui s'attache à estimer quantitativement la valeur de K_{Cmin} . Dans toute cette partie, on différenciera bien les nombres d'onde turbulents, notés K , et les nombres d'onde acoustiques, notés k .

1.4.1 Estimation du nombre d'onde turbulent de coupure maximum

L'influence des petites structures turbulentes est étudiée en comparant les résultats de simulations EP avec différents nombres d'onde maximum K_{max} , K_{min} étant fixé à une valeur de 0.15 m^{-1} . (On verra dans le paragraphe 1.4.2 que les structures turbulentes de nombres d'onde inférieurs à 0.15 m^{-1} ont peu d'importance dans la configuration choisie.) Le niveau de pression relatif au champ libre est tracé sur la figure 1.20 pour le tiers d'octave 400 Hz et une hauteur de récepteur de 1 m. Pour la simulation de référence avec $K_{max} = 100 \text{ m}^{-1}$, on observe un renforcement des niveaux de pression dû à la turbulence

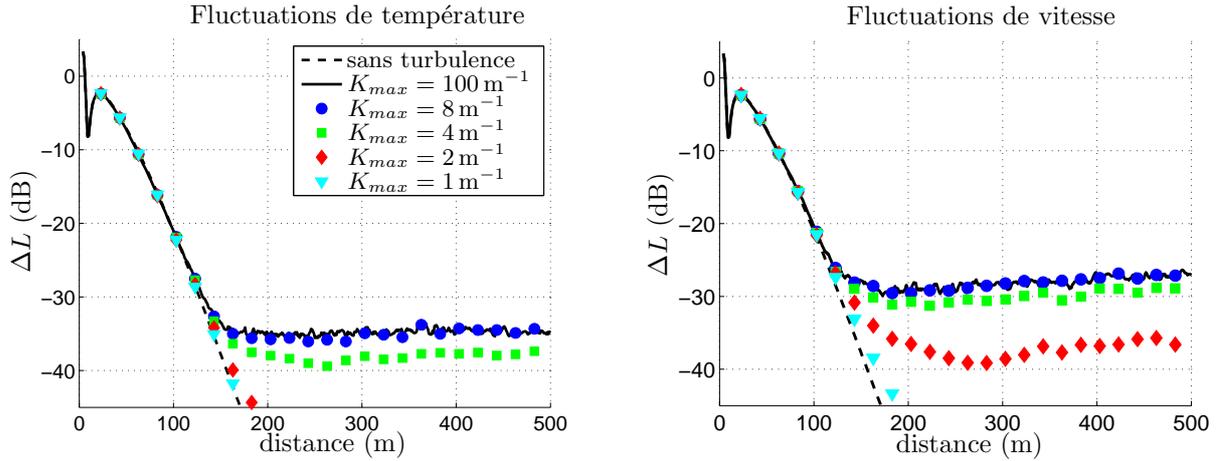


FIG. 1.20 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une hauteur de 1 m et sur le tiers d’octave 400 Hz pour des fluctuations de température (à gauche) et de vitesse (à droite).

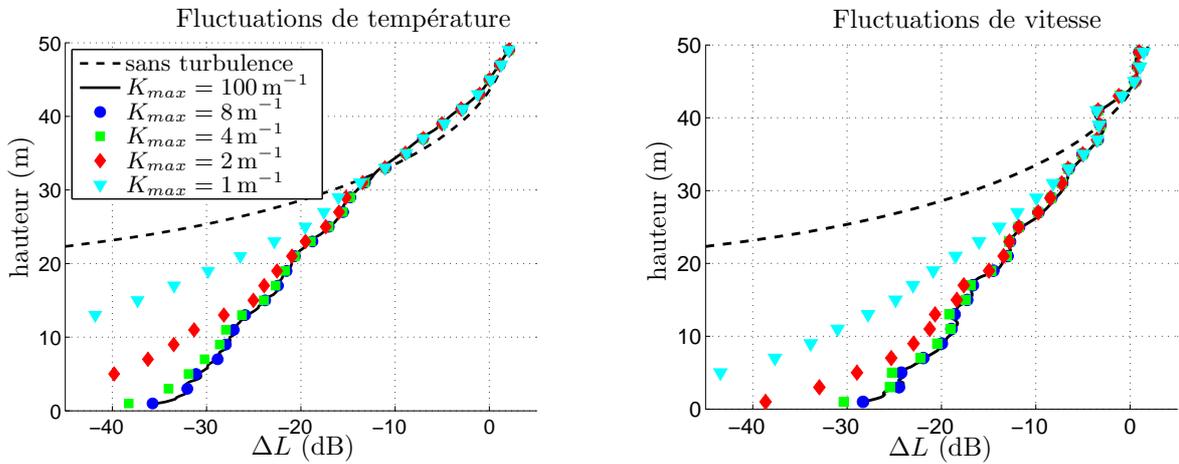


FIG. 1.21 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une distance de 300 m et sur le tiers d’octave 400 Hz pour des fluctuations de température (à gauche) et de vitesse (à droite).

pour des distances de propagation supérieures à 150 m approximativement. À ces distances, le récepteur est dans la zone d’ombre acoustique, et le niveau de pression relatif au champ libre reste à peu près constant. Lorsque la valeur de K_{max} est abaissée en dessous d’une certaine limite, la diffusion par les structures turbulentes devient plus faible et le niveau de pression dans la zone d’ombre est inférieur au niveau de référence; c’est le cas pour $K_{max} \leq 4 \text{ m}^{-1}$ dans l’exemple qui est donné dans la figure 1.20. La figure 1.21 montre l’évolution du niveau de pression par rapport à la hauteur du récepteur à une distance de 300 m pour le même jeu de simulations. Quand la hauteur augmente, les simulations avec de faibles valeurs de K_{max} sont en meilleur accord avec la solution de référence. Par exemple, la simulation avec un nombre d’onde maximum $K_{max} = 2 \text{ m}^{-1}$ prédit un niveau de pression 10 dB inférieur au niveau de référence à une hauteur de 1 m, et un niveau à moins de 1 dB du niveau de référence à une hauteur de 20 m. Par conséquent, le nombre d’onde de coupure maximum K_{Cmax} devra être estimé à la distance de propagation la plus élevée et à la hauteur la plus faible parmi les valeurs considérées. Sur le tiers d’octave 400 Hz, une bonne estimation de K_{Cmax} serait 8 m^{-1} .

Pour étudier la façon dont K_{Cmax} évolue avec la fréquence acoustique, le spectre en tiers d’octave du niveau de pression relatif au champ libre est tracé sur la figure 1.22 à une distance de 500 m et une hauteur de 1 m. Quand la fréquence acoustique augmente, on observe que K_{max} doit augmenter afin

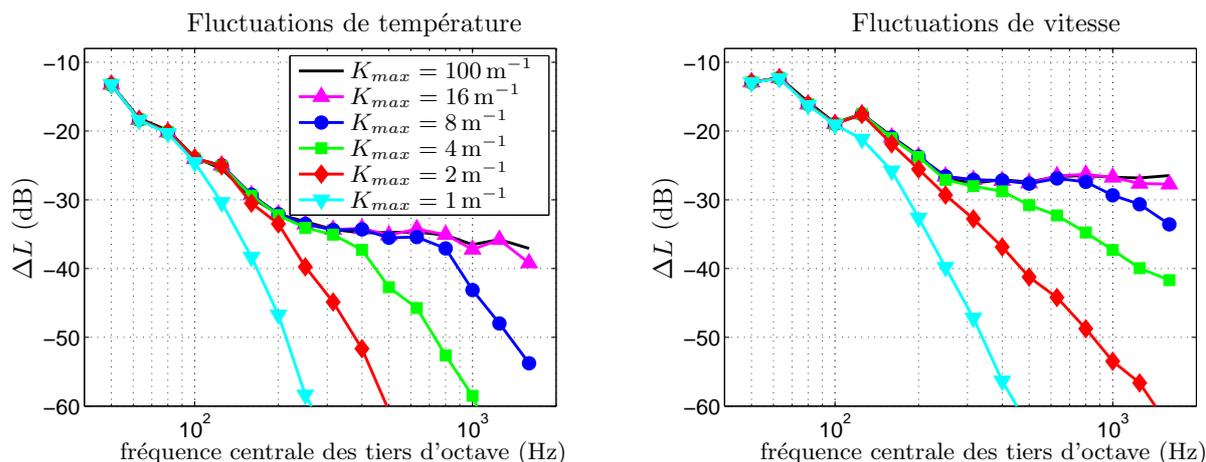


FIG. 1.22 – Spectre en tiers d'octave du niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une distance de 500 m et une hauteur de 1 m pour des fluctuations de température (à gauche) et de vitesse (à droite).

TAB. 1.3 – Estimations de la pente α dans l'expression $K_{Cmax} = \alpha f$ en termes de vitesse du son c_0 à une distance de 500 m.

	Fluctuations de température		Fluctuations de vitesse	
Hauteur du récepteur	1 m	10 m	1 m	10 m
Pente α	$6.0c_0$	$3.5c_0$	$5.7c_0$	$3.5c_0$

que le niveau de pression reste proche du niveau de référence, ce qui veut dire que le nombre d'onde de coupure maximum augmente avec la fréquence acoustique. Cette tendance peut être expliquée par la forme de la section efficace de diffusion, tracée sur la figure 1.23 en fonction de l'angle de diffusion θ et du nombre d'onde turbulent K à 200 Hz et 1600 Hz. La relation de Bragg $K = 2k \sin \theta/2$ est utilisée pour relier l'angle de diffusion et le nombre d'onde turbulent. Pour un angle de diffusion donné, de plus grandes valeurs de K interviennent lorsque la fréquence acoustique augmente, ce qui explique pourquoi K_{Cmax} augmente avec la fréquence acoustique. Si tous les angles de diffusion possibles sont considérés, la relation de Bragg donne $K \leq 2k$ soit $K_{Cmax} = 2k = 4\pi f/c_0$.

Les simulations EP permettent également de retrouver la relation linéaire $K_{Cmax} = \alpha f$. Le tableau 1.3 donne les valeurs de la pente α estimées à une distance de propagation de 500 m et à des hauteurs de 1 et 10 m. Sur un tiers d'octave donné, on estime K_{Cmax} par la plus petite valeur de K_{max} dont le niveau de pression est à moins de 1 dB du niveau de référence. Les résultats sont tracés sur la figure 1.24 pour une hauteur de récepteur de 1 m. Sur le tiers d'octave 1000 Hz, par exemple, la figure 1.22 montre que la simulation avec $K_{max} = 16 \text{ m}^{-1}$ est la seule dont le niveau est à moins de 1 dB du niveau de référence. K_{Cmax} est donc égal à 16 m^{-1} sur le tiers d'octave 1000 Hz. La plus grande valeur de K_{Cmax} obtenue est 32 m^{-1} , sur le tiers d'octave 1600 Hz, ce qui signifie que les structures turbulentes de nombres d'onde supérieurs à 32 m^{-1} ne jouent pas un rôle important dans la configuration étudiée ici. La pente α est estimée à l'aide d'une méthode de moindres carrés (voir les droites de régression linéaire sur la figure 1.24). Des valeurs de αc_0 d'environ 6 et 3.5 sont obtenues pour des hauteurs de 1 m et 10 m respectivement. Cette diminution de α avec la hauteur du récepteur est en accord avec la tendance observée sur la figure 1.21 pour le tiers d'octave 400 Hz. Aux deux hauteurs considérées, αc_0 est inférieur à la valeur théorique de 4π donnée par la relation de Bragg en considérant l'ensemble des angles de diffusion. Cette différence peut

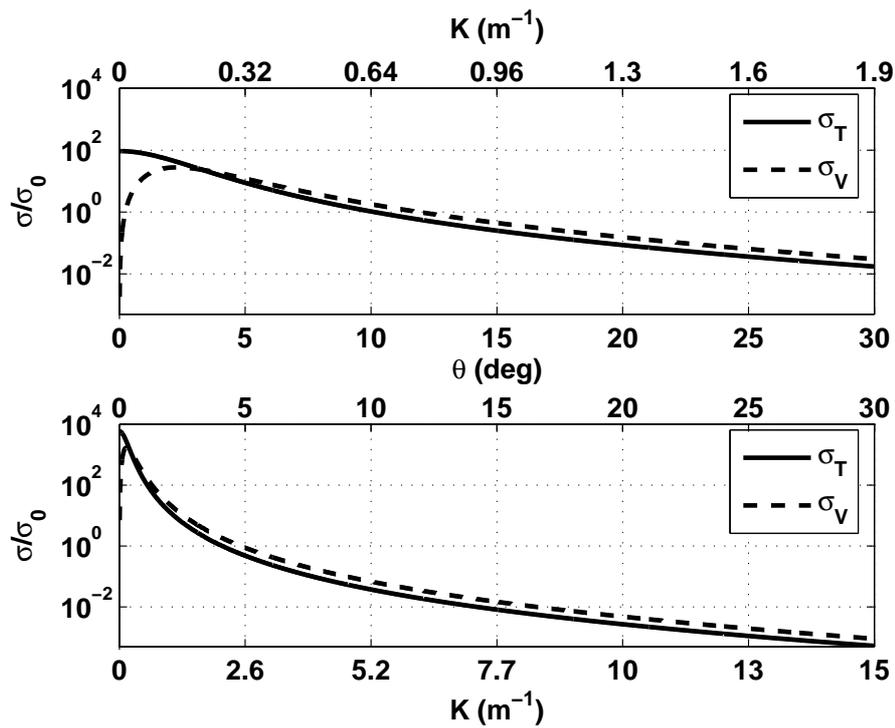


FIG. 1.23 – Section efficace de diffusion normalisée pour des fluctuations de température (σ_T) et de vitesse (σ_V) à 200 Hz (en haut) et à 1600 Hz (en bas). Le nombre d'onde turbulent K est relié à l'angle de diffusion θ à l'aide de la relation de Bragg $K = 2k \sin \theta/2$.

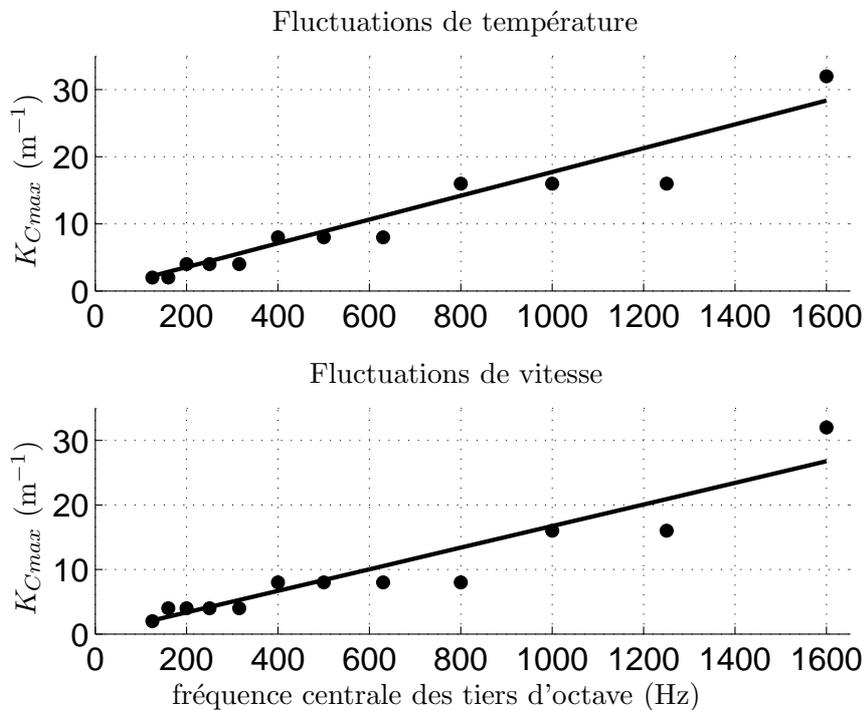


FIG. 1.24 – Spectre en tiers d'octave du nombre d'onde turbulent de coupure maximum K_{Cmax} estimé à partir des simulations EP à une hauteur de récepteur de 1 m. Les droites de régression linéaire sont également tracées.

être attribuée aux angles de diffusion importants qui redirigent l'énergie acoustique loin du récepteur. Dans les calculs, le nombre d'onde de coupure maximum pourra donc être estimé par

$$K_{Cmax} = \frac{4\pi}{c_0} f, \quad (1.55)$$

bien qu'il y ait une forte probabilité pour que K_{Cmax} soit inférieur à cette valeur. Dans ce paragraphe, les résultats pour des fluctuations de température et de vitesse ont été données séparément. Même si les niveaux de pression dans la zone d'ombre sont plus importants avec des fluctuations de vitesse qu'avec des fluctuations de température, les nombres d'onde de coupure maximum estimés sont à peu près les mêmes, ce qui signifie que les tailles de structures turbulentes qui sont importantes sont sensiblement les mêmes pour ces deux types de fluctuations. L'étude réalisée ici confirme les premiers résultats obtenus par Wert *et al.* (1998) et Blanc-Benon *et al.* (2001) aux fréquences acoustiques de 424 Hz et 848 Hz.

1.4.2 Estimation du nombre d'onde turbulent de coupure minimum

L'influence des grandes structures turbulentes est étudiée en comparant les résultats de simulations EP avec différents nombres d'onde minimum K_{min} , K_{max} étant fixé à une valeur de 32 m^{-1} . On définit l'erreur $\text{Err}(K_{min}) = |L_p(K_{min}) - L_{p,ref}|$, où $L_{p,ref}$ est le niveau de pression de la simulation de référence avec $K_{min} = 0.05 \text{ m}^{-1}$. L'erreur $\text{Err}(K_{min})$ est un indicateur de l'influence des structures turbulentes de nombres d'onde compris entre 0.05 m^{-1} et K_{min} . Des cartographies du niveau de pression relatif au champ libre et de l'erreur $\text{Err}(0.9 \text{ m}^{-1})$ sont tracées sur la figure 1.25 pour le tiers d'octave 400 Hz. Ces cartographies indiquent clairement les zones où les grandes structures turbulentes ont le plus d'influence. Il apparaît que l'erreur est la plus forte dans la zone de transition entre la zone "illuminée" et la zone d'ombre, appelée aussi zone de "pénombre". On voit par exemple qu'à une distance de 300 m et une

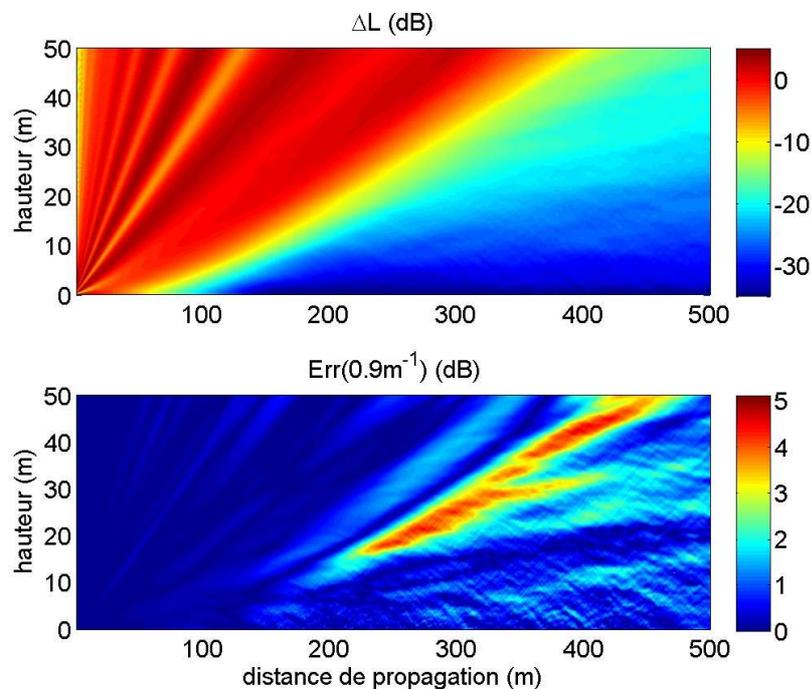


FIG. 1.25 – Cartographie du niveau de pression relatif au champ libre ΔL pour la simulation de référence ($K_{min} = 0.05 \text{ m}^{-1}$) (en haut), et de l'erreur $\text{Err}(0.9 \text{ m}^{-1})$ (en bas) sur le tiers d'octave 400 Hz pour des fluctuations de température.

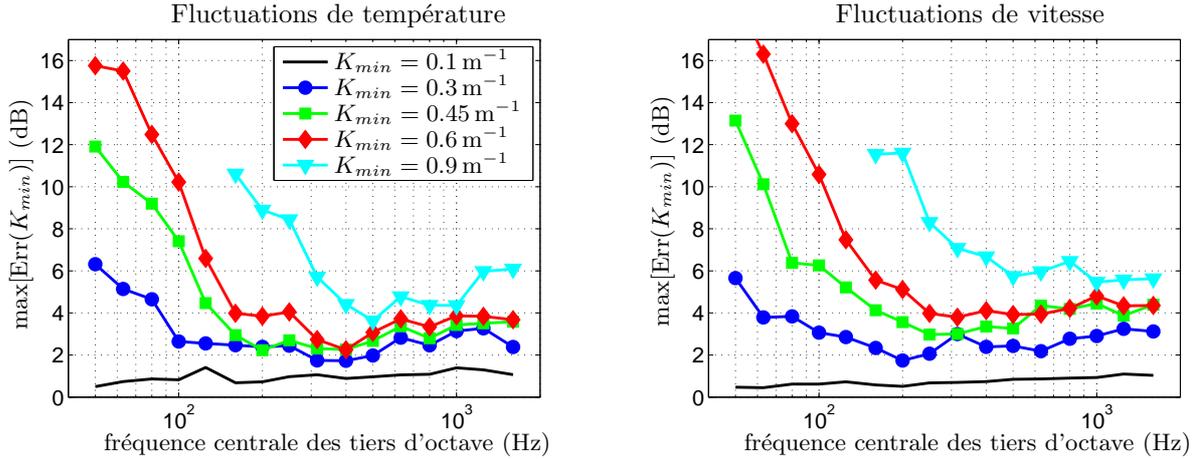


FIG. 1.26 – Spectre en tiers d’octave du maximum de $\text{Err}(K_{\min})$ pour des fluctuations de température (à gauche) et de vitesse (à droite). En dessous de 125 Hz, le maximum est calculé jusqu’à une distance de 1000 m et une hauteur de 50 m ; au-dessus de 160 Hz, le maximum est calculé jusqu’à une distance de 500 m et une hauteur de 50 m.

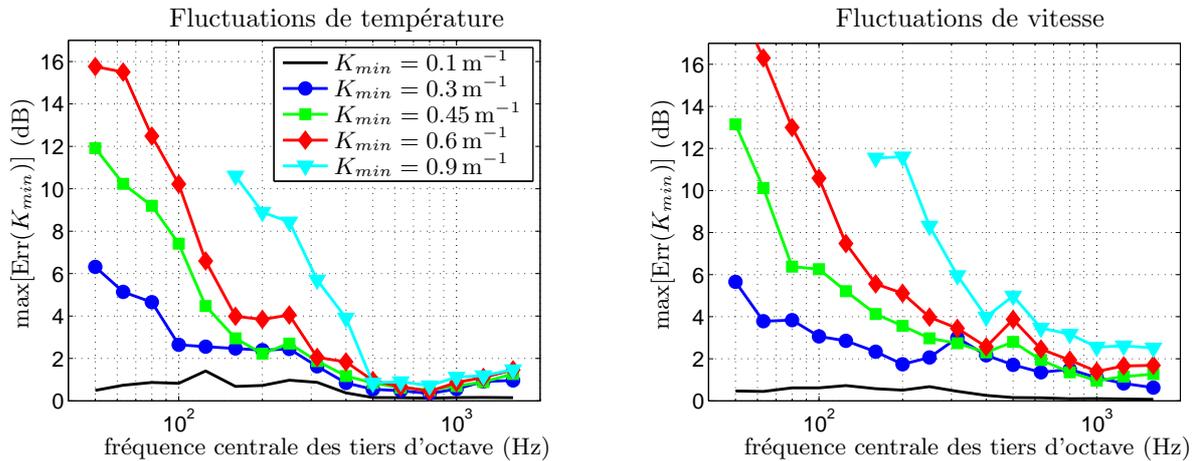


FIG. 1.27 – Spectre en tiers d’octave du maximum de $\text{Err}(K_{\min})$ pour des fluctuations de température (à gauche) et de vitesse (à droite). Le maximum est calculé sur le domaine où l’approximation de Rytov est valide, soit $r \leq r_{\text{sat}}$.

hauteur de 25 m, l’erreur $\text{Err}(0.9 \text{ m}^{-1})$ est d’environ 5 dB. Plus profondément dans la zone d’ombre, près du sol, l’erreur est moins importante. Les cartographies de la figure 1.25 correspondent à des fluctuations de température ; des résultats similaires sont obtenus avec des fluctuations de vitesse.

Pour estimer le nombre d’onde de coupure minimum $K_{C_{\min}}$, le maximum de l’erreur sur l’ensemble du domaine de calcul, noté $\max[\text{Err}(K_{\min})]$, est utilisé. On considère un domaine de calcul de 500 m de long et de 50 m de haut sur les tiers d’octave de fréquence centrale supérieure ou égale à 160 Hz, comme le montre la figure 1.25. En dessous de 125 Hz, la distance de propagation est étendue à 1 km afin que la zone d’ombre soit complètement incluse dans le domaine de calcul, comme cela a été expliqué dans le paragraphe 1.3.4. Le spectre en tiers d’octave du maximum de l’erreur $\max[\text{Err}(K_{\min})]$ est tracé sur la figure 1.26. Tout d’abord, on remarque que l’erreur est faible sur l’ensemble du spectre pour la simulation avec $K_{\min} = 0.1 \text{ m}^{-1}$. On peut se demander ensuite si une valeur plus grande de K_{\min} donne également des résultats acceptables. Jusqu’à 400 Hz environ, le maximum de l’erreur décroît lorsque la fréquence acoustique augmente, ce qui veut dire que les grandes tailles de fluctuations turbulentes jouent un rôle de

moins en moins important, ou encore que K_{Cmin} augmente avec la fréquence acoustique. Au-dessus de 400 Hz, le maximum de l'erreur ne diminue généralement plus lorsque la fréquence acoustique augmente.

Dans le paragraphe 1.2.4, on a vu que les nombres d'onde turbulents beaucoup plus petits que K_1 , ou de façon équivalente beaucoup plus petits que le nombre d'onde de Fresnel $K_F = \sqrt{2\pi}/\sqrt{\lambda r}$, peuvent être négligés dans le calcul de la variance des fluctuations du logarithme de l'amplitude dans l'approximation de Rytov. Ainsi il semble logique de chercher à estimer le nombre d'onde de coupure minimum sous la forme $K_{Cmin} = \beta K_F$, avec β à déterminer. Aux hautes fréquences et pour les distances de propagation importantes, le régime de diffusion est saturé (voir figure 1.5) et cette relation pourrait ne plus être valide. Sur la figure 1.27, le maximum de l'erreur est calculé sur l'ensemble du domaine où l'approximation de Rytov est valide, c'est-à-dire $r \leq r_{sat}$, avec r_{sat} donné par l'équation 1.18; la hauteur du domaine est toujours de 50 m. Contrairement aux spectres de la figure 1.26 obtenus précédemment, le maximum de l'erreur continue maintenant à décroître lorsque la fréquence acoustique augmente au-delà de 400 Hz. Il faut noter, cependant, que le domaine de calcul est considérablement réduit au-delà de 800 Hz, car r_{sat} est environ égal à 100 m à ces fréquences. Par conséquent, la zone d'ombre profonde peut ne pas être prise en compte dans le calcul du maximum de l'erreur aux hautes fréquences.

On estime le nombre d'onde de coupure minimum K_{Cmin} par la plus grande valeur de K_{min} pour laquelle le maximum de l'erreur est inférieure à 2 dB. Les valeurs estimées de K_{Cmin} sont tracées avec des cercles pleins sur la figure 1.28. Par exemple, sur le tiers d'octave 400 Hz et pour des fluctuations de température, la figure 1.27 montre que les erreurs maximales sont inférieures à 2 dB pour les simulations avec $K_{min} \leq 0.6 \text{ m}^{-1}$. Ainsi K_{Cmin} est estimé à 0.6 m^{-1} dans ce cas, comme le montre la figure 1.28. Des simulations EP ont été réalisées pour sept valeurs du nombre d'onde minimum : 0.1, 0.2, 0.3, 0.45, 0.6, 0.9 et 1.2 m^{-1} , ce qui explique l'allure "en escaliers" de la courbe des valeurs estimées de K_{Cmin} . Ces valeurs augmentent globalement avec la fréquence acoustique. Quand la fréquence acoustique diminue en dessous de 125 Hz, K_{Cmin} reste constant à 0.1 m^{-1} , ce qui peut être attribué à la faible énergie associée aux structures turbulentes de nombre d'onde inférieur à 0.1 m^{-1} (voir les spectres d'énergie turbulente tracés sur la figure 1.2).

Les valeurs estimées de K_{Cmin} sont comparées à βK_F , K_F correspondant à la distance de propagation utilisée dans le calcul du maximum de l'erreur, c'est-à-dire 1000 m en dessous de 125 Hz, 500 m entre 160 Hz et 250 Hz, et r_{sat} au-dessus de 315 Hz ($r_{sat} < 500 \text{ m}$ au-dessus de 315 Hz). Le coefficient β doit être suffisamment petit pour que βK_F reste inférieur à K_{Cmin} sur l'ensemble du spectre. C'est le cas avec $\beta = 1$ à la fois pour des fluctuations de température et de vitesse, comme le montre la figure 1.28, même si les valeurs estimées de K_{Cmin} sont sensiblement plus petites avec des fluctuations de vitesse qu'avec des fluctuations de température aux hautes fréquences. Cette différence peut être due aux variations d'amplitude plus fortes induites par des fluctuations de vitesse par rapport à celles induites par des fluctuations de température (voir par exemple l'allure de la variance $\overline{\chi^2}$ des fluctuations du logarithme de l'amplitude pour les deux types de fluctuations sur la figure 1.8). Cela expliquerait également que le maximum de l'erreur tracé sur la figure 1.27 soit généralement plus grand avec des fluctuations de vitesse qu'avec des fluctuations de température pour un K_{min} donné. En pratique, le nombre d'onde de coupure minimum peut être estimé par

$$K_{Cmin} = K_F, \quad (1.56)$$

lorsque l'approximation de Rytov est valide. Il est intéressant de remarquer que la fonction-filtre f_χ pour les fluctuations du logarithme de l'amplitude, tracée sur la figure 1.7, est très proche de zéro pour $K < K_F$. Comme les fluctuations de vitesse induisent de plus fortes fluctuations d'amplitude acoustique que les fluctuations de température, il pourra être nécessaire de prendre $\beta < 1$ pour des fluctuations de vitesse.

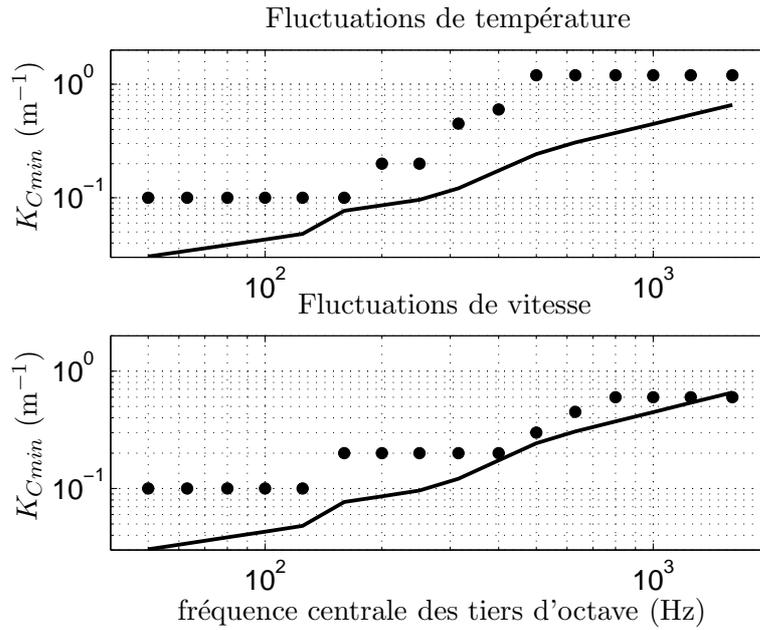


FIG. 1.28 – Spectre en tiers d’octave du nombre d’onde turbulent de coupure minimum K_{Cmin} estimé à partir des simulations EP avec la condition sur la distance de propagation $r \leq r_{sat}$. Les traits continus correspondent à βK_F avec $\beta = 1$.

1.5 Conclusion et perspectives

Le couplage entre les échelles de turbulence, la géométrie et la fréquence acoustique a été étudié dans ce chapitre afin d’estimer la part du spectre de turbulence qui contribue effectivement à la diffusion des ondes acoustiques dans la zone d’ombre. Cette étude a été faite dans le contexte de la propagation du bruit des transports et du bruit industriel, dans la perspective de prédire la variabilité des niveaux sonores dans la zone d’ombre en fonction des fluctuations turbulentes dans l’atmosphère (Junker *et al.*, 2006a,b). Des simulations EP ont été réalisées par tiers d’octave entre 50 Hz et 1600 Hz pour évaluer l’influence des petites et grandes tailles de structures turbulentes. Ces simulations montrent que des échelles turbulentes plus petites interviennent lorsque le récepteur est plus près du sol. On remarque également que le nombre d’onde turbulent de coupure maximum augmente linéairement avec la fréquence acoustique, ce qui est en accord avec la relation de Bragg. L’équation 1.55 peut être utilisée pour estimer le nombre d’onde turbulent de coupure maximum K_{Cmax} .

Les simulations EP montrent que les grandes tailles de structures turbulentes jouent un rôle important dans la zone de “pénombre”. Lorsque l’approximation de Rytov est valide, le nombre d’onde turbulent de coupure minimum K_{Cmin} tend à augmenter avec la fréquence acoustique; il peut être estimé avec l’équation 1.56. Lorsque l’approximation de Rytov n’est plus valide, on se trouve dans le cas d’une propagation multi-trajets et l’équation 1.56 ne peut plus être utilisée. Dans ce cas, toutes les fluctuations turbulentes de grande taille ayant une énergie significative dans le spectre doivent être conservées. Pour le spectre de turbulence considéré dans cette étude, on peut prendre $K_{Cmin} = 0.1 \text{ m}^{-1}$. Des travaux pourront être menés à l’avenir pour mieux comprendre l’influence des grandes tailles de structures turbulentes dans le régime de diffusion saturé.

Deux hypothèses importantes utilisées dans ce travail ne sont pas vérifiées dans une atmosphère réelle : la géométrie bidimensionnelle d’une part, et l’isotropie et l’homogénéité de la turbulence d’autre part. Les simulations EP ont été réalisées dans un domaine bidimensionnel pour que le temps de calcul reste acceptable. Comme cela est montré dans l’annexe A, les propriétés de diffusion en deux et trois dimensions

sont très similaires avec le spectre de von Kármán modifié. Il semble donc raisonnable d'affirmer que les estimations des plus petites et des plus grandes échelles turbulentes jouant un rôle dans la diffusion des ondes acoustiques sont les mêmes en deux et trois dimensions. Le spectre de von Kármán modifié qui est utilisé pour modéliser les fluctuations de température et de vitesse correspond à une atmosphère idéale. Dans une atmosphère réelle, il a été démontré que les hypothèses d'isotropie et d'homogénéité de la turbulence ne sont pas vérifiées par les grandes échelles de turbulence, ou échelles énergétiques (Wilson *et al.*, 1999; Wilson et Thomson, 1994; Ostashev *et al.*, 2005; Wert *et al.*, 1998). Ces grandes échelles ont une influence importante sur les fluctuations de phase, mais elles pourraient également changer les propriétés de diffusion de la turbulence, ce qui modifierait le couplage entre les échelles de turbulence, la géométrie et la fréquence acoustique.

Les estimations données dans ce chapitre peuvent être utiles dans les simulations pour modéliser les échelles significatives du spectre de turbulence dans une configuration donnée. Elles peuvent aussi permettre de savoir si l'étendue des tailles de structures turbulentes obtenues par des moyens expérimentaux est suffisamment grande pour des applications de propagation du son. Il serait intéressant à l'avenir d'étudier des campagnes expérimentales où des mesures acoustiques et atmosphériques ont été effectuées simultanément à l'aide des outils présentés dans ce chapitre. La campagne expérimentale de Lannemezan, réalisée dans le cadre du projet MEDD (Junker *et al.*, 2006a,b), pourrait ainsi être l'objet de futures recherches.

Dans l'étude qui a été présentée, les calculs sont réalisés par tiers d'octave, pour prendre en compte l'aspect large bande du bruit des transports. Dans certaines applications, comme la propagation de signaux impulsionnels, il est intéressant de réaliser les calculs dans le domaine temporel. Cela peut être fait en appliquant une méthode de synthèse de Fourier à l'équation parabolique, comme l'ont montré Blanc-Benon et Juvé (1996) pour la propagation de signaux impulsionnels dans une atmosphère turbulente, et Sturm (2005) pour la propagation de signaux impulsionnels dans des guides d'onde océaniques tridimensionnels. Ce type de source peut également être étudié avec un modèle de propagation dans le domaine temporel. Ainsi, dans le chapitre 2, un code de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel est présenté, qui permet d'étudier la propagation de signaux large bande sur de longues distances.

Chapitre 2

Modèle de propagation acoustique en milieu extérieur par résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel

2.1 Contexte

Les solutions temporelles des équations d'Euler linéarisées sont bien adaptées à l'étude de la propagation de bruit large bande en milieu extérieur, car elles peuvent prendre en compte les interactions entre les ondes acoustiques et les fluctuations locales de température et de vent dans la couche limite atmosphérique. La plupart des modèles de propagation acoustique, comme par exemple les méthodes paraboliques utilisées dans le chapitre 1, prennent pour point de départ une équation d'onde. Or, il n'est possible d'obtenir une équation d'onde exacte à partir des équations d'Euler linéarisées que dans le cas d'une atmosphère uniformément convectée (voir l'équation d'onde 1.26 dans le chapitre 1). Les modèles basées sur les équations d'Euler linéarisées sont donc plus générales que les modèles basées sur une équation d'onde. Ils permettent de plus d'étudier le champ acoustique proche, où les sources acoustiques peuvent être complexes dans le contexte du bruit des transports, et en particulier du bruit ferroviaire (voir chapitre 3). On a vu dans le chapitre 1 que le code d'équation parabolique n'est pas bien adapté à l'étude du champ acoustique proche, en particulier car le récepteur est supposé en champ lointain et que les effets de rétrodiffusion sont négligés dans l'approximation parabolique.

Une des méthodes couramment employées pour résoudre les équations d'Euler linéarisées sont les méthodes de différences finies dans le domaine temporel, ou méthodes FDTD pour *Finite-Difference Time-Domain methods*. Les méthodes FDTD sont de plus en plus utilisées dans les études de propagation en milieu extérieur, parmi lesquels on peut citer celles de Salomons *et al.* (2002), Blumrich et Heimann (2002), Van Renterghem *et al.* (2005), et Wilson *et al.* (2006). Dans ces études, des maillages différents sont considérés pour les variables de pression et de vitesse (*staggered grid*), et des schémas numériques explicites d'ordre faibles, généralement d'ordre deux, sont utilisés. Avec ce type de schémas, il est nécessaire de discrétiser les ondes acoustiques avec une dizaine de points par longueur d'onde, ce qui oblige à considérer des pas de maillage et des pas de temps petits. Les méthodes FDTD sont également utilisées par la communauté de l'aéroacoustique numérique pour résoudre les équations d'Euler linéarisées, ainsi que les équations de Navier-Stokes; le lien entre ces deux systèmes d'équations sera expliqué dans

le paragraphe 2.2. Lorsque les équations de Navier-Stokes sont résolues, les grandeurs acoustiques sont déduites des grandeurs totales du milieu, ce qui nécessite d'utiliser des schémas numériques très précis car les fluctuations acoustiques sont typiquement plusieurs ordres de grandeur plus faibles que les fluctuations aérodynamiques. Dans le contexte de l'aérocoustique, de nombreuses études ont donc été menées afin de développer des schémas numériques performants, notamment à la suite des travaux précurseurs de Tam et de ses co-auteurs sur les schémas explicites (Tam et Webb, 1993; Tam, 1995). L'équipe d'aéroacoustique numérique de l'École Centrale de Lyon a acquis une expertise importante dans ce domaine (Bogey et Bailly, 2004; Berland *et al.*, 2007), et le code que nous avons développé est basé sur ces travaux. Ce code est décrit dans le paragraphe 2.3 ; il permet de réaliser des calculs sur de longues distances de propagation avec précision, en discrétisant les ondes acoustiques avec 6 points par longueur d'onde au minimum.

Les méthodes FDTD sont coûteuses en temps de calcul et en espace mémoire par rapport aux méthodes fréquentielles. Les maillages comportent plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de millions de points, en particulier en 3D, et plusieurs milliers d'itérations temporelles doivent être calculées pour la propagation sur de longues distances. Néanmoins, le code de résolution peut être efficacement vectorisé, comme nous le montrerons dans le paragraphe 2.3.4, ce qui permet d'obtenir un gain considérable en temps de calcul.

La prise en compte de la réflexion des ondes acoustiques sur un sol d'impédance finie est délicate lorsqu'un modèle temporel de propagation du son est utilisé. En effet, de nombreux modèles d'impédance ont été obtenus dans le domaine fréquentiel, et ne peuvent être transcrits directement dans le domaine temporel. Dans le paragraphe 2.4, nous proposons des conditions limites d'impédance dans le domaine temporel (CLIT) pour le modèle de Miki (1990) d'une couche poreuse d'épaisseur semi-infinie, ou d'épaisseur finie sur un support rigide ; le modèle de Miki peut être vu comme la version causale du modèle de Delany et Bazley (1970). Les CLIT sont obtenues en approchant l'impédance par des fonctions-type particulières dans les domaines temporel ou fréquentiel, ce qui nécessite d'utiliser des méthodes adaptées pour identifier les coefficients des fonctions-type. Les CLIT proposées sont ensuite validées dans des géométries uni- et tridimensionnelles, et dans des configurations réalistes dans le contexte de la propagation en milieu extérieur. Pour finir, dans le paragraphe 2.5, nous comparons les résultats du code FDTD à des résultats d'équation parabolique pour une configuration bidimensionnelle de propagation dans une atmosphère stratifiée.

2.2 Rappel sur les équations d'Euler linéarisées pour la propagation acoustique dans la couche limite atmosphérique

Soient \tilde{P} la pression, $\tilde{\rho}$ la densité, $\tilde{\mathbf{V}}$ le vecteur vitesse, et \tilde{S} l'entropie dans le milieu. Ces fonctions sont régies par les équations de Navier-Stokes, qui sont les équations de base de la mécanique des fluides. Pour un fluide idéal compressible, où les termes de viscosité et de conductivité thermique sont négligés, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{V}} \cdot \nabla) \tilde{\rho} + \tilde{\rho} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{V}} = \tilde{\rho} Q, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{V}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{V}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{V}} + \frac{\nabla \tilde{P}}{\tilde{\rho}} - \mathbf{g} = \frac{\mathbf{F}}{\tilde{\rho}}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{V}} \cdot \nabla) \tilde{S} = 0, \quad (2.3)$$

$$\tilde{P} = \tilde{P}(\tilde{\rho}, \tilde{S}), \quad (2.4)$$

avec $\mathbf{g} = (0, 0, g)$ l'accélération due à la gravité, Q une source de masse, et \mathbf{F} une force extérieure. Les équations 2.1, 2.2 et 2.3 décrivent respectivement la conservation de la masse, du moment et de l'énergie, et l'équation d'état 2.4 est donnée par les relations de la thermodynamique. Ce système d'équations est à l'origine de toutes les équations obtenues dans le chapitre 2 de Ostashev (1997), et dans l'article de Ostashev *et al.* (2005). On peut le trouver également dans la synthèse de Pierce (2007) (voir les équations (3.23), (3.45) et (3.46) de cette synthèse), qui note que ces équations sont le point de départ dans de nombreuses applications en acoustique.

Les ondes acoustiques résultent en général de petites fluctuations des variables \tilde{P} , $\tilde{\rho}$, $\tilde{\mathbf{V}}$ et \tilde{S} . Ainsi, il est possible de linéariser les équations de la mécanique des fluides en utilisant la décomposition suivante :

$$\tilde{\rho} = \rho_0 + \rho, \quad \tilde{\mathbf{V}} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v}, \quad \tilde{S} = S_0 + s, \quad \tilde{P} = P_0 + p, \quad (2.5)$$

avec ρ_0 , \mathbf{V}_0 , S_0 et P_0 les valeurs ambiantes¹, c'est-à-dire en l'absence de perturbations acoustiques, et ρ , \mathbf{v} , s et p les fluctuations acoustiques. Les équations linéarisées sont obtenues à partir des équations 2.1 à 2.4 en ne conservant que les termes du premier ordre en ρ , \mathbf{v} , s et p , et sont généralement appelées équations d'Euler linéarisées. Les équations linéarisées obtenues dépendent des hypothèses qui sont faites sur le milieu ambiant ; deux systèmes d'équations linéarisées seront présentés dans la suite. Le domaine de validité de l'acoustique linéaire peut être étudié en comparant les ordres de grandeur des termes non-linéaires qui ont été négligés dans les équations linéarisées par rapport aux termes linéaires retenus. Les principaux critères de validité sont les suivants (Pierce, 1989, 2007) :

$$p \ll \rho_0 c^2, \quad v \ll c, \quad |\rho| \ll \rho_0, \quad (2.6)$$

avec c la célérité du son définie par

$$c^2 = \left(\frac{\partial P_0}{\partial \rho_0} \right)_S. \quad (2.7)$$

L'air peut généralement être considéré comme un gaz parfait ; dans cette approximation, la célérité du son vérifie :

$$c^2 = \gamma R_a T = \gamma P_0 / \rho_0, \quad (2.8)$$

avec γ le rapport des chaleurs spécifiques, et R_a la constante des gaz parfaits. Pour l'air, $\gamma = 1.4$ et $R_a = 287 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$. Ostashev *et al.* (2005) obtiennent un système de trois équations couplées sur les variables ρ , p et \mathbf{v} dans l'hypothèse de gaz parfait :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \rho + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho_0 + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho \nabla \cdot \mathbf{V}_0 = \rho_0 Q, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) p + (\mathbf{v} \cdot \nabla) P_0 + \rho_0 c^2 \nabla \cdot \mathbf{v} + \gamma p (\nabla \cdot \mathbf{V}_0) = \rho_0 c^2 Q, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 + \frac{\nabla p}{\rho_0} - \frac{\rho \nabla P_0}{\rho_0^2} = \frac{\mathbf{F}}{\rho_0}. \quad (2.11)$$

Ce système d'équations est très général, et il est nécessaire de connaître les quantités ambiantes c , ρ_0 , \mathbf{V}_0 et P_0 pour le résoudre.

À partir des équations 2.9 à 2.11, Ostashev *et al.* (2005) obtiennent un système de deux équations

¹Dans le chapitre 1, \mathbf{V}_0 est noté simplement \mathbf{V} .

couplées en négligeant les termes d'ordre deux ou supérieurs en V_0^2/c^2 :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)p + \rho_0 c^2 \nabla \cdot \mathbf{v} = \rho_0 c^2 Q, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)\mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{V}_0 + \frac{\nabla p}{\rho_0} = \frac{\mathbf{F}}{\rho_0}. \quad (2.13)$$

Pour obtenir ces équations, le terme $\nabla \cdot \mathbf{V}_0$ a été négligé dans l'équation 2.10, car $\nabla \cdot \mathbf{V}_0 \sim V_0^3/(c^2 L)$, où L est l'échelle caractéristique des variations de densité ρ_0 (Ostashev *et al.*, 2005). De plus, les termes proportionnels à ∇P_0 sont négligés dans les équations 2.10 et 2.11 car ils sont d'ordre V_0^2/c^2 dans une atmosphère inhomogène en mouvement. Dans une atmosphère stratifiée, où les quantités ambiantes ne dépendent que de l'altitude z , Ostashev *et al.* (2005) rappellent que $\nabla P_0 = -g\rho_0$. Les termes proportionnels à ∇P_0 sont donc importants lorsque l'effet des ondes de gravité doit être pris en compte, mais peuvent être négligés lorsque les fréquences acoustiques caractéristiques sont grandes devant g/c (Pierce, 2007). Le fait de négliger les termes d'ordre deux ou supérieurs en V_0^2/c^2 est une condition suffisante pour obtenir le système d'équations 2.12 et 2.13, mais Ostashev *et al.* (2005) montrent que ce système a un domaine de validité beaucoup plus grand dans de nombreux cas. En particulier, ce système a un domaine d'application plus général que les formulations MW-WAPE et TW-WAPE de l'équation parabolique présentées dans le chapitre 1. Ce système d'équations fait intervenir les quantités ambiantes c , ρ_0 et \mathbf{V}_0 , mais ne fait plus intervenir la pression ambiante P_0 .

Dans la perspective de la résolution numérique par méthode FDTD, il est utile d'écrire les équations d'Euler linéarisées sous la forme conservative suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} + \mathbf{H} = \mathbf{S}, \quad (2.14)$$

avec $\mathbf{U} = (p, \rho_0 v_x, \rho_0 v_y, \rho_0 v_z)^T$ et $\mathbf{S} = (\rho_0 c^2 Q, F_x, F_y, F_z)^T$. Bogey *et al.* (2002) écrivent un système d'équations linéarisées sous cette forme qui est très proche des équations 2.9 à 2.11. Pour comparer ces deux systèmes d'équations, il est utile d'écrire les équations sur les quantités ambiantes ρ_0 et \mathbf{V}_0 , qui sont obtenues à partir des équations 2.1 et 2.2 sans les termes source en ne gardant que les termes d'ordre 0 :

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)\rho_0 + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{V}_0 = 0, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_0}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)\mathbf{V}_0 + \frac{\nabla P_0}{\rho_0} - \mathbf{g} = 0. \quad (2.16)$$

Les équations données par Bogey *et al.* (2002) sur la densité et la pression sont identiques aux équations 2.9 à 2.10, et à l'aide de l'équation 2.15, l'équation sur la vitesse \mathbf{v} peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)\mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{V}_0 + \frac{\nabla p}{\rho_0} + \frac{\rho}{\rho_0}(\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)\mathbf{V}_0 = \frac{\mathbf{F}}{\rho_0}. \quad (2.17)$$

On voit que les équations 2.11 et 2.17 sont identiques si $(\mathbf{V}_0 \cdot \nabla)\mathbf{V}_0 = -\nabla P_0/\rho_0$. Cela est vrai, d'après l'équation 2.16, si la force de gravité est négligée et si $\partial \mathbf{V}_0/\partial t \approx 0$.

Il est possible de mettre le système d'équations 2.12 et 2.13 sous la forme conservative de l'équation 2.14. Les flux eulériens \mathbf{E} , \mathbf{F} , \mathbf{G} et \mathbf{H} s'écrivent alors :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} V_{0x}p + \rho_0 c^2 v_x \\ V_{0x}\rho_0 v_x + p \\ V_{0x}\rho_0 v_y \\ V_{0x}\rho_0 v_z \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} V_{0y}p + \rho_0 c^2 v_y \\ V_{0y}\rho_0 v_x \\ V_{0y}\rho_0 v_y + p \\ V_{0y}\rho_0 v_z \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} V_{0z}p + \rho_0 c^2 v_z \\ V_{0z}\rho_0 v_x \\ V_{0z}\rho_0 v_y \\ V_{0z}\rho_0 v_z + p \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} -p(\nabla \cdot \mathbf{V}_0) \\ \rho_0(\mathbf{v} \cdot \nabla)V_{0x} \\ \rho_0(\mathbf{v} \cdot \nabla)V_{0y} \\ \rho_0(\mathbf{v} \cdot \nabla)V_{0z} \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

On retrouve l'équation 2.13 à partir de ce système en utilisant l'équation 2.15 sur la densité ambiante ρ_0 . Pour retrouver l'équation 2.12 à partir de ces flux eulériens, on écrit, par exemple pour la dérivée selon x :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho_0 c^2 v_x) = \frac{\partial}{\partial x}(\gamma P_0 v_x) = \gamma P_0 \frac{\partial v_x}{\partial x} = \rho_0 c^2 \frac{\partial v_x}{\partial x}. \quad (2.19)$$

La première égalité ainsi que la troisième sont obtenues à l'aide de l'équation 2.8 pour un gaz parfait, et la seconde égalité est obtenue en négligeant les termes en ∇P_0 . La forme conservative donnée par les équations 2.14 et 2.18 est donc bien équivalente au système d'équations 2.12 et 2.13, et sera utilisée dans les simulations numériques présentées dans le reste du chapitre.

Il faut noter que l'absorption atmosphérique n'est pas prise en compte dans les équations présentées dans ce paragraphe. Il est possible de prendre en compte les termes de viscosité et de conductivité thermique correspondant à l'absorption dite classique, et les termes de relaxation dus aux différents composants de l'air. Les équations qui ont obtenues sont alors beaucoup plus complexes à résoudre. Pierce (1989) obtient ainsi un système de 7 équations linéarisées (équations (10-8.1)) dans le cas d'un milieu au repos ($\mathbf{V}_0 = 0$). On peut également noter que Wochner *et al.* (2005) ont réalisé des simulations numériques dans le domaine temporel qui incluent l'absorption atmosphérique, en considérant un système d'équations non linéarisées.

2.3 Description du code de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel

On décrit maintenant le code de résolution des équations d'Euler linéarisées données par les équations 2.14 et 2.18 dans le domaine temporel. Le code est basé sur des schémas aux différences finies optimisés développés par la communauté de l'aéroacoustique numérique. Ces schémas sont faiblement dispersifs et faiblement dissipatifs, ce qui fait qu'ils sont adaptés pour le calcul direct du bruit, où les équations de Navier-Stokes sont directement résolues (Bogey et Bailly, 2006), aussi bien que pour la propagation acoustique, où les équations d'Euler linéarisées sont résolues (Bailly et Juvé, 2000; Bogey *et al.*, 2002). De nombreux travaux ont été réalisés à l'École Centrale de Lyon afin de développer des schémas optimisés de discrétisation spatiale, de filtrage sélectif et de discrétisation temporelle (Bogey et Bailly, 2004; Berland *et al.*, 2006, 2007; Bogey *et al.*, 2008). Le code de résolution présenté ici est basé sur ces travaux. Les schémas utilisés sont explicites, c'est-à-dire que les variables à l'itération temporelle (n) ne dépendent que des variables aux itérations (0) à ($n-1$). Ces schémas sont tout d'abord décrits dans le paragraphe 2.3.1. Puis, on explique comment les conditions limites de rayonnement et de sol parfaitement réfléchissant sont implémentées dans le paragraphe 2.3.2. Le cas général d'un sol d'impédance finie sera étudié ultérieurement, dans le paragraphe 2.4. La source large bande utilisée dans le code est ensuite décrite dans le paragraphe 2.3.3, et les performances du code dans les configurations 2D et 3D de propagation considérées dans ce chapitre sont discutées dans le paragraphe 2.3.4. Enfin, on montre dans le paragraphe 2.3.5 que le code permet d'étudier la propagation de bruit large bande sur de longues distances en considérant une configuration bidimensionnelle de propagation au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant.

2.3.1 Schémas numériques optimisés

On considère tout d'abord l'estimation des dérivées spatiales des flux dans l'équation 2.14. Pour une grandeur u , la dérivée $\partial u / \partial x$ en x_0 est estimée par un schéma aux différences finies sur $P + Q + 1$ points

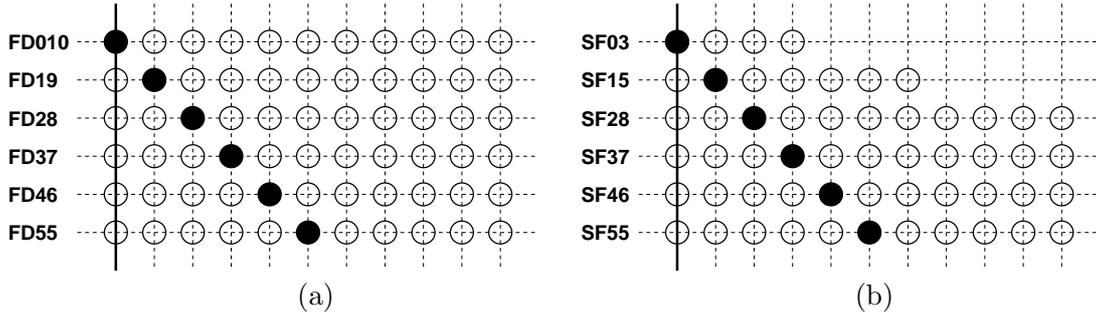


FIG. 2.1 – Points du maillage inclus (a) dans les schémas de différences finies, et (b) dans les filtres sélectifs.

par :

$$\frac{\partial u}{\partial x}(x_0) = \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=-P}^Q a_m u(x_0 + m\Delta x) \quad (2.20)$$

avec Δx le pas de discrétisation spatiale du maillage et a_m les coefficients du schéma. Si $P = Q$, le schéma est dit centré. Bogey et Bailly (2004) proposent un schéma centré d'ordre 4 sur 11 points optimisé, noté FD55, qui permet de calculer avec précision les ondes discrétisées avec au moins 4 points par longueur d'onde acoustique λ . Ce schéma est utilisé pour les points intérieurs, c'est-à-dire pour les points entourés d'au moins 5 points de part et d'autre dans la direction x , comme le montre la figure 2.1. Pour les points situés à moins de 5 points du bord du domaine, des schémas décentrés sont utilisés, c'est-à-dire avec $P < Q$. Berland *et al.* (2007) proposent des schémas décentrés d'ordre 4 sur 11 points optimisés, notés FD46, FD37, FD28, FD19 et FD010 (voir figure 2.1). Les schémas FD28, FD19 et FD010 sont plus asymétriques que les autres schémas, et ils sont donc plus dispersifs et plus dissipatifs. Globalement, une bonne précision est obtenue pour $\Delta x/\lambda \geq 5$ environ. Les longueurs d'onde plus petites peuvent créer des instabilités, et doivent être enlevées par le filtrage sélectif. Les coefficients a_m du schéma centré et des schémas décentrés sont donnés dans l'annexe B.

Le filtrage sélectif a pour but d'éliminer les oscillations parasites maille à maille qui, en l'absence de filtrage, rendent le calcul instable. Ces oscillations parasites sont principalement dues aux erreurs numériques et aux discontinuités introduites par les conditions limites, et ne font donc pas partie de la solution physique des équations. La méthode choisie pour éliminer ces oscillations parasites consiste à introduire une dissipation numérique artificielle sélective qui n'affecte que les hautes fréquences. L'application d'un filtre sélectif sur $P + Q + 1$ points à la grandeur u en x_0 s'écrit :

$$u^f(x_0) = u(x_0) - s_f \sum_{m=-P}^Q d_m u(x_0 + m\Delta x), \quad (2.21)$$

avec s_f le coefficient de filtrage et d_m les coefficients du schéma. Le coefficient s_f est choisi entre 0 et 1 : il doit être suffisamment grand pour que le calcul reste stable et le plus petit possible pour limiter l'erreur numérique. Le filtre sélectif centré d'ordre 6 proposé récemment par Bogey *et al.* (2008) est utilisé pour les points intérieurs ; il est noté SF55. Pour les points situés à moins de 5 points du bord du domaine, les filtres sélectifs décentrés d'ordre 2 obtenus par Berland *et al.* (2007) sont utilisés. Les filtres sélectifs pour le troisième, quatrième et cinquième point sont sur 11 points et sont notés SF46, SF37 et SF28. Globalement, ces trois filtres permettent de calculer avec précision les ondes discrétisées avec au moins 5 points par longueur d'onde. Le filtre sélectif pour le deuxième point est sur 7 points ; il est noté SF15. Il est plus dissipatif que les autres filtres. Enfin, un filtre complètement décentré sur 4 points, noté SF03, est proposé. Ce filtre est très dissipatif, et doit être utilisé avec un coefficient de filtrage 10 à 20 fois plus

faible que pour les autres filtres. On verra dans la suite que ce filtre n'est pas toujours nécessaire pour stabiliser les calculs. La figure 2.1 permet de visualiser les points utilisés par les différents filtres sélectifs. Les coefficients d_m de ces filtres sont donnés dans l'annexe B.

Enfin, un algorithme de Runge-Kutta explicite à 6 sous-étapes proposé par Bogey et Bailly (2004) est utilisé pour avancer la solution en temps. Cet algorithme est optimisé pour minimiser les erreurs de dispersion et de dissipation. Il n'utilise que deux espaces de stockage par variable physique, et il a une limite de stabilité élevée, ce qui permet d'utiliser des pas de temps Δt relativement grands. L'équation 2.14 que l'on cherche à résoudre peut s'écrire :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = F(\mathbf{U}). \quad (2.22)$$

L'algorithme de Runge-Kutta à p sous-étapes avance la solution \mathbf{U} de la $n^{\text{ème}}$ à la $(n+1)^{\text{ème}}$ itération selon :

$$\mathbf{U}^{(0)} = \mathbf{U}^{(n)}, \quad (2.23a)$$

$$\mathbf{U}^{(i)} = \mathbf{U}^{(n)} + \gamma_i \Delta t K_U, \quad i = 1 \dots p, \quad (2.23b)$$

$$\mathbf{U}^{(n+1)} = \mathbf{U}^{(p)}, \quad (2.23c)$$

avec $K_U = F(\mathbf{U}^{(i-1)})$ dans l'équation 2.23b. Les coefficients γ_i de l'algorithme sont données dans l'annexe B. Le pas de temps Δt vérifie la relation

$$\Delta t = \text{CFL} \frac{\Delta x}{c_0}, \quad (2.24)$$

avec CFL le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy. Sauf indication contraire, le CFL est pris égal à 1 dans les simulations présentées dans ce chapitre. Cette valeur garantit la stabilité de l'algorithme de Runge-Kutta que la géométrie soit 1D, 2D ou 3D.

2.3.2 Conditions limites de sol parfaitement réfléchissant et de rayonnement

Deux types de conditions limites sont considérés dans ce travail : des conditions limites de sol et des conditions limites de rayonnement. Les conditions limites de sol sont appliquées sur une des limites du domaine de calcul pour prendre en compte la réflexion des ondes acoustiques par un sol caractérisé par une impédance. L'obtention d'une condition limite dans le cas général où le sol a une impédance finie est étudiée dans le paragraphe 2.4. En effet, une telle condition limite ne peut pas être obtenue directement et des techniques spécifiques doivent être élaborées. Dans le cas particulier où le sol est parfaitement réfléchissant (impédance infinie), la composante de la vitesse particulaire normale à la paroi v_n est nulle, ce qui revient à forcer K_{v_n} à 0 dans l'équation 2.23b pour les points à la limite du domaine.

Pour les autres limites du domaine, des conditions limites de rayonnement sont nécessaires afin que les ondes acoustiques quittent le domaine de calcul sans réflexion parasite. Tam et Dong (1996) ont proposé des conditions limites de rayonnement basées sur une expression asymptotique des équations d'Euler linéarisées dans une géométrie bidimensionnelle. Cette expression suppose que les frontières du domaine sont loin des sources acoustiques. Bogey et Bailly (2002) ont ensuite étendues ces conditions limites à une géométrie tridimensionnelle. On présente maintenant la forme tridimensionnelle de ces conditions limites de rayonnement.

Les conditions de rayonnement s'écrivent en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) , avec θ l'angle d'élévation, et ϕ l'angle azimutal dans le plan (x, y) . Les relations entre les coordonnées sphériques et les coordonnées

cartésiennes sont :

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \phi \\ y = r \sin \theta \sin \phi \\ z = r \cos \theta \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \theta = \arccos \left(z / \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \right) \\ \phi = \arctan(y/x) \end{cases} . \quad (2.25)$$

Les conditions limites de rayonnement sont alors données par le système (Bogey et Bailly, 2002)

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} p \\ v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} + V_g \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) \begin{pmatrix} p \\ v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = 0, \quad (2.26)$$

avec V_g la vitesse de groupe. Le vecteur $V_g \mathbf{e}_r$ correspond à la vitesse de propagation des ondes acoustiques. Il est obtenu en réalisant la somme vectorielle de la vitesse du son moyenne \bar{c} et du vent moyen $\bar{\mathbf{V}}$, comme le montre le schéma de la figure 2.2. Ainsi :

$$V_g = \bar{\mathbf{V}} \cdot \mathbf{e}_r + \sqrt{\bar{c}^2 - (\bar{\mathbf{V}} \cdot \mathbf{e}_\theta)^2 - (\bar{\mathbf{V}} \cdot \mathbf{e}_\phi)^2}. \quad (2.27)$$

Les vecteurs unitaires qui interviennent dans l'équation 2.27 s'écrivent :

$$\begin{cases} \mathbf{e}_r = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \\ \mathbf{e}_\theta = (\cos \theta \cos \phi, \cos \theta \sin \phi, -\sin \theta) \\ \mathbf{e}_\phi = (-\sin \phi, \cos \phi, 0) \end{cases} . \quad (2.28)$$

Ces conditions limites de rayonnement sont appliquées sur 3 rangées de points, comme cela est fait dans Bogey et Bailly (2002). L'origine O des coordonnées est supposée proche des sources de bruit. Pour une source acoustique centrée en (x_S, y_S, z_S) au-dessus d'un sol en $z = 0$, l'origine est prise en $(x_S, y_S, 0)$ afin de prendre en compte l'onde incidente et l'onde réfléchie.

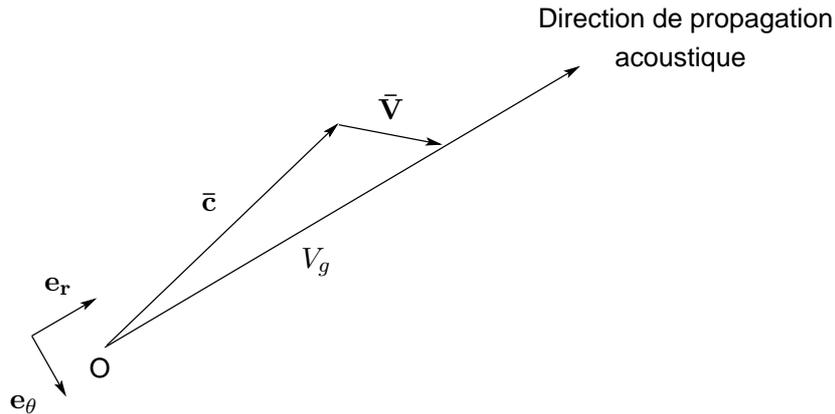


FIG. 2.2 – Schéma pour le calcul de la vitesse de groupe V_g par projection de $\bar{c} + \bar{\mathbf{V}}$ sur la direction de propagation \mathbf{e}_r .

2.3.3 Prise en compte des sources acoustiques

Les sources de bruit acoustiques peuvent être incluses dans les équations d'Euler linéarisées par l'intermédiaire du terme \mathbf{S} dans l'équation 2.14. Il est ainsi possible d'inclure une source de masse Q , ce

qui correspond à un rayonnement acoustique monopolaire, ou une force extérieure \mathbf{F} , ce qui correspond à un rayonnement acoustique dipolaire (Morse et Ingard, 1968). Dans les simulations présentées dans ce chapitre, on considère une distribution de pression initiale de forme gaussienne, soit en 1D :

$$p(x, t = 0) = \epsilon \exp\left(-\ln 2 \frac{x^2}{B^2}\right), \quad (2.29)$$

avec B la demi-largeur de la gaussienne et ϵ son amplitude. Cette source permet de couvrir une large bande fréquentielle, comme le montre la figure 2.3 avec $B = 3\Delta x$ et $B = 5\Delta x$. De plus, il existe des solutions analytiques dans de nombreux cas avec ce type de source. Ainsi, parmi les cas de référence proposés par la communauté de l'aéroacoustique numérique (Hardin *et al.*, 1995), ceux de catégorie 3 en champ libre, qui permettent de tester les conditions limites de rayonnement, et ceux de catégorie 4 au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant, qui permettent de tester la condition limite de sol, utilisent une distribution initiale gaussienne. Il existe également une solution tridimensionnelle au-dessus d'un sol d'impédance finie, proposée par Zheng et Zhuang (2004), qui utilise une distribution initiale gaussienne ; cette solution sera utilisée dans le paragraphe 2.4 pour tester différentes conditions limites d'impédance dans le domaine temporel.

En pratique, le centre de la distribution gaussienne doit être localisé à au moins 10 points de maillage avec $B = 3\Delta x$, et au moins 15 points de maillage avec $B = 5\Delta x$, afin d'éviter les oscillations parasites (voir figure 2.3). Dans les simulations présentées dans la suite, le pas de maillage est pris égal à 0.05 m ou 0.10 m. La figure 2.3 montre que l'impulsion a un contenu fréquentiel significatif pour $k_x\Delta x$ entre 0 et $3\pi/8$ environ avec $B = 3\Delta x$; la limite supérieure $k_x\Delta x = 3\pi/8$ correspond à une fréquence acoustique de 1280 Hz si $\Delta x = 0.05$ m ou de 640 Hz si $\Delta x = 0.10$ m. Avec $B = 5\Delta x$, la limite supérieure est réduite à environ $k_x\Delta x = \pi/4$, ce qui correspond à une fréquence de 850 Hz si $\Delta x = 0.05$ m ou de 430 Hz si $\Delta x = 0.10$ m.

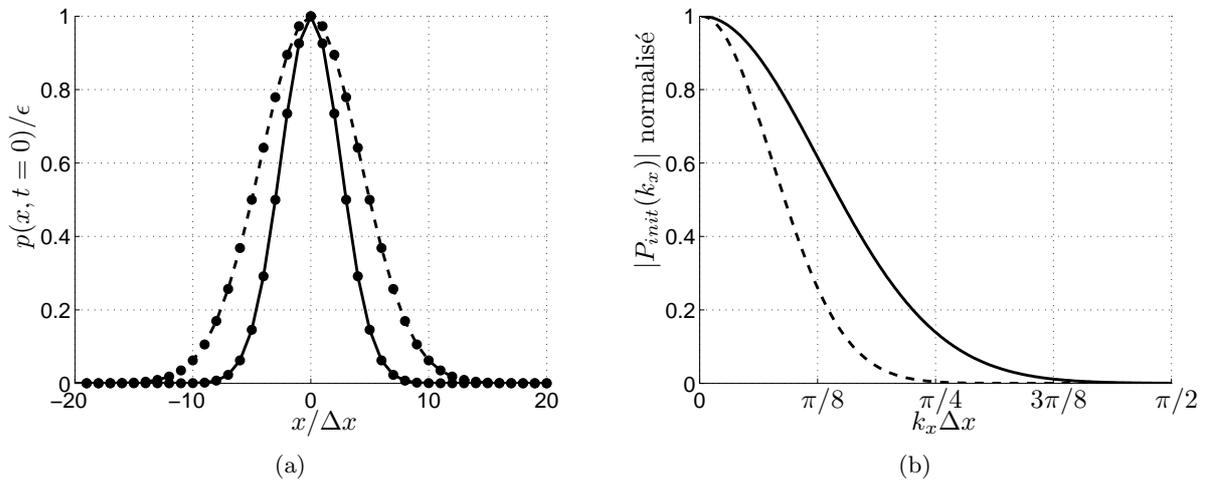


FIG. 2.3 – (a) Impulsion initiale gaussienne $p(x, t = 0)$ et (b) son spectre d'amplitude normalisé $|P_{init}(k_x)|$ avec une demi-largeur $B = 3\Delta x$ (trait continu) ou $B = 5\Delta x$ (tirets).

2.3.4 Performances du code

On décrit dans ce paragraphe les performances du code FDTD de résolution des équations d'Euler linéarisées. Les méthodes FDTD sont coûteuses en temps de calcul et en espace mémoire par rapport aux méthodes fréquentielles, c'est pourquoi il est difficile de réaliser des calculs de propagation longue

TAB. 2.1 – Caractéristiques des calculs réalisés avec le code FDTD de résolution des équations d’Euler linéarisées. Les tailles mémoires correspondent à des variables en simple précision, et les temps de calcul sont obtenus avec la machine vectorielle NEC SX-8 de l’IDRIS.

	Géométrie 2D		Géométrie 3D
Pas de maillage	$\Delta x = 0.10$ m	$\Delta x = 0.05$ m	$\Delta x = 0.10$ m
Taille du domaine	$x \in [-20 \text{ m}, 510 \text{ m}]$	$x \in [-10 \text{ m}, 505 \text{ m}]$	$x \in [-10 \text{ m}, 110 \text{ m}]$ $y \in [-10 \text{ m}, 10 \text{ m}]$ $z \in [0 \text{ m}, 20 \text{ m}]$
Nombre de points selon chaque direction	$N_x = 5311$ - $N_z = 1106$	$N_x = 10311$ - $N_z = 2106$	$N_x = 1211$ $N_y = 211$ $N_z = 206$
Nombre total de points	5.9×10^6	21.7×10^6	52.6×10^6
Nombre d’itérations temporelles	5500	11000	1300
Taille mémoire requise	≈ 300 Mo	≈ 1000 Mo	≈ 3500 Mo
Temps de calcul	≈ 1 h	≈ 8 h	≈ 4 h

distance sur des machines scalaires “classiques”. Dans ce travail, nous avons réalisé les principaux calculs sur la machine vectorielle NEC SX-8 de l’Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS), qui est le centre de calcul du CNRS (Site internet de l’IDRIS, 2008). En effet, les méthodes de différences finies se prêtent généralement bien à la vectorisation, comme on va le voir maintenant, et un gain en temps de calcul considérable est obtenu en exécutant le code sur une machine vectorielle plutôt que sur une machine scalaire.

Dans le tableau 2.1, les caractéristiques des principaux calculs réalisés dans ce chapitre sont décrits. Toutes les simulations sont réalisées sur un maillage cartésien uniforme ($\Delta x = \Delta y = \Delta z$). La source acoustique est placée en $x = 0$, et 200 points sont conservés à gauche de la source (vers les x négatifs) pour obtenir une bonne précision des conditions limites de rayonnement. La condition limite de sol est localisée en $z = 0$. Deux types de calcul sont réalisés dans une géométrie bidimensionnelle, avec une distance de propagation d’environ 500 m selon x et des pas de maillage de 0.10 m et de 0.05 m. Les calculs avec $\Delta x = 0.10$ m sont utilisés dans le paragraphe 2.3.5 pour étudier la propagation acoustique au-dessus d’un sol parfaitement réfléchissant en condition homogène. Les calculs avec $\Delta x = 0.05$ m permettent quant à eux de considérer une plus grande gamme de fréquences acoustiques, et sont utilisés dans le paragraphe 2.5 pour étudier la propagation acoustique au-dessus d’un sol d’impédance finie en présence d’un profil vertical de célérité du son. Un troisième et dernier type de calcul est réalisé dans une géométrie tridimensionnelle, avec une distance de propagation d’environ 100 m selon x et un pas de maillage de 0.10 m ; il est utilisé dans le paragraphe 2.4.3 pour valider les conditions limites d’impédance obtenues dans le paragraphe 2.4.2. En 3D, le domaine comprend plus de 50 millions de points, et le calcul est effectué sur 1300 itérations temporelles. Le domaine de calcul en 2D contient moins de points, mais un plus grand nombre d’itérations temporelles sont nécessaires pour que l’impulsion sorte du domaine considéré.

Plusieurs indicateurs peuvent être utilisés pour estimer les performances du code. Le nombre d’opérations flottantes par seconde (*floating-point operations per second* ou FLOPS) est une mesure de la vitesse des calculs. En l’absence de profil de célérité du son, la vitesse des calculs est proche de 9 GFLOPS, pour une puissance crête de 16 GFLOPS sur le NEC SX-8 (1 GFLOPS = 10^9 FLOPS). La puissance crête est un maximum théorique, et on peut considérer que le code est exécuté efficacement si la vitesse des calculs atteint environ la moitié de la puissance crête (Site internet de l’IDRIS, 2008). En présence d’un profil

de célérité du son, la vitesse d'exécution est sensiblement inférieure, de l'ordre de 8 GFLOPS, mais la performance du code reste très satisfaisante. Pour déterminer l'efficacité de la vectorisation, on considère le pourcentage d'opérations vectorielles $V.Op.ratio$, défini par

$$V.Op.ratio = \frac{\text{nombre d'opérations vectorielles}}{\text{nombre d'opérations scalaires} + \text{nombre d'opérations vectorielles}} \times 100.$$

$V.Op.ratio$ est compris entre 99.7% et 99.8% pour les différents calculs réalisés dans ce chapitre, ce qui montre que le code est efficacement vectorisé. Les performances du code sont identiques que les calculs soient réalisés en simple ou double précision. Un réel est représenté par 4 octets en simple précision, alors qu'il est représenté par 8 octets en double précision. Pour les configurations étudiées dans ce chapitre, les calculs sont réalisés en simple précision car la double précision n'améliore pas les résultats.

2.3.5 Validation au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant dans une géométrie bidimensionnelle

Les équations d'Euler linéarisées sont ici résolues en deux dimensions au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant et dans une atmosphère homogène. Ces calculs permettent de tester les propriétés des schémas numériques dans une géométrie de propagation longue distance tout en gardant des temps de calcul raisonnables. La condition limite de sol est placée en $z = 0$, et les calculs sont réalisés pour $x \in [-20 \text{ m}, 510 \text{ m}]$ et $z \in [0 \text{ m}, 110 \text{ m}]$, avec un pas de maillage Δx de 0.1 m (voir les caractéristiques du calcul dans le tableau 2.1). 5500 itérations temporelles sont calculées afin que l'impulsion gaussienne soit complètement sortie du domaine à la fin du calcul, ce qui correspond à un temps de simulation d'environ 1.6 s.

Le centre de l'impulsion initiale est placé à une hauteur de 2 m par rapport au sol, et des demi-largeurs de gaussienne B de $3\Delta x = 0.3 \text{ m}$ et $5\Delta x = 0.5 \text{ m}$ sont considérées. La figure 2.4 montre des cartographies de pression à trois temps différents avec $B = 0.3 \text{ m}$. En $t = 294 \text{ ms}$, les ondes acoustiques se propageant vers la gauche sont déjà sorties du domaine de calcul et celles se propagent vers le haut sont sur le point de le faire. Les cartographies en $t = 882 \text{ ms}$ et $t = 1471 \text{ ms}$ montrent la propagation des ondes acoustiques vers la droite du domaine. Ces cartographies montrent d'un point de vue qualitatif que les conditions limites de rayonnement permettent aux ondes acoustiques de sortir du domaine sans réflexion parasite importante. Les résultats présentés dans la figure 2.4 ont été obtenus avec un coefficient de filtrage s_f de 0.2 pour l'ensemble des filtres sauf SF03 pour lequel ce coefficient vaut $s_f/20 = 0.01$.

On étudie maintenant l'influence du coefficient de filtrage sur les résultats du code. Pour cela, les spectres fréquentiels du niveau de pression relatif au champ libre sont calculés. Le niveau de pression relatif au champ libre ΔL est donné par :

$$\Delta L = 20 \log_{10} \left(\frac{|P(f)|}{|P_{libre}(f)|} \right). \quad (2.30)$$

À l'aide de transformées de Fourier rapides, le spectre d'amplitude de pression $|P(f)|$ est obtenu à partir du signal de pression $p(t)$ calculé par le code, et le spectre d'amplitude de pression en champ libre $|P_{libre}(f)|$ est obtenu à partir de la pression $p_{libre}(t)$ calculée analytiquement. Cette solution analytique est déduite de l'expression donnée par Tam et Webb (1993) :

$$p_{libre}(x, z, t) = \frac{\epsilon}{2(\ln 2/B^2)} \int_0^\infty \exp \left[\frac{\xi^2}{4(\ln 2/B^2)} \right] \cos(\xi c_0 t) J_0(\xi \sqrt{x^2 + z^2}) \xi d\xi, \quad (2.31)$$

avec J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0. L'équation 2.31 donnée ici est écrite en termes de variables dimensionnelles, alors que l'équation (B.11) de Tam et Webb (1993) est donnée en termes de variables

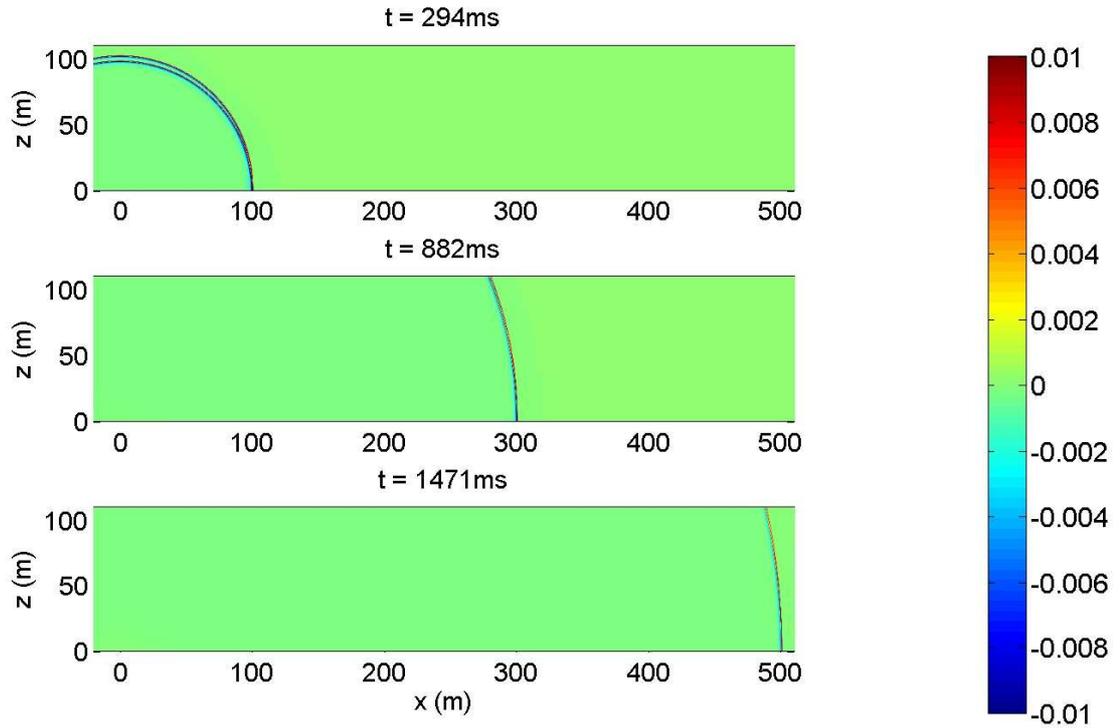


FIG. 2.4 – Cartographies de de p/ϵ avec $B = 0.3m$ et un sol parfaitement réfléchissant.

adimensionnelles.

Les spectres du niveau de pression relatif au champ libre sont tracés sur la figure 2.5 pour des distances de propagation de 100 m et de 500 m, et pour différents paramètres de filtrage sélectif. Les récepteurs sont à une hauteur de 2 m, et la demi-largeur de la gaussienne est égale à 0.3 m. On s'intéresse tout d'abord aux résultats obtenus sans le filtre complètement décentré SF03. Les niveaux de pression obtenus avec un coefficient de filtrage s_f de 0.2 suivent la solution analytique jusqu'à des fréquences plus hautes que ceux obtenus avec $s_f = 0.5$. En effet, plus le coefficient de filtrage est fort, plus l'atténuation aux hautes fréquences est importante. Il n'est cependant pas possible de prendre un coefficient de filtrage inférieur à 0.2; avec $s_f = 0.1$, le calcul devient très rapidement instable.

On montre ensuite que le filtre sélectif décentré sur 4 points SF03 peut permettre de stabiliser le calcul, et n'augmente pas l'erreur de façon significative lorsqu'un coefficient de filtrage $s_f/20$ est utilisé. Avec $s_f = 0.2$, la figure 2.5 montre que les niveaux de pression sont quasiment identiques que le filtre SF03 soit utilisé ou non. De plus, avec cette valeur de s_f , des instabilités apparaissent en bas à gauche du domaine après 5200 itérations lorsque le filtre SF03 n'est pas utilisé. Sur la figure 2.6, le résidu R_p est tracé en fonction du temps normalisé $\bar{t} = t/(\Delta x/c_0)$. Dans une géométrie bidimensionnelle, le résidu est défini par (Bogey et Bailly, 2002) :

$$R_p(t) = \left[\frac{1}{N_x N_z} \sum_{m=1}^{N_x} \sum_{n=1}^{N_z} p^2(m\Delta x, n\Delta z, t) \right]^{1/2}, \quad (2.32)$$

avec N_x et N_z le nombre de points selon x et z respectivement. Pour $\bar{t} \geq 5000$, l'impulsion gaussienne est sortie du domaine de calcul, et on s'attend par conséquent à une décroissance du résidu. C'est ce qui se produit lorsque le filtre SF03 est utilisé. Lorsqu'il n'est pas utilisé, par contre, des instabilités apparaissent pour $\bar{t} \geq 5200$ environ et le résidu se met à augmenter. Il est donc conseillé d'utiliser le

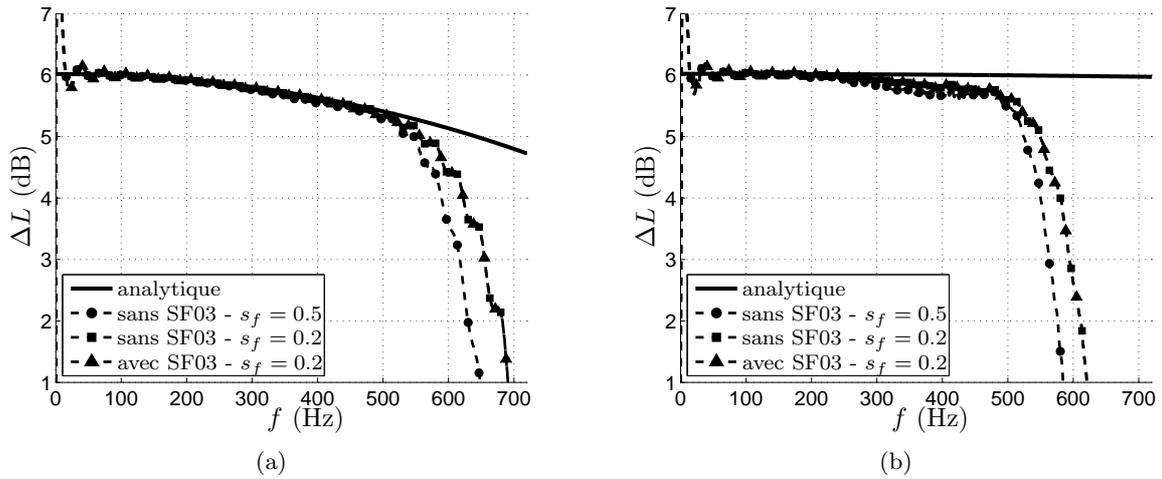


FIG. 2.5 – Spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL pour une distance de propagation de (a) 100 m et (b) 500 m avec différents paramètres du filtrage sélectif ($B = 0.3 m$). Le coefficient de filtrage du filtre SF03, lorsqu'il est utilisé, est $s_f/20$.

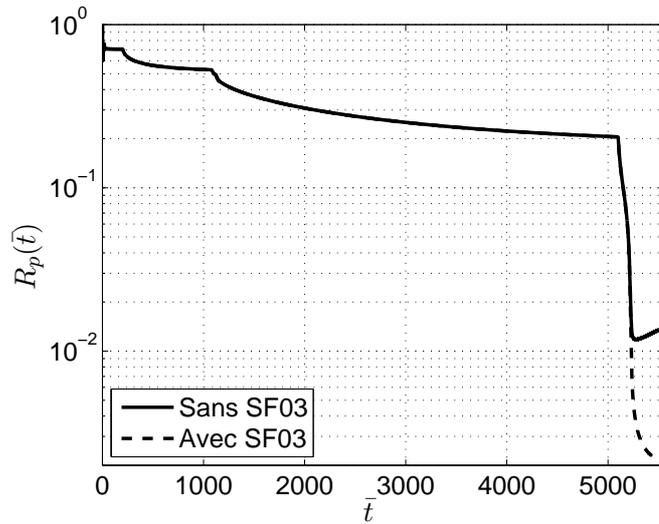


FIG. 2.6 – Résidu R_p en fonction du temps normalisé \bar{t} avec une demi-largeur $B = 0.3 m$ et un coefficient de filtrage $s_f = 0.2$. La courbe en trait continu correspond au calcul sans SF03, et la courbe en tirets au calcul avec SF03 en utilisant un coefficient de filtrage $s_f/20 = 0.01$.

filtre SF03 lorsqu'un grand nombre d'itérations temporelles sont calculées. Pour les simulations 1D et 3D présentées dans le paragraphe 2.4, le nombre d'itérations est inférieur à 1500 et le filtre SF03 n'est pas utilisé.

Au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant, la solution numérique peut être comparée à une solution analytique dans le domaine temporel. En utilisant la méthode des images, la solution analytique est donnée par

$$p_{refl}(x, z, t) = p_{libre}(x, z - z_S, t) + p_{libre}(x, z + z_S, t), \quad (2.33)$$

où z_S est la hauteur de la source et où la pression p_{libre} est calculée avec l'équation 2.31. Les solutions analytique et numérique sont tracées pour des distances de propagation de 100 m, 300 m et 500 m sur la figure 2.7 avec une demi-largeur $B = 3\Delta x = 0.3 m$, et sur la figure 2.8 avec une demi-largeur $B =$

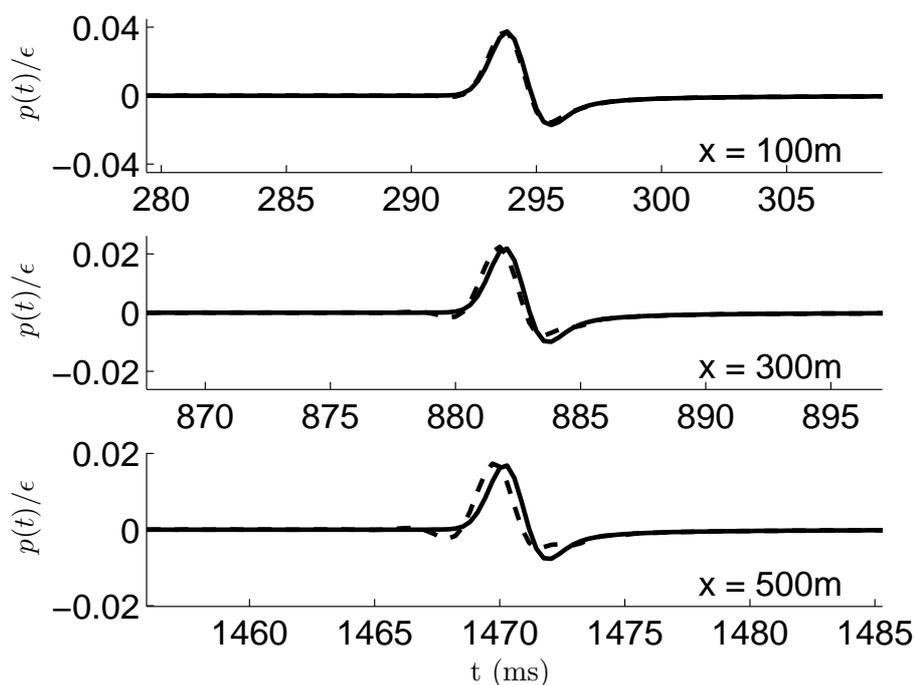


FIG. 2.7 – Pression $p(t)/\epsilon$ avec $B = 3\Delta x$ au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant à une hauteur de 2 m. La solution analytique est tracée en trait continu, et la solution numérique en pointillés.

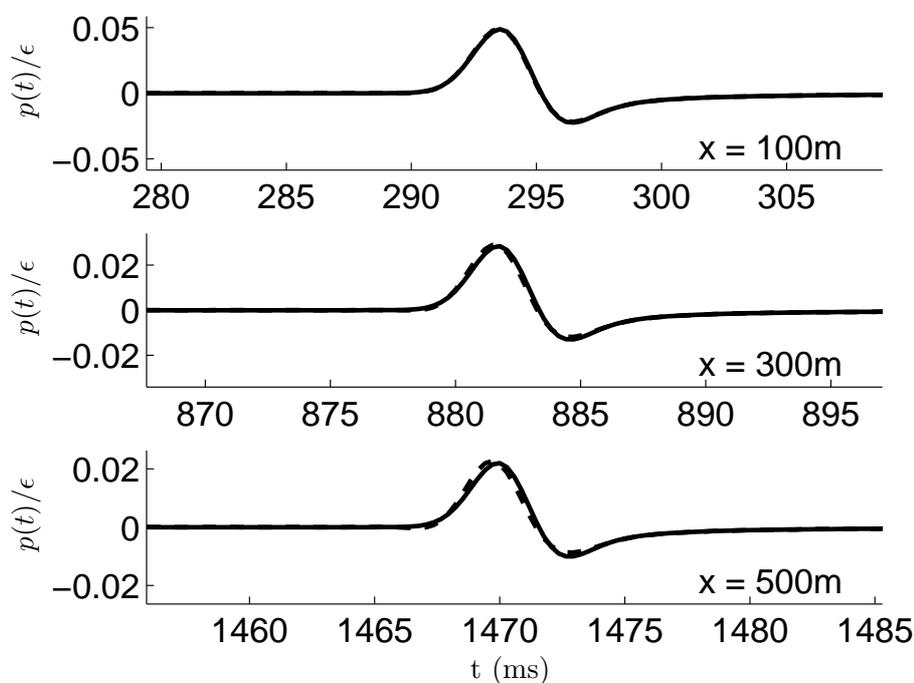


FIG. 2.8 – Pression $p(t)/\epsilon$ avec $B = 5\Delta x$ au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant à une hauteur de 2 m. La solution analytique est tracée en trait continu, et la solution numérique en pointillés.

$5\Delta x = 0.5$ m. Avec $B = 3\Delta x$, on observe une déformation importante de l'impulsion gaussienne pour des distances de propagation supérieures ou égales à 300 m. Avec $B = 5\Delta x$, l'accord entre simulations et théorie est bien meilleur. Les spectres de ΔL , tracés sur la figure 2.9 à des distances de propagation de 100 m et 500 m, permettent d'interpréter ces résultats. On constate qu'avec une demi-largeur de $5\Delta x$, la solution numérique est en bon accord avec la solution analytique jusqu'à 400 Hz environ. Au-dessus de 400 Hz, les oscillations du niveau de pression peuvent être attribuées au faible contenu énergétique de l'impulsion gaussienne aux hautes fréquences, comme cela a été discuté dans le paragraphe 2.3.3. Ainsi, les fréquences qui ont un contenu énergétique significatif sont bien résolues avec $B = 5\Delta x$, et la forme de l'impulsion est bien prédite. Avec une demi-largeur de $3\Delta x$, la figure 2.9 montre que la solution numérique est en accord avec la solution analytique sur une gamme de fréquences plus importante qu'avec $B = 5\Delta x$. La solution numérique est à moins de 1 dB de la solution analytique jusqu'à 620 Hz à 100 m, et jusqu'à 550 Hz à 500 m. Ainsi, à une distance de propagation de 100 m, les fréquences qui ont un contenu énergétique significatif sont pour la plupart bien résolues, et la forme de l'impulsion est bien prédite. À une distance de propagation de 500 m, par contre, l'impulsion est déformée car les hautes fréquences de l'impulsion ne sont pas bien résolues. On peut donc conclure de ces résultats qu'il est préférable d'utiliser une demi-largeur de gaussienne de $5\Delta x$ si on veut préserver la forme de l'impulsion gaussienne. Par contre, si l'objectif est d'obtenir le spectre sur une gamme fréquentielle la plus grande possible, il est préférable d'utiliser $B = 3\Delta x$.

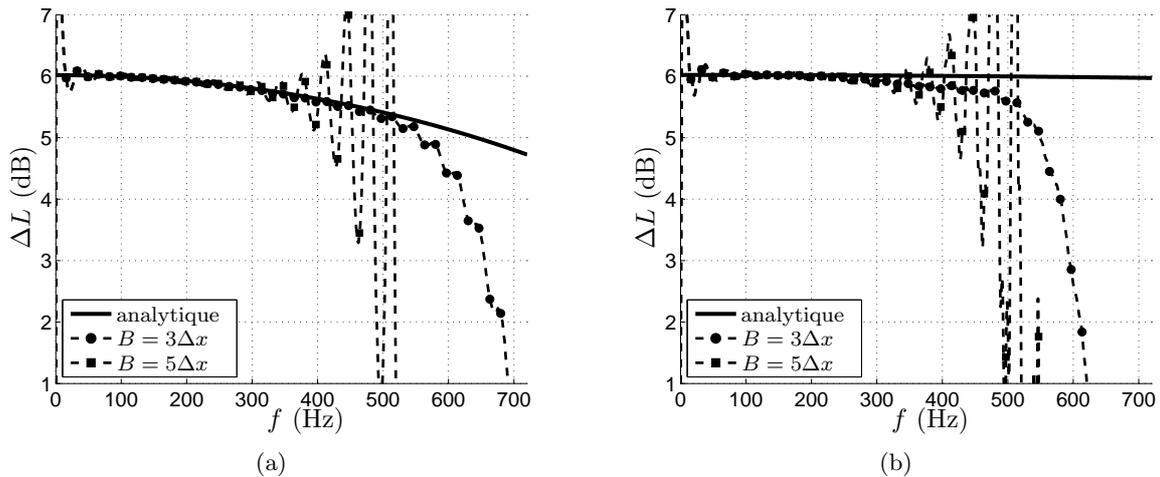


FIG. 2.9 – Spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une hauteur de 2 m et à des distances de propagation de (a) 100 m et (b) 500 m. Deux demi-largeurs de gaussienne différentes sont considérées.

2.4 Obtention et validation de conditions limites d'impédance dans le domaine temporel

Dans les modèles de propagation en milieu extérieur, il est essentiel de prendre en compte l'effet de sol, c'est-à-dire la réflexion des ondes acoustiques sur un sol d'impédance finie. En effet, la condition limite de sol parfaitement réfléchissant qui a été utilisée dans le paragraphe 2.3.5 est une idéalisation qui ne peut généralement pas être utilisée en pratique. L'obtention d'une condition limite d'impédance dans le domaine temporel (CLIT) n'est cependant pas triviale. En effet, les modèles d'impédance utilisés classiquement pour la propagation en milieu extérieur ont été obtenus dans le domaine fréquentiel

(Zwikker et Kosten, 1949; Delany et Bazley, 1970; Attenborough, 1987; Bérengier *et al.*, 1997), et la plupart de ces modèles ne peuvent pas être transcrits directement dans le domaine temporel. Pour qu'une condition limite d'impédance fréquentielle puisse être transcrite dans le domaine temporel, la définition de l'impédance doit être étendue à l'ensemble du plan fréquentiel complexe, ce qui est possible si les conditions nécessaires suivantes sont vérifiées (Rienstra, 2006) :

- modèle causal : $Z(\omega)$ est analytique et non-nulle dans $\text{Im}(\omega) > 0$,
- modèle réel : $Z^*(\omega) = Z(-\omega)$,
- modèle passif : $\text{Re}[Z(\omega)] \geq 0$,

où * signifie "complexe conjugué de", $\text{Re}[\]$ et $\text{Im}[\]$ correspondent à la partie réelle et à la partie imaginaire d'un nombre complexe, et la convention $\exp(-j\omega t)$ est utilisée. La condition de causalité implique que les parties réelle et imaginaire de l'impédance sont reliées par une transformée de Hilbert (Morse et Feshbach, 1953; Miki, 1990; Berthelot, 2001). Ces transformées de Hilbert sont parfois appelées relations de Kramers-Krönig, et peuvent également être écrites entre les parties réelle et imaginaire du nombre d'onde complexe $k_L(\omega)$ dans le milieu poreux (Waters *et al.*, 2000; Fella *et al.*, 2004). Un modèle qui vérifie les trois conditions listées précédemment est dit physiquement admissible (*physically possible impedance model* en anglais).

Différents auteurs ont proposé des techniques pour modéliser l'impédance des matériaux de revêtement utilisés dans les réacteurs d'avions (*lining materials*) dans le domaine temporel (Tam et Auriault, 1996; Özyörük et Long, 1997; Fung et Ju, 2001; Reymen *et al.*, 2007). Ces techniques ont été appliquées avec un relatif succès dans des configurations de propagation acoustique en conduit, mais elles n'ont pas été testées avec des modèles d'impédance de sol. De plus, ces études ont pour but de développer des CLIT en présence d'un écoulement moyen. Cette difficulté supplémentaire n'est pas présente en milieu extérieur, car les vitesses de vent dans la couche de surface de l'atmosphère sont assez faibles (Stull, 1988); typiquement, le nombre de Mach est inférieur à 0.05. Par ailleurs, dans la communauté de la propagation acoustique en milieu extérieur, deux approches ont été proposées pour modéliser la propagation du son au-dessus d'un sol d'impédance finie dans le domaine temporel. Certains auteurs ont choisi d'ajouter une couche de milieu poreux au domaine de calcul et de résoudre explicitement la propagation du son dans le milieu poreux (Salomons *et al.*, 2002), alors que d'autres ont développé des CLIT à partir de modèles d'impédance de sol classiques, comme le modèle phénoménologique de Zwikker et Kosten (Wilson *et al.*, 2006; Ostashev *et al.*, 2007). Deux formes de CLIT sont ainsi proposées par Ostashev *et al.* (2007) : la première est basée sur une approximation de la réponse impulsionnelle de l'impédance dans le domaine temporel, alors que la seconde utilise une approximation de Padé dans le domaine fréquentiel, qui est transcrite dans le domaine temporel à l'aide de dérivées fractionnaires (Fella et Depollier, 2000; Liebler *et al.*, 2004).

Dans la présente étude, nous avons choisi de développer des CLIT, car cette approche évite de réaliser des calculs supplémentaires dans le milieu poreux. Tout d'abord, en suivant Reymen *et al.* (2007), on montre que l'impédance peut être approchée par un ensemble de fonctions-type, dont les coefficients sont choisis de façon à ce que l'impédance approchée soit causale, réelle et passive. Une forme générale de CLIT est ensuite obtenue en utilisant la méthode de convolution récursive, développée à l'origine dans le contexte de la propagation électromagnétique dans des milieux dispersifs (Luebbbers et Hunsberger, 1992). La méthode de convolution récursive est efficace d'un point de vue numérique pour calculer une convolution discrète. On montrera également que la CLIT proposée par Ostashev *et al.* (2007) à partir de la réponse impulsionnelle de l'impédance dans le domaine temporel est assez similaire à cette forme générale. Ensuite, différentes méthodes d'identification des coefficients intervenant dans les fonctions-type sont proposées. L'identification peut être réalisée dans le domaine fréquentiel, comme cela est fait par Fung et Ju (2001) et Reymen *et al.* (2007), ou dans le domaine temporel, comme cela est fait par Ostashev *et al.* (2007). On verra qu'il est nécessaire d'ajouter des contraintes sur la valeurs des

coefficients pour obtenir des résultats numériques stables et précis. Ainsi, l'identification des coefficients est une étape déterminante dans l'obtention de CLIT, qui doit permettre non seulement d'obtenir une bonne approximation de l'impédance sur la gamme fréquentielle considérée mais également des valeurs de coefficients qui sont adaptées à la résolution numérique par différences finies.

Cette partie est organisée de la façon suivante. Dans le paragraphe 2.4.1, plusieurs modèles fréquentiels d'impédance de sol couramment utilisés sont présentés. Ce sont des modèles simples, avec un ou deux paramètres ajustables. Ensuite, dans le paragraphe 2.4.2, la forme générale des CLIT est décrite et comparée aux autres CLIT qui existent dans la littérature. Différentes méthodes d'identification de coefficients sont également présentées. Dans le paragraphe 2.4.3, les CLIT sont validées dans le code de résolution des équations d'Euler linéarisées présenté dans le paragraphe 2.3. Des cas-test 1D et 3D sont considérés, et des calculs sont réalisés dans une configuration tridimensionnelle réaliste dans le contexte de la propagation du son en milieu extérieur. Dans toute cette partie, l'atmosphère est supposée homogène et au repos.

2.4.1 Modèles d'impédance dans le domaine fréquentiel

L'un des modèles les plus couramment utilisés pour calculer l'impédance des sols en milieu extérieur est le modèle empirique de Delany et Bazley (1970). Pour une couche semi-infinie, l'impédance caractéristique a la forme suivante :

$$Z_c/\rho_0c_0 = 1 + a(f/\sigma_e)^b + jc(f/\sigma_e)^d, \quad (2.34)$$

avec σ_e une résistivité au passage de l'air effective. Ce modèle a un seul paramètre ajustable, et il a été utilisé par de nombreux auteurs pour modéliser l'impédance de sol herbeux (Chessell, 1977; Rasmussen, 1981; Embleton *et al.*, 1983), bien qu'il ait été développé à l'origine pour les matériaux absorbants fibreux. Un modèle à deux paramètres peut être construit à partir de l'équation 2.34 en considérant une couche d'épaisseur d_L sur un support rigide. L'impédance caractéristique est alors écrite (Rasmussen, 1981) :

$$Z_{cL} = jZ_c/\tan(k_L d_L), \quad (2.35)$$

où k_L est le nombre d'onde complexe dans la couche poreuse, qui a la forme suivante dans le modèle de Delany-Bazley :

$$k_L = \frac{\omega}{c_0} [1 + p(f/\sigma_e)^q + jr(f/\sigma_e)^s]. \quad (2.36)$$

Ce modèle d'impédance de sol a deux paramètres ajustables σ_e et d_L .

Pour le modèle de Delany-Bazley "classique", les coefficients empiriques dans les équations 2.34 et 2.36 sont en unités SI :

$$a_{DB} = 0.0511, \quad c_{DB} = 0.0768, \quad b_{DB} = -0.75, \quad d_{DB} = -0.73, \quad (2.37)$$

$$p_{DB} = 0.0858, \quad r_{DB} = 0.175, \quad q_{DB} = -0.70, \quad s_{DB} = -0.59. \quad (2.38)$$

Miki (1990) a montré que ce choix de coefficients ne respecte pas la condition de causalité pour qu'un modèle d'impédance soit physiquement admissible. Il a proposé de nouveaux coefficients dans les équations 2.34 et 2.36 pour obtenir un modèle d'impédance vérifiant les conditions de causalité, de réalité et de passivité :

$$a_M = 0.0699, \quad c_M = 0.107, \quad b_M = -0.632, \quad d_M = b_M, \quad (2.39)$$

$$p_M = 0.109, \quad r_M = 0.160, \quad q_M = -0.618, \quad s_M = q_M. \quad (2.40)$$

La figure 2.10 permet de comparer l'impédance normalisée $Z_L = Z_{cL}/\rho_0c_0$ pour une couche d'épaisseur 0.01 m et de résistivité effective 100 kPa.s.m⁻² sur un support rigide calculée avec le modèle de Delany-Bazley ou le modèle de Miki. En dessous de 300 Hz, il apparaît que la partie réelle de l'impédance est

négative avec le modèle de Delany-Bazley, ce qui signifie que le sol n'est plus passif. Avec le modèle de Miki, la partie réelle de l'impédance reste positive sur la bande fréquentielle 50-5000 Hz.

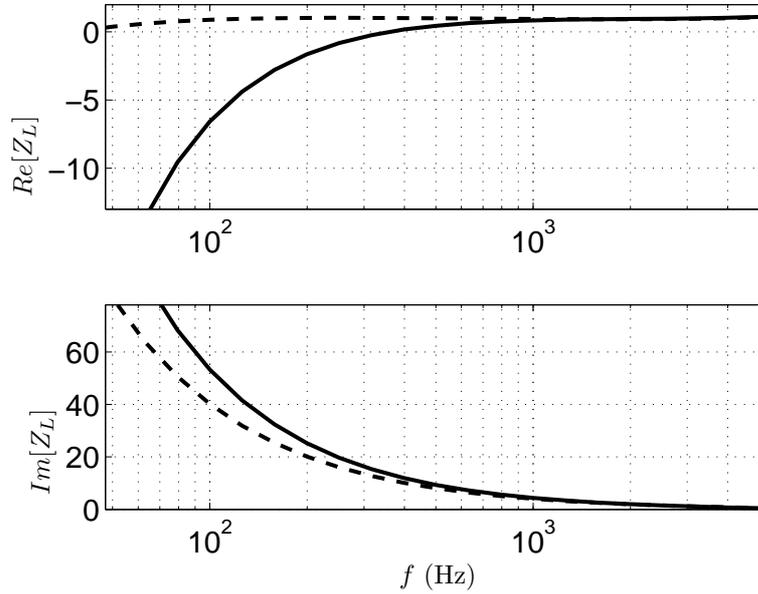


FIG. 2.10 – Parties réelle et imaginaire de l'impédance normalisée $Z_L = Z_{cL}/\rho_0 c_0$ d'une couche d'épaisseur 0.01 m et de résistivité effective $100 \text{ kPa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$ sur un support rigide. Les traits continus correspondent au modèle de Delany-Bazley, et les tirets au modèle de Miki.

Récemment, Wilson *et al.* (2006) et Ostashev *et al.* (2007) ont proposé des CLIT basées sur le modèle phénoménologique de Zwicker et Kosten (Zwicker et Kosten, 1949). L'impédance caractéristique pour une couche semi-infinie a la forme suivante :

$$Z_c = Z_\infty \sqrt{\frac{1 - j\omega\tau}{-j\omega\tau}}, \quad (2.41)$$

avec Z_∞ et τ deux paramètres. Avec les valeurs classiques du modèle de Zwicker et Kosten, l'impédance n'est pas prédite correctement aux hautes fréquences et pour les faibles résistivités au passage de l'air. Ainsi, Wilson *et al.* (2006) proposent les valeurs de paramètres suivantes :

$$Z_\infty = \frac{\rho_0 c_0}{\Omega}, \quad \tau = \frac{\rho_0 q^2 \gamma}{\sigma_0 \Omega}, \quad (2.42)$$

avec Ω la porosité du sol, q la tortuosité, et σ_0 la résistivité au passage de l'air dans la limite basses fréquence. Avec ce choix des paramètres Z_∞ et τ , le modèle, appelé modèle de Zwicker et Kosten modifié, est en bon accord avec des modèles d'impédance plus sophistiqués (modèles microstructurels et modèles de relaxation), et il a un domaine d'application plus large que le modèle de Delany-Bazley, en particulier aux basses fréquences et pour les matériaux de résistivité élevés comme les sols compactés et l'asphalte (Wilson *et al.*, 2006). Cependant, le modèle de Zwicker et Kosten modifié n'est pas approprié pour calculer l'impédance de sols de structure inhomogène, comme la couche poreuse sur un support rigide de l'équation 2.35, car il prédit des valeurs de nombre d'onde complexe dans le milieu poreux différentes des valeurs prédites par les modèles plus sophistiqués (voir les comparaisons faites par Wilson *et al.* (2007b) sur les valeurs d'atténuation). La figure 2.11 montre la dépendance fréquentielle de l'impédance normalisée $Z = Z_c/\rho_0 c_0$ calculée avec le modèle de Zwicker et Kosten modifié avec des valeurs de paramètres typiques

d'un sol herbeux et de la neige.

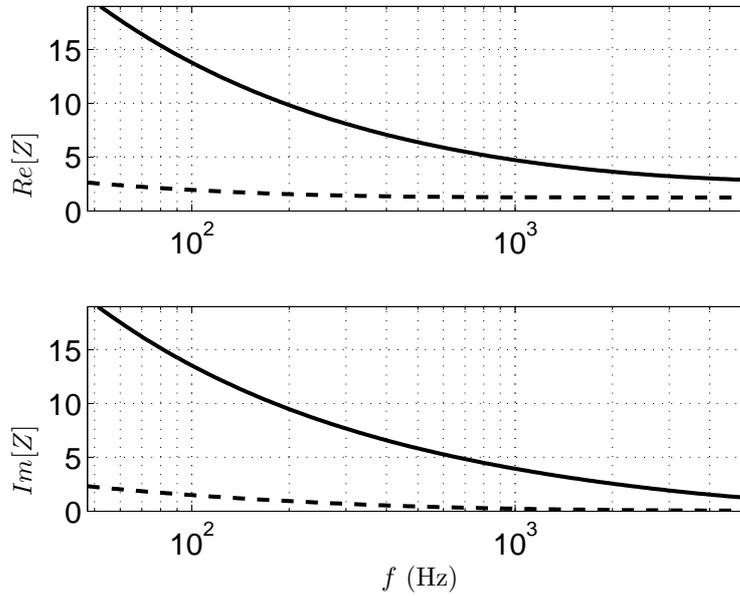


FIG. 2.11 – Parties réelle et imaginaire de l'impédance normalisée $Z = Z_c/\rho_0 c_0$ avec le modèle de Zwicker et Kosten modifié pour une couche semi-infinie. Les traits continus correspondent à un sol herbeux ($\sigma_0 = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $\Omega = 0.5$, $q = 1.3$), et les tirets à la neige ($\sigma_0 = 5 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $\Omega = 0.8$, $q = 1$).

2.4.2 Obtention de conditions limites d'impédance dans le domaine temporel

Soit $p(t)$ la pression acoustique et $v_n(t)$ la vitesse particulaire normale à l'interface entre le sol et l'air, avec $P(\omega)$ and $V_n(\omega)$ leurs transformées de Fourier respectives. La condition limite d'impédance fréquentielle

$$P(\omega) = Z(\omega)V_n(\omega) \quad (2.43)$$

peut être transcrite dans le domaine temporel pour obtenir la CLIT suivante :

$$p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} v_n(t-t')z(t')dt', \quad (2.44)$$

avec $z(t)$ la transformée de Fourier inverse de l'impédance $Z(\omega)$. Pour éviter le calcul de la convolution de l'équation 2.44, qui n'est pas efficace d'un point de vue numérique, la méthode de convolution récursive introduite par Luebbers et Hunsberger (1992) dans le contexte de la propagation électromagnétique dans des milieux dispersifs est utilisée. Cette méthode peut être appliquée à certains types de fonction, correspondant aux milieux dispersifs de Debye et de Lorentz en électromagnétique (Luebbers et Hunsberger, 1992). Pour introduire ces fonctions, une approximation doit être faite. Dans une première partie, l'impédance est approchée dans le domaine fréquentiel, en suivant une méthode proposée par Fung et Ju (2001) et utilisée également par Reymen *et al.* (2007). L'approximation fréquentielle peut être appliquée à tous les modèles d'impédance. Dans une deuxième partie, l'approximation est réalisée dans le domaine temporel, en suivant une technique que Ostashev *et al.* (2007) ont appliqué au modèle de Zwicker et Kosten modifié. La réponse impulsionnelle $z(t)$ doit être connue analytiquement pour utiliser cette technique. On montrera que la réponse impulsionnelle peut être calculée pour le modèle de Miki d'une couche

semi-infinie. Enfin, dans une troisième partie, différentes méthodes d'identification des coefficients qui interviennent dans les CLIT sont présentées.

Approximation dans le domaine fréquentiel

En suivant l'approche de Reymen *et al.* (2007), l'impédance est écrite comme la somme de S systèmes du premier ordre (pôles réels) et de T systèmes du deuxième ordre (pôles complexes conjugués) :

$$Z(\omega) = \sum_{k=1}^S Z_k(\omega) + \sum_{l=1}^T Z_l(\omega). \quad (2.45)$$

L'impédance $Z_k(\omega)$ et la réponse impulsionnelle correspondante $z_k(t)$ pour un pôle réel $\lambda_k > 0$ sont

$$Z_k(\omega) = \frac{A_k}{\lambda_k - j\omega}, \quad (2.46)$$

$$z_k(t) = A_k e^{-\lambda_k t} H(t), \quad \lambda_k \geq 0, \quad (2.47)$$

où $H(t)$ est la fonction de Heaviside, qui vaut zéro pour $t < 0$ et 1 sinon. L'impédance $Z_l(\omega)$ et la réponse impulsionnelle correspondante $z_l(t)$ pour une paire de pôles complexes conjugués λ_l et λ_l^* , notés $\alpha_l \pm j\beta_l$, sont

$$Z_l(\omega) = \frac{A_l}{\lambda_l - j\omega} + \frac{B_l}{\lambda_l^* - j\omega} = \frac{D_l - j\omega C_l}{(\alpha_l - j\omega)^2 + \beta_l^2}, \quad (2.48)$$

$$z_l(t) = e^{-\alpha_l t} H(t) \left[C_l \cos(\beta_l t) + \frac{D_l - \alpha_l C_l}{\beta_l} \sin(\beta_l t) \right], \quad \alpha_l \geq 0. \quad (2.49)$$

À partir de l'équation 2.48 :

$$C_l = A_l + B_l, \quad (2.50)$$

$$D_l = \alpha_l(A_l + B_l) + j\beta_l(B_l - A_l), \quad (2.51)$$

donc il faut que $B_l = A_l^*$ pour que C_l et D_l soient réels, ce qui est une condition nécessaire pour que le modèle d'impédance donnée par les équations 2.45–2.49 soit réel. Ce modèle d'impédance est aussi causal si les conditions $\lambda_k \geq 0$ et $\alpha_l \geq 0$ sont vérifiées, et passif si les coefficients sont bien choisis.

Le modèle d'impédance donnée par les équations 2.45–2.49 a été proposé tout d'abord par Fung et Ju (2001), qui utilisent des fonctions-type identiques pour approcher le coefficient de réflexion. Leur modèle relie les vitesses incidente et réfléchie, alors que le modèle proposé ici relie la pression à la vitesse normale. On peut remarquer également que le modèle à trois paramètres

$$Z(\omega) = Z_{-1}/(-j\omega) + Z_0 + Z_1(j\omega), \quad (2.52)$$

qui peut être vu comme un système masse-ressort-amortisseur, peut être considéré comme un système du deuxième ordre de la forme de l'équation 2.48 (Reymen *et al.*, 2007). Ce modèle permet d'obtenir la valeur d'impédance que l'on veut à une fréquence donnée, et a été utilisé par Tam et Auriault (1996), Özyörük et Long (1997), et Fung et Ju (2001).

On considère maintenant les variables $p^{(n)} = p(n\Delta t)$ et $v_n^{(n)} = v_n(n\Delta t)$ dans leur forme discrète. De par la forme spécifique des fonctions-type $z_k(t)$ et $z_l(t)$, la méthode de convolution récursive peut être

utilisée et la CLIT générale suivante est obtenue (Reymen *et al.*, 2007) :

$$p^{(n)} = \sum_{k=1}^S A_k \phi_k^{(n)} + \sum_{l=1}^T C_l \operatorname{Re}[\psi_l^{(n)}] + \frac{D_l - \alpha_l C_l}{\beta_l} \operatorname{Im}[\psi_l^{(n)}], \quad (2.53)$$

où ϕ_k et ψ_l sont des accumulateurs donnés par

$$\phi_k^{(n)} = v_n^{(n)} \frac{1 - e^{-\lambda_k \Delta t}}{\lambda_k} + \phi_k^{(n-1)} e^{-\lambda_k \Delta t}, \quad (2.54)$$

$$\psi_l^{(n)} = v_n^{(n)} \frac{1 - e^{-(\alpha_l - j\beta_l) \Delta t}}{\alpha_l - j\beta_l} + \psi_l^{(n-1)} e^{-(\alpha_l - j\beta_l) \Delta t}. \quad (2.55)$$

Les équations 2.54 et 2.55 sont obtenues en supposant la vitesse constante sur un pas de temps Δt , ce qui correspond à la méthode de convolution récursive constante par morceaux (*piecewise constant recursive convolution method*) de Luebbbers et Hunsberger (1992), par contraste avec la méthode de convolution récursive linéaire par morceaux (*piecewise linear recursive convolution method*) de Kelley et Luebbbers (1996). Les équations 2.53–2.55 montrent que la méthode de convolution récursive est très efficace d'un point de vue numérique. S accumulateurs réels sont introduits pour les pôles réels, et T accumulateurs complexes sont également nécessaires si des pôles complexes conjugués sont considérés, avec deux espaces de stockage seulement par accumulateur. De plus, ces équations peuvent être directement incluses dans l'algorithme de Runge-Kutta utilisé pour l'avancement en temps dans le code (voir paragraphe 2.3), en remarquant que le pas de temps entre deux sous-étapes consécutives est $(\Delta t)_i = (\gamma_i - \gamma_{i-1}) \Delta t$. Pour les points à la limite du domaine, les étapes suivantes sont implémentées à la sous-étape i :

1. Avancement de v_n en temps en suivant l'équation 2.23b : $v_n^{(i)} = v_n^{(n)} + \gamma_i \Delta t K_v$;
2. Avancement de ϕ_k et ψ_l en temps en utilisant les équations 2.54 et 2.55 :

$$\begin{aligned} \phi_k^{(i)} &= v_n^{(i)} \frac{1 - e^{-\lambda_k (\Delta t)_i}}{\lambda_k} + \phi_k^{(i-1)} e^{-\lambda_k (\Delta t)_i}, \\ \psi_l^{(i)} &= v_n^{(i)} \frac{1 - e^{-(\alpha_l - j\beta_l) (\Delta t)_i}}{\alpha_l - j\beta_l} + \psi_l^{(i-1)} e^{-(\alpha_l - j\beta_l) (\Delta t)_i}; \end{aligned}$$

3. Calcul de K_p avec les équations 2.53 et 2.23b :

$$K_p = \frac{1}{\gamma_i \Delta t} \left[\sum_{k=1}^S A_k \phi_k^{(i)} + \sum_{l=1}^T \left(C_l \operatorname{Re}[\psi_l^{(i)}] + \frac{D_l - \alpha_l C_l}{\beta_l} \operatorname{Im}[\psi_l^{(i)}] \right) - p^{(n)} \right];$$

4. Avancement de p en temps en suivant l'équation 2.23b : $p^{(i)} = p^{(n)} + \gamma_i \Delta t K_p$.

Approximation dans le domaine temporel

Ostashev *et al.* (2007) ont obtenu une CLIT pour le modèle de Zwicker et Kosten modifié en réalisant une approximation dans le domaine temporel. Dans une première étape, l'impédance donnée par l'équation 2.41 est convertie dans le domaine temporel par transformée de Fourier inverse, puis dans une seconde étape, la réponse impulsionnelle obtenue est approchée par une somme d'exponentielles décroissantes qui ont la même forme que dans l'équation 2.47. On montre maintenant que cette méthode peut être appliquée au modèle de Miki d'une couche semi-infinie.

Comme $c_M = a_M \cot[(b_M + 1)\pi/2]$ et $d_M = b_M$ (Miki, 1990), l'impédance donnée par l'équation 2.34 peut être réécrite

$$Z(\omega) = \rho_0 c_0 \left(1 + \frac{\mu}{(-j\omega)^{-b_M}} \right), \quad (2.56)$$

avec

$$\mu = \frac{a_M}{(-2\pi\sigma_e j)^{b_M}} \left(1 + j \cot \frac{(b_M + 1)\pi}{2} \right) = \frac{a_M}{(2\pi\sigma_e)^{b_M}} \left(\sin \frac{(b_M + 1)\pi}{2} \right)^{-1}. \quad (2.57)$$

La seconde égalité de l'équation 2.57 montre que μ est réel. En utilisant l'équation (29.3.7) de Abramowitz et Stegun (1965), la transformée de Fourier suivante est obtenue :

$$\mathcal{F}^{-1} \left[\frac{1}{(-j\omega)^{-b}} \right] = \frac{t^{-b-1}}{\Gamma(-b)}. \quad (2.58)$$

D'où :

$$z(t) = \rho_0 c_0 \left[\delta(t) + \frac{\mu}{\Gamma(-b_M)} t^{-b_M-1} H(t) \right], \quad (2.59)$$

avec $\delta(t)$ la distribution de Dirac. Ensuite, la réponse impulsionnelle t^{-b_M-1} est approchée par une somme d'exponentielles décroissantes :

$$t^{-b_M-1} \approx \sum_{k=1}^S A_k e^{-\lambda_k t} H(t). \quad (2.60)$$

À l'aide de l'équation 2.53, et en prenant en compte le Dirac dans l'équation 2.59, la CLIT suivante est obtenue :

$$p^{(n)} = \rho_0 c_0 \left[v_n^{(n)} + \sum_{k=1}^S A'_k \phi_k^{(n)} \right], \quad (2.61)$$

avec $A'_k = A_k \mu / \Gamma(-b_M)$. L'accumulateur ϕ_k est avancé en temps avec la formule récursive 2.54.

Pour obtenir le même type de CLIT que celle proposée par Ostashev *et al.* (2007), une autre forme de la formule récursive 2.54 est utilisée :

$$\phi_k^{(n)} \approx v_n^{(n)} \Delta t + \phi_k^{(n-1)} e^{-\lambda_k \Delta t}. \quad (2.62)$$

Cette formule récursive suppose $\lambda_k \Delta t$ petit. Elle peut être combinée avec la CLIT de l'équation 2.61 qui devient alors :

$$v_n^{(n)} = \frac{1}{1 + \Delta t \sum_{k=1}^S A'_k} \left[\frac{p^{(n)}}{\rho_0 c_0} - \sum_{k=1}^S A'_k e^{-\lambda_k \Delta t} \phi_k^{(n-1)} \right]. \quad (2.63)$$

L'équation 2.63 est très similaire à l'équation (15) de Ostashev *et al.* (2007) obtenue avec le modèle de Zwicker et Kosten modifié. Ces équations peuvent être incluses dans l'algorithme de Runge-Kutta du code, comme cela a été fait pour l'approximation fréquentielle. Pour les points à la limite du domaine, les étapes suivantes sont implémentées à la sous-étape i :

1. Avancement de p en temps en suivant l'équation 2.23b : $p^{(i)} = p^{(n)} + \gamma_i \Delta t K_p$.
2. Calcul de K_{v_n} avec les équations 2.63 et 2.23b :

$$K_{v_n} = \frac{1}{\gamma_i \Delta t} \left(\frac{p^{(i)} / \rho_0 c_0 - \sum_{k=1}^S A'_k e^{-\lambda_k (\Delta t)_i} \phi_k^{(i-1)}}{1 + (\Delta t)_i \sum_{k=1}^S A'_k} - v^{(n)} \right);$$

3. Avancement de v_n en temps en suivant l'équation 2.23b : $v_n^{(i)} = v_n^{(n)} + \gamma_i \Delta t K_{v_n}$;
4. Avancement de ϕ_k en temps en utilisant l'équation 2.62 :

$$\phi_k^{(i)} = v_n^{(i)} (\Delta t)_i + \phi_k^{(i-1)} e^{-\lambda_k (\Delta t)_i}.$$

Il faut bien noter que l'implémentation proposée ici, et celle proposée précédemment en utilisant l'approximation dans le domaine fréquentiel, sont deux méthodes possibles pour implémenter les CLIT, mais

que d'autres méthodes sont également envisageables.

On a donc vu dans cette partie que Ostashev *et al.* (2007) utilisent les mêmes fonctions-type que Reymen *et al.* (2007), en considérant des pôles réels uniquement. Comme on va le voir dans le paragraphe sur les méthodes d'identification des coefficients, la principale différence est que Reymen *et al.* (2007) obtiennent les coefficients des fonctions-type par une approximation de l'impédance dans le domaine fréquentiel, alors que Ostashev *et al.* (2007) les obtiennent par une approximation de la réponse impulsionnelle dans le domaine temporel. Il faut rappeler également que l'approche de Ostashev *et al.* (2007) ne peut être utilisée que si la transformée de Fourier inverse de l'impédance peut être calculée analytiquement, ce qui réduit fortement le domaine d'application de cette approche.

Méthodes d'identification de coefficients

Méthode *Vector Fitting*

La première méthode qui est présentée est la technique de *Vector Fitting* (VF) proposée par Gustavsen et Semlyen (1999). Cette technique a été utilisée par Reymen *et al.* (2007) pour identifier les coefficients des équations 2.46 et 2.48 dans le domaine fréquentiel. VF est une méthode puissante pour approcher des données calculées ou mesurées complexes par une somme de fonctions rationnelles. Cette méthode est itérative et converge généralement vers un optimum après quelques itérations. Elle garantit l'obtention de pôles réels et causaux. Une routine MATLAB peut être téléchargée sur le *Vector Fitting Web Site* (The Vector Fitting website, 2007).

La technique VF est tout d'abord appliquée au modèle de Miki d'une couche semi-infinie. Pour ce modèle d'impédance, VF ne fournit que des pôles réels si le nombre de pôles considéré reste relativement faible (inférieur à 10). Dans le tableau 2.2, les erreurs $\text{err}(\text{Re}[Z(\omega)])$ et $\text{err}(\text{Im}[Z(\omega)])$ sont données pour différentes jeux de coefficients, où l'erreur sur l'estimation X de la fonction exacte X^{exact} est définie par :

$$\text{err}(X) = \left[\frac{\sum_{m=1}^N (X_m - X_m^{exact})^2}{\sum_{m=1}^N (X_m^{exact})^2} \right]^{1/2}. \quad (2.64)$$

Les estimations avec VF sont réalisées sur $N = 100$ fréquences réparties logarithmiquement entre 50 Hz et 1200 Hz. Les erreurs obtenues pour ces estimations sont assez faibles, même lorsqu'on ne considère que quatre pôles. La valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$ est également donnée dans le tableau 2.2. Le pas de temps $(\Delta t)_i = (\gamma_i - \gamma_{i-1})\Delta t$ est pris égal à 1.47×10^{-4} s. Cette valeur correspond au plus grand pas de temps utilisé dans les simulations présentées dans ce chapitre ; elle est obtenue pour un pas de maillage de 0.10 m, et en utilisant la valeur maximale de $(\gamma_i - \gamma_{i-1})$ qui est 0.5. Le tableau 2.2 montre que la valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$ augmente rapidement lorsque le nombre de pôles augmente.

La méthode de *Vector Fitting* est ensuite appliquée au modèle de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide. Lorsque le nombre de pôles est pris plus grand que 6, l'algorithme renvoie maintenant des pôles réels et des pôles complexes conjugués, comme le montre le tableau 2.3. La valeur maximale de $\beta_T(\Delta t)_i$ augmente rapidement lorsque le nombre de pôles total $S + 2T$ augmente. On verra dans le paragraphe 2.4.3 que cette augmentation peut rendre les simulations numériques instables.

Optimisation dans le domaine fréquentiel

On verra dans le paragraphe 2.4.3 qu'il est préférable de contraindre les valeurs des coefficients λ_k pour améliorer la précision des simulations numériques. Cela ne peut pas être fait de façon simple avec la technique VF, c'est pourquoi une autre méthode d'identification des coefficients est proposée ici. Cette méthode est basée sur une procédure de minimisation dans le domaine fréquentiel. En considérant uniquement des pôles réels, l'optimisation fréquentielle (OF) cherche à estimer les coefficients A_k et λ_k

TAB. 2.2 – Erreurs $\text{err}(\text{Re}[Z(\omega)])$ et $\text{err}(\text{Im}[Z(\omega)])$ pour le modèle d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant deux méthodes d'identification de coefficients dans le domaine fréquentiel : VF correspond à la méthode *Vector Fitting*, et OF à l'optimisation dans le domaine fréquentiel. La valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$, avec $(\Delta t)_i = 1.47 \times 10^{-4} \text{ s}$, est également donnée.

	S	$\max(\lambda_k(\Delta t)_i)$	$\text{err}(\text{Re}[Z(\omega)])$	$\text{err}(\text{Im}[Z(\omega)])$
VF S4	4	7.0	0.3%	0.2%
VF S5	5	13.3	0.1%	0.0%
VF S6	6	23.0	0.0%	0.0%
OF v1	5	5.0	0.5%	0.4%
OF v2	4	2.5	0.9%	0.7%

TAB. 2.3 – Erreurs $\text{err}(\text{Re}[Z(\omega)])$ et $\text{err}(\text{Im}[Z(\omega)])$ pour le modèle d'impédance de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant deux méthodes d'identification de coefficients dans le domaine fréquentiel : VF correspond à la méthode *Vector Fitting*, et OF à l'optimisation dans le domaine fréquentiel. Les valeurs maximales de $\lambda_k(\Delta t)_i$, $\alpha_l(\Delta t)_i$ et $\beta_l(\Delta t)_i$, avec $(\Delta t)_i = 1.47 \times 10^{-4} \text{ s}$, sont également données.

	S	$\max(\lambda_k(\Delta t)_i)$	T	$\max(\alpha_l(\Delta t)_i)$	$\max(\beta_l(\Delta t)_i)$	$\text{err}(\text{Re}[Z(\omega)])$	$\text{err}(\text{Im}[Z(\omega)])$
VF S4T1L	4	0.8	1	5.5	3.2	1.5%	0.1%
VF S6T1L	6	0.7	1	4.9	6.3	0.1%	0.0%
VF S8T1L	8	0.9	1	0.4	11.5	0.1%	0.0%
OF v1L	6	4.7	0	-	-	0.6%	0.0%
OF v2L	6	2.1	0	-	-	0.3%	0.0%

dans l'approximation

$$Z(\omega) \approx \sum_{k=1}^S \frac{A_k}{\lambda_k - j\omega} = \sum_{k=1}^S \frac{A_k \lambda_k}{\lambda_k^2 + \omega^2} + j \sum_{k=1}^S \frac{A_k \omega}{\lambda_k^2 + \omega^2}. \quad (2.65)$$

De plus, la condition de causalité $\lambda_k \geq 0$ et la condition de précision $\lambda_k(\Delta t)_i \leq \text{thres}$ sont imposées, avec thres une valeur limite à fixer. L'optimisation ne peut pas être réalisée à l'aide d'une simple procédure de minimisation, comme cela sera fait dans le domaine temporel, car $Z(\omega)$ est complexe. Il y a donc deux fonctions à minimiser, correspondant aux parties réelle et imaginaire de l'équation 2.65, ce qui correspond à un problème d'optimisation multi-objectif. Ce type de problème peut être résolu, par exemple, par une méthode ϵ -contrainte (Coleman *et al.*, 1999). Avec la fonction MATLAB *fmincon* de la *Optimization Toolbox*, la fonction

$$\text{Re}[Z(\omega)] - \sum_{k=1}^S \frac{A_k \lambda_k}{\lambda_k^2 + \omega^2}$$

est minimisée sous les contraintes suivantes :

1. $\lambda_k \geq 0$;
2. $\lambda_k(\Delta t)_i \leq \text{thres}$
3. $\left| \text{Im}[Z(\omega)] - \sum_{k=1}^S \frac{A_k \omega}{\lambda_k^2 + \omega^2} \right| \leq \epsilon$,

avec $(\Delta t)_i = 1.47 \times 10^{-4} \text{ s}$.

Dans un premier temps, l'optimisation est appliquée au modèle de Miki d'une couche d'épaisseur semi-infinie. Dans la première optimisation qui est réalisée, 100 fréquences réparties logarithmiquement entre 50 Hz et 1200 Hz sont considérées, et $thres$ est pris égal à 5. 100 optimisations avec des valeurs aléatoires de A_k et de λ_k sont calculées avec une valeur assez grande de ϵ , égale à $\min(\text{Im}[Z(\omega)]) / 5$. Un jeu de coefficients pour lequel de faibles erreurs $\text{err}(\text{Re}[Z(\omega)])$ et $\text{err}(\text{Im}[Z(\omega)])$ sont obtenues est sélectionné. À partir de ces coefficients, des optimisations supplémentaires sont réalisées avec des valeurs plus petites de ϵ jusqu'à ce qu'une bonne approximation des parties réelle et imaginaire de l'impédance soit obtenue. Les résultats pour cette première estimation, notée OF v1, sont données dans le tableau 2.2. Une seconde optimisation, notée OF v2, est réalisée de façon similaire, en considérant 100 fréquences réparties logarithmiquement entre 50 Hz et 600 Hz ; la valeur de $thres$ est réduite à 2.5.

Deux jeux de coefficients sont également obtenus pour le modèle de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide. La première optimisation, notée OF v1L, est réalisée sur la gamme de fréquences [50 Hz, 1200 Hz] avec une valeur $thres$ de 5, et la seconde optimisation, notée OF v2L, est réalisée sur la gamme de fréquences [50 Hz, 600 Hz] avec une valeur $thres$ de 2.5. Les résultats relatifs aux jeux de coefficients OF v1L et OF v2L sont donnés dans le tableau 2.3.

Optimisation dans le domaine temporel

La troisième et dernière méthode qui est décrite permet d'identifier les coefficients A_k et λ_k qui interviennent dans l'équation 2.60. Une procédure d'optimisation dans le domaine temporel est utilisée pour minimiser la différence entre les membres de gauche et de droite de l'équation 2.60. Cette optimisation temporelle (OT) est réalisée sur $0 \leq t \leq 100$ ms, avec un pas de temps de 0.1 ms. Dans un premier temps, la fonction MATLAB *fminsearch* est utilisée, comme cela était proposée par Ostashev *et al.* (2007). On réalise alors une optimisation non-linéaire sans contrainte, car les valeurs de A_k and λ_k ne sont pas contraintes. Cette première optimisation est notée OT v1, et les résultats correspondants sont donnés dans le tableau 2.4. Dans un deuxième temps, la fonction MATLAB *fmincon* est utilisée pour réaliser une optimisation avec la contrainte supplémentaire $\lambda_k(\Delta t) \leq 1$. Avec cette seconde optimisation, notée OT v2, l'erreur $\text{err}(t^{-b_M-1})$ est de 1.0% alors qu'elle n'est que de 0.3% avec OT v1.

TAB. 2.4 – Erreur $\text{err}(t^{-b_M-1})$ pour le modèle d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie ($\sigma_e = 100$ kPa.s.m⁻²) en utilisant la méthode d'identification de coefficients dans le domaine temporel, notée OT. La valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$, avec $(\Delta t)_i = 1.47 \times 10^{-4}$ s, est également donnée.

	S	$\max(\lambda_k(\Delta t)_i)$	$\text{err}(t^{-b_M-1})$
OT v1	6	1.3	0.3%
OT v2	6	0.4	1.0%

2.4.3 Résultats numériques

Cas-test unidimensionnels

On présente dans ce paragraphe les résultats d'un cas-test unidimensionnel. Une condition limite d'impédance est placée à gauche du domaine ($x = 0$), et une condition limite de rayonnement à droite. Le domaine de calcul comprend 101 points, et la distribution gaussienne est initialement au centre du domaine. Avant de présenter les résultats obtenus avec les différentes CLIT proposées dans le paragraphe 2.4.2, on considère le cas d'un sol parfaitement réfléchissant qui peut être pris comme référence. Les résultats sont donnés en termes de variables adimensionnelles car ils sont indépendants du pas de maillage dans ce cas. Deux distributions de pression aux temps normalisés $\bar{t} = 20$ et $\bar{t} = 140$ sont tracées

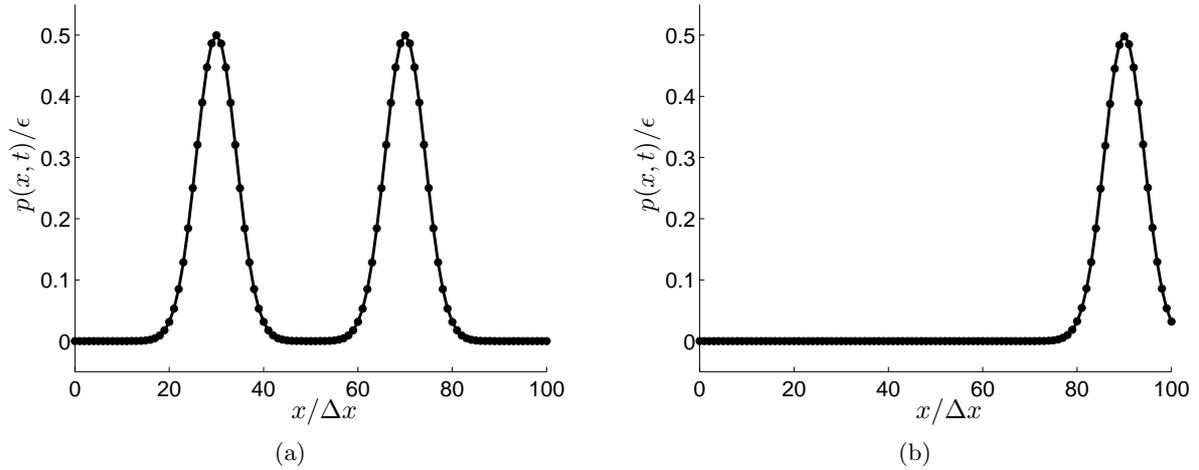


FIG. 2.12 – Distributions de pression pour la solution analytique (trait continu) et la solution numérique (points) aux temps normalisés (a) $\bar{t} = 20$ et (b) $\bar{t} = 140$. Une condition limite de sol parfaitement réfléchissant est placée en $x = 0$, et la demi-largeur de la gaussienne est $B = 5\Delta x$.

sur la figure 2.12. En $\bar{t} = 20$, les ondes se propageant vers la gauche et vers la droite sont dans le domaine de calcul. L'onde se propageant vers la droite sort ensuite du domaine en $\bar{t} = 50$, alors que l'onde se propageant vers la gauche est réfléchiée par la paroi. En $\bar{t} = 140$, l'onde réfléchiée est sur le point de sortir du domaine de calcul. L'erreur numérique est définie par :

$$e_{num} = \left[\sum_{m=1}^{N_x} (p_m^{num} - p_m^{exact})^2 / \sum_{m=1}^{N_x} (p_m^{exact})^2 \right]^{1/2}, \quad (2.66)$$

avec $N_x = 101$ le nombre de points selon x , p^{num} la solution numérique et p^{exact} la solution analytique. Dans la figure 2.13, la courbe en tirets montre l'évolution de l'erreur numérique en fonction du temps normalisé \bar{t} pour un sol parfaitement réfléchissant. En augmentant la longueur du domaine, il a été testé que l'erreur due aux conditions limites de rayonnement est très faible. L'erreur dans ce cas est donc due aux schémas numériques et à la condition limite de sol parfaitement réfléchissant. Le critère utilisé pour valider les conditions limites est le maximum de e_{num} sur $\bar{t} \leq 140$, soit au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant :

$$\max_{\bar{t} \leq 140} [e_{num}] = \begin{cases} 0.3\% & \text{pour } B = 5\Delta x, \\ 0.9\% & \text{pour } B = 3\Delta x. \end{cases} \quad (2.67)$$

Ces valeurs pourront être considérées comme des bornes inférieures pour l'erreur numérique.

On considère maintenant une CLIT à gauche du domaine. La solution analytique p^{exact} qui apparaît dans l'équation 2.66 est calculée par transformée de Fourier inverse de la solution fréquentielle, comme cela est proposé par Rienstra (1988). Dans un premier temps, le modèle de Miki d'une couche semi-infinie avec une résistivité effective de 100 kPa.s.m^{-2} est considéré. Les erreurs numériques sont données dans le tableau 2.5 pour les jeux de coefficients obtenus avec les deux méthodes fréquentielles d'identification (voir tableau 2.2), et avec la méthode temporelle d'identification (voir tableau 2.4). Avec l'approximation de *Vector Fitting*, l'erreur tend à augmenter lorsque le nombre de pôles augmente, alors que l'impédance est mieux approchée avec un plus grand nombre de pôles, comme le montre le tableau 2.2. Ce comportement inattendu est également illustré par la figure 2.13, où les erreurs numériques sont tracées en fonction du temps normalisé pour un pas de maillage de 0.05 m . Ce résultat peut être expliqué par la valeur des pôles λ_k . Dans le contexte de la propagation électromagnétique à travers des milieux dispersifs, il est courant

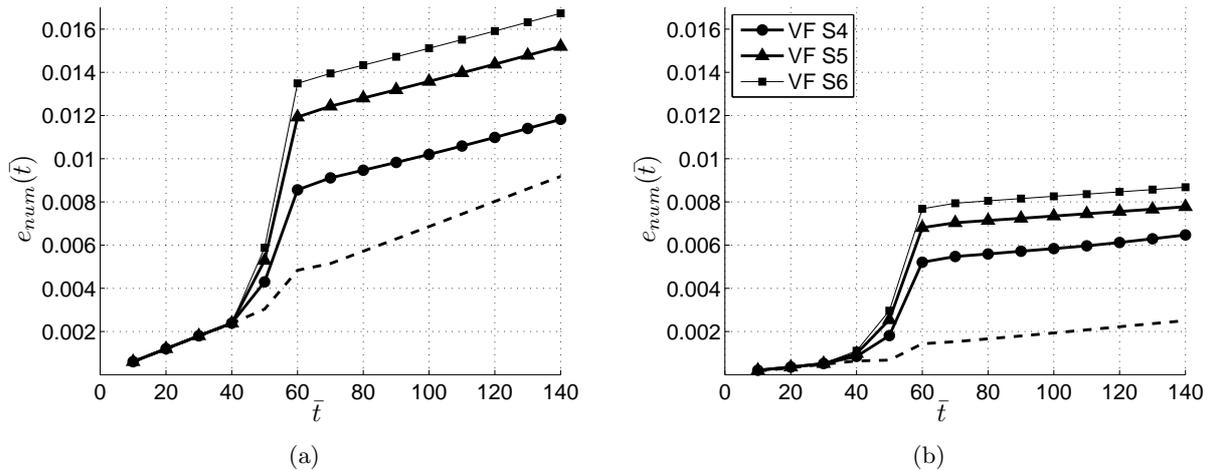


FIG. 2.13 – Erreurs numériques avec le modèle d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant la technique de *Vector Fitting* avec 4 pôles (cercles), 5 pôles (triangles) et 6 pôles (carrés). La demi-largeur de la gaussienne est (a) $B = 3\Delta x$ ou (b) $B = 5\Delta x$, avec $\Delta x = 0.05 \text{ m}$. Les tirets correspondent au cas d'un sol parfaitement réfléchissant.

d'approcher la permittivité complexe par une somme de systèmes du premier ordre; cette approche est appelée expansion en fonctions de Debye (Kelley *et al.*, 2007). Plusieurs auteurs, parmi lesquels Young *et al.* (1995), Beck et Mirotznik (2000) et Kelley *et al.* (2007), ont montré que le pas de temps $(\Delta t)_i$ doit être petit par rapport à toutes les échelles de temps du problème, dont $1/\lambda_k$, pour obtenir une bonne précision de la solution. Dans le tableau 2.2, on constate que la valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$ augmente fortement, de 7 à 23, lorsque le nombre de pôles S passe de 4 à 6 dans l'algorithme VF, ce qui explique l'augmentation de l'erreur numérique avec S. La valeur $1.47 \times 10^{-4} \text{ s}$ utilisée pour $(\Delta t)_i$ dans le tableau 2.2 correspond à un pas de maillage de 0.10 m. Avec un pas de maillage de 0.05 m, le pas de temps est deux fois plus petit et donc le maximum de $\lambda_k(\Delta t)_i$ est divisé par deux, ce qui peut expliquer que l'erreur numérique soit inférieure avec $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ qu'avec $\Delta x = 0.10 \text{ m}$ dans le tableau 2.5. Par exemple, avec les coefficients VF S6 et une demi-largeur de gaussienne $B = 3\Delta x$, l'erreur numérique est de 1.7% avec $\Delta x = 0.05 \text{ m}$ et de 2.0% avec $\Delta x = 0.10 \text{ m}$.

Dans la méthode d'optimisation fréquentielle, une condition de précision $\lambda_k(\Delta t)_i \leq \text{thres}$ a été ajoutée pour contraindre la valeur des coefficients λ_k . Pour le jeu de coefficients OF v1L, obtenu sur la bande de fréquences [50 Hz, 1200 Hz] avec $\text{thres} = 5$, des faibles valeurs de l'erreur numérique sont obtenues, en particulier avec un pas de maillage de 0.05 m où l'erreur est de 0.9% avec $B = 3\Delta x$, et de 0.6% avec $B = 5\Delta x$. Le jeu de coefficients OF v2 est obtenu sur la bande de fréquences [50 Hz, 600 Hz] avec $\text{thres} = 2.5$; les erreurs numériques ne sont donc calculées qu'avec un pas de maillage de 0.10 m, car dans ce cas l'énergie est contenue principalement dans les fréquences inférieures à 600 Hz. L'optimisation OF v2 permet d'obtenir des erreurs numériques de 0.8% pour les deux demi-largeurs de gaussienne considérées. Finalement, les résultats de l'optimisation temporelle sont donnés dans le tableau 2.5. Le jeu de coefficients OT v1, obtenu avec une procédure d'optimisation sans contrainte, donne de bons résultats avec $\Delta x = 0.05 \text{ m}$, avec des erreurs numériques inférieures ou égales à 1.0%. Le jeu de coefficients OT v2, obtenu avec la contrainte $\lambda_k(\Delta t)_i \leq 1$, donne quant à lui des erreurs numériques très faibles avec $\Delta x = 0.10 \text{ m}$, égales à 0.6% avec $B = 3\Delta x$ et à 0.4% avec $B = 5\Delta x$. Globalement, les résultats pour les jeux de coefficients OF et OT montrent qu'un compromis doit être trouvé entre la qualité de l'estimation de l'impédance $Z(\omega)$ ou de la réponse impulsionnelle $z(t)$, et la contrainte sur la valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$.

Dans un deuxième temps, le modèle de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m et de résistivité ef-

TAB. 2.5 – Résultats du cas-test unidimensionnel avec le modèle d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant les jeux de coefficients décrits dans les tableaux 2.2 et 2.4 : VF correspond à la méthode *Vector Fitting*, OF à l'optimisation dans le domaine fréquentiel, et OT à l'optimisation dans le domaine temporel.

	max[e_{num}] with $B = 3\Delta x$		max[e_{num}] with $B = 5\Delta x$	
	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$
VF S4	1.2%	1.2%	0.6%	0.8%
VF S5	1.5%	1.5%	0.8%	0.8%
VF S6	1.7%	2.0%	0.9%	1.1%
OF v1	0.9%	1.2%	0.6%	0.8%
OF v2	-	0.8%	-	0.8%
OT v1	1.0%	1.1%	0.7%	0.7%
OT v2	1.7%	0.6%	1.1%	0.4%

fective 100 kPa.s.m^{-2} sur un support rigide est considéré. Les erreurs numériques sont donnés dans le tableau 2.6 pour les jeux de coefficients obtenus avec les deux méthodes fréquentielles d'identification (voir tableau 2.3). Les coefficients obtenus par *Vector Fitting* montrent l'influence des pôles complexes conjugués. On voit en effet que l'erreur numérique augmente quand le nombre total de pôles $S + 2T$ passe de 6 à 8. Ce résultat peut être expliqué par l'augmentation de la valeur maximale de $\beta_l(\Delta t)_i$, comme le montre le tableau 2.3. Comme cela a été mentionné précédemment, le pas de temps $(\Delta t)_i$ doit être petit par rapport à toutes les échelles de temps du problème pour qu'il puisse être résolu avec précision. Lorsque des pôles complexes conjugués sont utilisés, cela signifie que non seulement $\lambda_k(\Delta t)_i$ mais aussi $\alpha_l(\Delta t)_i$ et $\beta_l(\Delta t)_i$ doivent être petits pour obtenir une bonne précision de la solution numérique. Avec le jeu de coefficients VF S8T1L, qui comprend 10 pôles, les simulations deviennent instables, ce qui semble lié à la grande valeur du maximum de $\beta_l(\Delta t)_i$ obtenue avec ces coefficients. Ce problème de stabilité a été étudié par Beck et Mirotznik (2000) dans le contexte de la propagation électromagnétique à travers des milieux dispersifs. Pour des systèmes du deuxième ordre, appelés également milieu dispersif de Lorentz, Beck et Mirotznik (2000) ont montré que les simulations ne sont pas inconditionnellement stables, et qu'il peut être nécessaire de réduire le pas de temps pour maintenir la stabilité des calculs. Finalement, avec la méthode d'optimisation fréquentielle, des faibles valeurs de l'erreur sont obtenues. Le jeu de coefficients OF v1L est mieux adapté aux calculs avec un pas de maillage de 0.05 m, alors que le jeu OF v2L donne de meilleurs résultats avec un pas de maillage de 0.10 m. Ces deux jeux de coefficients permettent d'obtenir une erreur numérique de 0.8% avec $B = 3\Delta x$, et une erreur inférieure à 0.4% avec $B = 5\Delta x$.

TAB. 2.6 – Résultats du cas-test unidimensionnel avec le modèle d'impédance de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant les jeux de coefficients décrits dans le tableau 2.3 : VF correspond à la méthode *Vector Fitting*, et OF à l'optimisation dans le domaine fréquentiel.

	max[e_{num}] with $B = 3\Delta x$		max[e_{num}] with $B = 5\Delta x$	
	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$
VF S4T1L	1.0%	1.1%	0.5%	0.5%
VF S6T1L	1.2%	1.4%	0.6%	0.5%
VF S8T1L	instable	instable	instable	instable
OF v1L	0.8%	1.0%	0.4%	0.5%
OF v2L	-	0.8%	-	0.3%

Cas-test tridimensionnels

Un cas-test tridimensionnel est maintenant proposé, avec condition limite d'impédance en bas du domaine ($z = 0$), et des conditions limites de rayonnement pour les autres limites du domaine. L'impulsion initiale est centrée sur $(x_S, y_S, z_S) = (0, 0, 20\Delta x)$; cette valeur de la hauteur de source z_S assure que la totalité de la distribution gaussienne est dans le domaine de calcul avec des demi-largeurs de 3 et $5\Delta x$ (voir la figure 2.3). Le domaine de calcul doit être suffisamment grand pour que l'erreur introduite par les conditions limites de rayonnement soit faible; la taille du domaine est donc prise égale à $201 \times 201 \times 201$ points. Par contre, l'erreur numérique est calculée sur un sous-domaine de $101 \times 101 \times 101$ points. Tout d'abord, la propagation acoustique au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant est étudiée pour définir un critère sur l'erreur numérique; les résultats sont indépendants du pas de maillage dans ce cas. Des contours de pression dans le $y = 0$ sont tracés sur la figure 2.14 aux temps normalisés $\bar{t} = 40$ et $\bar{t} = 120$; on ne peut distinguer les solutions numériques des solutions analytiques sur ces tracés. L'erreur numérique e_{num} est calculée sur un volume de $101 \times 101 \times 101$ points, dont les limites sont représentées par des tirets sur la figure 2.14, en généralisant la formule 2.66. On voit qu'en $\bar{t} = 120$, l'onde réfléchie est presque sortie du volume sur lequel l'erreur numérique est calculé. Ce calcul de l'erreur numérique correspond au trait continu sur la figure 2.15. Il requiert de connaître la solution analytique sur environ un million de points. Au-dessus d'un sol d'impédance finie, la solution analytique dans le domaine temporel est calculée en suivant la méthode proposée par Zheng et Zhuang (2004). Cette méthode décompose l'onde sphérique large bande en ondes sphériques harmoniques par une transformée de Fourier dans une première étape, puis en ondes planes harmoniques en utilisant l'intégrale de Weyl (Roseau, 1976, pages 84–86) dans une seconde étape. Cette solution analytique est très coûteuse à calculer, ce qui ne permet pas de l'obtenir sur l'ensemble du volume considéré en un temps raisonnable. Pour réduire le temps de calcul, l'erreur numérique est calculée sur seulement 101×101 points dans le plan $y = 0$. La figure 2.15 montre que les calculs de l'erreur numérique sur tout le volume ou sur un plan seulement sont très proches. Le critère utilisé pour valider les conditions limites en 3D est donc le maximum de l'erreur numérique $e_{num}(y = 0)$ pour $\bar{t} \leq 120$, soit au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant :

$$\max_{\bar{t} \leq 120} [e_{num}(y = 0)] = \begin{cases} 0.6\% & \text{pour } B = 5\Delta x, \\ 1.9\% & \text{pour } B = 3\Delta x. \end{cases} \quad (2.68)$$

Les résultats du cas-test 3D pour le modèle de Miki d'une couche semi-infinie avec une résistivité effective de 100 kPa.s.m^{-2} sont donnés dans le tableau 2.7 pour les trois méthodes d'identification considérées. Les tendances obtenues avec le cas-test 1D sont confirmées. Avec l'algorithme VF, l'erreur numérique est assez grande, et tend à augmenter lorsque le nombre de pôles passe de 4 à 6 à cause de l'augmentation de la valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$. Les jeux de coefficients OF v1 et OT v1 donnent les meilleurs résultats lorsque le pas de maillage est égal à 0.05 m, avec une erreur numérique inférieure à 1.7% pour $B = 3\Delta x$, et égale à 1.1% pour $B = 5\Delta x$. Les jeux de coefficients OF v2 et OT v2 sont quant à eux les mieux adaptés lorsque le pas de maillage est égal à 0.10 m, avec une erreur numérique inférieure à 1.1% pour $B = 3\Delta x$, et égale à 0.6% pour $B = 5\Delta x$. Le fait que les erreurs numériques sont souvent plus grandes avec une demi-largeur de gaussienne $B = 3\Delta x$ qu'avec $B = 5\Delta x$ peut être attribué à la plus grande gamme de fréquences couverte par la distribution gaussienne de plus petite demi-largeur.

On présente ensuite les résultats pour le modèle de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m et de résistivité effective 100 kPa.s.m^{-2} sur un support rigide. Les erreurs numériques sont données dans le tableau 2.8 pour les jeux de coefficients obtenus avec les deux méthodes fréquentielles d'identification. Comme on l'a vu avec le cas-test unidimensionnel, les simulations sont instables avec le jeu de coefficients VF S8T1L à cause de la grande valeur maximale de $\beta_l(\Delta t)_i$. Avec un pas de maillage de 0.05 m, le jeu de

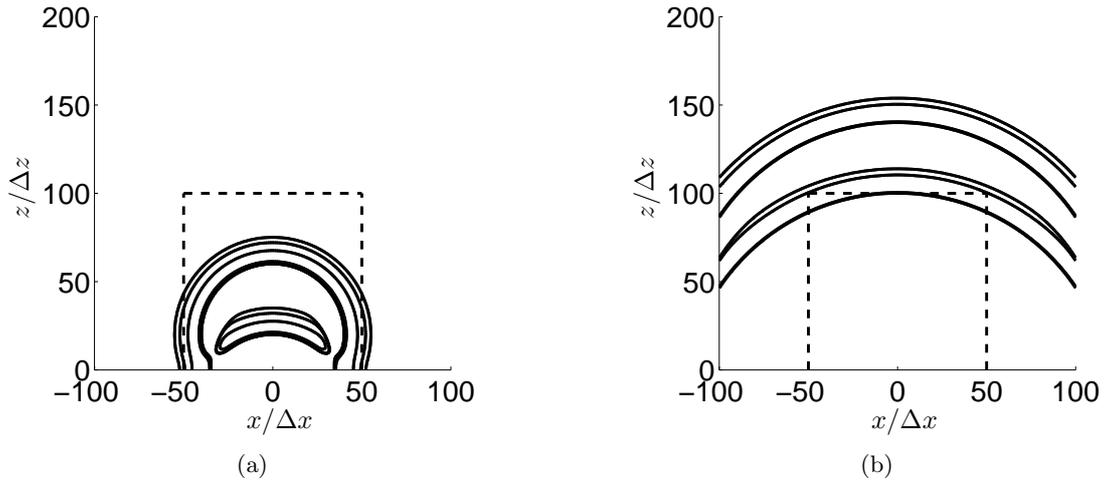


FIG. 2.14 – Contours de pression dans le plan $y = 0$ aux temps normalisés (a) $\bar{t} = 40$ et (b) $\bar{t} = 120$. Une condition limite de sol parfaitement réfléchissant est placée en $z = 0$, et la demi-largeur de la gaussienne est $B = 5\Delta x$. Les iso-contours 2.5×10^{-4} , 2×10^{-3} et 1.6×10^{-2} de p/ϵ sont tracés pour la solution numérique (trait continu) et pour la solution analytique (pointillés).

TAB. 2.7 – Résultats du cas-test tridimensionnel avec le modèle d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant les jeux de coefficients décrits dans les tableaux 2.2 et 2.4 : VF correspond à la méthode *Vector Fitting*, OF à l'optimisation dans le domaine fréquentiel, et OT à l'optimisation dans le domaine temporel.

	max[$e_{num}(y = 0)$] with $B = 3\Delta x$		max[$e_{num}(y = 0)$] with $B = 5\Delta x$	
	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$
VF S4	2.2%	2.2%	1.4%	1.3%
VF S5	3.0%	2.7%	1.8%	1.7%
VF S6	3.3%	3.8%	2.0%	2.5%
OF v1	1.7%	2.1%	1.1%	1.3%
OF v2	-	1.1%	-	0.6%
OT v1	1.5%	2.0%	1.1%	1.2%
OT v2	3.0%	1.0%	2.1%	0.6%

coefficients OF v1L donne les meilleurs résultats, avec une erreur numérique de 1.4% pour $B = 3\Delta x$ et de 1.2% pour $B = 5\Delta x$. Les erreurs numériques obtenues avec un pas de maillage de 0.10 m sont proches pour les jeux de coefficients VF S4T1L, OF v1L et OF v2L, le jeu OF v1L étant sensiblement meilleur pour $B = 3\Delta x$, et le jeu OF v2L pour $B = 5\Delta x$. Dans la suite, le jeu de coefficients OF v2L sera choisi car il a la plus petite valeur maximale de $\lambda_k(\Delta t)_i$.

La solution numérique est maintenant comparée à une solution analytique dans le domaine fréquentiel. Cette solution analytique est calculée à partir de l'expression classique du coefficient de réflexion d'une onde sphérique pour un sol à réaction locale, donnée par exemple par Chien et Soroka (1980) (voir les équations 3.18 à 3.21 du chapitre 3). Pour la solution numérique, les spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL sont estimés par la méthode décrite dans le paragraphe 2.3.5 pour la propagation bidimensionnelle au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant. Ces spectres sont comparés aux spectres analytiques sur la figure 2.16 pour les modèles d'impédance d'une couche semi-infinie et d'une couche d'épaisseur 0.01 m en utilisant les jeux de coefficients OF (les quatre jeux de coefficients sont donnés dans

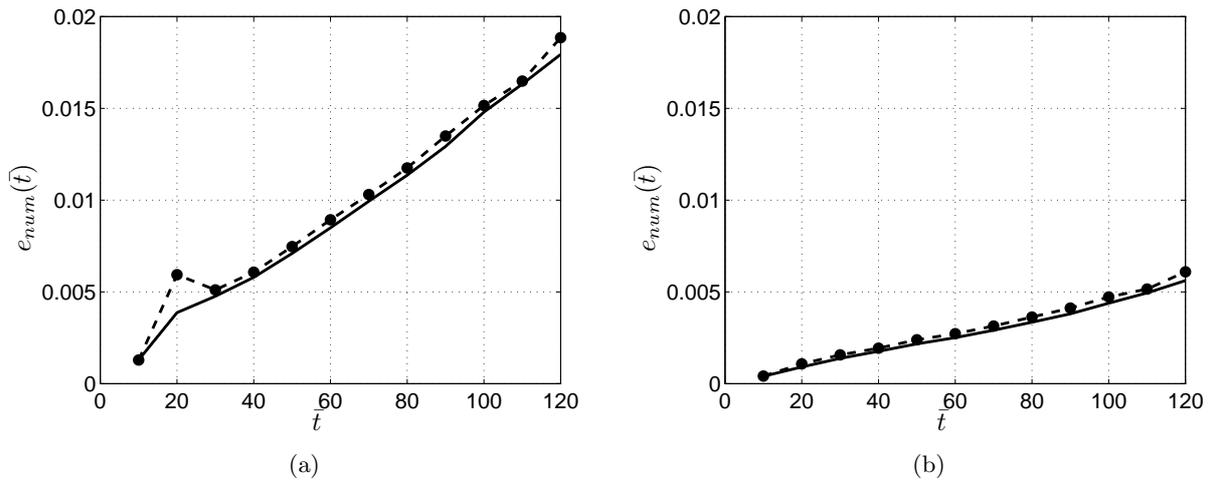


FIG. 2.15 – Erreurs numériques pour un sol parfaitement réfléchissant et une demi-largeur de gaussienne (a) $B = 3\Delta x$ ou (b) $B = 5\Delta x$. L'erreur numérique est calculée sur un volume de $101 \times 101 \times 101$ points (trait continu), et sur 101×101 points dans le plan $y = 0$ (points reliés par des tirets).

l'annexe B). Le récepteur est à $x = 100\Delta x$, $y = 0$ et $z = z_S$, soit à $x = 5$ m et $z = 1$ m avec un pas de maillage de 0.05 m, et à $x = 10$ m et $z = 2$ m avec un pas de maillage de 0.10 m. Pour $\Delta x = 0.05$ m, la solution numérique est en bon accord avec la solution analytique jusqu'à environ 1000 Hz avec $B = 5\Delta x$, et 1300 Hz avec $B = 3\Delta x$. Pour $\Delta x = 0.10$ m, ces fréquences limites sont réduites à environ 500 Hz avec $B = 5\Delta x$ et 700 Hz avec $B = 3\Delta x$. Ces fréquences limites correspondent à celles données dans le paragraphe 2.3.3 à partir de la forme spectrale de l'impulsion gaussienne initiale, et montrent le caractère large bande des simulations temporelles présentées.

Configuration de propagation en milieu extérieur

On s'intéresse dans ce paragraphe à une configuration tridimensionnelle réaliste dans le contexte de la propagation en milieu extérieur, avec une direction de propagation x privilégiée. Les paramètres des calculs sont les suivants : pas de maillage $\Delta x = 0.10$ m, demi-largeur de la gaussienne $B = 3\Delta x$, et hauteur de source $z_S = 20\Delta x = 2$ m. On considère les jeux de coefficients OF v2 et OF v2L, correspondant respectivement aux conditions limites des modèles d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie et d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide. Les cartographies de pression sur les plans $y = 0$ et $z = z_S$ sont tracées sur la figure 2.17 à deux temps différents pour le modèle d'une couche semi-infinie. Le domaine comprend environ 53 millions de points, et le calcul est effectué sur 1300 itérations temporelles, ce qui correspond à un temps de simulation de 382 ms (voir les caractéristiques du calcul dans le tableau 2.1).

Les spectres de ΔL relatifs à la solution numérique sont comparés aux spectres calculés analytiquement sur la figure 2.18 pour des récepteurs situés à 50 m et 100 m de la source dans les plans $y = 0$ et $z = z_S$. Les figures du haut correspondent au modèle de Miki d'une couche semi-infinie, et celles du bas au modèle de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide. La solution numérique est en très bon accord avec la solution analytique entre 20 Hz et 600 Hz environ, avec des différences inférieures à 1 dB entre les deux calculs du niveau de pression. Le niveau de pression relatif au champ libre est ensuite tracé en fonction de la distance de propagation x sur la figure 2.19 pour six fréquences entre 100 Hz et 600 Hz; les récepteurs appartiennent toujours aux plans $y = 0$ et $z = z_S$. L'accord entre les solutions numérique et analytique est bon, avec des différences inférieures à 1 dB dans tous les cas de figure.

TAB. 2.8 – Résultats du cas-test tridimensionnel avec le modèle d'impédance de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide ($\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) en utilisant les jeux de coefficients décrits dans le tableau 2.3 : VF correspond à la méthode *Vector Fitting*, et OF à l'optimisation dans le domaine fréquentiel.

	max[$e_{num}(y=0)$] with $B = 3\Delta x$		max[$e_{num}(y=0)$] with $B = 5\Delta x$	
	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$	$\Delta x = 0.05 \text{ m}$	$\Delta x = 0.10 \text{ m}$
VF S4T1L	1.7%	2.1%	1.4%	1.8%
VF S6T1L	2.2%	2.3%	1.6%	1.8%
VF S8T1L	instable	instable	instable	instable
OF v1L	1.4%	1.9%	1.2%	1.8%
OF v2L	-	2.1%	-	1.7%

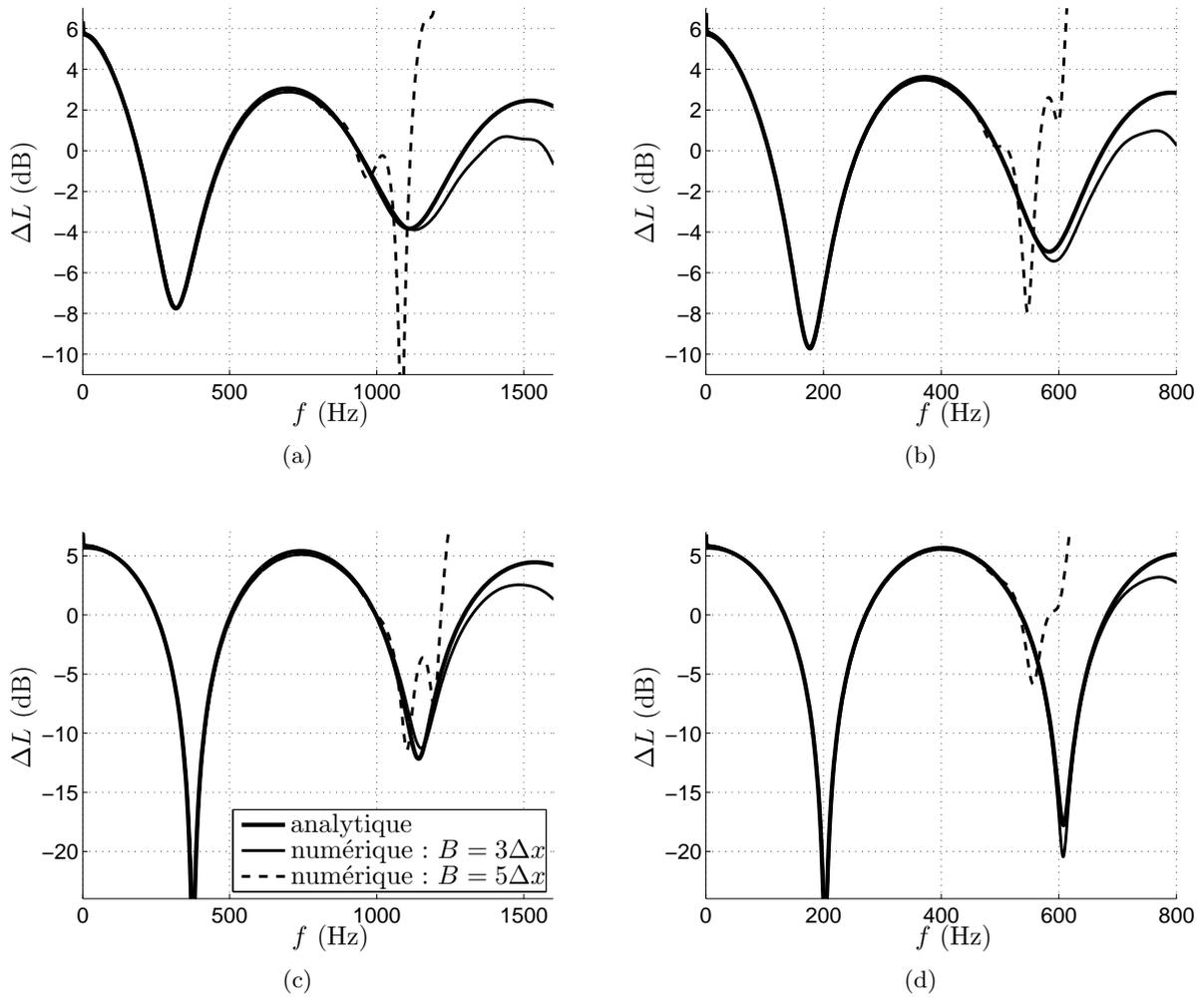


FIG. 2.16 – Spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL à $x = 100\Delta x$, $y = 0$ et $z = z_S$. Le trait continu épais correspond à la solution analytique, le trait continu fin à la solution numérique avec $B = 3\Delta x$, et les tirets fins à la solution numérique avec $B = 5\Delta x$. En haut : impédance d'une couche semi-infinie approchée par les jeux de paramètres (a) OF v1 avec $\Delta x = 0.05 \text{ m}$, et (b) OF v2 avec $\Delta x = 0.10 \text{ m}$. En bas : impédance d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide approchée par les jeux de paramètres (c) OF v1L avec $\Delta x = 0.05 \text{ m}$, et (d) OF v2L avec $\Delta x = 0.10 \text{ m}$.

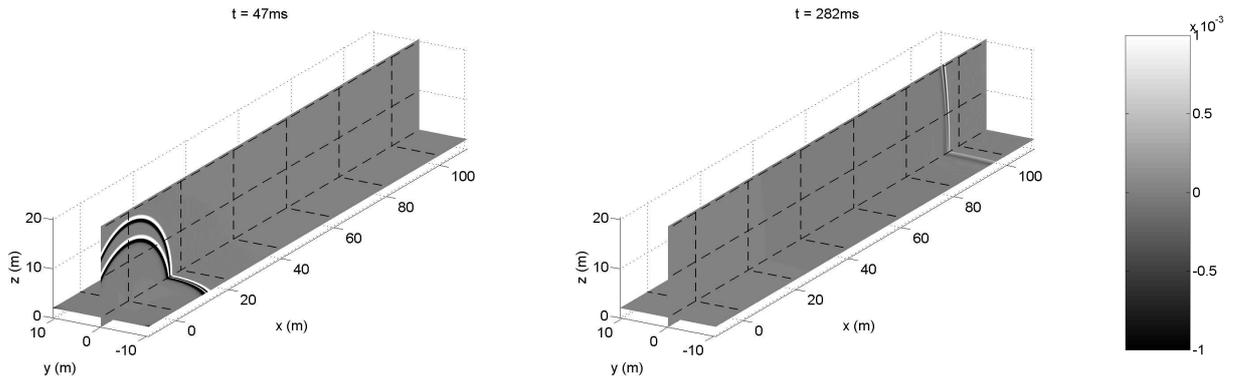


FIG. 2.17 – Cartographies de p/ϵ sur les plans $y = 0$ et $z = z_S$ après 160 itérations temporelles ($t = 47$ ms) et 960 itérations temporelles ($t = 282$ ms). L'impédance d'une couche semi-infinie est approchée avec le jeu de paramètres OF v2.

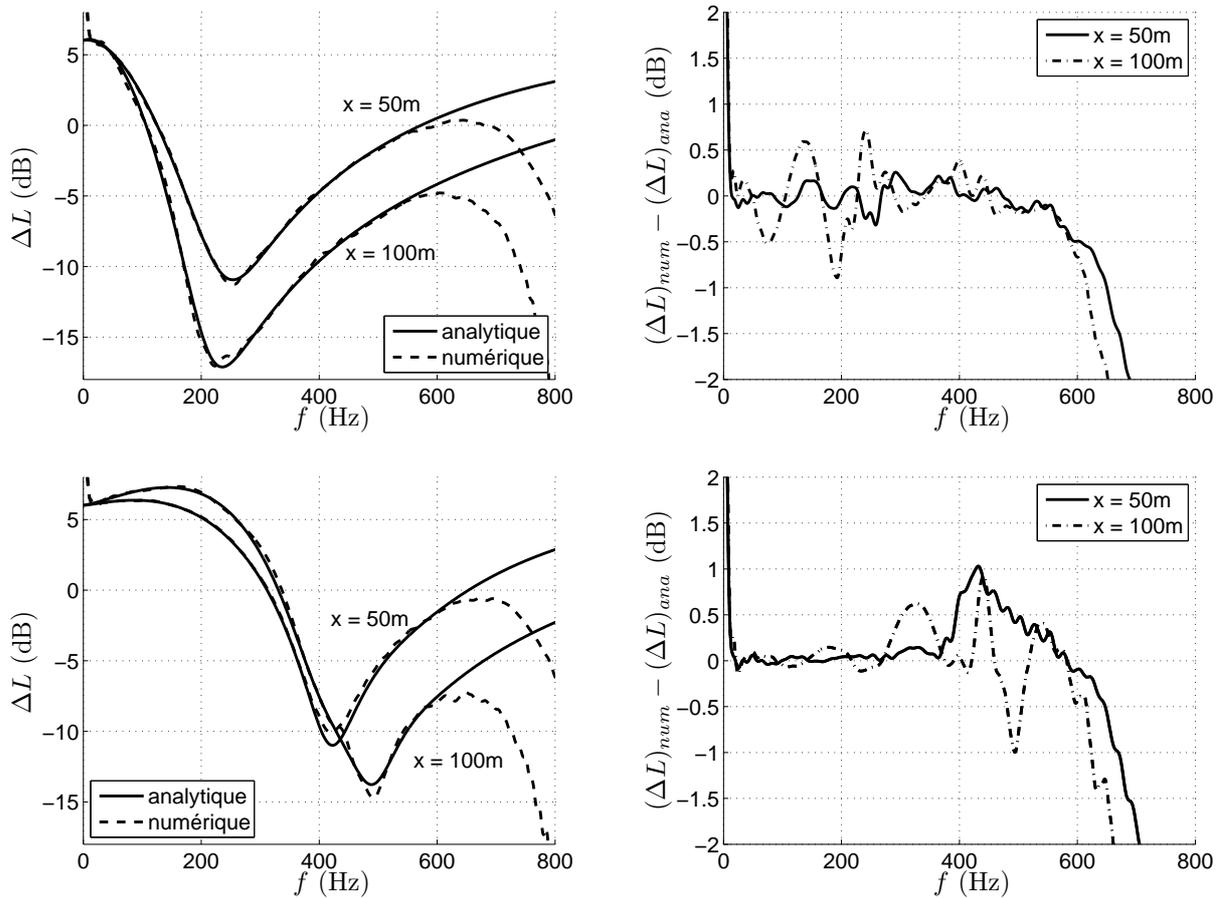


FIG. 2.18 – Sur les figures de gauche, les spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL sont tracés pour la solution analytique (trait continu), et pour la solution numérique (tirets). Sur les figures de droite, les spectres de la différence $(\Delta L)_{num} - (\Delta L)_{ana}$ entre les deux solutions sont tracés. Le récepteur est en $x = 50$ m ou $x = 100$ m, $y = 0$ et $z = z_S$. En haut : impédance d'une couche semi-infinie approchée par le jeu de paramètres OF v2. En bas : impédance d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide approchée par le jeu de paramètres OF v2L.

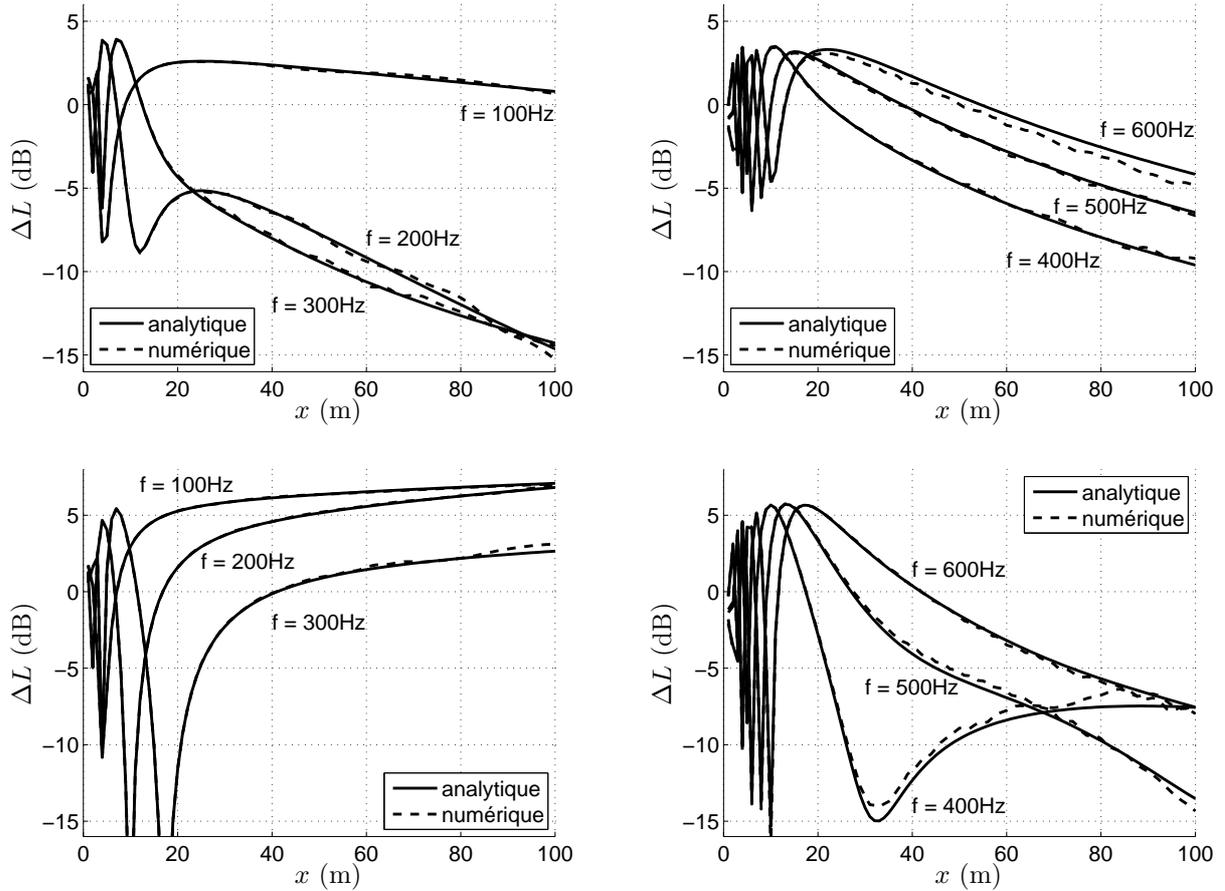


FIG. 2.19 – Niveau de pression relatif au champ libre ΔL en fonction de la distance de propagation x en $y = 0$ et $z = z_S$, et pour différentes fréquences acoustiques. Les traits continus correspondent à la solution analytique, et les tirets à la solution numérique. En haut : impédance d'une couche semi-infinie approchée par le jeu de paramètres OF v2. En bas : impédance d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide approchée par le jeu de paramètres OF v2L.

2.5 Propagation acoustique dans une atmosphère stratifiée

On considère maintenant une configuration de propagation acoustique au-dessus d'un sol d'impédance finie en présence de gradients de célérité du son. Les calculs sont réalisés dans une géométrie bidimensionnelle proche de celle utilisée dans le paragraphe 2.3.5 pour la propagation au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant en conditions homogènes, mais avec cette fois-ci un pas de maillage de 0.05 m, ce qui permet de couvrir une gamme de fréquences plus importante. Les caractéristiques du calcul sont données dans le tableau 2.1. L'impulsion initiale gaussienne est placée à une hauteur de 2 m par rapport au sol, et on considère des demi-largeurs de $3\Delta x$ et $5\Delta x$. Le filtre sélectif SF03 est utilisé pour les points à la limite du domaine, avec un coefficient de filtrage de 0.01, 20 fois plus faible que le coefficient utilisé pour les autres filtres sélectifs. L'impédance du sol est décrite par le modèle de Miki d'une couche semi-infinie, avec une résistivité effective de $100 \text{ kPa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$, et le jeu de coefficients OF v1 est utilisé dans la condition limite correspondante (voir paragraphe 2.4). Un profil logarithmique de célérité du son est considéré, identique à celui utilisé dans le chapitre 1 :

$$c(z) = c_0 + a_c \ln(1 + z/z_0), \quad (2.69)$$

avec $c_0 = 340$ m/s et $z_0 = 0.1$ m. On choisira dans la suite $a_c = \pm 1$ m/s; ces valeurs du paramètre a_c sont réalistes pour la propagation atmosphérique. Ce profil de célérité est pris en compte dans les flux eulériens donnés par l'équation 2.18; la vitesse dans le milieu ambiant \mathbf{V}_0 est nulle, et la densité de l'air ambiant ρ_0 est prise égale à 1.21 kg/m³.

On présente tout d'abord les signaux temporels calculés avec une demi-largeur $B = 5\Delta x = 0.25$ m. Avec cette valeur de B , la forme de l'impulsion gaussienne est bien prédite, comme on l'a vu dans le paragraphe 2.3.5. Les signaux temporels de pression sont tracés sur la figure 2.20 à 2 m de hauteur, et sur la figure 2.21 à 10 m de hauteur, pour des conditions de propagation dites défavorables ($a_c = -1$ m/s) et favorables ($a_c = +1$ m/s); ces signaux sont comparés au signal de pression en conditions homogènes à des distances de propagation de 100 m, 300 m et 500 m. L'impulsion gaussienne arrive plus tôt en conditions favorables qu'en conditions homogènes, et ce décalage en temps s'accroît lorsque la distance de propagation augmente. La célérité du son est en effet plus importante en conditions favorables qu'en conditions homogènes. De façon similaire, le temps d'arrivée de l'impulsion gaussienne est supérieur en conditions défavorables qu'en conditions homogènes. La forme de la distribution gaussienne est fortement modifiée en conditions favorables, notamment pour des distances de propagation supérieures à 300 m, où on distingue plusieurs maxima de pression avec des amplitudes plus fortes qu'en conditions homogènes. En conditions défavorables, l'amplitude de l'impulsion est fortement atténuée aux distances de propagation supérieures à 300 m. À une distance de propagation de 100 m et une hauteur de 10 m, par contre, l'amplitude de pression est sensiblement plus élevée en conditions défavorables qu'en conditions homogènes ou favorables (voir figure 2.21). Cela peut être attribué à une modification de l'effet de sol en conditions défavorables, comme on va le voir sur les spectres du niveau de pression.

Les spectres du niveau de pression par rapport au champ libre ΔL sont calculés avec une demi-largeur $B = 3\Delta x = 0.15$ m, comme cela a été fait dans le paragraphe 2.3.5. Cette valeur de B permet d'estimer les spectres sur une grande largeur de bande fréquentielle. À certaines distances de propagation, des oscillations parasites apparaissent dans les spectres, qui n'étaient pas obtenues avec un sol parfaitement réfléchissant. Ces oscillations parasites sont dues à des ondes de faible amplitude réfléchies par les limites du domaine, et qui arrivent au récepteur bien après les ondes directes et les ondes réfléchies par le sol, comme le montre la figure 2.22. Une échelle logarithmique est utilisée sur la figure 2.22 pour l'amplitude de la pression, ce qui permet de visualiser ces ondes "parasites". Leur amplitude est faible, au moins deux ordres de grandeur inférieure à l'amplitude des ondes directes. Ce résultat n'est pas surprenant car l'erreur introduite par les conditions limites de rayonnement est typiquement de l'ordre du pourcent (Bogey et Bailly, 2002). Afin d'éliminer les oscillations parasites dans les spectres, ceux-ci sont calculés sur une fenêtre temporelle qui exclue les ondes réfléchies par les limites du domaine, ce qui est facile à réaliser dans la configuration considérée ici. Si il est nécessaire d'éliminer complètement ces ondes de la solution dans le domaine temporel, deux techniques principales peuvent être utilisées. La première consiste à étirer le maillage dans une direction pour qu'une grande partie des longueurs d'onde acoustiques soit dissipée par les schémas numériques, et la deuxième consiste à ajouter une couche absorbante dans le domaine, comme une zone éponge ou une couche parfaitement adaptée (*Perfectly matched layer* ou PML) (Hu, 1996; Tam *et al.*, 1998). Bogey et Bailly (2002) conseillent en pratique de combiner ces deux approches.

Les spectres de ΔL à 100 m, 300 m et 500 m sont tracés sur les figures 2.23 et 2.24 à 2 m et 10 m de hauteur, pour des conditions de propagation favorables et défavorables. Les solutions obtenues avec le code FDTD de résolution des équations d'Euler linéarisées sont comparées aux solutions calculées avec le code d'équation parabolique présenté dans le chapitre 1 (38 calculs monofréquentiels sont effectués entre 50 Hz et 1250 Hz). À une distance de propagation de 100 m, les deux solutions sont en très bon accord jusqu'à 1100 Hz environ, avec des différences inférieures à 1 dB pour les deux valeurs de a_c considérées. L'allure des spectres est différente en conditions favorables et défavorables, car les gradients de célérité du son modifient l'effet de sol. À une hauteur de 10 m, en particulier, il n'y a qu'un seul creux d'interférence vers

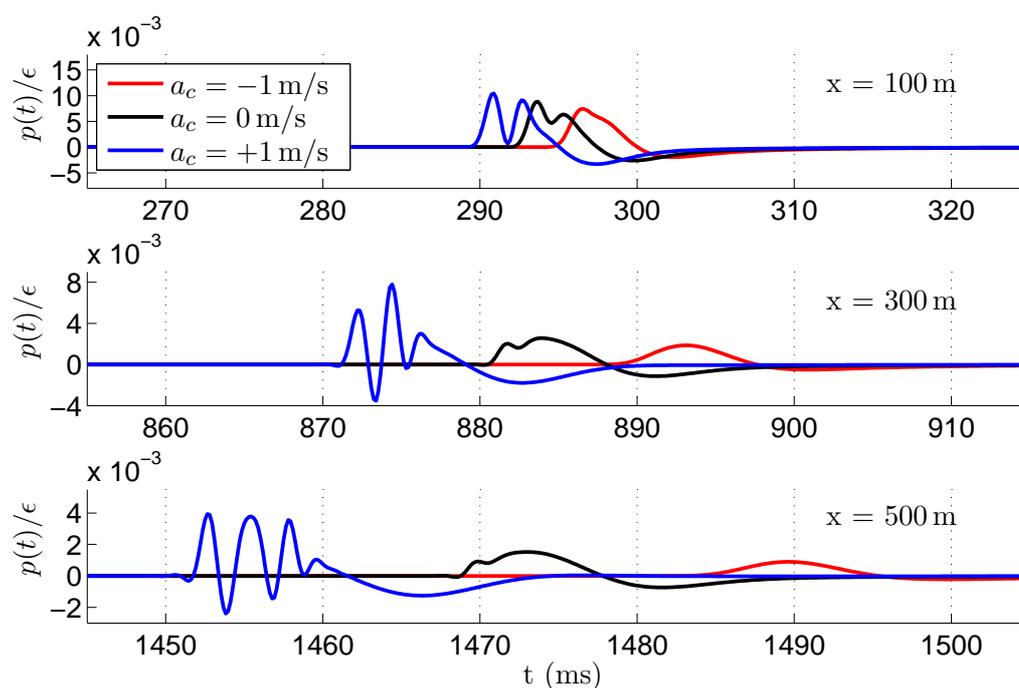


FIG. 2.20 – Pression $p(t)/\epsilon$ à une hauteur de 2 m et à des distances de propagation de 100 m, 300 m et 500 m pour $a_c = -1$ m/s (conditions défavorables), $a_c = 0$ (conditions homogènes) et $a_c = +1$ m/s (conditions favorables). La demi-largeur de la gaussienne vaut $B = 5\Delta x = 0.25$ m.

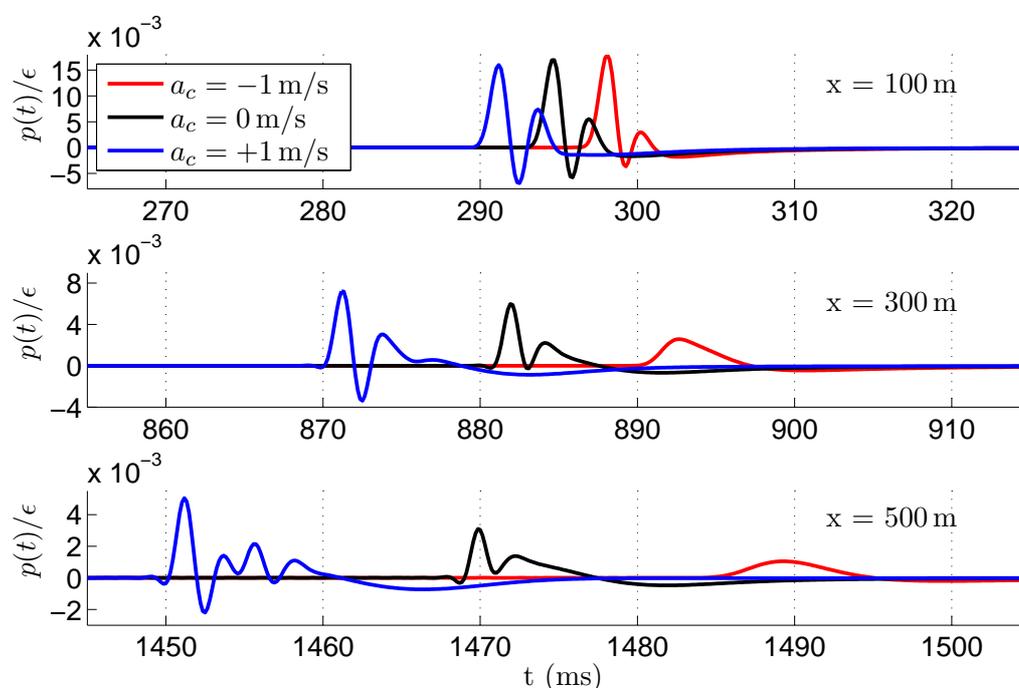


FIG. 2.21 – Pression $p(t)/\epsilon$ à une hauteur de 10 m et à des distances de propagation de 100 m, 300 m et 500 m pour $a_c = -1$ m/s (conditions défavorables), $a_c = 0$ (conditions homogènes) et $a_c = +1$ m/s (conditions favorables). La demi-largeur de la gaussienne vaut $B = 5\Delta x = 0.25$ m.

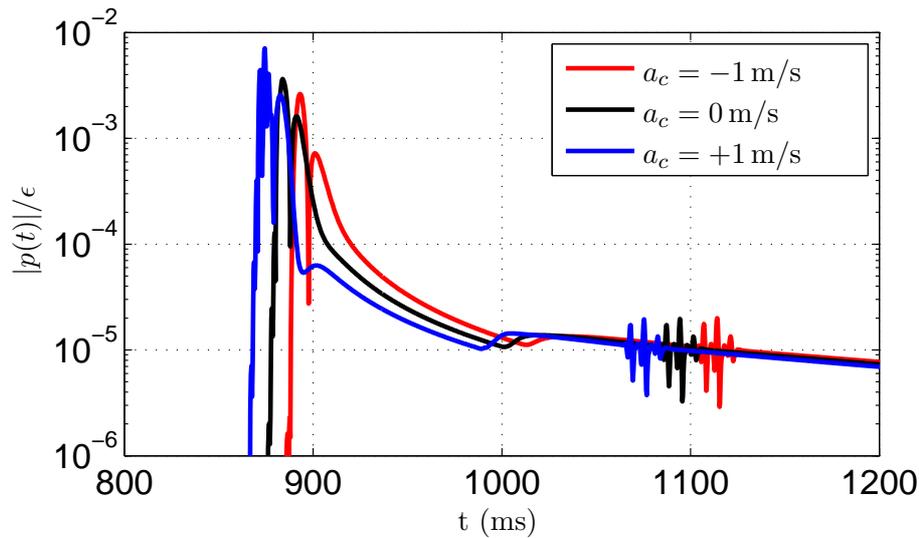


FIG. 2.22 – Pression $|p(t)|/\epsilon$ à une hauteur de 2 m et à une distance de propagation de 300 m pour $a_c = -1$ m/s (conditions défavorables), $a_c = 0$ (conditions homogènes) et $a_c = +1$ m/s (conditions favorables). La demi-largeur de la gaussienne vaut $B = 3\Delta x = 0.15$ m.

200 Hz en conditions défavorables, alors qu'il y en a deux vers 160 Hz et 700 Hz en conditions favorables, ce qui explique que l'amplitude du signal de pression soit plus forte avec $a_c = -1$ m/s qu'avec $a_c = +1$ m/s en $x = 100$ m sur la figure 2.21. Pour des distances de propagation de 300 m et 500 m, les niveaux décroissent rapidement avec la fréquence en conditions défavorables. Cette décroissance est particulièrement rapide à une hauteur de 2 m, avec un niveau de pression relatif au champ libre inférieur à -45 dB au-dessus de 300 Hz. Le niveau décroît moins rapidement à une hauteur de 10 m, et on observe un très bon accord entre les solutions des calculs FDTD et EP. Ces spectres expliquent la forme des signaux temporels en conditions défavorables en $x = 300$ m et $x = 500$ m, tracés sur les figures 2.20 et 2.21. Ces signaux comportent un seul maximum de pression de faible amplitude car les hautes fréquences qui composent l'impulsion gaussienne sont fortement atténuées. En conditions favorables et à des distances de propagation de 300 m et 500 m, les spectres de la figure 2.23(b) à 2 m de hauteur montrent qu'il existe des différences entre les calculs FDTD et EP dans la zone d'interférences complexe au-dessus de 600 Hz; ces différences restent néanmoins inférieures à 2 dB. À une hauteur de 10 m, les interférences sont moins marquées et les deux calculs sont en très bon accord jusqu'à environ 1100 Hz, comme le montrent les spectres de la figure 2.24(b). Ces résultats montrent que le code FDTD est bien adapté à la propagation du bruit large bande sur de longues distances; ces distances peuvent atteindre 1600 longueurs d'onde acoustiques pour les fréquences les plus élevées qui sont considérées.

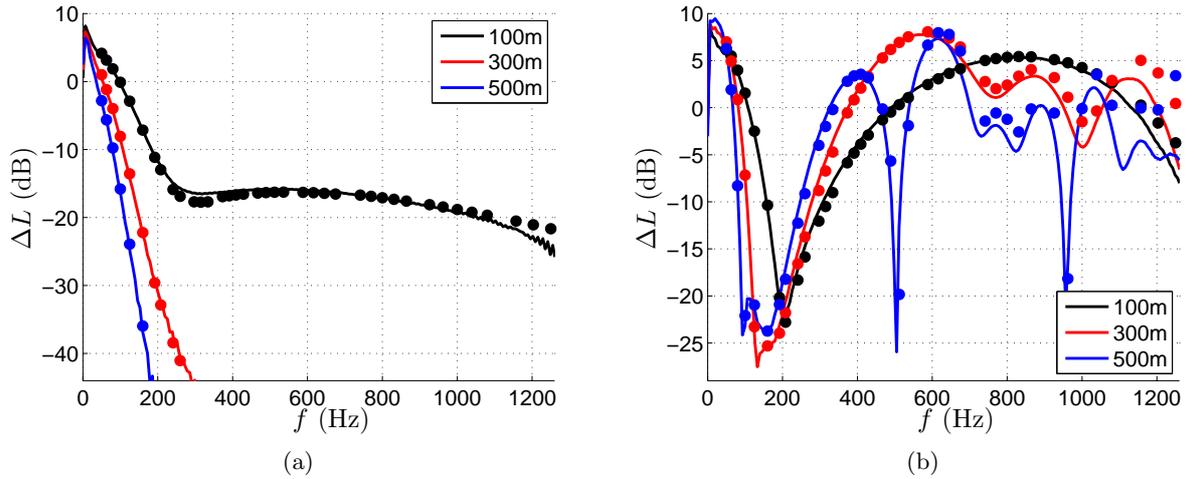


FIG. 2.23 – Spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une hauteur de 2 m et à des distances de propagation de 100 m, 300 m et 500 m (a) avec $a_c = -1$ m/s (conditions défavorables), et (b) avec $a_c = +1$ m/s (conditions favorables). Les traits continus correspondent aux calculs FDTD avec $B = 3\Delta x = 0.15$ m, et les points correspondent aux calculs EP.

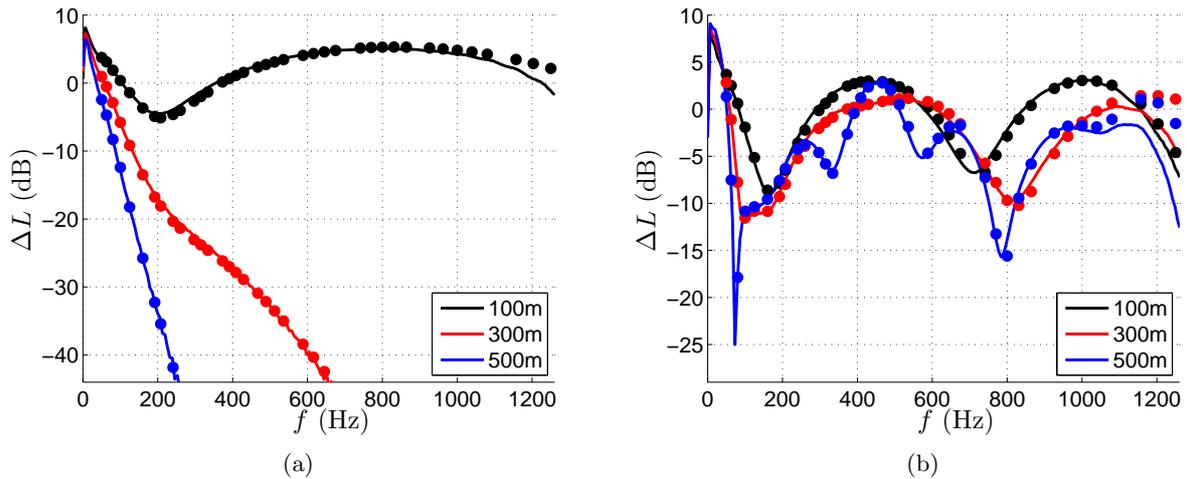


FIG. 2.24 – Spectres du niveau de pression relatif au champ libre ΔL à une hauteur de 10 m et à des distances de propagation de 100 m, 300 m et 500 m (a) avec $a_c = -1$ m/s (conditions défavorables), et (b) avec $a_c = +1$ m/s (conditions favorables). Les traits continus correspondent aux calculs FDTD avec $B = 3\Delta x = 0.15$ m, et les points correspondent aux calculs EP.

2.6 Conclusion et perspectives

Un code de résolution des équations d'Euler linéarisées par une méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été présenté dans ce chapitre. Ce code utilise les schémas numériques optimisés développés par l'équipe d'aéroacoustique numérique de l'École Centrale de Lyon, qui permettent de calculer avec précision les ondes acoustiques discrétisées avec au moins 6 points par longueur d'onde. Les résultats que nous avons obtenu montrent que cette méthode est bien adaptée à la propagation longue distance de bruit large bande. Dans une géométrie bidimensionnelle et au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant, les résultats ont été validés sur une gamme de fréquences comprises entre 20 Hz et 550 Hz environ à une distance de propagation de 500 m, ce qui correspond à une propagation sur 800 longueurs

d'onde acoustiques pour les fréquences les plus élevées.

Dans les méthodes FDTD, la prise en compte de l'impédance du sol dans les conditions limites n'est pas directe lorsque les modèles d'impédance "classiques", qui ont été développés dans le domaine fréquentiel, sont utilisés. Dans le paragraphe 2.4, nous avons obtenu des conditions limites d'impédance dans le domaine temporel (CLIT) pour le modèle de Miki d'une couche poreuse d'épaisseur semi-infinie, ou d'épaisseur finie sur un support rigide. Ce modèle d'impédance simple, à un ou deux paramètres ajustables, est une extension du modèle de Delany-Bazley qui vérifie les trois conditions pour qu'un modèle soit physiquement admissible (modèle causal, réel et passif). Pour obtenir les CLIT, l'impédance est approchée par une somme de fonctions-type bien choisies. La forme de ces fonctions permet d'utiliser la méthode de convolution récursive, qui est très efficace d'un point de vue numérique. L'approximation de l'impédance peut être réalisée dans le domaine fréquentiel ou dans le domaine temporel, et nous avons décrit trois méthodes pour identifier les coefficients des fonctions-type, dont deux dans le domaine fréquentiel. Pour utiliser l'approximation temporelle, la réponse impulsionnelle $z(t)$ doit être connue analytiquement. On a montré dans le paragraphe 2.4.2 qu'il était possible d'obtenir une expression analytique de $z(t)$ pour le modèle de Miki d'une couche semi-infinie.

Nous avons proposé des cas-test 1D et 3D pour valider les CLIT dans le paragraphe 2.4.3. Lorsque des pôles réels λ_k sont utilisés dans les fonctions-type, les cas-test montrent que les simulations ne sont pas précises lorsque $1/\lambda_k$ est trop petit devant le pas de temps. Pour identifier les coefficients dans le domaine fréquentiel, il est donc préférable d'utiliser la méthode d'optimisation dans le domaine fréquentiel, basée sur une méthode ϵ -contrainte, plutôt que la technique de *Vector Fitting*, car il n'est pas simple avec cette dernière de borner la valeur des pôles. La méthode d'optimisation dans le domaine temporel permet également d'obtenir des résultats numériques précis, mais elle n'a pu être appliquée qu'au modèle de Miki d'une couche d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide, des pôles complexes conjugués ont été obtenus, et on a mis en évidence que les simulations n'étaient pas inconditionnellement stables. Les instabilités apparaissent lorsque $1/\beta_l$ est trop petit devant le pas de temps, où β_l est la partie imaginaire des pôles.

Globalement, ces résultats montrent que la méthode d'optimisation dans le domaine fréquentiel est la mieux adaptée pour identifier les coefficients des CLIT, car elle permet de borner la valeur des pôles, contrairement à la technique de *Vector Fitting*. De plus, elle peut être appliquée à de nombreux modèles d'impédance, contrairement à l'approximation dans le domaine temporel. Cette méthode peut même être appliquée à des modèles d'impédance qui ne sont pas physiquement admissibles, à condition d'obtenir des coefficients qui approchent suffisamment bien l'impédance tout en respectant les conditions de causalité et de précision. Dans cette étude, où le modèle d'impédance de Miki a été utilisé, nous avons obtenu de bons résultats en ne considérant que des pôles réels. Pour des modèles d'impédance plus compliqués, il pourra être nécessaire de considérer également des pôles complexes conjugués dans la méthode d'optimisation dans le domaine fréquentiel. Il faudra alors borner la valeur de la partie imaginaire de ces pôles pour garantir la stabilité des simulations.

Les CLIT obtenues avec la méthode d'optimisation dans le domaine fréquentiel ont ensuite été utilisées dans une configuration tridimensionnelle plus réaliste pour la propagation acoustique en milieu extérieur. La solution numérique a été comparée à une solution analytique dans le domaine fréquentiel, dans des conditions homogènes de propagation. Un bon accord a été obtenu entre les deux solutions sur une largeur de bande fréquentielle importante, et pour des distances de propagation jusqu'à 100 m (propagation sur 200 longueurs d'onde aux fréquences les plus élevées). Enfin, le code FDTD a été utilisé pour étudier la propagation au-dessus d'un sol d'impédance finie en présence d'un profil vertical de célérité du son. Les simulations sont réalisées dans une géométrie bidimensionnelle, et sont en bon accord avec les résultats du code d'équation parabolique dans le domaine fréquentiel pour des distances de propagation jusqu'à 500 m (propagation sur 1600 longueurs d'onde aux fréquences les plus élevées).

L'utilisation d'un code de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel pour la propagation acoustique en milieu extérieur ouvre de nombreuses perspectives. En effet, ces équations permettent de prendre en compte l'interaction entre les ondes acoustiques et les fluctuations atmosphériques de façon précise, comme on l'a vu dans le paragraphe 2.2. De plus, ce type de modèle est bien adapté pour étudier le champ proche, où il peut exister des interactions complexes entre les sources de bruit, la topographie et les variations du milieu de propagation. La prise en compte de la topographie dans le code FDTD est un aspect qui pourra être étudié dans de futures recherches. Une technique possible est la transformation curviligne, qui permet de passer d'un maillage qui suit la frontière du domaine considéré à un maillage cartésien. Cette technique a été utilisée par Marsden (2005) dans un code de résolution des équations de Navier-Stokes pour étudier le bruit rayonné par un profil d'aile. Heimann et Karle (2006) appliquent une technique similaire pour étudier la propagation acoustique au-dessus d'une colline avec un code de résolution des équations d'Euler linéarisées.

Les méthodes FDTD restent néanmoins coûteuses en temps de calcul et en mémoire, ce qui nécessite d'utiliser des moyens de calcul spécifiques dans des configurations de propagation réalistes. Dans cette étude, les calculs ont été réalisés sur une machine vectorielle, mais il est également envisageable de réaliser ce type de calcul sur des machines parallèles. Comme le note Marsden (2005), les méthodes de différences finies se prêtent généralement bien à la vectorisation, mais la tendance en informatique de pointe est de se diriger vers des supercalculateurs parallèles plutôt que vectoriels. Afin d'appliquer les méthodes FDTD à des configurations de propagation tridimensionnelles sur de grandes distances, on peut proposer différentes stratégies pour diminuer le coût des calculs. Dans la première, une fenêtre glissante (*moving frame*) qui suit l'impulsion est utilisée afin de limiter la taille du domaine de calcul (Salomons *et al.*, 2002). Une deuxième stratégie consiste à coupler un code de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel à un code d'équation parabolique dans le domaine fréquentiel (Van Renterghem *et al.*, 2005; Takatoshi *et al.*, 2007). Ce couplage est avantageux car il permet de modéliser le champ proche avec précision à l'aide du code FDTD, et de réaliser la propagation sur de longues distances efficacement avec le code EP.

Chapitre 3

Application au bruit des circulations ferroviaires à grande vitesse

Ce chapitre est consacré à l'étude de la propagation acoustique en milieu extérieur dans le contexte du bruit ferroviaire, et plus particulièrement du bruit des trains à grande vitesse (TGV). Il est divisé en deux grandes sous-parties. Dans le paragraphe 3.1, le modèle de sources équivalentes est présenté, qui permet de calculer les signatures temporelles et les spectres en tiers d'octave au passage de TGV. Ce modèle est d'abord validé en conditions homogènes par comparaison avec des mesures au passage de la campagne HARMONOISE. Puis, le modèle de sources équivalentes est couplé à un code d'équation parabolique afin de prendre en compte les effets de réfraction dus aux profils moyens de température et de vent dans l'atmosphère. Dans le paragraphe 3.2, les phases d'approche et d'éloignement de passages de TGV sont caractérisées. En effet, il est possible d'entendre le bruit du TGV une dizaine de secondes avant ou après le passage dans certaines circonstances. Ce bruit est alors perçu comme un passage d'avion, et il est qualifié de "grondement". Ce phénomène est caractérisé principalement de façon expérimentale, à l'aide de mesures réalisées en octobre 2006 sur le site de Montvendre. Les circonstances qui permettent l'apparition du grondement sont étudiées, et certaines hypothèses émises à partir des résultats expérimentaux sont confirmées par des simulations d'équation parabolique.

3.1 Propagation du bruit des trains à grande vitesse : utilisation d'un modèle de sources équivalentes

3.1.1 Introduction

Dans les modèles de propagation en milieu extérieur, la source acoustique est généralement supposée ponctuelle et fixe. Cette hypothèse ne peut plus être faite lorsque la propagation du bruit des trains à grande vitesse (TGV) est considérée. En effet, les sources de bruit sont alors réparties le long du train (une rame a une longueur de 200 m environ), elles sont en mouvement à une vitesse relativement élevée, et elles sont de nature différente, comme on va le voir dans la suite. Dans les modèles de propagation du bruit ferroviaire, le train est considéré soit comme une source linéique ou soit comme un ensemble de sources ponctuelles (van Leeuwen, 2000). La source linéique est couramment utilisée pour modéliser le bruit de roulement, correspondant au contact roue/rail (Rathe, 1977; Kurzweil *et al.*, 1979; Ringheim, 1988). Pour obtenir une modélisation plus précise du bruit de roulement, il est néanmoins préférable d'utiliser des sources ponctuelles pour la contribution des roues, et une source linéique pour la contribution du rail (Thompson, 1993; Thompson *et al.*, 1996). Pour modéliser les autres sources de bruit (bruit de

traction, bruit d'origine aérodynamique), les sources ponctuelles sont généralement les mieux adaptées, car ces sources de bruit ne sont pas réparties uniformément le long du train (Kurzweil *et al.*, 1979; Ringheim, 1988). Dans la suite, on s'intéresse aux TGV circulant à des vitesses de l'ordre de 300 km/h. La contribution des sources de bruit aérodynamique du TGV est importante à ces vitesses (Mellet *et al.*, 2006), c'est pourquoi une modélisation par un ensemble de sources ponctuelles équivalentes est choisie. Le modèle sera appelé modèle de sources équivalentes ou modèle SE dans la suite.

Le modèle SE s'inspire du logiciel MAT2S, développé à la fin des années 90 dans le cadre du projet DEUFRAKO Annexe K2, qui permet d'obtenir la signature temporelle et le spectre en tiers d'octave au passage de trains à un récepteur proche de la voie. Plus de détails sur MAT2S peuvent être obtenus dans le rapport final et le rapport de validation de ce logiciel (Gaumain, 1999a,b). Il existe quelques différences entre le modèle SE présenté ici et le logiciel MAT2S, en particulier au niveau de la définition des sources, et de la prise en compte de la géométrie de la voie pour les récepteurs en champ proche. Ces éléments seront détaillés dans le paragraphe 3.1.3 et dans l'annexe D, où le modèle SE est décrit. Les résultats du modèle sont comparés à des mesures au passage de TGV dans le paragraphe 3.1.4. Ces mesures, réalisées dans le cadre du projet HARMONOISE, sont présentées au préalable dans le paragraphe 3.1.2. Enfin, le modèle SE est couplé à un code d'équation parabolique dans le paragraphe 3.1.5 afin de prendre en compte les effets de réfraction atmosphérique, effets qui ne sont pas inclus dans le logiciel MAT2S.

3.1.2 Campagne de mesures HARMONOISE

Description de la campagne expérimentale

Des mesures ont été réalisées par l'Agence d'Essai Ferroviaire en mai 2003 dans le cadre du projet européen HARMONOISE (*Harmonised Accurate and Reliable Methods for the EU Directive on the assessment and management Of environmental NOISE*). L'essai a été réalisé sur le site de Pierrelatte, à la limite de la Drôme et du Vaucluse, où se trouvent à la fois la ligne Paris-Lyon-Marseille (PLM) classique et la ligne grande vitesse (LGV). La figure 3.1, tirée du rapport de Vinson et Letourneaux (2004), montre la disposition des points de mesure par rapport à ces deux lignes. Les points de mesure sont disposés à 7.50 m (point m20), 25 m (point m21), 150 m (point m150), 300 m (point m24/25) et 600 m (point m26) de la voie 2 de la ligne LGV (TGV circulant du Sud vers le Nord). Le point de mesure à 7.50 m est à une hauteur de 1.2 m par rapport au plan de roulement, celui à 25 m à une hauteur de 3.5 m par rapport au plan de roulement, et les trois autres à une hauteur de 4 m par rapport au sol (la géométrie de la LGV est décrite sur la figure D.3 de l'annexe D). La PLM est orientée du Nord au Sud à cet endroit ; la ligne LGV est dirigée vers le Nord-Nord/Est (avec un angle d'environ 20° par rapport au Nord). Les valeurs de résistivité au passage de l'air sont estimées à 250 kN.s/m⁴ pour le champ de blé entre la LGV et la PLM, et à 160 kN.s/m⁴ pour le champ de maïs au-delà de la PLM, à l'aide de la méthode NORDTEST (Vinson et Letourneaux, 2004).

Types de TGV

Trois types de TGV circulent au niveau du site de Pierrelatte, situé sur la ligne grande vitesse entre Lyon et Marseille. Les TGV Paris-Sud-Est (TGV-PSE) et les TGV-Réseau (TGV-R) possèdent 8 remorques à un seul niveau, alors que les TGV-Duplex (TGV-D) possèdent 8 remorques à deux niveaux. Une rame de TGV est constituée de deux motrices et de 8 remorques. On parle d'unité simple (US) pour les trains comprenant une rame, et d'unité multiple (UM) pour les trains comprenant deux rames accouplées. Les mêmes types de train circulent sur le site de Montvendre, situé à une cinquantaine de kilomètres au Nord de Pierrelatte, où des mesures ont été réalisées en 2006 qui sont analysées dans le paragraphe 3.2.

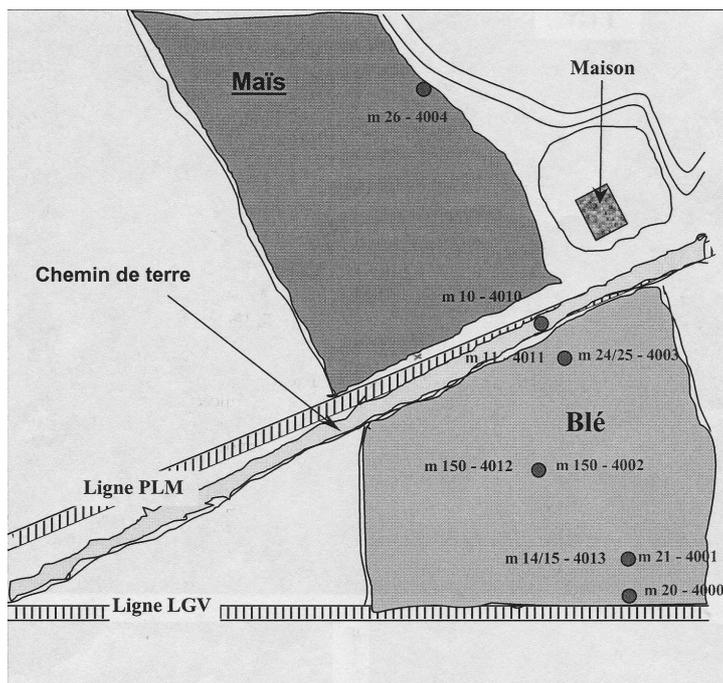


FIG. 3.1 – Localisation des lignes et des points de mesure lors de l'essai HARMONOISE.

Définition des niveaux acoustiques utilisés

Le niveau de pression acoustique continu équivalent sur le temps T $L_{eq,T}$ est défini par :

$$L_{eq,T} = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{p^2(t)}{p_0^2} dt \right]. \quad (3.1)$$

$L_{eq,T}$ est le niveau de pression acoustique d'un son continu stable qui, au cours d'une période donnée T , a la même pression acoustique quadratique moyenne qu'un son dont le niveau varie en fonction du temps. On définit de même le niveau de pression équivalent pondéré A sur le temps T $L_{Aeq,T}$, calculé sur la pression acoustique pondérée A. $L_{eq,tp}$ est le niveau équivalent sur le temps de passage du train $t_p = 3.6L/U$, avec L la longueur du train en mètres et U sa vitesse en kilomètres par heure. $L_{eq,te}$ est le niveau équivalent sur le temps d'exposition t_e durant lequel le niveau sonore instantané dépasse le niveau sonore maximum moins 10 dB(A).

Pour les points de mesure proches de la voie (7.50 et 25 m), le niveau équivalent sur 100 ms $L_{eq,100ms}$ a été mesuré pendant la campagne HARMONOISE. A ces distances, les passages sont caractérisés par le niveau équivalent sur le temps de passage $L_{eq,tp}$. En champ proche, les mesures sont réalisées normativement (ISO 3095) à une distance de 25 m de la voie, et à une hauteur de 3.5 m par rapport au plan de roulement. Les mesures à 7.50 m sont réalisées à des fins de recherche; dans le cadre de ce travail, elles seront utilisées pour valider les résultats du modèle de sources équivalentes (voir paragraphe 3.1.4). Pour les points de mesure plus éloignés de la voie (150 m, 300 m et 600 m), le niveau équivalent sur 1 s $L_{eq,1s}$ a été mesuré, et les passages sont caractérisés par le niveau équivalent sur le temps d'exposition $L_{eq,te}$.

Données acoustiques

Les mesures acoustiques aux passages de sept TGV sur la voie 2 pendant l'après-midi du 26 mai 2003 sont présentées ici; ces mesures seront utilisées pour valider les résultats du modèle de sources équivalentes dans le paragraphe 3.1.4. Les informations relatives à ces sept passages sont données dans le tableau 3.1.

TAB. 3.1 – Informations relatives aux passages de TGV sur la voie 2 enregistrés le 26 mai 2003 sur le site de Pierrelatte.

Passage	Heure	Type de TGV	V_{moy} (km/h)	V_{radar} (km/h)
D1	15h17'	TGV-D US	291	-
D2	17h25'	TGV-D US	295	295
D3	18h15'	TGV-D US	297	298
R1	15h39'	TGV-R US	297	-
R2	15h53'	TGV-R US	297	-
R3	18h56'	TGV-R US	290	294
R4	19h18'	TGV-R US	295	299

Les passages notés D1 à D3 correspondent aux trois passages de TGV-D unité simple sélectionnés, et les passages R1 à R4 correspondent aux quatre passages de TGV-R unité simple sélectionnés. La voie n'était pas équipée de pédales pendant les mesures HARMONOISE.¹ Les vitesses de circulation ont donc été calculées à l'aide d'un cinémomètre placé en bordure de voie, ou à l'aide des temps de passage des trains devant deux détecteurs de boîtes chaudes (DBC) distants de 40 km environ et encadrant la zone d'essai (vitesse moyenne V_{moy}). Comme V_{moy} est une moyenne de la vitesse sur une grande distance, l'écart entre V_{moy} et V_{radar} peut être significatif, et il est préférable d'utiliser V_{radar} qui est une vitesse instantanée au moment du passage.

Les résultats pour le passage R3 sont tout d'abord présentés pour mettre en évidence certaines caractéristiques des mesures. Les signatures temporelles du niveau équivalent 100 ms sont tracées sur la figure 3.2 pour les points de mesure à 7.50 m, 25 m, 150 m et 300 m de la voie, avec et sans pondération A. Deux largeurs de bande sont utilisées pour obtenir ces courbes. Les niveaux sont calculés sur l'ensemble des tiers d'octave disponibles, c'est-à-dire de 25 Hz à 10 kHz, puis sur les tiers d'octave entre 50 Hz et 10 kHz. Sans pondération A, la figure 3.2(a) montre qu'il existe des différences importantes entre les deux calculs de la signature temporelle, en particulier à 7.50 m, ce qui signifie qu'il y a beaucoup d'énergie acoustique dans les tiers d'octave 25 Hz, 31.5 Hz et 40 Hz. Avec la pondération A, les très basses fréquences sont fortement atténuées et les signatures temporelles sont identiques que les tiers d'octave 25 Hz, 31.5 Hz et 40 Hz soient pris en compte ou non. Des résultats similaires sont obtenus aux points de mesure à 150 m et 300 m de la voie, comme le montre les figures 3.2(c) et 3.2(d). À 300 m, en particulier, les niveaux acoustiques sans pondération A sont 5 à 10 dB inférieurs lorsque les tiers d'octave 25 Hz, 31.5 Hz et 40 Hz ne sont pas pris en compte dans le calcul de $L_{eq,1s}$.

Dans le tableau 3.2, les niveaux globaux relatifs au passage R3 sont calculés aux différentes distances de propagation en considérant tous les tiers d'octave entre 25 Hz et 10 kHz, ou seulement les tiers d'octave entre 50 Hz et 10 kHz. Les signatures temporelles à 600 m n'ont pas été tracées, mais le tableau 3.2 montre que les résultats à 600 m sont similaires aux résultats à 300 m, avec des niveaux beaucoup plus élevés lorsque les tiers d'octave 25 Hz, 31.5 Hz et 40 Hz sont considérés et qu'il n'y a pas de pondération A. Pour expliquer ces forts niveaux aux très basses fréquences, deux hypothèses peuvent être avancées. Premièrement, le passage du train perturbe le milieu ambiant près de la voie, et ces perturbations peuvent être mesurées par les microphones. Deuxièmement, les fluctuations de pression induites par le vent sur les microphones sont à l'origine de forts niveaux aux très basses fréquences, comme cela est montré dans le paragraphe E.1, où des mesures de "bruit de vent" enregistrées lors de la campagne V360 en octobre 2006 sont analysées. Cette analyse montre que les niveaux acoustiques du bruit de fond sont très importants

¹Les pédales détectent les temps de passage des essieux du train, à partir desquels il est possible d'estimer la vitesse de circulation du train.

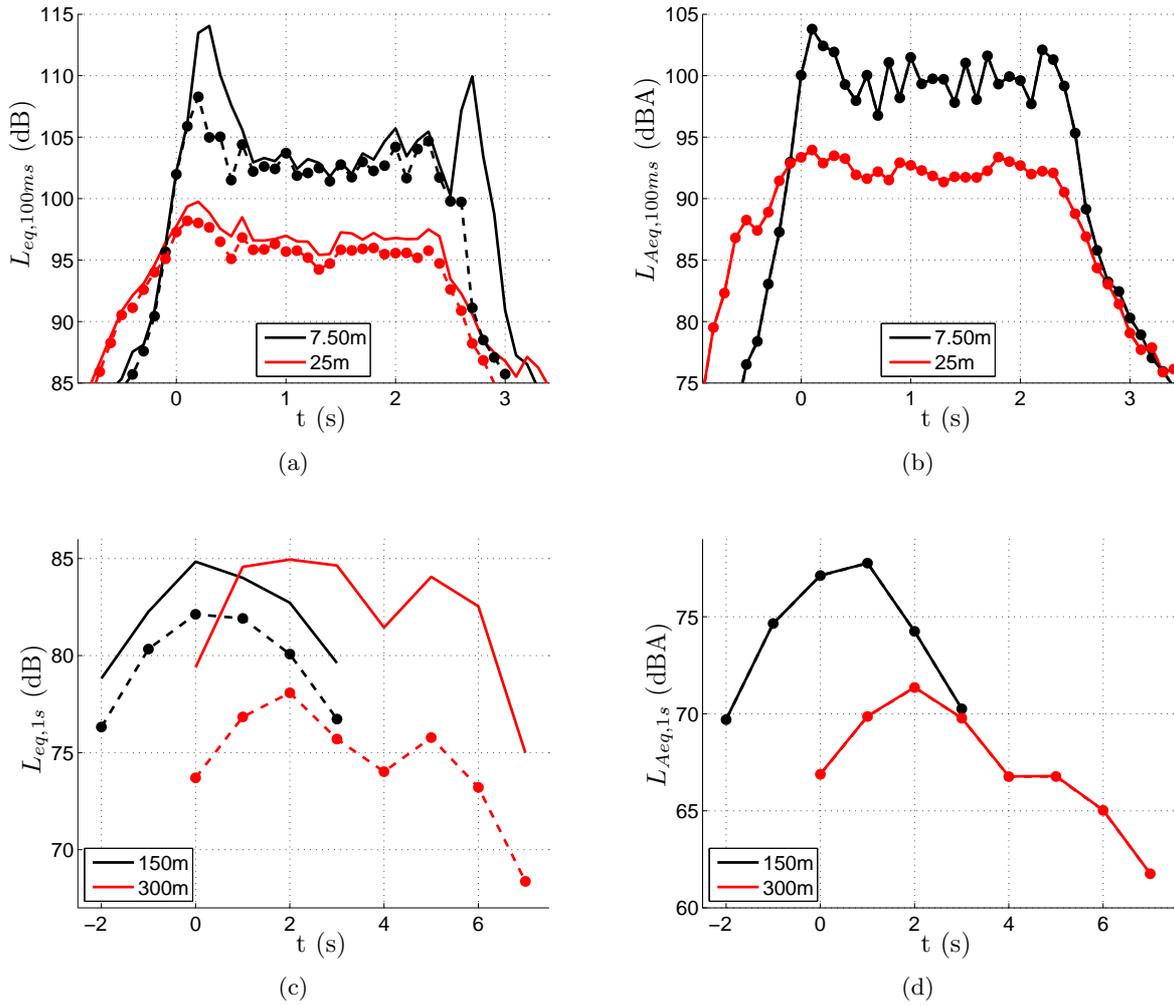


FIG. 3.2 – Signatures temporelles du niveau équivalent 100 ms à 7.50 m et 25 m pour le passage R3 (a) sans pondération A, et (b) avec pondération A, et signatures temporelles du niveau équivalent 1 s à 150 m et 300 m pour le passage R3 (c) sans pondération A, et (d) avec pondération A. Les niveaux obtenus par sommation sur les tiers d’octave entre 25 Hz et 10 kHz sont tracés en trait continu, et les niveaux obtenus par sommation sur les tiers d’octave entre 50 Hz et 10 kHz sont représentés par des points reliés par des tirets.

TAB. 3.2 – Niveaux globaux pour le passage de TGV R3 calculés sur différentes largeurs de bande $[f_{c,min}, f_{c,max}]$, avec et sans pondération A.

	$[f_{c,min}, f_{c,max}]$	$L_{eq,tp}$ à 7.50 m	$L_{eq,tp}$ à 25 m	$L_{eq,te}$ à 150 m	$L_{eq,te}$ à 300 m	$L_{eq,te}$ à 600 m
sans	[25 Hz, 10 kHz]	107 dB	97 dB	83 dB	83 dB	77 dB
pondération A	[50 Hz, 10 kHz]	104 dB	96 dB	80 dB	75 dB	69 dB
avec	[25 Hz, 10 kHz]	100 dB(A)	92 dB(A)	75 dB(A)	68 dB(A)	56 dB(A)
pondération A	[50 Hz, 10 kHz]					

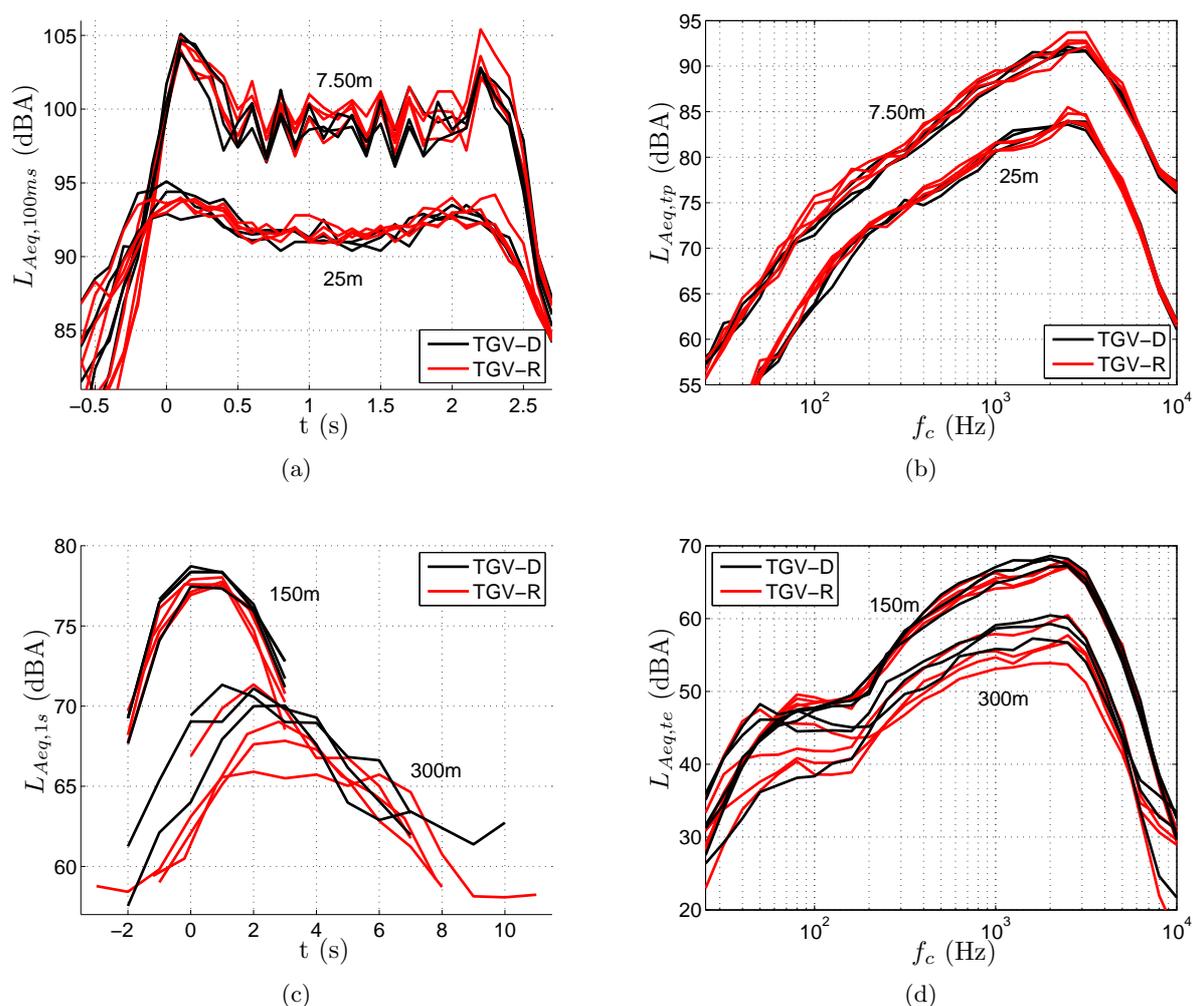


FIG. 3.3 – Signatures temporelles de (a) $L_{Aeq,100ms}$ à 7.50 m et 25 m, et de (c) $L_{Aeq,1s}$ à 150 m et 300 m, et spectres en tiers d’octave de (b) $L_{Aeq,tp}$ à 7.50 m et 25 m, et de (d) $L_{Aeq,te}$ à 150 m et 300 m pour les sept passages de TGV décrits dans le tableau 3.1.

aux fréquences inférieures à 100 Hz lorsqu’un vent soutenu est présent. La première hypothèse pourrait expliquer les forts pics du niveau de pression à 7.50 m sur la figure 3.2(a). Aux distances de propagation supérieures à 25 m, par contre, le milieu ambiant devrait être faiblement perturbé par le passage du TGV. À ces distances, la deuxième hypothèse est la plus plausible, d’autant plus que les vitesses de vent étaient assez importantes sur le site de Pierrelatte pendant l’après-midi du 26 mai 2003 (vitesses de vent entre 3 et 7 m/s à 10 m de hauteur), comme on le verra dans la suite de ce paragraphe. Le calcul des niveaux globaux pour le passage R3 a également été réalisé sur les tiers d’octave entre 50 Hz et 5 kHz pour les différents points de mesure. Les résultats obtenus, avec ou sans pondération A, sont identiques à ceux calculés sur les tiers d’octave entre 50 Hz et 10 kHz. Ainsi, dans le modèle de sources équivalentes décrit dans le paragraphe 3.1.3, les calculs pourront être limités aux tiers d’octave entre 50 Hz et 5 kHz.

Afin d’éviter que les niveaux globaux soient dominés par les forts niveaux aux très basses fréquences, les résultats seront uniquement donnés en dB(A) dans la suite. Les signatures temporelles du niveau équivalent 100 ms et les spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur le temps de passage sont tracés sur les figures 3.3(a) et 3.3(b) à 7.50 m et 25 m pour les sept passages de TGV décrits dans le tableau 3.1. Les signatures temporelles des différents passages sont proches, tout comme leurs spectres, et

il y a peu de différences entre les résultats pour les TGV-D et les résultats pour les TGV-R. Les signatures temporelles du niveau équivalent 1 s et les spectres en tiers d'octave du niveau équivalent sur le temps d'exposition sont tracés sur les figures 3.3(c) et 3.3(d) à 150 m et 300 m pour les sept mêmes passages. À une distance de propagation de 150 m, les niveaux restent proches pour les différents passages, sauf aux très basses fréquences, comme le montre les spectres de la figure 3.3(d) ; cela peut être attribué au bruit de vent, comme cela a été mentionné précédemment. À une distance de propagation de 300 m, les niveaux varient significativement entre les passages. Entre 200 Hz et 4000 Hz environ, ces variations atteignent 5 à 6 dB, ce qui peut être attribué aux variations des conditions atmosphériques entre les passages. Les mesures à 600 m sont difficilement exploitables, et ne sont pas présentées ici. À cette distance de propagation, en effet, les niveaux sonores sont assez proches du bruit de fond, et il n'est pas toujours aisé d'obtenir le temps d'exposition.

Ces résultats expérimentaux montrent que les sept passages sélectionnés forment un groupe homogène, qui pourra être utilisé pour valider le modèle de sources équivalentes. Le fait que les signatures se superposent bien, en particulier à 7.50 m, montre que les vitesses des différents passages sont proches. Bien que la vitesse instantanée V_{radar} soit manquante pour trois des passages de TGV du tableau 3.1, on pourra donc considérer que la vitesse des sept passages est comprise entre 294 et 299 km/h environ.

Données météorologiques

Des mesures de vent (vitesse et direction) et de température à 2 m et 10 m de hauteur ont été réalisées pendant la campagne HARMONOISE. Pour caractériser l'état de l'atmosphère, il est intéressant d'estimer les paramètres de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov décrite dans l'annexe C, c'est-à-dire la vitesse de friction u_* , caractéristique des gradients verticaux de vitesse de vent, et l'échelle de température de la couche de surface θ_* , caractéristique des gradients verticaux de température. À partir de ces paramètres, l'échelle de Monin-Obukhov L_{MO} est obtenue ; l'atmosphère est alors dite stable, instable ou neutre en fonction de la valeur de $1/L_{MO}$. Les paramètres de la théorie de la similitude peuvent être estimés à partir des mesures à 2 m et 10 m de hauteur, comme cela est expliqué dans l'annexe C. Pour réaliser cette estimation, les mesures de vitesse de vent et de température sont moyennées sur un intervalle de 4 minutes centré sur l'heure de passage des TGV.

Les valeurs de u_* , θ_* et L_{MO} estimés au moment des passages de TGV sur la voie 2 pendant l'après-midi du 26 mai 2003 sont données sur la figure 3.4. Les valeurs pour les sept passages de TGV décrits précédemment sont représentées en noir pour être distinguées des autres valeurs. On remarque que la vitesse de friction u_* est supérieure à 0.3 m/s lors de nombreux passages, ce qui traduit la présence de forts gradients verticaux de vitesse de vent. La vitesse de friction est plus faible en fin de journée. L'échelle de température θ_* est globalement proche de zéro tout le long de l'après-midi. L'inverse de l'échelle de Monin-Obukhov $1/L_{MO}$ est proche de zéro pour la plupart des passages, ce qui est caractéristique d'une atmosphère neutre, où les effets de cisaillement dominent les effets de convection.

Les profils verticaux moyens de vitesse et de température estimés lors des passages de TGV D1, D2 et R3 sont tracés sur la figure 3.5. Pour les passages D1 et D2, à 15h17' et 17h25', les profils de vitesse sont proches (vitesse de friction de 0.45 m/s et 0.40 m/s, respectivement). La température décroît légèrement avec l'altitude lors du passage D1 ($\theta_* = -0.06$ K), alors qu'elle reste quasiment constante lors du passage D2 ($\theta_* = -0.01$ K). Pour le passage R3, à 18h56', les vitesses de vent sont plus fortes, avec une vitesse de friction $u_* = 0.61$ m/s, et la température augmente légèrement avec l'altitude ($\theta_* = +0.10$ K). Dans les trois cas, l'atmosphère peut être considérée comme neutre, car $1/L_{MO} \approx 0$.

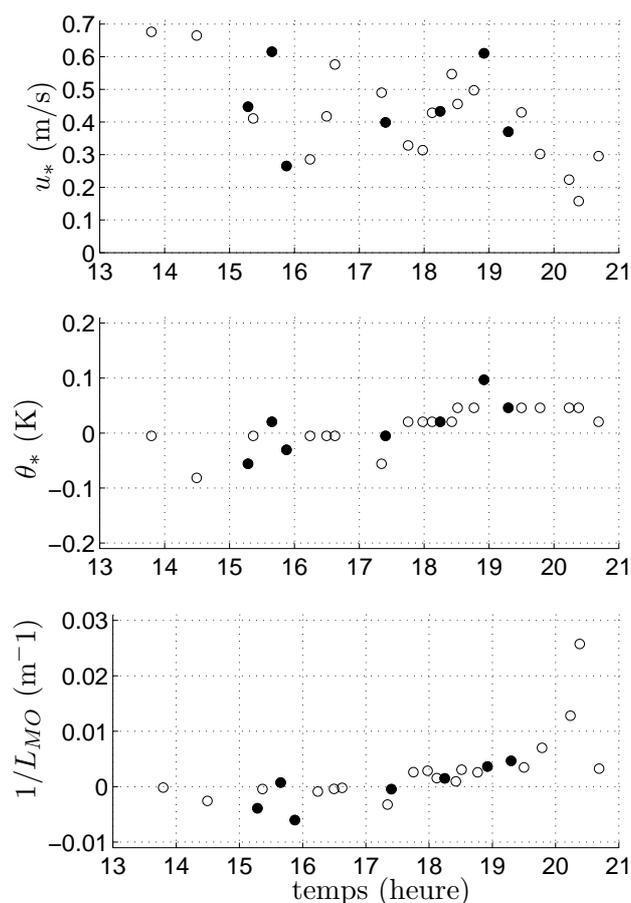


FIG. 3.4 – Paramètres de la théorie de la similitude estimés lors des enregistrements de la campagne HARMONOISE le 26 mai 2003. Les paramètres relatifs aux sept passages de TGV décrits dans le tableau 3.1 sont représentés par des points, et les paramètres relatifs aux autres passages par des cercles.

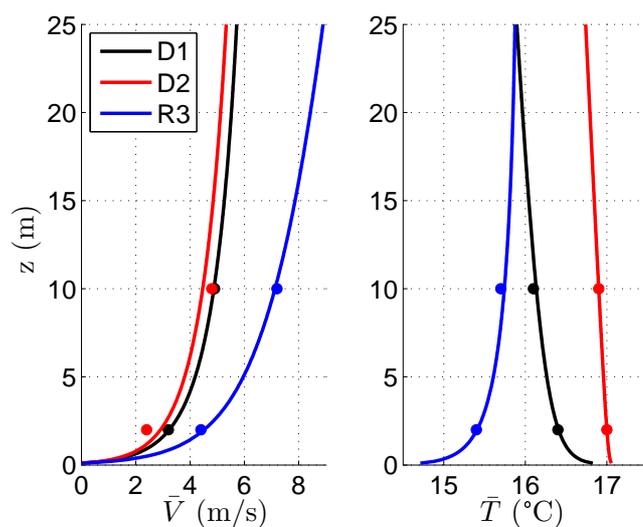


FIG. 3.5 – Profils moyens de vent \bar{V} et de température \bar{T} (traits continus) estimés avec les relations de similitude à partir des mesures à des hauteurs de 2 m et 10 m (points). Ces résultats sont obtenus au moment des passages D1, D2 et R3 donnés dans le tableau 3.1.

3.1.3 Description du modèle de Sources Équivalentes (SE)

On présente dans cette partie le modèle de propagation du bruit de TGV. Le calcul du niveau de pression acoustique à un récepteur donné se déroule en deux étapes principales : modélisation du TGV en sources élémentaires équivalentes, et modélisation de la propagation acoustique entre chacune des sources et le récepteur. Ce modèle, appelé dans la suite modèle de sources équivalentes ou modèle SE, permet de calculer la signature temporelle du passage, ainsi que le spectre en tiers d'octave associé. Le TGV est modélisé dans ce travail par un ensemble de 31 sources équivalentes dont la répartition est schématisée sur la figure 3.6. Ces sources sont réparties en 5 catégories : le bruit de roulement provient du contact mécanique entre la roue et le rail, alors que les quatre autres types de sources sont d'origine aérodynamique. Les caractéristiques des sources équivalentes sont données dans l'annexe D.1. Dans ce paragraphe, deux méthodes de calcul du niveau de pression au récepteur sont d'abord décrites. La première méthode est basée sur les temps retardés, alors que la seconde méthode utilise des sources fictives dont les positions sont fixes. Puis, le calcul du terme d'atténuation due à la propagation du son dans l'atmosphère est présenté. Ce calcul est réalisé soit avec un modèle analytique de propagation dans une atmosphère homogène, soit à l'aide de simulations d'équation parabolique afin de prendre en compte les effets de réfraction. La prise en compte de la directivité, de l'effet convectif et de l'effet Doppler dans le modèle SE est décrite dans l'annexe D.2. En effet, comme les sources sont définies par un spectre en tiers d'octave, la prise en compte de l'effet Doppler n'est pas directe.

Méthode de calcul du niveau de pression au récepteur

Le niveau de pression à un récepteur R et un temps t donnés est calculé en sommant les contributions des différentes sources équivalentes S_i arrivant au temps t . Pour faire ce calcul, les propriétés cinématiques du problème sont d'abord décrites ; une description de ces propriétés peut être trouvée, par exemple, dans le chapitre 11 de Morse et Ingard (1968). Pour une source équivalente S_i donnée, la géométrie et les notations sont données sur la figure 3.7. On suppose le train en mouvement rectiligne et uniforme à la vitesse U . Soit $x_{s,i}(t)$ la position de la source équivalente S_i au temps t :

$$x_{s,i}(t) = Ut - l_i \quad , \quad (3.2)$$

avec l_i la distance entre la source S_i et le nez du train. Ainsi, le nez du train est en face de l'observateur en $t = 0$. Le temps d'émission $t_{e,i}$ de la source S_i est donné par :

$$t_{e,i} = t - d_{1,i}/c_0 \quad . \quad (3.3)$$

Le terme $d_{1,i}/c_0$ correspond au temps de propagation de l'onde directe entre la source S_i et le récepteur R , d'où

$$d_{1,i} = \sqrt{x_{e,i}(t)^2 + d_{1\min,i}^2} \quad , \quad (3.4)$$

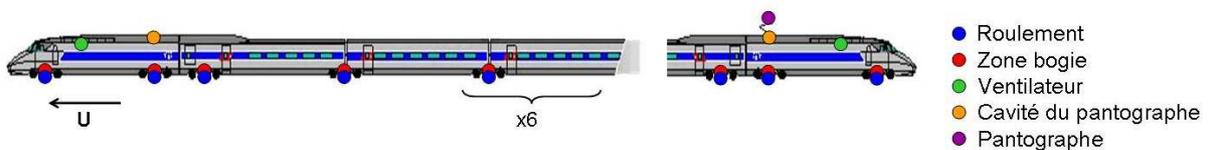


FIG. 3.6 – Répartition des 31 sources équivalentes divisées en 5 catégories le long du TGV

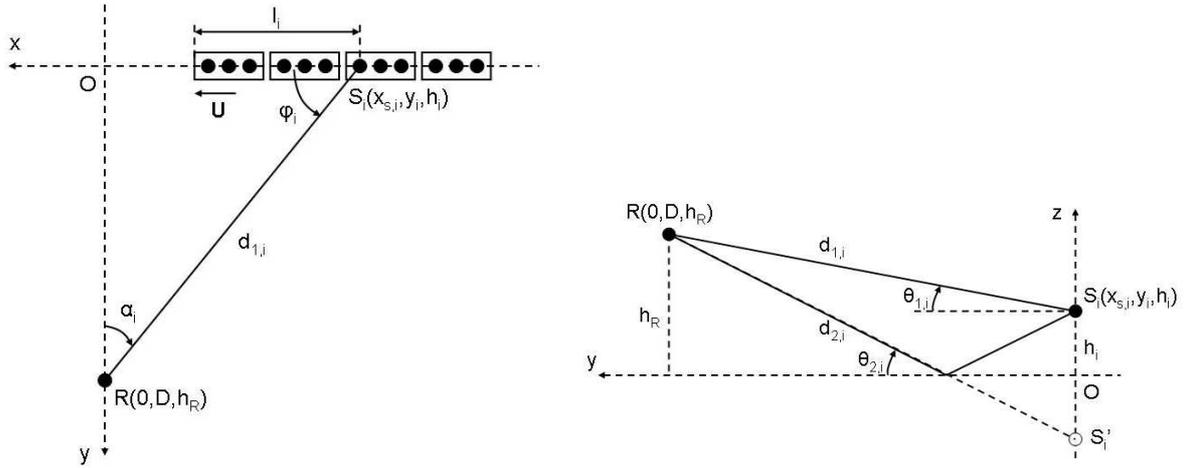


FIG. 3.7 – Géométrie relative au modèle de sources équivalentes et notations dans le plan horizontal (gauche) et dans le plan vertical (droite).

avec $x_{e,i}(t) = x_{s,i}(t_{e,i})$ la position de la source S_i au temps d'émission, et $d_{1\min,i} = \sqrt{D^2 + (h_i - h_R)^2}$ la distance minimale entre la source et le récepteur. En utilisant les relations 3.2 et 3.3, la position de la source S_i au temps d'émission s'écrit

$$x_{e,i}(t) = U \left(t - \frac{d_{1,i}}{c_0} \right) - l_i = x_{s,i}(t) - M d_{1,i} \quad , \quad (3.5)$$

avec $M = U/c_0$ le nombre de Mach. L'angle azimutal d'observation α_i et les angles d'élévation $\theta_{1,i}$ et $\theta_{2,i}$ sont donnés par :

$$\cos \alpha_i = d_{1\min,i} / d_{1,i} \quad , \quad (3.6a)$$

$$\tan \theta_{1,i} = (h_R - h_i) / \sqrt{D^2 + x_{e,i}^2} \quad , \quad (3.6b)$$

$$\tan \theta_{2,i} = (h_R + h_i) / \sqrt{D^2 + x_{e,i}^2} \quad , \quad (3.6c)$$

où D est la distance horizontale entre le récepteur et le milieu de la voie. Les angles ϕ_i et α_i sont de sens opposés avec les notations de la figure 3.7, d'où $\phi_i = \pi/2 + \alpha_i$. Pour prendre en compte dans le calcul la position latérale y_i de la source S_i , mesurée par rapport au milieu de la voie, il faut remplacer la distance horizontale entre le récepteur et le milieu de la voie D par $D - y_i$ dans les équations précédentes. Deux méthodes sont maintenant décrites pour la sommation des contributions au récepteur.

Sommation des contributions basée sur les temps retardés

Dans cette première méthode, on considère la position des sources équivalentes au temps d'émission $t_{e,i}$, que l'on appelle aussi temps retardé car il correspond au temps au récepteur auquel le temps de propagation est soustrait, comme le montre la relation 3.3. Pour chaque source équivalente S_i , le temps d'émission $t_{e,i}$ et la distance de propagation $d_{1,i}$ doivent donc être calculés. A partir des équations 3.4 et 3.5, une équation du second degré en $d_{1,i}$ est obtenue :

$$(1 - M^2)d_{1,i}^2 + 2Mx_{s,i}(t)d_{1,i} - (x_{s,i}(t)^2 + d_{1\min,i}^2) = 0, \quad (3.7)$$

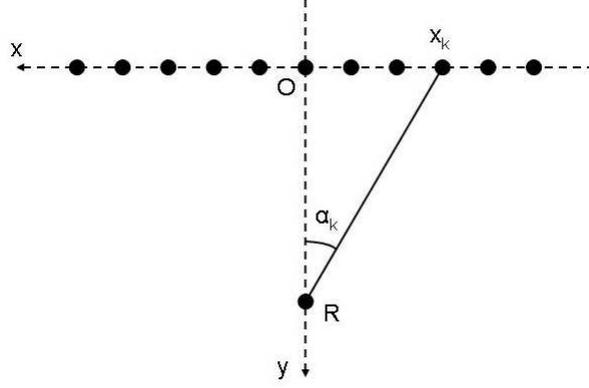


FIG. 3.8 – Positions des sources fictives équivalentes avec une répartition équi-angulaire (angle α_k donné par l'équation 3.10).

avec $x_{s,i}(t)$ donné par l'équation 3.2. La seule solution physique à cette équation pour $M < 1$ est

$$d_{1,i} = \frac{-Mx_{s,i}(t) + \sqrt{x_{s,i}(t)^2 + (1 - M^2)d_{1\min,i}^2}}{1 - M^2}. \quad (3.8)$$

On vérifie bien pour une source fixe ($M = 0$) que la distance de propagation s'écrit : $d_{1,i} = \sqrt{x_{s,i}^2 + d_{1\min,i}^2}$. A partir de l'équation 3.8, le temps d'émission $t_{e,i}$ peut être obtenu avec l'équation 3.3, la position de la source au temps d'émission $x_{e,i}(t)$ à partir de l'équation 3.5, et les angles α_i , $\theta_{1,i}$ et $\theta_{2,i}$ à partir des équations 3.6. Avec cette méthode, les positions des sources équivalentes $x_{e,i}(t)$ dépendent de la vitesse du train (via M) et de la position du récepteur (via $d_{1\min,i}$).

Sommation des contributions à partir de sources fictives de positions fixes

Dans cette seconde méthode, les positions pour lesquelles le niveau de pression au récepteur est calculé sont fixées. Comme le montre la figure 3.8, les N_p positions sont données par x_k , $k = 1..N_p$. Pour chaque source équivalente S_i , le temps au récepteur t_{ik} correspondant à la contribution de cette source lorsqu'elle se trouve en x_k doit être calculé. Le temps t_{ik} vérifie la relation $x_{e,i}(t_{ik}) = x_k$. D'après l'équation 3.4, la distance de propagation est donc $d_{1,i} = \sqrt{x_k^2 + d_{1\min,i}^2}$, et on obtient à l'aide de la relation 3.5 :

$$t_{ik} = \frac{x_k + l_i}{V} + \frac{\sqrt{x_k^2 + d_{1\min,i}^2}}{c_0}. \quad (3.9)$$

Les contributions provenant des N_p positions pour les différentes sources équivalentes S_i sont ensuite sommées sur les intervalles $I_p = [p\Delta t, (p+1)\Delta t]$. Avec cette méthode, il faut s'assurer que le nombre de positions N_p et le pas de temps Δt sont bien choisis, c'est-à-dire qu'il y a un nombre suffisant de contributions sur chaque intervalle I_p .

On choisit de distribuer les positions x_k de façon équi-angulaire à partir du récepteur. Pour une répartition équi-angulaire entre $-\alpha_M$ et α_M , l'angle d'observation α_k est donné par :

$$\alpha_k = -\alpha_M + (k-1)\Delta\alpha, \quad k = 1..N_p, \quad (3.10)$$

avec $N_p = 2\alpha_M/\Delta\alpha + 1$ le nombre de positions de sources fictives. α_M et N_p sont deux paramètres à fixer. Les positions des sources fictives sont alors données par : $x_k = D \tan \alpha_k$; elles ne dépendent que de la position du récepteur, par l'intermédiaire de la distance D .

Dans le paragraphe 3.1.4, où le modèle SE est comparé aux mesures de la campagne HARMONOISE,

la première méthode de sommation des contributions sera utilisée. Elle peut être considérée comme la méthode de référence. Dans le paragraphe 3.1.5, où le modèle SE est couplé à un code d'équation parabolique, la deuxième méthode de sommation des contributions sera validée; on verra que cette méthode est très utile lorsque les effets de réfraction dus à un profil de vitesse de vent sont pris en compte.

Modèles de propagation utilisés

D'une manière générale, le niveau de pression pour la source S_i sur le tiers d'octave m est calculé à l'aide de la relation :

$$L_i^m = W_i^m - 20 \log_{10}(d_{1,i}) + (A_e)_i^m, \quad (3.11)$$

où W_i^m est le terme source, $-20 \log_{10}(d_{1,i})$ correspond à l'atténuation géométrique, et $(A_e)_i^m$ est l'atténuation liée à la propagation du son dans l'atmosphère. Le terme $(A_e)_i^m$ peut prendre en compte l'effet de sol, l'absorption atmosphérique, les effets de réfraction, etc. Le terme source W_i^m est calculé selon :

$$W_i^m = L_{i,1m}^m(U, \alpha_i) + D_i^m, \quad (3.12)$$

avec D_i^m la correction de directivité et $L_{i,1m}^m(U, \alpha_i)$ le niveau de pression à 1 mètre corrigé par l'effet de convection et par l'effet Doppler pour la source S_i . Le calcul de ces quantités est décrit dans l'annexe D.2.

Pour une fréquence acoustique donnée, l'atténuation $A_{e,i}(f)$ est le niveau de pression par rapport au champ libre, noté ΔL dans les chapitres 1 et 2. Le terme $(A_e)_i^m$ est la moyenne énergétique de $A_{e,i}(f)$ sur le tiers d'octave m , soit :

$$(A_e)_i^m = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{(\Delta f)_{\text{tiers}}^m} \int_{f_{inf}^m}^{f_{sup}^m} 10^{A_e(f)/10} df \right], \quad (3.13)$$

avec $f_{inf}^m = 2^{-1/6} f_c^m$ et $f_{sup}^m = 2^{1/6} f_c^m$ les fréquences inférieure et supérieure du tiers d'octave de fréquence centrale f_c^m , et $(\Delta f)_{\text{tiers}}^m = (2^{1/6} - 2^{-1/6}) f_c^m$ la largeur de bande associée. Comme cela a été expliqué dans le paragraphe 1.3.3, on calcule en pratique le niveau de pression, ou ici le terme d'atténuation $A_{e,i}(f)$, pour N_c fréquences réparties dans chaque tiers d'octave, soit :

$$(A_e)_i^m = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{N_c^m} \sum_{n=1}^{N_c^m} 10^{A_e(f_n)/10} \right], \quad (3.14)$$

avec les fréquences f_n données par l'équation 1.44. Il apparaît donc que le terme $(A_e)_i^m$ peut être calculé à l'aide du code d'équation parabolique, comme cela a été vu dans le paragraphe 1.3.3. Les résultats du couplage entre le modèle SE et le code EP seront présentés dans le paragraphe 3.1.5. Il est également possible de calculer $(A_e)_i^m$ avec un modèle analytique de propagation.

Il faut bien noter que l'approche qui est suivie ici est heuristique. En effet, le terme d'atténuation $(A_e)_i^m$ est calculé en supposant la source fixe, et l'effet du mouvement de la source est pris en compte dans le terme source W_i^m . Li *et al.* (1998a) ont obtenu une expression exacte pour le rayonnement d'un monopole en mouvement rectiligne uniforme à l'aide d'une transformation de Lorentz. Ils suivent la même démarche que Norum et Liu (1978), mais en prenant en compte la contribution de l'onde de surface dans la solution. Ils comparent leur solution à celle de Norum et Liu et à la solution heuristique pour des nombres de Mach de 0.25 et de 0.5. La solution de Norum et Liu n'est pas en accord avec la solution de Li *et al.* aux basses fréquences à cause du terme d'onde de surface. Il existe un décalage entre le creux d'interférence prédit par la solution heuristique et celui prédit par la solution de Li *et al.*, mais ce décalage est très faible pour un nombre de Mach de 0.25. L'approche heuristique peut donc être considérée

comme satisfaisante au moins jusqu'à des nombres de Mach de l'ordre de 0.25.

Le modèle analytique de propagation présenté maintenant prend en compte la réflexion de l'onde sphérique sur un sol d'impédance finie et l'absorption atmosphérique (Chien et Soroka, 1980; Salomons, 2001). Ce modèle suppose le sol plan et l'atmosphère homogène. À une fréquence acoustique f donnée, la pression $p_i(f)$ pour un monopole d'amplitude unitaire est :

$$p_i(f) = \frac{\exp(jkd_{1,i})}{d_{1,i}} + Q_{\text{sph}}(k_0) \frac{\exp(jkd_{2,i})}{d_{2,i}}, \quad (3.15)$$

où $k = k_0 + ia$ est le nombre d'onde acoustique complexe, avec $k_0 = 2\pi f/c_0$ et $a(f)$ le coefficient d'absorption atmosphérique en Np/m, $Q_{\text{sph}}(k_0)$ est le coefficient de réflexion pour une onde sphérique, et $d_{2,i}$ est la distance entre la source image et le récepteur (voir figure 3.7). La distance $d_{2,i}$ est obtenue par la même expression que pour $d_{1,i}$ en remplaçant $d_{1\text{min},i}$ par $d_{2\text{min},i} = \sqrt{D^2 + (h_i + h_R)^2}$. On déduit de l'équation 3.15 l'expression pour le terme $A_{e,i}(f)$, qui est le niveau de pression par rapport au champ libre :

$$A_{e,i}(f) = 20 \log_{10} \left| \exp(-a(f)d_{1,i}) + \frac{d_{1,i}}{d_{2,i}} Q_{\text{sph}}(k_0) \exp[jk_0(d_{2,i} - d_{1,i})] \exp(-a(f)d_{2,i}) \right|. \quad (3.16)$$

En pratique, $d_{2,i} \approx d_{1,i}$ pour des distances de propagation supérieure à 25 m, et on peut séparer le terme d'atténuation due au sol et le terme d'absorption atmosphérique :

$$A_{e,i}(f) \approx 20 \log_{10} \left| 1 + \frac{d_{1,i}}{d_{2,i}} Q_{\text{sph}}(k_0) \exp[jk_0(d_{2,i} - d_{1,i})] \right| - a'(f)d_{1,i}, \quad (3.17)$$

avec $a'(f) = 20 a(f)/\ln(10) \approx 8.686 a(f)$ le coefficient d'absorption atmosphérique en dB/m.

Le coefficient de réflexion d'une onde sphérique $Q_{\text{sph}}(k_0)$ est calculé dans l'approximation de sol à réaction locale, où l'impédance normalisée Z du sol est indépendante de l'angle d'incidence $\theta_{2,i}$. Ce coefficient est donné par (Chien et Soroka, 1980; Salomons, 2001) :

$$Q_{\text{sph}}(k_0) = R_p(\theta_{2,i}) + [1 - R_p(\theta_{2,i})]F(w). \quad (3.18)$$

R_p est le coefficient de réflexion d'une onde plane, qui s'écrit pour un sol à réaction locale :

$$R_p(\theta_{2,i}) = \frac{Z \sin \theta_{2,i} - 1}{Z \sin \theta_{2,i} + 1}. \quad (3.19)$$

La fonction $F(w)$ a la forme suivante :

$$F(w) = 1 + j\sqrt{\pi}w \exp(-w^2) [1 - \text{erf}(-jw)], \quad (3.20)$$

où w est la distance numérique donnée par

$$w = \sqrt{\frac{jk_0 d_{2,i}}{2}} \left(\frac{1}{Z} + \sin \theta_{2,i} \right), \quad (3.21)$$

et erf est la fonction erreur. Cette expression de $Q_{\text{sph}}(k_0)$ a été proposée par de nombreux auteurs, parmi lesquels Chien et Soroka (1980) et Attenborough *et al.* (1980). Elle est une approximation de l'expression exacte, qui est obtenue par Di et Gilbert (1993) à l'aide d'une transformée de Laplace. Comme l'explique Salomons (2001), l'expression approchée est strictement valide lorsque la distance $d_{2,i}$ est grande devant $h_i + h_R$, mais elle est généralement suffisamment précise même lorsque $d_{2,i} \sim h_i + h_R$.

3.1.4 Comparaison du modèle SE avec les mesures de la campagne HARMONOISE

Dans cette partie, les résultats du modèle SE sont comparés aux mesures relatives aux sept passages de TGV décrits dans le paragraphe 3.1.2. Dans le modèle SE, la première méthode de sommation des contributions, basée sur les temps retardés, est utilisée, et le terme d'atténuation $(A_e)_i^m$ est calculé avec le modèle analytique de propagation. L'atmosphère est donc supposée homogène. L'absorption atmosphérique est prise en compte avec une température de 15°C et une humidité relative de 70%, valeurs correspondantes aux mesures HARMONOISE pendant l'après-midi du 26 mai 2003. La vitesse de circulation du TGV est prise égale à 300 km/h, et le pas de temps égal à 0.1 s dans le modèle.

Pour les points de mesure m20 et m21, respectivement à 7.50 m et 25 m de la voie 2, il est important de prendre en compte la géométrie de la ligne LGV pour savoir où les réflexions sont localisées pour chaque hauteur de source équivalente. Cette étude est menée dans l'annexe D.3. La géométrie de la ligne LGV est donnée dans la figure D.3. La voie est posée sur une couche de ballast de 75 cm d'épaisseur, qui repose elle-même sur un remblai d'environ 2.50 m de hauteur par rapport au sol. À partir des résultats présentés dans l'annexe D.3, les réflexions suivantes sont choisies :

- à une distance de 7.50 m : réflexion sur le ballast pour la source équivalente du bruit de roulement, et sur le remblai pour les quatre autres types de sources ;
- à une distance de 25 m : réflexion sur le ballast pour la source équivalente du bruit de roulement, et sur le sol pour les quatre autres types de sources ;
- à une distance de 150 m et au-delà : réflexion sur le sol pour les cinq types de sources équivalentes.

Ces résultats sont obtenus en considérant uniquement les réflexions spéculaires ; les effets de diffraction sont donc négligés.

Dans la suite, on considère deux jeux de paramètres. Chaque jeu de paramètres est défini par des modèles de source de bruit (spectres et directivité) et par des valeurs d'impédance pour le ballast, le remblai et le sol. Dans le premier jeu de paramètres, noté paramètres 1, les spectres en tiers d'octave des sources de bruit sont définis comme dans le logiciel MAT2S (voir paragraphe D.1), et le modèle de Delany-Bazley est choisi pour calculer l'impédance du sol. Une résistivité effective σ_e de 80 kPa.s.m⁻² est prise pour le ballast, et de 200 kPa.s.m⁻² pour le remblai et le sol. Ces valeurs de résistivité effective correspondent à des valeurs typiquement utilisées dans les études antérieures (voir notamment les articles de Jean (1998) et de Defrance *et al.* (2007) pour la résistivité du ballast). Les signatures temporelles et les spectres en tiers d'octave calculés avec les paramètres 1 sont comparés aux mesures sur les figures 3.9 et 3.10 à respectivement 7.50 m et 25 m. Les signatures temporelles calculées sont en bon accord avec les mesures. Par contre, il existe des différences importantes dans les spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,tp}$, en particulier sur les tiers d'octave inférieurs à 400 Hz où les calculs surestiment les niveaux de façon importante. Les calculs sous-estiment également les niveaux entre 1000 et 2000 Hz de quelques décibels. La combinaison de ces deux effets semble expliquer le bon accord obtenu entre les signatures temporelles calculées et mesurées. Les signatures temporelles et les spectres en tiers d'octave à 150 m sont comparés aux mesures sur la figure 3.11. À cette distance, les niveaux calculés sont significativement plus élevés que les niveaux mesurés.

Pour expliquer les différences entre les prévisions du modèle SE et les mesures, plusieurs hypothèses peuvent être avancées. Tout d'abord, il y a des incertitudes sur la localisation des réflexions pour certaines positions de sources équivalentes, comme cela est expliqué dans l'annexe D.3. Des calculs ont été réalisés avec différents choix de réflexions, mais les résultats obtenus ne permettent pas d'améliorer l'accord avec les mesures. Ensuite, il est possible que l'impédance des différentes surfaces situées entre les sources équivalentes et le récepteur ne soit pas correctement modélisée. Des tests ont été effectués avec différents modèles d'impédance, dont le modèle de Delany et Bazley pour une couche d'épaisseur

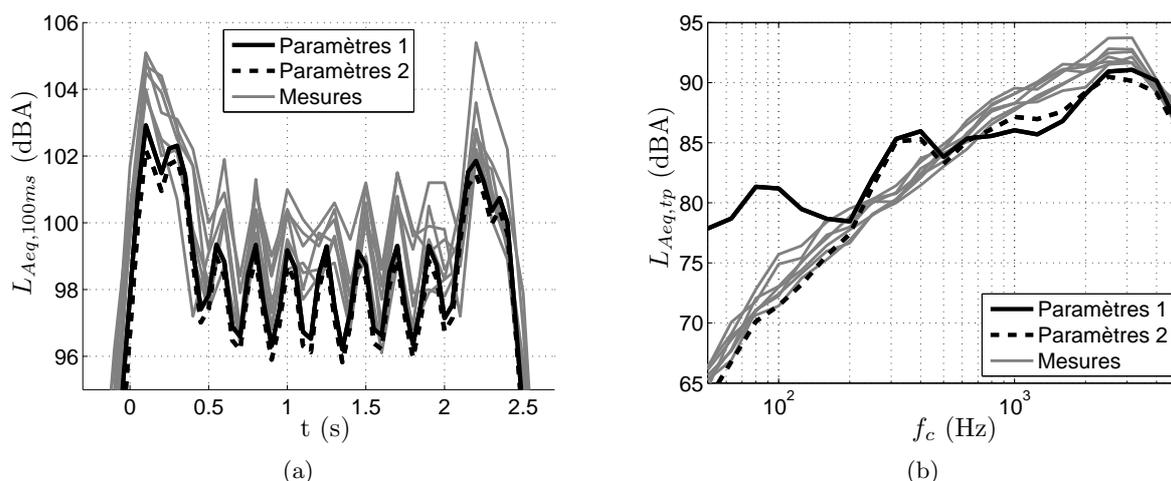


FIG. 3.9 – (a) Signatures temporelles de $L_{Aeq,100ms}$, et (b) spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,tp}$ à 7.50 m pour les mesures (en gris) et pour les calculs avec le modèle SE (en noir).

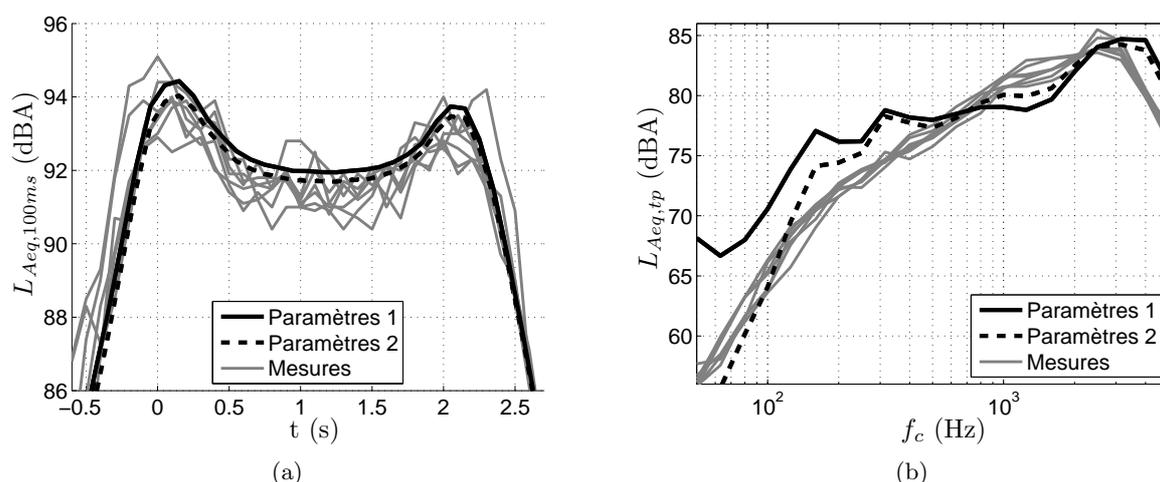


FIG. 3.10 – (a) Signatures temporelles de $L_{Aeq,100ms}$, et (b) spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,tp}$ à 25 m pour les mesures (en gris) et pour les calculs avec le modèle SE (en noir).

finie (voir paragraphe 2.4.1), et le modèle phénoménologique de Hamet et Bérengier à trois paramètres (Hamet et Bérengier, 1993; Bérengier *et al.*, 1997). L'utilisation du modèle de Hamet et Bérengier pour calculer l'impédance de revêtements routiers a été validée par comparaison avec un modèle d'impédance microstructural (Bérengier *et al.*, 1997), et ce modèle semble mieux adapté que le modèle de Delany et Bazley pour estimer l'impédance du ballast, en particulier car il prend en compte la porosité du milieu. Des résultats sensiblement meilleurs peuvent être obtenus, notamment aux hautes fréquences, mais les écarts importants observés aux basses fréquences entre prévisions et mesures demeurent. Enfin, il existe des incertitudes sur certains modèles de source utilisés dans le modèle MAT2S. Cette hypothèse est la plus probable pour expliquer les différences entre les prévisions du modèle SE et les mesures; on présente maintenant une modification de la source de bruit aérodynamique au niveau des bogies.

Dans le rapport de validation du logiciel MAT2S (Gaumain, 1999b), les différences entre modèle et mesures au niveau du spectre avaient déjà été soulignées (voir le chapitre 4 de ce rapport, pages 36-37). De plus, il était noté que l'estimation du spectre du bruit des bogies n'était pas fiable aux basses fréquences.

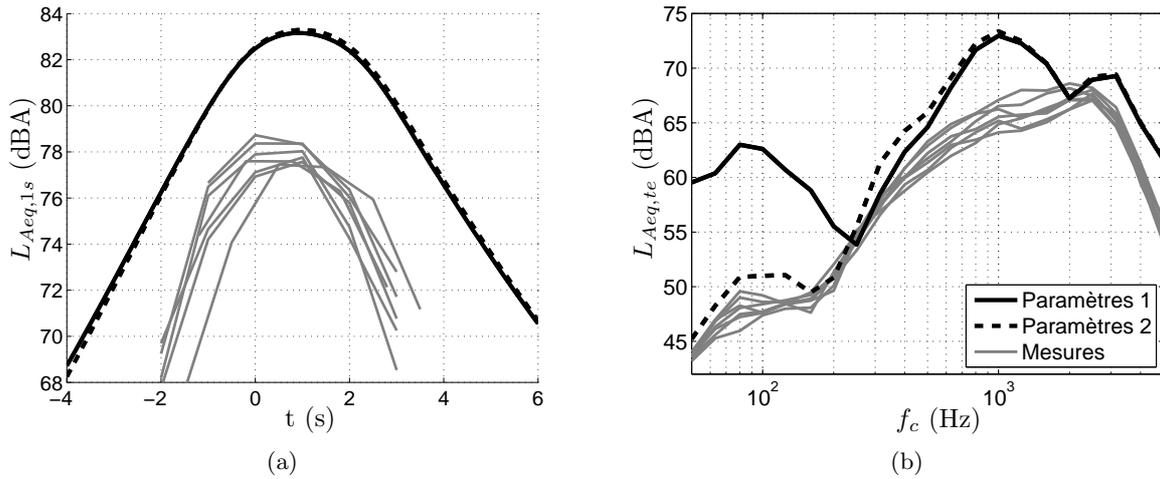


FIG. 3.11 – (a) Signatures temporelles de $L_{Aeq,1s}$, et (b) spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,te}$ à 150 m pour les mesures (en gris) et pour les calculs avec le modèle SE (en noir).

On propose donc une modification de la source de bruit de bogie avec des composantes basses fréquences atténuées. Le niveau de pression à 1 mètre est choisi constant sur les tiers d'octave inférieurs à 250 Hz, cette constante étant égale au niveau du modèle initial à 250 Hz, comme le montre la figure 3.12. Dans le second jeu de paramètres considéré, noté jeu de paramètres 2, ce spectre de bruit de bogie modifié est utilisé. De plus, les paramètres d'impédance de sol sont choisis différemment ; en particulier, le modèle de Hamet et Bérenghier est utilisé pour le ballast.

Dans le modèle phénoménologique de Hamet et Bérenghier (Hamet et Bérenghier, 1993; Bérenghier *et al.*, 1997), le nombre d'onde complexe k_L dans le milieu poreux et l'impédance caractéristique Z_c sont donnés par :

$$k = k_0 q F_\mu^{1/2} [\gamma - (\gamma - 1)/F_\theta]^{1/2}, \quad (3.22)$$

$$Z_c = \frac{\rho_0 c_0 q}{\Omega} F_\mu^{1/2} [\gamma - (\gamma - 1)/F_\theta]^{-1/2}, \quad (3.23)$$

avec q^2 la tortuosité, et Ω la porosité du matériau (les autres notations ont été introduites dans le paragraphe 2.2). Les fonctions F_μ et F_θ prennent en compte respectivement les effets visqueux et thermique, et s'écrivent :

$$F_\mu = 1 + j \frac{\Omega \sigma}{2\pi \rho_0 q^2 f}, \quad (3.24)$$

$$F_\theta = 1 + j \frac{\sigma}{2\pi \rho_0 N_{pr}}, \quad (3.25)$$

avec σ la résistivité au passage de l'air, et $N_{pr} = 0.7$ le nombre de Prandtl. Dans le modèle de Hamet et Bérenghier, il y a donc trois paramètres indépendants à déterminer : σ , Ω et q^2 . Bérenghier *et al.* (1997) ont validé l'utilisation de ce modèle sur un revêtement routier par comparaison avec le modèle microstructural de Champoux et Stinson (1992) et avec des mesures.

Dans le jeu de paramètres 2, l'impédance du ballast est calculée par le modèle de Hamet et Bérenghier avec $\sigma = 20 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $\Omega = 0.6$ et $q^2 = 2.5$, et l'impédance du remblai et du sol par le modèle de Delany et Bazley avec $\sigma_e = 100 \text{ kPa.s.m}^{-2}$. Ces valeurs de paramètres ont été obtenues en réalisant des calculs sur une gamme réaliste de valeurs, et en sélectionnant les résultats en meilleur accord avec les mesures. Par exemple, pour le remblai et le sol qui sont recouverts d'herbe, des valeurs de résistivité effective σ_e entre

100 et 300 kPa.s.m⁻² ont été testées, et les meilleurs résultats ont été obtenus pour $\sigma_e = 100$ kPa.s.m⁻².

Les signatures temporelles et les spectres en tiers d’octave calculés avec les paramètres 2 sont comparés aux mesures sur les figures 3.9, 3.10 et 3.11 à respectivement 7.50 m, 25 m et 150 m. Les spectres obtenus sont en bien meilleur accord que ceux calculés avec les paramètres 1. À 150 m, néanmoins, des différences importantes existent encore entre modèle et mesures sur les tiers d’octave entre 500 Hz et 1600 Hz, et les niveaux $L_{Aeq,1s}$ calculés sont environ 5 dB(A) supérieurs aux niveaux mesurés. Il est possible avec le modèle SE de décomposer les résultats par type de source équivalente, afin de voir l’influence relative de chaque type de source sur la signature temporelle et le spectre en tiers d’octave. Les résultats sont donnés sur la figure 3.13 à 25 m et 150 m avec les paramètres 2. Il apparaît que la source équivalente du bruit de roulement domine la signature temporelle aussi bien à 25 m qu’à 150 m. Les spectres en tiers d’octave montrent que le bruit de roulement est particulièrement important aux hautes fréquences, alors que la source de bruit des bogies domine les basses fréquences. Ainsi, il semble que le mauvais accord entre modèle et mesures observé sur la figure 3.11 à 150 m soit dû à une surestimation de la source du bruit de roulement. Cependant, il est délicat d’utiliser les résultats à 150 m pour valider le modèle SE, car l’hypothèse d’atmosphère homogène n’est plus forcément valable à cette distance, comme on va le voir dans le paragraphe 3.1.5. En particulier, un assez fort vent de Nord soufflait pendant les mesures du 26 mai 2003, et les résultats du modèle SE-EP montreront que le temps d’exposition est réduit en présence d’un vent contraire.

3.1.5 Couplage du modèle SE avec le code d’équation parabolique : modèle SE-EP

Afin de prendre en compte les effets de réfraction dus aux gradients de température et de vitesse dans l’atmosphère, nous avons couplé le modèle de sources équivalentes présenté précédemment au code d’équation parabolique décrit dans le chapitre 1. Ce nouveau modèle, que nous appellerons modèle SE-EP, permet d’étudier l’effet de profils verticaux de température et de vent sur la signature temporelle au passage d’un TGV, et sur le spectre en tiers d’octave associé. Dans le modèle SE-EP, le terme d’atténuation le terme d’atténuation $(A_e)_i^m$ de l’équation 3.11 est calculé à l’aide de résultats de simulations EP, comme cela a été expliqué dans le paragraphe 3.1.3 (voir en particulier l’équation 3.14). Cela ne peut être fait que si le récepteur est en champ lointain, afin de respecter les conditions de validité de l’approximation parabolique.

Dans un premier temps, le modèle SE-EP est validé dans des conditions de propagation homogène, par comparaison avec le modèle SE “classique” où une solution analytique est utilisée pour calculer le terme d’atténuation $(A_e)_i^m$. Lorsque la sommation des contributions basée sur les temps retardés est utilisée, il faut déterminer la distance de propagation maximale à considérer dans les simulations EP. Lorsque la sommation des contributions basée sur une répartition équi-angulaire des positions de sources fictives est utilisée, il faut déterminer le nombre de positions N_p pour lesquelles le terme d’atténuation doit être calculé. De plus, on verra qu’il est possible de limiter le nombre de hauteurs de source considérées afin de réduire le nombre de calculs EP à réaliser.

Dans un deuxième temps, les résultats du modèle SE-EP en présence d’un profil vertical de température sont présentés. Les conditions de propagation sont les mêmes quel que soit l’angle d’observation α_i considéré, et la méthode de sommation des contributions basée sur les temps retardés peut être utilisée. Enfin, l’influence d’un profil vertical de vitesse de vent est étudié par le modèle SE-EP. Dans ce cas, les conditions de propagation sont différentes selon l’angle d’observation α_i considéré, et il est préférable d’utiliser la méthode de sommation des contributions avec des sources fictives de positions fixes. Dans tout ce paragraphe, les résultats sont obtenus avec le jeu de paramètres 2 décrit dans le paragraphe 3.1.4, et pour des récepteurs à 150 m et 300 m de la voie.

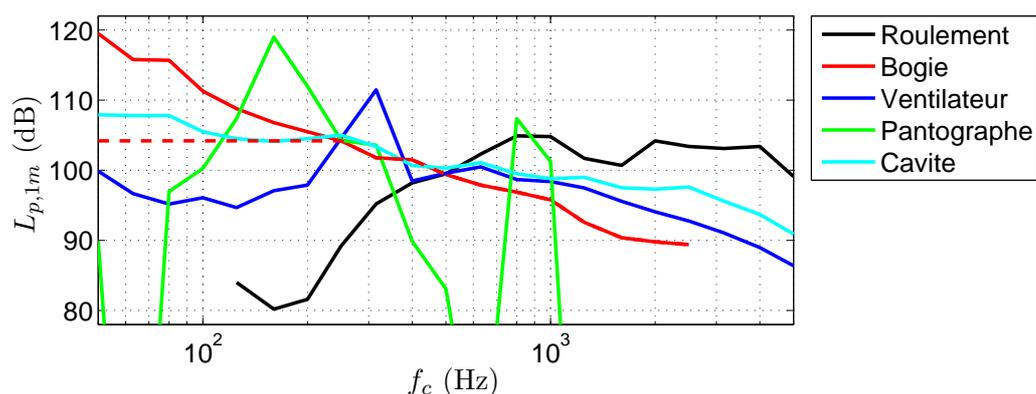


FIG. 3.12 – Spectres en tiers d’octave du niveau de pression à 1 m des différents types de source équivalente à 300 km/h. Le spectre du bruit de bogie modifié qui est utilisé dans le jeu de paramètres 2 est tracé en tirets rouges.

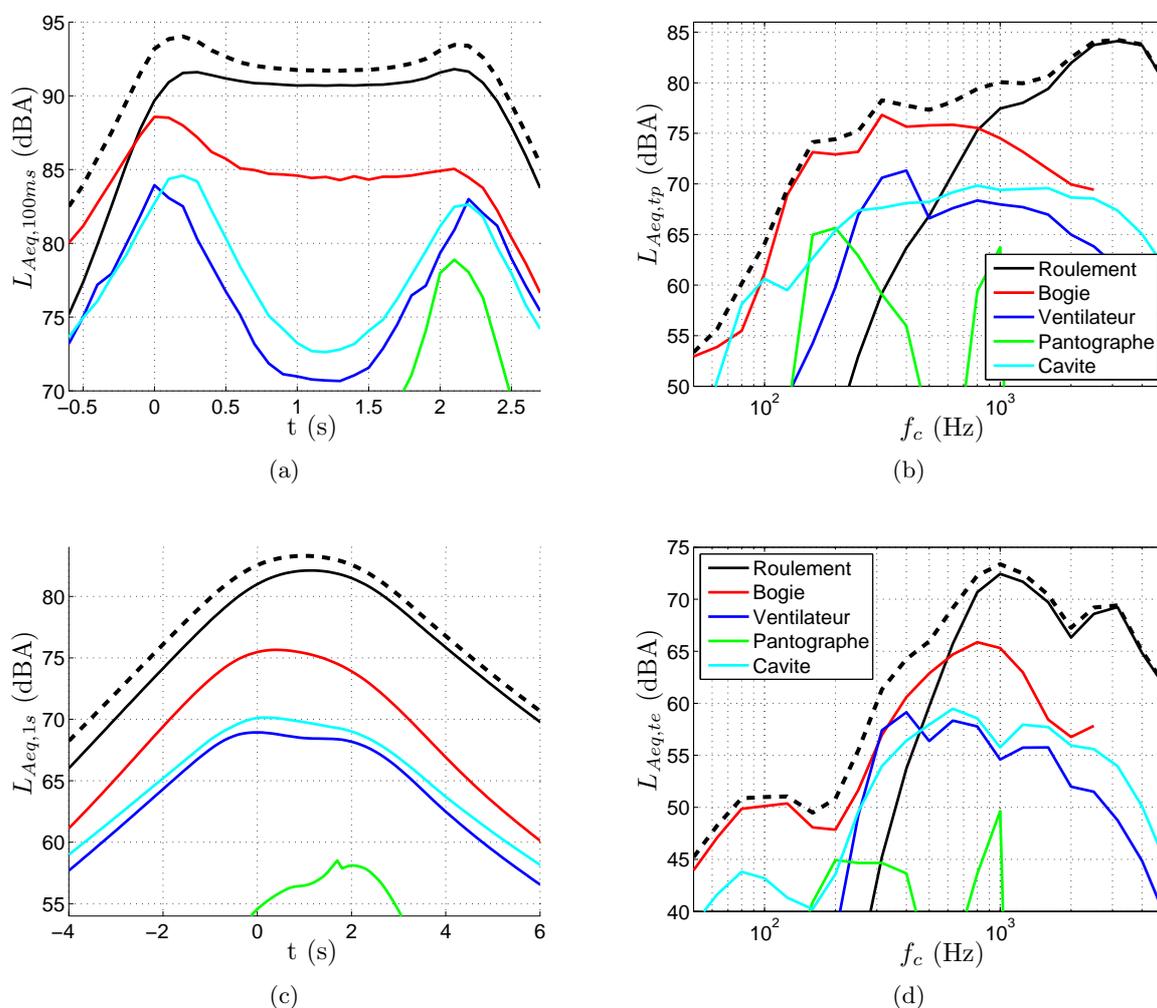


FIG. 3.13 – Signatures temporelles de (a) $L_{Aeq,100ms}$ à 25 m, et de (b) $L_{Aeq,1s}$ à 150 m, et spectres en tiers d’octave de (c) $L_{Aeq,tp}$ à 25 m, et de (d) $L_{Aeq,te}$ à 150 m calculés par le modèle SE avec les paramètres 2. Les traits continus correspondent aux niveaux par type de source équivalente, et les tirets aux niveaux globaux.

Validation des paramètres des calculs en conditions homogènes

Lorsque la méthode de sommation des contributions basée sur les temps retardés est utilisée, la distance de propagation $d_{1,i}$ peut être très grande. Il faut donc déterminer quelle distance de propagation maximale d_{max} doit être considérée dans les simulations EP. Les signatures temporelles de $L_{Aeq,100ms}$ sont tracées sur la figure 3.14 à 150 m et 300 m de la voie pour des distances d_{max} de 600 m et 1200 m, et sont comparées à la signature de référence. Celle-ci est obtenue par le modèle SE qui utilise le modèle analytique de propagation ; il n'y a pas de limite à la distance de propagation dans ce cas. Avec $d_{max} = 1200$ m, la signature temporelle est en très bon accord avec la solution de référence. Par contre, avec $d_{max} = 600$ m, la signature temporelle est tronquée vers le début du passage pour un récepteur à 300 m de la voie. Les temps d'exposition et les niveaux équivalents sur le temps d'exposition $L_{Aeq,te}$ associés à ces calculs sont donnés dans le tableau 3.3. On voit que le temps d'exposition à 300 m est 0.4 s plus court que le temps d'exposition de référence. Les niveaux $L_{Aeq,te}$ sont en accord avec la solution de référence dans les deux cas. Dans la suite, on choisit $d_{max} = 1200$ m.

Jusqu'à présent, cinq hauteurs de sources ont été considérées dans le modèle, correspondant aux différents types de sources équivalentes. Il serait cependant souhaitable de limiter le nombre N_h de hauteurs de source considérées dans le modèle SE-EP afin de limiter le nombre de calculs EP à effectuer. En effet, pour réaliser un calcul avec le modèle SE-EP sur les tiers d'octave entre 50 Hz et 5000 Hz, 79 calculs monofréquentiels pour chaque hauteur de source sont effectués en suivant les recommandations du paragraphe 1.3.3, ce qui est coûteux en temps de calcul. Dans un premier temps, les trois sources hautes du TGV sont regroupées à une même hauteur $z_i = 4.1$ m par rapport au rail, qui est la hauteur de la source équivalente de la cavité du pantographe. La hauteur z_i est reliée à la hauteur h_i prise par rapport au sol par $h_i = h_{rail} + z_i$, où $h_{rail} = 3.4$ m est la hauteur du rail par rapport au sol (voir figure D.3). Puis, deux hauteurs de source seulement sont considérées, en ne gardant qu'une seule des deux hauteurs de source les plus basses entre celle du bruit de roulement en $z_i = 0$ et celle du bruit de bogie en $z_i = 0.8$ m. Les spectres en tiers d'octave de la différence entre ces calculs et le calcul de référence sont tracés sur la figure 3.15 à 150 m et 300 m de la voie ; t_e et $L_{Aeq,te}$ sont également donnés dans le tableau 3.3. Avec $N_h = 3$, les spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,te}$ sont en très bon accord avec la solution de référence à 150 m comme à 300 m. Avec seulement deux hauteurs de source, des différences significatives apparaissent.

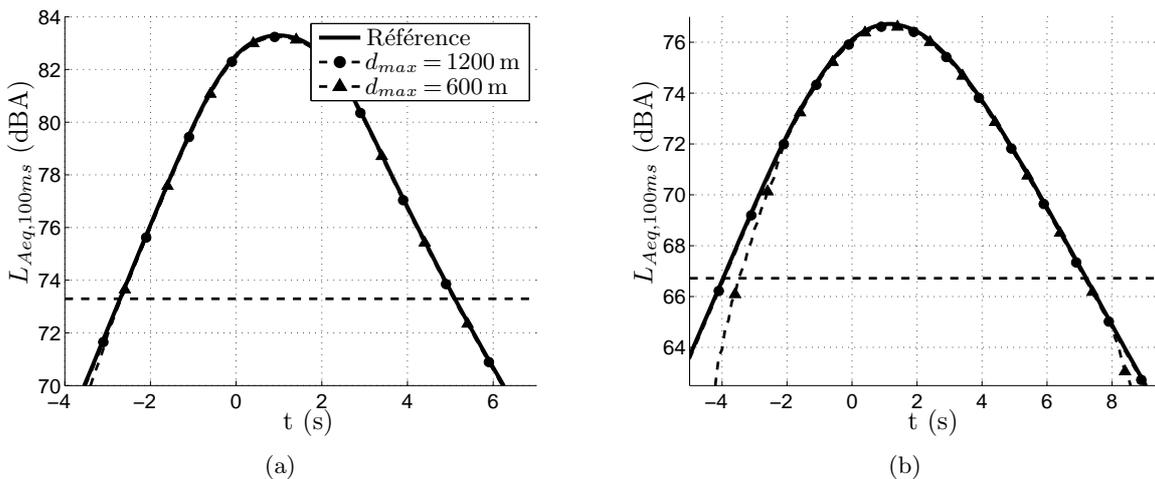


FIG. 3.14 – Signatures temporelles de $L_{Aeq,100ms}$ calculées avec le modèle SE (référence) et le modèle SE-EP avec deux distances de propagation maximales différentes (a) à 150 m, et (b) à 300 m. Les traits horizontaux correspondent au maximum de $L_{Aeq,100ms} - 10$ dB(A), c'est-à-dire à la limite du temps d'exposition.

TAB. 3.3 – Temps d'exposition t_e et niveau équivalent sur le temps d'exposition $L_{Aeq,te}$ calculés avec le modèle SE-EP à 150 m et 300 m en utilisant la méthode de sommation des contributions basée sur les temps retardés. La solution de référence correspond au modèle SE qui utilise le modèle analytique de propagation.

Paramètres du modèle	à 150 m		à 300 m	
	t_e (s)	$L_{Aeq,te}$ (dBA)	t_e (s)	$L_{Aeq,te}$ (dBA)
Référence	7.8	80.5	11.1	73.9
Influence de la distance de propagation maximale d_{max} avec $N_h = 5$				
$d_{max} = 1200$ m	7.8	80.4	11.1	73.8
$d_{max} = 600$ m	7.8	80.4	10.7	73.9
Influence du nombre N_h de hauteurs de source avec $d_{max} = 1200$ m				
$N_h = 3 : z_i = 0, 0.8$ et 4.1 m	7.8	80.4	11.1	73.8
$N_h = 2 : z_i = 0$ et 4.1 m	7.7	80.4	11.1	73.7
$N_h = 2 : z_i = 0.8$ et 4.1 m	7.7	80.5	11.5	73.9

Lorsque la source du bruit de bogie est placée au niveau du rail (courbe bleue), des différences de l'ordre de 1 dB sont visibles entre 200 et 500 Hz environ, et lorsque la source du bruit de roulement est à 0.8 m du rail, des différences importantes existent aux hautes fréquences. Dans la suite, trois hauteurs de source seront considérées.

On s'intéresse maintenant au nombre N_p de positions à considérer lorsque la méthode de sommation des contributions avec des sources fictives est utilisée. Comme on l'a vu dans le paragraphe 3.1.3, $N_p = 2\alpha_M/\Delta\alpha + 1$ avec une répartition équi-angulaire des positions, où α_M est l'angle d'observation maximal et $\Delta\alpha$ le pas angulaire entre deux positions successives. Pour étudier l'influence de α_M et $\Delta\alpha$, les calculs sont réalisés avec le modèle analytique de propagation. Ces calculs montrent que lorsque le nombre de positions N_p considérées diminue, la signature temporelle devient irrégulière avec le pas de temps Δt de 0.1 s utilisé précédemment. Afin qu'il y ait suffisamment de contributions dans les intervalles de durée Δt et que la signature temporelle soit régulière, le pas de temps est pris égal à 1 s dans la suite. Les signatures temporelles de $L_{Aeq,1s}$ sont tracées sur la figure 3.16 à 150 m et 300 m de la voie pour trois combinaisons de α_M et $\Delta\alpha$. Les deux premières signatures, avec $\alpha_M \geq 70^\circ$, sont en bon accord avec la signature temporelle de référence, mais la troisième, correspondant à $\alpha_M = 60^\circ$ et $\Delta\alpha = 5^\circ$, est tronquée au début, en particulier pour le récepteur à 150 m de la voie. Les temps d'exposition et les niveaux équivalents sur le temps d'exposition $L_{Aeq,te}$ associés à ces trois combinaisons de paramètres et à une quatrième intermédiaire sont donnés dans le tableau 3.4. Comme le pas de temps vaut 1 s, le temps d'exposition est un multiple de 1 s, ce qui explique que les valeurs de t_e soient inférieures pour ces calculs aux valeurs de référence données dans le tableau 3.3. C'est ce qui explique également que t_e passe de 11 s pour le calcul avec $\Delta\alpha = 2^\circ$ à 10 s pour les calculs avec $\Delta\alpha = 5^\circ$. Les niveaux $L_{Aeq,te}$ sont proches du niveau de référence pour tous les calculs. Dans la suite, on utilisera $\alpha_M = 70^\circ$ et $\Delta\alpha = 5^\circ$, ces valeurs permettant de ne considérer que 29 positions de sources fictives tout en conservant une bonne précision dans les résultats.

Résultats du modèle SE-EP avec des profils verticaux de température

On considère ici l'influence d'un profil vertical moyen de température de la forme : $\bar{T}(z) = T_0 + g_T(z)$, où $g_T(z)$ est une fonction qui vérifie $g_T(z_0) = 0$ et $g_T(z) \ll T_0$. Il est possible de relier le profil de

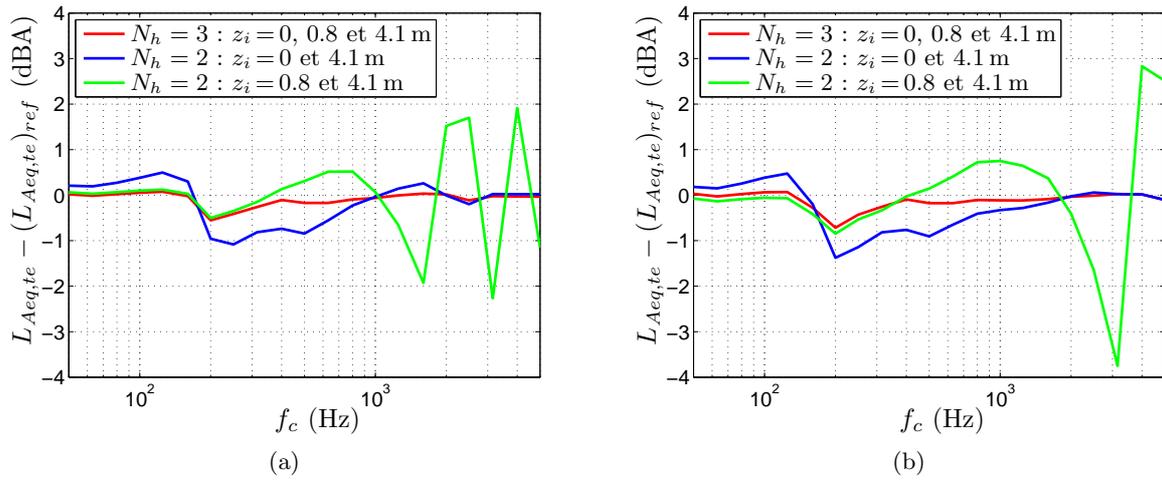


FIG. 3.15 – Spectres en tiers d'octave de la différence $L_{Aeq,te} - (L_{Aeq,te})_{ref}$ entre les calculs SE-EP et le calcul de référence pour des nombres N_h de hauteurs de source différents (a) à 150 m, et (b) à 300 m.

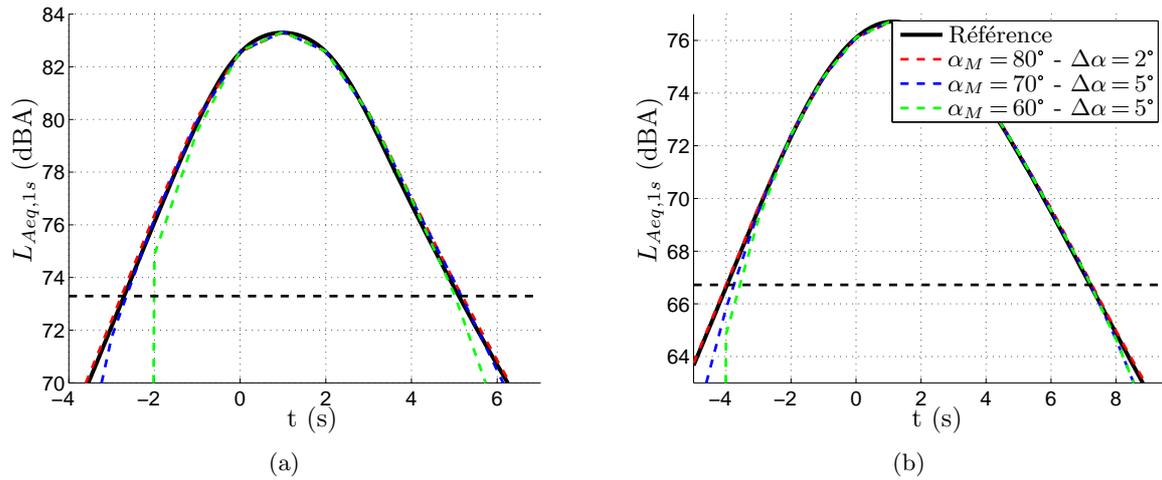


FIG. 3.16 – Signatures temporelles de $L_{Aeq,1s}$ calculées par le modèle SE avec la méthode de sommation basée sur les temps retardés (référence), et avec la méthode de sommation utilisant une répartition équi-angulaire des positions (a) à 150 m, et (b) à 300 m.

TAB. 3.4 – Temps d'exposition t_e et niveau équivalent sur le temps d'exposition $L_{Aeq,te}$ calculés avec le modèle SE à 150 m et 300 m en utilisant la méthode de sommation des contributions avec des sources fictives de positions fixes et le modèle analytique de propagation. Trois hauteurs de source sont utilisées et le pas de temps Δt vaut 1 s.

N_p	α_M	$\Delta\alpha$	à 150 m		à 300 m	
			t_e (s)	$L_{Aeq,te}$ (dBA)	t_e (s)	$L_{Aeq,te}$ (dBA)
81	80°	2°	7	80.5	11	73.7
33	80°	5°	7	80.5	10	74.0
29	70°	5°	7	80.5	10	74.0
25	60°	5°	7	80.5	10	74.0

température au profil de célérité du son :

$$\bar{c}(z) = \sqrt{\gamma R_a \bar{T}(z)} = c_0 \left(1 + \frac{g_T(z)}{T_0} \right)^{1/2} \approx c_0 + \frac{c_0}{2T_0} g_T(z), \quad (3.26)$$

avec $c_0 = \sqrt{\gamma R_a T_0}$, γ le rapport des chaleurs spécifiques, et R_a la constante des gaz parfaits (voir paragraphe 2.2). Avec $T_0 = 288$ K (soit 15°C) : $c_0/(2T_0) \approx 0.6$ m/s/K. Dans la suite, un profil logarithmique de température est considéré : $g_T(z) = a_T \ln(1 + z/z_0)$, avec $z_0 = 0.05$ m, d'où :

$$\bar{c}(z) = c_0 + a_c \ln(1 + z/z_0), \quad (3.27)$$

avec $a_c \approx (0.6\text{m/s/K})a_T$. Ce profil est utilisé dans le modèle SE-EP avec différentes valeurs de a_c . Comme cela a été expliqué précédemment, la méthode de sommation des contributions basée sur les temps retardés est utilisée, et les simulations EP sont calculés pour trois hauteurs de source différentes, sur les tiers d'octave entre 50 Hz et 5000 Hz, et sur un domaine de 1200 m de long et de 100 m de haut. Le temps de calcul est de l'ordre de 3 h30' par hauteur de source sur le serveur de calcul du LMFA². Les signatures temporelles sont calculées avec un pas de temps de 100 ms.

Les signatures temporelles de $L_{Aeq,100ms}$ obtenues à 150 m et 300 m de la voie sont tracées sur la figure 3.17 pour des conditions de propagation dites favorables ($a_c > 0$) et défavorables ($a_c < 0$). En conditions favorables, les signatures temporelles sont plus étalées dans le temps qu'en conditions homogènes, et les niveaux acoustiques sont sensiblement plus élevés, en particulier pour le récepteur à 300 m de la voie. On remarque néanmoins que l'augmentation de a_c n'a pas nécessairement pour conséquence une augmentation de $L_{Aeq,100ms}$. Par exemple, les niveaux calculés avec $a_c = +1.0$ m/s à 300 m sont inférieurs à ceux calculés avec $a_c = +0.25$ m/s ou $a_c = +0.5$ m/s. On reviendra sur ce phénomène dans la suite. En conditions défavorables, les niveaux acoustiques sont fortement atténués dans la plupart des cas. Cette atténuation est particulièrement forte pour le récepteur à 300 m de la voie, avec des niveaux acoustiques au moins 10 dB(A) plus faibles qu'en conditions homogènes lorsque $a_c \leq -0.25$ m/s.

Les spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,te}$ calculés à 150 m et 300 m de la voie sont tracés sur la figure 3.18 en conditions favorables et défavorables. On observe sur ces spectres que le creux d'interférence proche de 200 Hz est modifié par l'introduction d'un gradient vertical de température. Lorsque a_c est positif et augmente, l'interférence se creuse et l'ensemble du spectre se déplace vers les basses fréquences, alors que l'interférence se lisse et le spectre se déplace vers les hautes fréquences lorsque a_c est négatif et diminue. Cette modification de l'effet de sol explique que les niveaux acoustiques calculés avec $a_c = +1.0$ m/s à 300 m soient inférieurs à ceux calculés avec $a_c = +0.25$ m/s ou $a_c = +0.5$ m/s, comme cela avait été noté sur les signatures de la figure 3.17(b). On voit également sur les spectres de la figure 3.18(c) à 150 m que les niveaux $L_{Aeq,te}$ sur les tiers d'octave supérieurs à 1600 Hz sont plus élevés avec $a_c = -0.25$ m/s qu'en conditions homogènes. C'est ce qui explique que les niveaux $L_{Aeq,100ms}$ sur les signatures de la figure 3.17(c) soient supérieurs avec $a_c = -0.25$ m/s qu'en conditions homogènes entre 0 et 3.5 s environ. Les spectres en conditions défavorables montrent que les niveaux sont le plus fortement atténués aux hautes fréquences. En effet, plus la fréquence acoustique est haute, et plus la transition vers la zone d'ombre est rapide avec la distance de propagation, comme cela avait été vu dans le chapitre 1. Dans le modèle SE-EP, la turbulence atmosphérique n'est pas prise en compte, et les niveaux acoustiques sont donc très faibles lorsqu'une zone d'ombre acoustique est présente.

Enfin, la figure 3.19 montre l'évolution du temps d'exposition et du niveau équivalent global sur le temps d'exposition en fonction du paramètre a_c . Pour un récepteur à 150 m de la voie, le niveau global a la particularité d'atteindre son maximum en $a_c = -0.25$ m/s. Cela s'explique par la modification de l'effet

²machine scalaire équipé de 32 processeurs Alpha EV7 à 1.15 GHz.

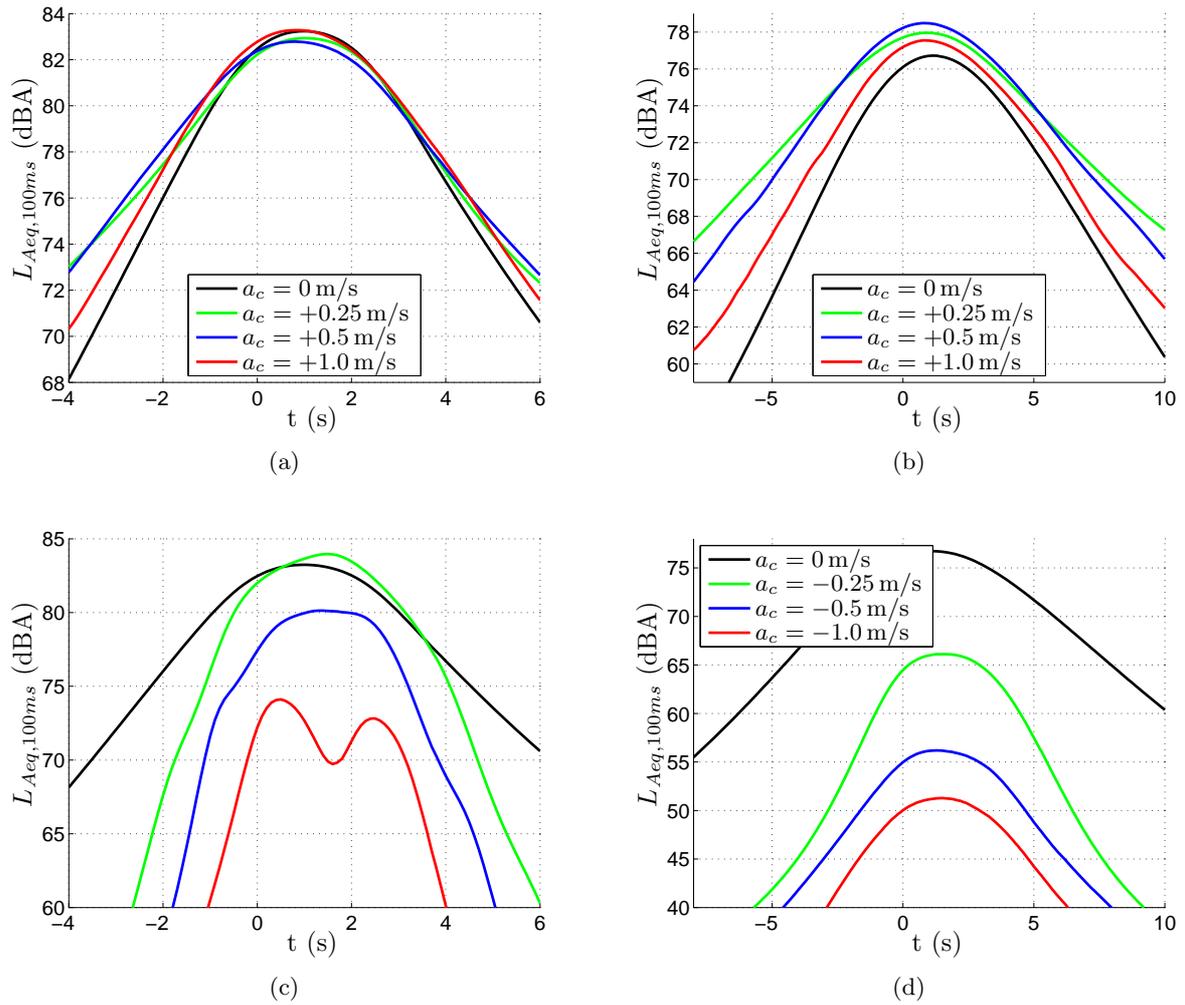


FIG. 3.17 – Signatures temporelles de $L_{Aeq,100ms}$ calculées par le modèle SE-EP avec un profil vertical de température en conditions favorables ($a_c > 0$) (a) à 150 m, et (b) à 300 m, et en conditions défavorables ($a_c < 0$) (c) à 150 m, et (d) à 300 m.

de sol qui a été observée précédemment sur les spectres, et aussi par la faible valeur du temps d'exposition t_e pour $a_c = -0.25$ m/s. Les variations de L_{Aeq,t_e} sont cependant assez faibles pour a_c entre -0.25 m/s et $+1.0$ m/s, avec des niveaux globaux entre 79.7 dB(A) et 81.6 dB(A). Le niveau global diminue nettement pour $a_c \leq -0.5$ m/s. À 300 m, le temps d'exposition connaît des variations importantes, passant de 6.9 s pour $a_c = -0.25$ m/s à 16.4 s pour $a_c = +0.25$ m/s. Le niveau global est compris entre 73.7 dB(A) et 75.4 dB(A) pour $a_c \geq 0$, et diminue rapidement dès que a_c est inférieur à -0.1 m/s.

Résultats du modèle SE-EP avec des profils verticaux de vent

On s'intéresse maintenant à l'influence d'un profil vertical de vent sur la propagation du bruit de TGV. Un profil logarithmique de la forme

$$\bar{V}(z) = a_V \ln(1 + z/z_0), \quad (3.28)$$

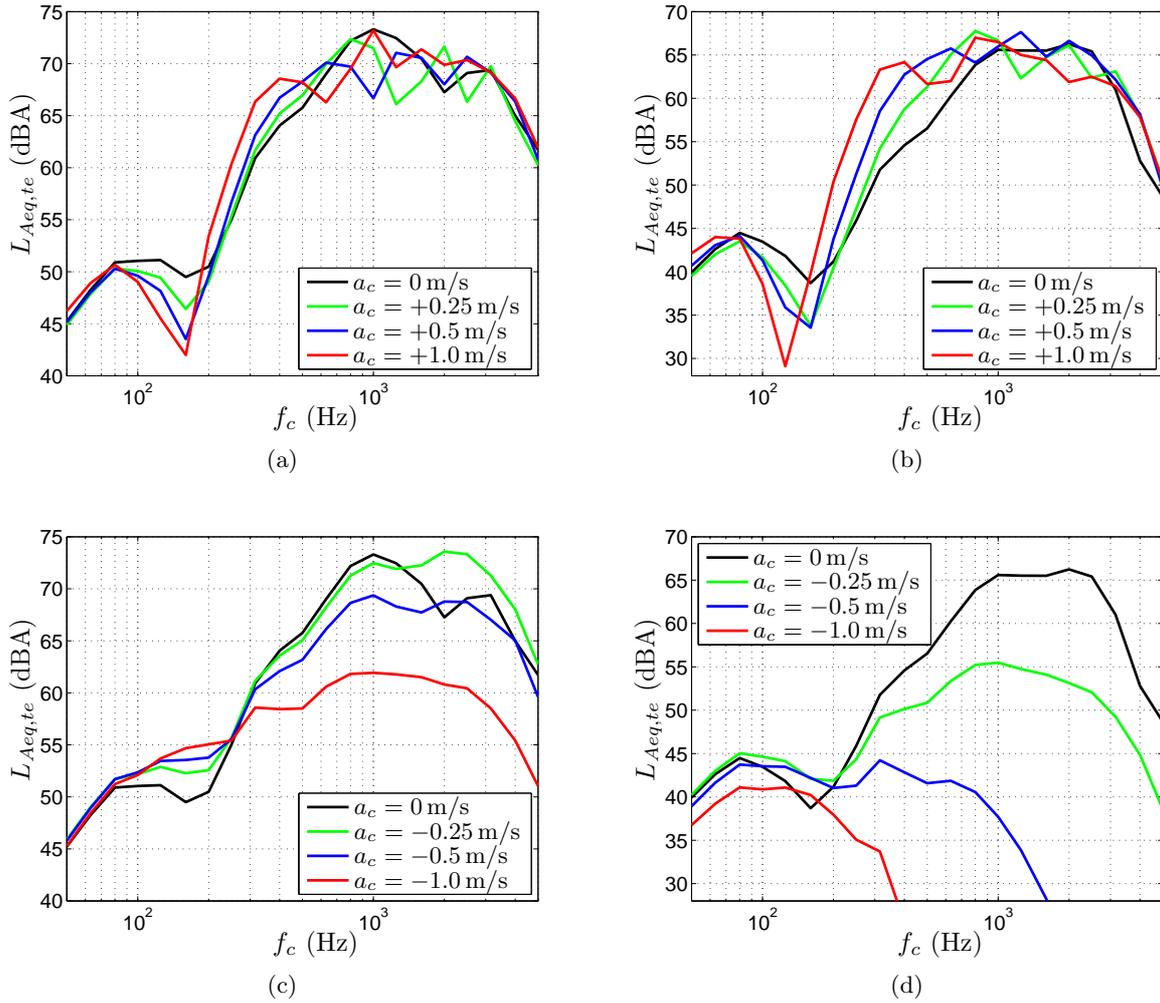


FIG. 3.18 – Spectres en tiers d’octave de $L_{Aeq,te}$ calculés par le modèle SE-EP avec un profil vertical de température en conditions favorables ($a_c > 0$) (a) à 150 m, et (b) à 300 m, et en conditions défavorables ($a_c < 0$) (c) à 150 m, et (d) à 300 m.

est considéré, avec $a_V = 1$ m/s et $z_0 = 0.05$ m. Ce profil est pris en compte dans le code d’équation parabolique bidimensionnel à l’aide de la célérité effective

$$c_{\text{eff}}(z) = c_0 + \overline{V}(z) \cos \beta, \quad (3.29)$$

avec β l’angle entre la direction de propagation acoustique et la direction du vent moyen. En utilisant les notations de la figure 3.20, l’angle β est donné par :

$$\beta = \psi - \phi = \psi - (\pi/2 + \alpha), \quad (3.30)$$

où ψ est l’angle entre l’axe x (sens du mouvement du TGV) et la direction du vent moyen, et où les angles ϕ et α sont les mêmes que sur la figure 3.7.

Lorsque la méthode de sommation basée sur les temps retardés est utilisée dans le modèle SE-EP, l’angle d’observation α est différent pour chacune des sources équivalentes, et à chaque temps considéré. Il en est donc de même pour l’angle β , ce qui veut dire que les conditions de propagation, à travers le profil $c_{\text{eff}}(z)$, sont différentes en fonction de la source équivalente et du temps au récepteur considérés, ce

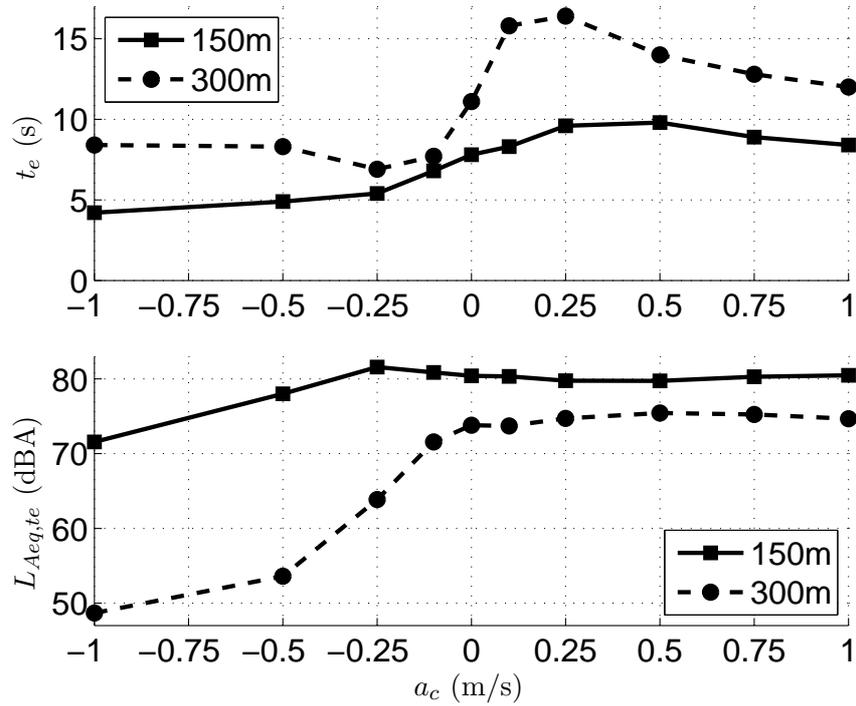


FIG. 3.19 – Évolution du temps d'exposition t_e (en haut) et du niveau équivalent global sur le temps d'exposition $L_{Aeq,te}$ (en bas) en fonction du paramètre a_c à 150 m et 300 m.

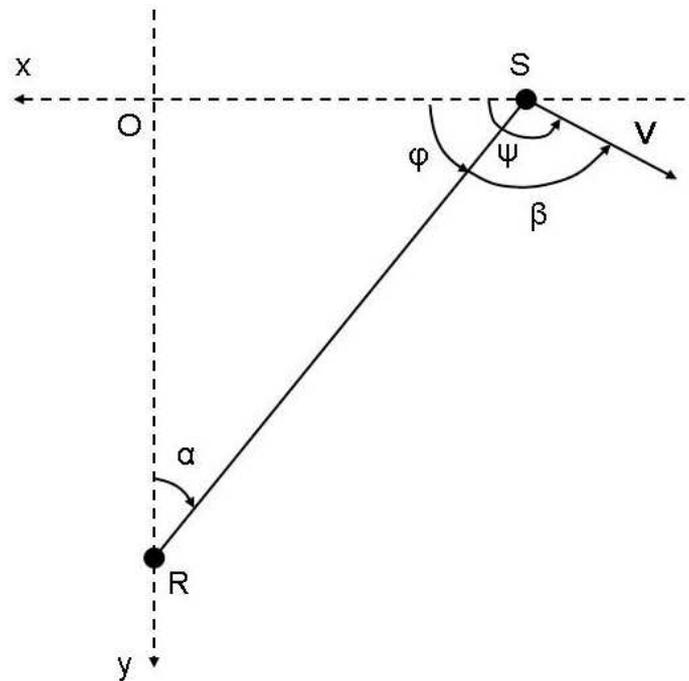


FIG. 3.20 – Géométrie et notations pour la prise en compte du vent \mathbf{V} dans le modèle SE-EP.

qui rend le nombre de calculs EP à effectuer très important, et le temps de calcul prohibitif. En présence d'un profil de vent, il est donc préférable d'utiliser la méthode de sommation des contributions avec des source fictives de positions fixes, car il n'y a alors que N_p calculs EP à réaliser par hauteur de source, où N_p est le nombre de positions de sources fictives. Comme cela a été validé en conditions homogènes, on considère 29 positions de sources fictives, réparties entre -70° et 70° avec un pas angulaire de 5° , et les contributions sont sommées sur des intervalles de durée 1 s. Les simulations EP sont réalisées pour trois hauteurs de source différentes, et sur un domaine de 100 m de haut. La distance de propagation dépend de la position x_k considérée, à travers l'angle d'observation α_k , et vaut $D/\cos \alpha_k$. Pour un récepteur à $D = 300$ m de la voie et $\alpha_M = 70^\circ$, elle est donc comprise entre 300 m et 880 m. Si les tiers d'octave entre 50 Hz et 5000 Hz sont calculés, le temps de calcul est de l'ordre de 37 h par hauteur de source sur le serveur de calcul du LMFA, alors qu'il est de l'ordre de 24 h par hauteur de source si les tiers d'octave entre 50 Hz et 4000 Hz sont considérés. Comme le tiers d'octave 5000 Hz a très peu d'influence sur les niveaux globaux $L_{Aeq,1s}$, avec des différences inférieures à 0.1 dB(A) si il n'est pas inclus dans le calcul, les résultats sont donnés entre 50 Hz et 4000 Hz dans la suite de ce paragraphe.

Lorsque plusieurs directions de vent ψ sont considérées avec le même profil de vitesse $\bar{V}(z)$, il est possible de limiter le nombre de simulations EP à réaliser. Par exemple, si on considère deux directions de vent moyen ψ_1 et ψ_2 telles que $\psi_2 = \pi - \psi_1$, et deux positions de source données par $\phi_2 = \pi - \phi_1$, alors :

$$\beta_2 = \psi_2 - \phi_2 = -(\psi_1 - \phi_1) = -\beta_1. \quad (3.31)$$

Ainsi $\cos \beta_2 = \cos \beta_1$ et les profils de célérité effective sont les mêmes d'après l'équation 3.29. Cette propriété nous permet donc d'obtenir les résultats du modèle SE-EP avec des directions de vent moyen ψ et $\pi - \psi$ à partir des mêmes simulations EP. Dans la suite on considère les direction $\psi = 0$ et $\psi = \pi$, correspondant à un vent moyen dans la direction du mouvement du TGV (vent portant) et dans sa direction opposée (vent contraire).

Les signatures temporelles de $L_{Aeq,1s}$ obtenues à 150 m et 300 m de la voie sont tracées sur la figure 3.21 dans le cas d'un vent portant, d'un vent contraire et en l'absence de vent (conditions homogènes). Avec un vent portant ($\psi = 0$), les niveaux sont sensiblement renforcés pendant la phase d'approche, et fortement atténués pendant la phase d'éloignement ; l'inverse se produit avec un vent contraire ($\psi = \pi$). En effet, il y a dans les deux cas une phase où les conditions de propagation sont favorables, et une autre où les conditions de propagation sont défavorables. Par conséquent, le temps d'exposition t_e est plus faible lorsque le vent est présent, comme le montre le tableau 3.5. A 300 m, on constate également que la signature atteint son maximum à $t = 1$ s en l'absence de vent, à $t = 0$ avec un vent portant et à $t = 3$ s avec un vent contraire. Les spectres en tiers d'octave de L_{Aeq,t_e} pour les trois mêmes calculs sont tracés sur la figure 3.22. Au-dessus de 200 Hz environ, on remarque un décalage du spectre vers les basses fréquences en présence de vent. On retrouve le même comportement qu'en conditions favorables avec un profil de température (voir les spectres des figures 3.18(a) et 3.18(b)), qui avait été attribué à une modification de l'effet de sol. En dessous de 200 Hz, l'interférence ne se creuse pas comme sur les spectres des figures 3.18(a) et 3.18(b), et les spectres ressemblent plus à ceux des figures 3.18(c) et 3.18(d) en conditions défavorables avec un profil de température. Le tableau 3.5 montre que les niveaux globaux à 150 m sont assez proches pour les trois calculs. A 300 m, les niveaux sont sensiblement plus élevés en présence d'un vent portant.

TAB. 3.5 – Temps d'exposition t_e et niveau équivalent sur le temps d'exposition $L_{Aeq,te}$ calculés avec le modèle SE-EP à 150 m et 300 m avec un vent moyen de direction ψ dont le profil vertical est donné par l'équation 3.28. Les calculs sont réalisés sur les tiers d'octave entre 50 Hz et 4000 Hz, avec trois hauteurs de source et un pas de temps Δt de 1 s.

Paramètres des calculs	à 150 m		à 300 m	
	t_e (s)	$L_{Aeq,te}$ (dBA)	t_e (s)	$L_{Aeq,te}$ (dBA)
Conditions homogènes : $a_v = 0$	7	80.5	10	74.0
Vent portant : $a_v = 1$ m/s et $\psi = 0$	6	80.0	7	75.5
Vent contraire : $a_v = 1$ m/s et $\psi = \pi$	5	80.7	7	73.3

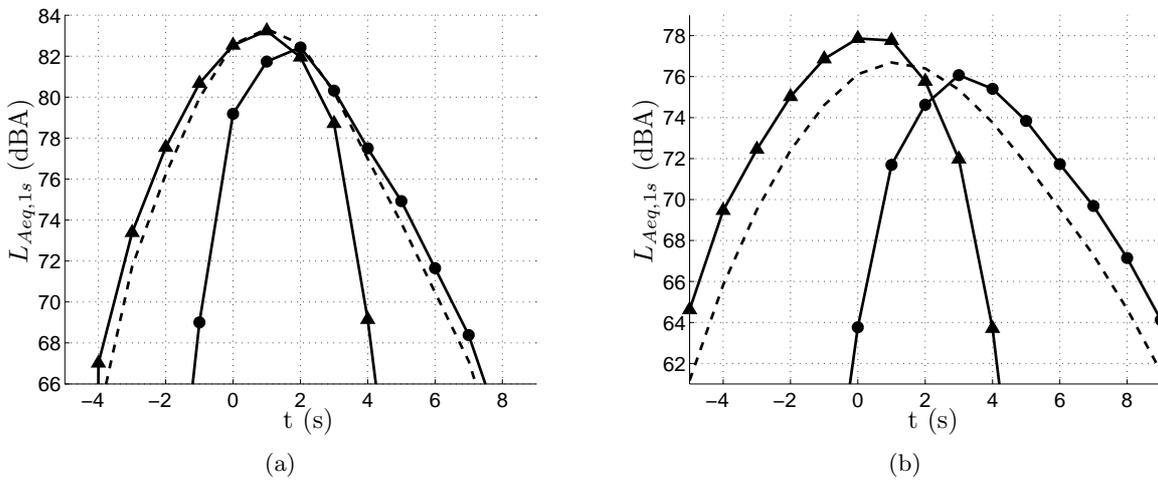


FIG. 3.21 – Signatures temporelles de $L_{Aeq,1s}$ calculées par le modèle SE-EP avec un profil vertical de vent ($a_V = 1$ m/s) de direction $\psi = 0$ (triangles) ou $\psi = \pi$ (cercles) (a) à 150 m, et (b) à 300 m. La signature temporelle en conditions homogènes est également tracée en tirets.

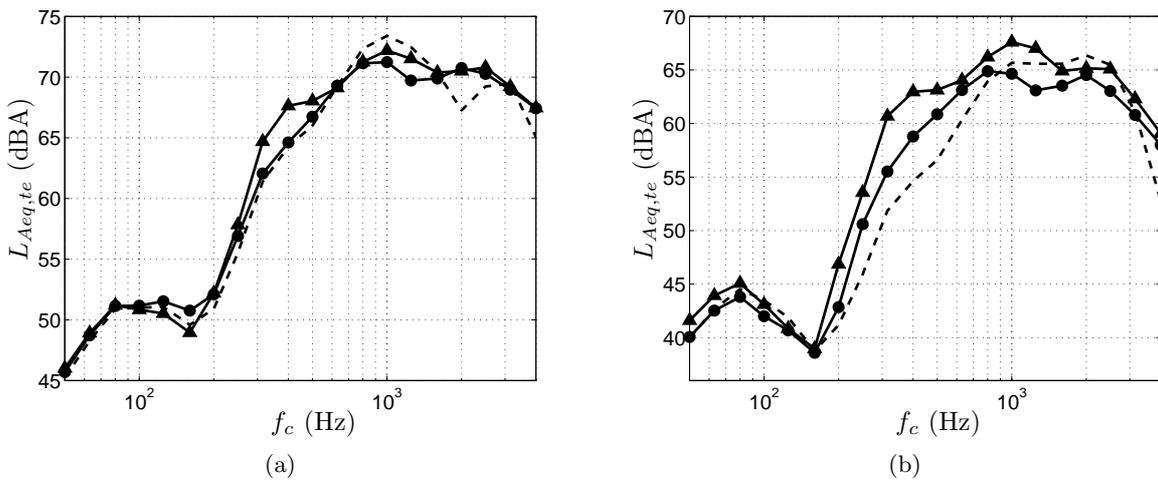


FIG. 3.22 – Spectres en tiers d'octave de $L_{Aeq,te}$ calculés par le modèle SE-EP avec un profil vertical de vent ($a_V = 1$ m/s) dont la direction est $\psi = 0$ (triangles) ou $\psi = \pi$ (cercles) (a) à 150 m, et (b) à 300 m. Le spectre en conditions homogènes est également tracée en tirets.

3.1.6 Conclusion et perspectives

Un modèle de propagation du bruit des trains à grande vitesse a été décrit dans cette partie. Le TGV est représenté par un ensemble de sources ponctuelles équivalentes, dont les contributions à un récepteur donné sont calculées à l'aide d'un modèle de propagation. Dans un premier temps, une méthode de sommation des contributions basée sur les temps retardés est utilisée, et le terme d'atténuation dû aux effets de propagation est calculé avec un modèle analytique qui suppose l'atmosphère homogène. Les résultats de ce modèle de sources équivalentes (SE) sont comparés à des mesures au passage de sept TGV réalisées dans le cadre de la campagne HARMONOISE. Cette comparaison est présentée pour des points de mesure à 7.50 m, 25 m et 150 m de la voie. Elle permet de mettre en évidence certaines difficultés dans le choix des paramètres d'entrée du modèle SE. Il faut en effet déterminer les surfaces sur lesquelles les ondes acoustiques se réfléchissent, et leur impédance, pour calculer le terme d'atténuation. Cette détermination est délicate car la géométrie de la ligne LGV est assez complexe, et qu'on ne dispose pas de mesures d'impédance pour toutes les surfaces à caractériser. Il existe également des incertitudes sur les caractéristiques de certaines sources de bruit du TGV, en particulier pour les sources d'origine aérodynamique. En proposant une modification simple du spectre du bruit aérodynamique au niveau des bogies, un bon accord a été obtenu entre les résultats du modèle SE et les mesures à 7.50 et 25 m, aussi bien pour les signatures temporelles des niveaux équivalents pondérés A que pour les spectres en tiers d'octave du niveau équivalent sur le temps de passage.

Ensuite, le modèle SE a été couplé avec un code d'équation parabolique (EP) afin de prendre en compte les effets de réfraction dus aux gradients de température et de vent. Ce couplage est réalisé en calculant le terme d'atténuation dû aux effets de propagation à l'aide de simulations EP. Cela peut être fait à condition de respecter le domaine de validité de l'approximation parabolique, et en particulier les conditions de validité angulaire et de champ lointain. Lorsqu'un profil de vitesse est considéré, la méthode de sommation des contributions basée sur les temps retardés peut difficilement être utilisée pour des raisons de temps de calcul, et une méthode de sommation des contributions avec des sources fictives de positions fixes est proposée. Les résultats du modèle SE-EP à 150 m et 300 m de la voie montrent que l'effet d'un profil vertical de température ou de vent est différent. En présence de gradients verticaux de température, les conditions de propagation sont soit favorables, et les niveaux acoustiques tendent à être renforcés, soit défavorables, et les niveaux acoustiques tendent à être atténués. Cette atténuation en conditions défavorables peut être très importante, de l'ordre de 10 à 20 dB(A) pour un récepteur à 300 m de la voie. Néanmoins, les gradients de température modifient également l'effet de sol, ce qui peut causer des effets inattendus, comme un niveau global $L_{Aeq,te}$ sensiblement plus fort avec un gradient négatif qu'avec un gradient positif pour un récepteur à 150 m de la voie. En présence de gradients verticaux de vitesse de vent, les résultats dépendent de la direction du vent. Dans cette étude, des vents portant ou contraire ont été considérés, c'est-à-dire dans la direction du mouvement du train ou dans la direction opposée. Ces directions de vent sont celles qui sont observées le plus souvent sur la LGV-Méditerranée, où le vent souffle soit du Nord soit du Sud, dans une direction parallèle aux voies de circulation. Avec un vent portant, les conditions de propagation sont favorables pendant la phase d'approche, avec des niveaux plus forts, et défavorables pendant la phase d'éloignement, avec des niveaux plus faibles, ce qui a pour conséquence une diminution du temps d'exposition. Le même comportement est obtenu avec un vent contraire en inversant phases d'approche et d'éloignement. On pourrait considérer également le cas où la direction du vent est perpendiculaire aux voies de circulation. On aurait alors des conditions favorables pendant tout le passage si le vent souffle dans la direction du récepteur, ou défavorables pendant tout le passage si le vent souffle dans la direction opposée.

Plusieurs points pourront être abordés à l'avenir pour améliorer le modèle de propagation du bruit de TGV. Tout d'abord, il semble nécessaire de mieux caractériser certaines sources de bruit du train, et en

particulier les sources de bruit d'origine aérodynamique. Des études sont en cours à la SNCF, qui ont pour but d'obtenir des spectres de sources équivalentes à partir de mesures d'antennerie au passage (Gautier *et al.*, 2008). Certaines avancées ont été prises en compte dans le modèle de prédiction VAMPPASS (Bongini *et al.*, 2007), dont la principale originalité par rapport à son prédécesseur MAT2S est d'utiliser une approche temporelle, ce qui permet d'écouter les signaux synthétisés. Les modèles de directivité des sources équivalentes pourront également être améliorés. D'autre part, il serait intéressant de réaliser des mesures d'impédance de certaines surfaces au-dessus desquelles le bruit de TGV se propage, en particulier pour l'impédance du ballast, qui ne semble pas pouvoir être modélisé de façon satisfaisante avec un modèle à un paramètre (Coste, 1999). Dans le champ acoustique proche, la prise en compte de la géométrie de la voie n'est pas simple. Dans la présente étude, les effets de diffraction ont été négligés, mais il faudrait étudier plus en détail la validité de cette approximation, à l'aide d'une méthode d'éléments de frontière par exemple.

Le couplage du modèle SE avec un code EP ouvre des perspectives importantes pour mieux comprendre la propagation du bruit des TGV aux moyennes et grandes distances, même si des efforts de validation restent à faire. Le code de résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel présenté dans le chapitre 2 pourra fournir des solutions de référence dans des configurations simples, comme celui d'un monopôle ou d'un dipôle en mouvement uniforme dans une atmosphère inhomogène et/ou en mouvement. Comme le modèle SE permet de décomposer les résultats obtenus par source ou par type de source équivalente, il donne des indications sur les sources de bruit sur lesquelles les efforts de réduction doivent porter. Il pourrait également s'avérer utile pour étudier les phases d'approche et d'éloignement du TGV, afin de compléter l'analyse réalisée dans le paragraphe 3.2.

3.2 Caractérisation des phases d’approche et d’éloignement de passages de trains à grande vitesse

3.2.1 Contexte de l’étude

L’objectif de cette étude est de caractériser le phénomène de “grondement”, qui est entendu pendant les phases d’approche et d’éloignement de certains passages de TGV. Qualitativement, le grondement est décrit comme un bruit basse fréquence, similaire au passage d’un avion. Le grondement a été entendu sur différents sites et dans différentes configurations (météorologie, relief, type de TGV, ...). Une première analyse des caractéristiques du grondement a été réalisée dans un rapport de l’Agence d’Essai Ferroviaire (AEF) écrit par Berthet-Bondet et Letourneaux (2004). Cette analyse considère des mesures sur les sites de Montvendre en 2002 et de Pierrelatte en 2003, pendant lesquelles des passages de TGV comportant un grondement ont pu être enregistrés. Berthet-Bondet et Letourneaux abordent également le problème de l’origine du bruit de grondement, en considérant plusieurs hypothèses. Dans la présente étude, nous cherchons à caractériser de façon quantitative le grondement, afin d’en donner une définition physique, et à éclaircir dans quelles circonstances ce phénomène peut se produire. Pour cela, nous avons réalisé des mesures acoustiques les 2 et 3 octobre 2006 sur le site de Montvendre, le long de la LGV-Méditerranée, dans le cadre de la campagne d’essais V360. Cette étude s’appuie sur l’analyse de ces mesures, et sur des résultats numériques qui permettent de confirmer certaines hypothèses émises à partir des résultats expérimentaux.

Pendant les mesures des 2 et 3 octobre 2006, plusieurs enregistrements de bruit de fond ont été effectués. Leur analyse permettra en particulier de caractériser les fluctuations de pression induites par le vent sur les microphones. En effet, un vent assez fort soufflait du sud lors des mesures, notamment le 3 octobre en fin de matinée. En revanche, ces mesures n’ont pas été réalisées pour valider le modèle de sources équivalentes présenté dans le paragraphe 3.1. Le microphone, placé à 25 mètres de la voie, est situé à environ 1 mètre du sol, comme le montre la figure 3.23, alors que la hauteur de référence à 25 mètres est généralement de 3.50 mètres par rapport au rail. De plus, la calibration des niveaux acoustiques est effectuée de façon indirecte, comme on le verra dans la suite.

Les mesures acoustiques sont réalisées avec un microphone Soundfield ST250, qui permet d’obtenir des signaux au format B du standard Ambisonic (Courville, 2007). Le format B est composé de quatre signaux, correspondant à trois harmoniques sphériques simples de premier ordre, orientées à 90° les unes par rapport aux autres (signaux directionnels X, Y et Z), et à une harmonique sphérique d’ordre zéro (signal omnidirectionnel W). Il permet à la fois d’obtenir des signaux pour l’écoute et de réaliser une analyse spectrale fine. Les enregistrements sont réalisés à la fréquence d’échantillonnage f_s de 51.2 kHz. Ils sont rééchantillonnés à 48 kHz pour la conversion en signal binaural et l’analyse spectrale. Les signaux binauraux, qui permettent une écoute au casque, sont obtenus à l’aide de fonctions de transfert (*head-related transfer function* ou hrtf) qui prennent en compte les effets de diffraction et de réflexion liés à l’oreille, à la tête et au torse. A partir de la voie omnidirectionnelle du signal, on calcule le niveau équivalent 100 ms, la densité spectrale de puissance moyenne sur un intervalle de temps donné, et le spectrogramme afin de caractériser l’échantillon sonore. D’autres caractéristiques, comme le spectre en tiers d’octave, peuvent ensuite être obtenues à partir de ces trois éléments. Dans la suite du paragraphe, on utilisera un identifiant, noté id xx, où xx est entre 08 et 42, pour faire référence à un enregistrement.

La densité spectrale de puissance est estimée par une méthode de périodogramme moyenné. Le signal est divisé en segments de taille L , avec 50% de recouvrement entre eux, qui sont filtrés par une fenêtre de Hanning. Sur chaque segment, une transformée de Fourier rapide (FFT) sur $N = 8192$ points est réalisée, ce qui correspond à une résolution fréquentielle $\Delta f = f_s/N = 5.9$ Hz. La taille des segments L est prise égale à N . Le spectrogramme est estimé à l’aide d’une transformée de Fourier glissante (*short-time*



FIG. 3.23 – Vue du site de Montvendre pendant la campagne d'essais V360.

Fourier transform ou STFT). Les caractéristiques sont les mêmes que précédemment, avec $\Delta f = 5.9$ Hz. La résolution temporelle est $\Delta t = L(1-p)/f_s = 85$ ms, avec $p = 0.5$ (50% de recouvrement) et $L = N = 8192$. La différence entre la densité spectrale et le spectrogramme réside dans l'échelle de temps caractéristique sur laquelle les composantes spectrales sont estimées, de l'ordre de la seconde ou de la dizaine de secondes pour la densité spectrale de puissance, et du dixième de seconde pour le spectrogramme ($\Delta t \leq L/f_s$). Sauf indication contraire, l'analyse spectrale sera réalisée avec ces caractéristiques dans la suite. Dans la plupart des cas, les spectrogrammes et les densités spectrales seront tracés sans la pondération A, alors que les spectres en tiers d'octave seront tracés avec la pondération A.

Afin d'obtenir des niveaux acoustiques en dB réf. $20 \mu\text{Pa}$, les mesures doivent être calibrées. Cette calibration est réalisée de façon indirecte à l'aide du maximum du niveau équivalent 100ms lors du passage d'un TGV. Pour les mesures HARMONOISE présentées dans le paragraphe 3.1.2, le maximum du niveau équivalent sur 100ms est de l'ordre de 98 dB pour des TGV-D unité simple dont la vitesse est proche de 290 km/h. Les passages de TGV-D unité simple enregistrés le 3/10/06 ont des maxima du niveau équivalent sur 100ms de -20.6 dB (id 17 et id 32), -20.5 dB (id 27), -20.4 dB (id 20 et id 29), et -20.2 dB (id 18) réf. 1 V. On peut donc poser 98 dB réf. $20 \mu\text{Pa} = -20.4$ dB réf. 1 V pour calibrer les mesures. Notons que les mesures HARMONOISE et les mesures de 2006 ne sont pas réalisées à la même hauteur. La calibration effectuée a simplement pour but de donner un ordre de grandeur des niveaux acoustiques mesurés.

L'analyse des enregistrements de passages de TGV des 2 et 3 octobre 2006 est réalisée dans le paragraphe 3.2.2. Quelques résultats obtenus par Berthet-Bondet et Letourneaux (2004) sont ensuite rappelés dans le paragraphe 3.2.3, et les données météorologiques relatives aux différentes campagnes de mesures sont présentées dans le paragraphe 3.2.3. À partir de l'ensemble des données expérimentales disponibles, une synthèse des connaissances sur le grondement est proposée dans le paragraphe 3.2.5. Dans cette synthèse, on discute de l'origine du grondement, et des facteurs influant sur ce phénomène. Enfin, des résultats numériques sont présentés dans le paragraphe 3.2.6, dans le but de confirmer certaines

hypothèses avancées dans le paragraphe 3.2.5.

3.2.2 Analyse des mesures du 2 et 3 octobre 2006 lors de la campagne V360

Dans cette partie, on étudie les caractéristiques du phénomène de grondement. Pendant les mesures, le grondement a été entendu lors de la phase d'approche des TGV circulant sur la voie 2, du sud vers le nord, et lors de la phase d'éloignement des TGV circulant sur la voie 1, du nord vers le sud. Le schéma 3.24 permet de visualiser pendant quelles phases des passages le grondement peut être entendu. Sur ce schéma, la direction du vent moyen est également représentée; le vent soufflait du Sud pendant les mesures. Cinq enregistrements de passages ont été réalisés le 2 octobre entre 18h43' et 19h17', et 24 le 3 octobre entre 7h58' et 11h48'. Cependant, certains enregistrements ne sont pas exploitables, soit en raison d'un fort bruit de fond ou de bruits parasites (klaxon du TGV par exemple), soit en raison de passages consécutifs sur les voies 1 et 2 pendant l'enregistrement (superposition de l'éloignement du premier passage et de l'approche du deuxième). Au final, dix passages sur la voie 2 et cinq passages sur la voie 1 sont analysés. Enfin, on considère deux passages de référence : il n'y a pas de grondement pendant l'approche du premier, et pendant l'éloignement du deuxième. Tous ces enregistrements peuvent être écoutés sur le CD qui accompagne ce mémoire, dont la composition est décrite dans l'annexe F.

Avant de commencer l'analyse des passages de TGV, il est important de caractériser le bruit de fond lors des enregistrements des 2 et 3 octobre. Cette analyse est réalisée dans l'annexe E.1, et quelques résultats importants sont repris ici. Les principales sources de bruit de fond présentes lors des enregistrements sont le bruit de vent, le bruit routier, les voix et le bruit d'une tondeuse provenant du terrain de golf proche du site expérimental. Comme on le montre dans l'annexe E.1, les voix et le bruit de tondeuse sont facilement identifiables ce qui permet d'éliminer les enregistrements où ils sont présents dans la suite. Parmi les autres sources de bruit de fond, le bruit de vent est généralement la source principale. Ce bruit est caractérisé par de fortes composantes aux basses fréquences, en dessous de 100Hz environ. Le bruit de vent est présent sur tous les enregistrements, mais il est particulièrement fort le 3 octobre en fin de matinée, comme le montre l'enregistrement id36 analysé dans l'annexe E.1. Dans le reste de ce paragraphe, les mesures réalisées lors des phases d'approche ou d'éloignement des passages de TGV seront comparées avec la mesure de bruit de fond la plus significative, soit en général la mesure la plus proche dans le temps.

On décrit maintenant la façon dont les phases d'approche et d'éloignement sont analysées, qui est illustrée sur la figure 3.25. Sur cette figure, la signature temporelle du niveau de pression équivalent 100 ms sans pondération A est tracée pour un des enregistrements. Dans un premier temps, on identifie l'intervalle $[t_1, t_2]$ correspondant au temps de passage t_p ($t_p = t_2 - t_1$). En toute rigueur, t_1 et t_2 correspondent aux temps de passage des premier et dernier essieux du train, qui peuvent être mesurés à l'aide de pédales posées sur la voie. Lors des mesures réalisées, le système d'acquisition des données acoustiques n'était pas synchronisé avec les pédales, ce qui n'a pas permis d'identifier t_1 et t_2 directement. En pratique, on estime donc ces temps à partir de la vitesse de circulation du TGV, qui donne accès au temps de passage t_p . Les temps t_1 et t_2 sont choisis de façon à ce que l'intervalle de durée t_p , tracé en rouge sur la figure 3.25, comprennent les maxima du niveau de pression. Cette méthode est suffisamment précise dans cette étude, car on cherche principalement à caractériser les phases d'approche et d'éloignement du passage. Dans un deuxième temps, les phases d'approche et d'éloignement sont découpées en intervalles de durée t_p , afin de pouvoir comparer les grondements de différents enregistrements. Pendant l'approche, on note O = $[t_1, t_2] - t_p$, I = $[t_1, t_2] - 2t_p$, II = $[t_1, t_2] - 3t_p$, etc. Ces intervalles sont représentés en bleu sur la figure 3.25. De façon similaire, on note pendant l'éloignement O = $[t_1, t_2] + t_p$, I = $[t_1, t_2] + 2t_p$, II = $[t_1, t_2] + 3t_p$, etc. Ces intervalles sont représentés en vert sur la figure 3.25. Pour les passages de TGV unité multiple, des intervalles de durée $t_p/2$ sont définis afin que ces passages puissent être comparés

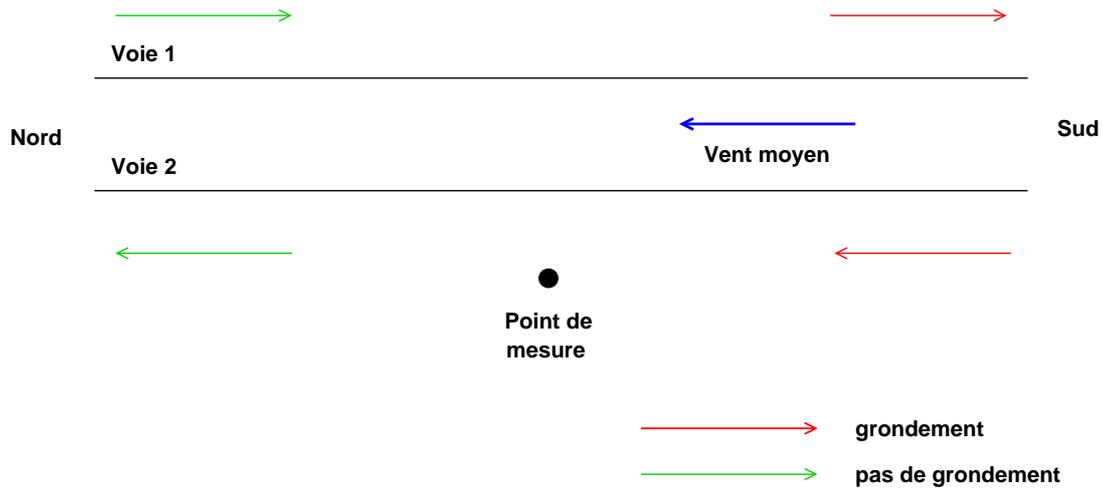


FIG. 3.24 – Phases des passages de TGV durant lesquelles le grondement apparaît pour les deux voies de circulation. La direction du vent moyen est également donnée.

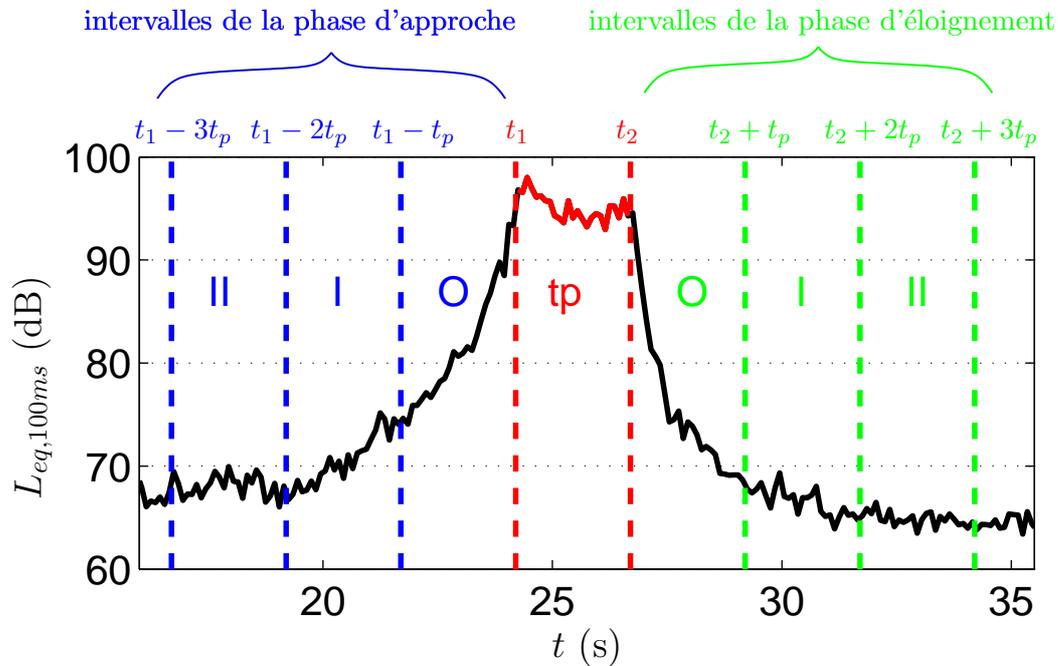


FIG. 3.25 – Notations utilisées pour l'analyse des données acoustiques mesurées les 2 et 3 octobre 2006 sur le site de Montvendre.

aux passages de TGV unité simple. Dans la suite, on ne s'intéressera pas à l'intervalle O, car il correspond aux 2.5 secondes précédant ou suivant le passage, pendant lesquelles le niveau de pression est encore élevé et le grondement n'est pas audible.

Passages de TGV sur la voie 2

Pour les TGV circulant sur la voie 2, le grondement est entendu pendant la phase d'approche. Dix passages sur la voie 2 sont analysés en suivant la méthode décrite dans la figure 3.25 ; leurs caractéristiques sont données dans le tableau 3.6. On constate que différents types de TGV ont circulé pendant les mesures ; ils ont été décrits dans le paragraphe 3.1.2. Certains enregistrements sont plus courts, ou comportent des

bruits parasites, et ne peuvent être analysés que sur certains intervalles. Néanmoins, les intervalles I, II, III et IV sont communs à tous les passages.

TAB. 3.6 – Informations relatives aux passages de TGV sur la voie 2 enregistrés les 2 et 3 octobre 2006.

id	Jour Heure	Type de TGV	Durée (s)	Vitesse (km/h)	$[t_1, t_2]$ (s) t_p (s)	$L_{eq,tp}$ (dB)	Inter- valles	Commentaires
08	2/10 18h43'	TGV-D US	52	287	[37.3,39.8] 2.5	96	I à X	Klaxon à 34 s et 35 s, d'où I = [32.3s,34.5s]
11	2/10 19h08'	TGV-D US	52	287	[40.0,42.5] 2.5	94	O à VIII	Bruit routier et vent au début
13	2/10 19h17'	TGV-D US	44	293	[30.3,32.8] 2.5	95	O à X	Bruits parasites HF
14	3/10 7h58'	TGV-PSE US	26	295	[16.7,19.1] 2.4	96	O à V	Bruit routier et vent au début
16	3/10 8h18'	TGV-R UM	35	301	[19.9,24.7] 4.8	98	O à VII	-
17	3/10 8h25'	TGV-D US	33	298	[18.7,21.1] 2.4	96	O à VI	-
18	3/10 8h29'	TGV-D US	31	293	[19.8,22.3] 2.5	96	O à VI	Voix au début (intervalle VI)
20	3/10 8h44'	TGV-D US	35	290	[24.2,26.7] 2.5	95	O à IV	Bruit d'oiseaux entre 6 et 12 s
27	3/10 10h10'	TGV-D US	42	288	[29.9,32.4] 2.5	96	O à IV	Voix entre 11 et 16.2s Vent sur I, II et III
29	3/10 10h19'	TGV-D US	45	290	[33.2,35.7] 2.5	95	O à X	Faibles voix sur VIII - Vent sur V

Le passage id 18 est tout d'abord étudié. Un grondement fort a été entendu lors de cet enregistrement ; il est également audible lors de l'écoute du signal binaural. Le spectrogramme de id 18 est tracé sur la figure 3.26 pour des fréquences entre 0 et 2kHz, les composantes spectrales supérieures à 2kHz étant faibles pendant la phase d'approche. On observe des composantes fréquentielles large bande fortes sur les intervalles I, II, III et IV. Il faut rappeler que la densité spectrale qui est également tracée sur la figure 3.26 est moyennée sur la durée totale du signal ; son allure est donc proche de la densité spectrale moyenne sur le temps de passage, les niveaux étant élevés pendant le temps de passage.

Les densités spectrales moyennées sur le temps de passage t_p , et sur l'intervalle de 10s regroupant I, II, III et IV pendant l'approche sont tracées sur la figure 3.27(a). La densité spectrale du bruit de fond id 15 est tracée pour comparaison ; en dessous de 80Hz environ, le spectre moyen sur l'approche peut être contaminé par le bruit de fond. On remarque que le spectre moyen sur l'approche a un contenu haute fréquence (au-dessus de 1kHz) beaucoup plus faible que le spectre moyen sur le temps de passage. Les densités spectrales moyennées sur chacun des intervalles I, II, III et IV sont tracées sur la figure 3.27(b). On observe des composantes spectrales à des fréquences similaires sur chacun des intervalles, en particulier vers 200 Hz et vers 400 Hz. Ces composantes évoluent en niveau et en fréquence avec le temps. Il faut noter que l'échelle des ordonnées est différente pour les figures 3.27(a) et 3.27(b), car les niveaux sont beaucoup plus forts pendant le temps de passage que pendant l'approche.

Afin de simplifier l'analyse des composantes spectrales, les spectres en tiers d'octave sont calculés à partir des densités spectrales de puissance. Les spectres en tiers d'octave du niveau équivalent sur les intervalles I, II, III et IV avec et sans pondération A sont tracés sur la figure 3.28 ; ils sont calculés sur

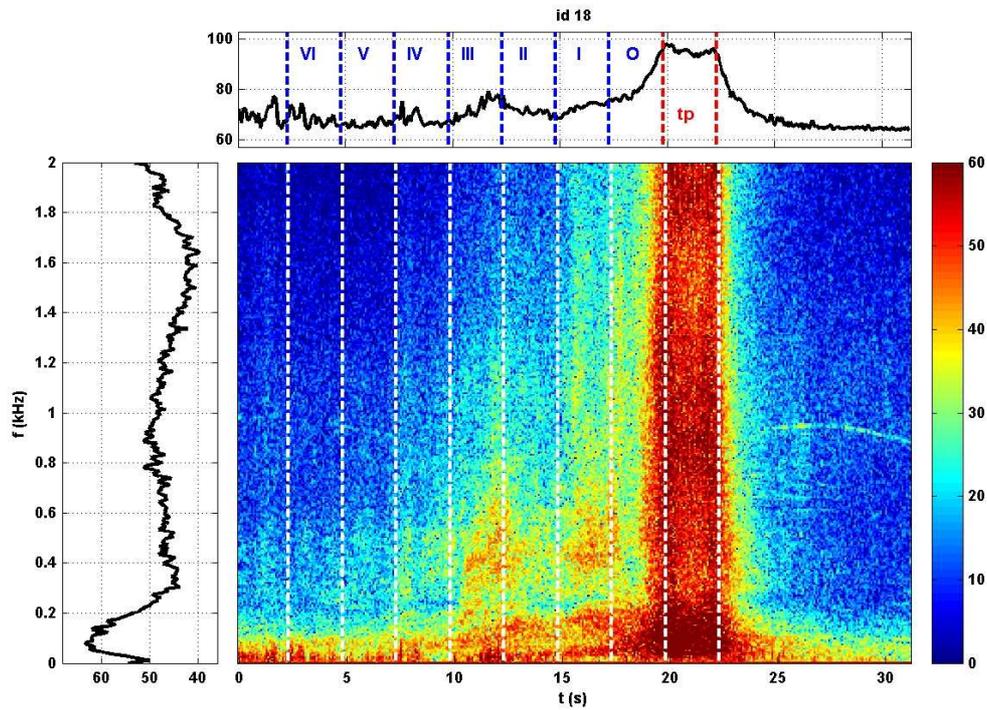


FIG. 3.26 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 18.

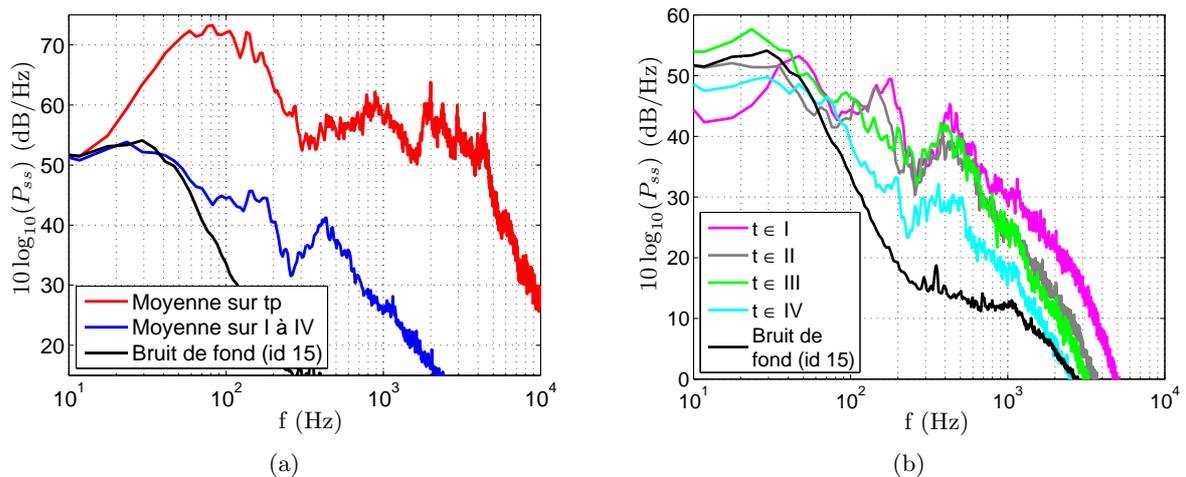


FIG. 3.27 – Densités spectrales de puissance pour id 18 (a) moyennées sur t_p et sur l'intervalle regroupant I, II, III et IV, et (b) moyennées sur chacun des intervalles I, II, III et IV. La densité spectrale du bruit de fond id 15 est tracée pour comparaison.

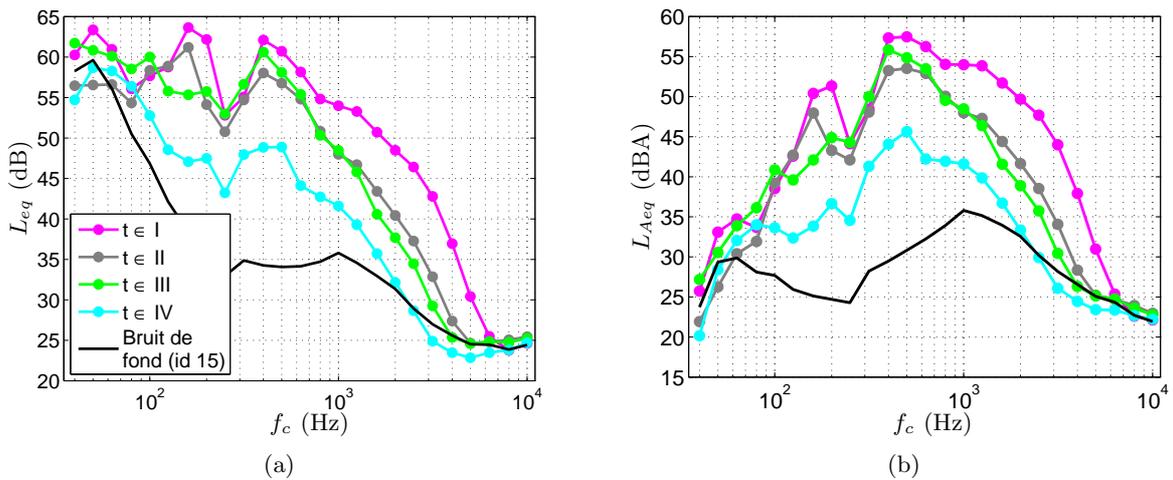


FIG. 3.28 – Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur les intervalles I, II, III et IV de id 18 (a) en dB, et (b) en dB(A). Le spectre en tiers d’octave du niveau équivalent du bruit de fond id 15 est tracé pour comparaison.

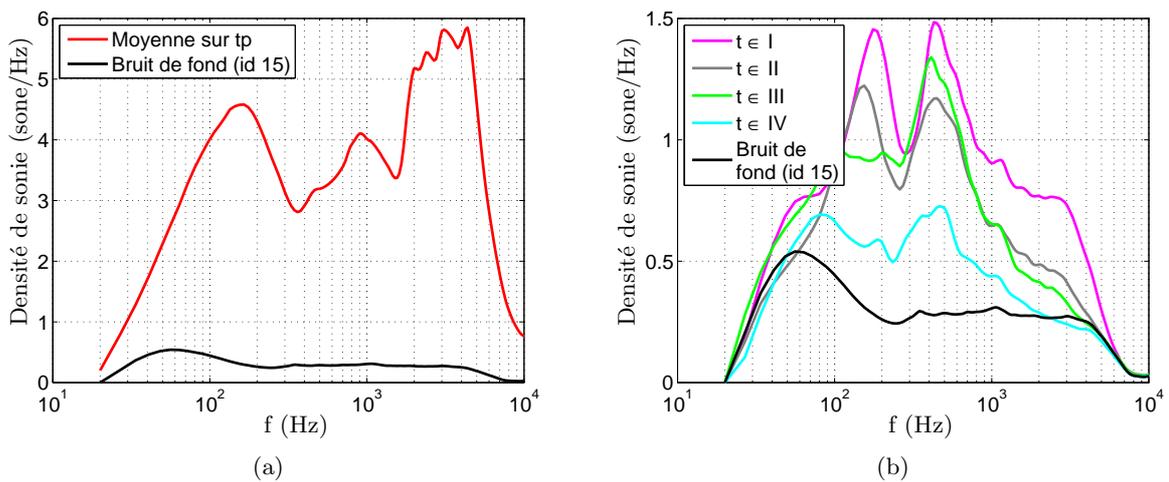


FIG. 3.29 – Densité de sonie en fonction de la fréquence calculée (a) sur le temps de passage t_p , et (b) sur chacun des intervalles I, II, III et IV de id 18.

les tiers d’octave entre 40 Hz et 10 kHz. Les niveaux en dB sont élevés pour les quatre intervalles sur les tiers d’octave entre 125 Hz et 200 Hz, et sur les tiers d’octave entre 315 Hz et 630 Hz, avec un niveau plus faible sur le tiers d’octave 250 Hz. Avec la pondération A, ce sont les tiers d’octave entre 400 Hz et 630 Hz qui dominent, avec des niveaux autour de 55 dB(A) pour les intervalles I à III, et autour de 45 dB(A) pour l’intervalle IV.

Pour savoir quelles composantes fréquentielles émergent à l’écoute, une analyse en sonie des enregistrements est maintenant réalisée. On utilise pour cela le modèle perceptif de Moore et Glasberg pour des sons stationnaires (Moore et Glasberg, 1996; Moore *et al.*, 1997). Ce modèle est appliqué aux intervalles de durée t_p définis précédemment, pour lesquels l’hypothèse de stationnarité semble raisonnable. Le modèle de Moore et Glasberg est une révision du modèle de Zwicker (Zwicker *et al.*, 1984). Il permet d’obtenir la densité de sonie en fonction de la fréquence, et non en fonction des bandes critiques (bandes de Bark), comme cela se fait couramment en psychoacoustique. La sonie est un indicateur de l’intensité de force sonore. Par définition, la sonie d’un son pur de fréquence 1 kHz et de niveau acoustique 40 dB

TAB. 3.7 – Niveaux globaux calculés par sommation sur les tiers d'octave entre 100 Hz et 4 kHz pour les intervalles I à VI de la phase d'approche des passages de TGV sur la voie 2.

id	$L_{eq,tp}$	$L_{eq,I}$	$L_{eq,II}$	$L_{eq,III}$	$L_{eq,IV}$	$L_{eq,V}$	$L_{eq,VI}$
08	94 dB	63 dB	60 dB	56 dB	56 dB	53 dB	51 dB
	93 dB(A)	59 dB(A)	55 dB(A)	49 dB(A)	47 dB(A)	45 dB(A)	45 dB(A)
11	93 dB	68 dB	62 dB	64 dB	59 dB	50 dB	49 dB
	91 dB(A)	64 dB(A)	57 dB(A)	57 dB(A)	50 dB(A)	44 dB(A)	44 dB(A)
13	93 dB	64 dB	60 dB	55 dB	55 dB	56 dB	52 dB
	91 dB(A)	60 dB(A)	54 dB(A)	48 dB(A)	47 dB(A)	48 dB(A)	44 dB(A)
14	95 dB	65 dB	60 dB	61 dB	54 dB	50 dB	-
	93 dB(A)	61 dB(A)	54 dB(A)	51 dB(A)	47 dB(A)	45 dB(A)	
16	96 dB	65 dB	61 dB	56 dB	53 dB	52 dB	51 dB
	95 dB(A)	59 dB(A)	55 dB(A)	48 dB(A)	47 dB(A)	47 dB(A)	46 dB(A)
17	95 dB	66 dB	59 dB	56 dB	53 dB	52 dB	52 dB
	93 dB(A)	63 dB(A)	54 dB(A)	51 dB(A)	47 dB(A)	47 dB(A)	47 dB(A)
18	94 dB	70 dB	67 dB	67 dB	58 dB	54 dB	53 dB
	93 dB(A)	65 dB(A)	60 dB(A)	61 dB(A)	52 dB(A)	46 dB(A)	44 dB(A)
20	94 dB	66 dB	62 dB	57 dB	55 dB	-	-
	93 dB(A)	59 dB(A)	56 dB(A)	50 dB(A)	48 dB(A)		
27	94 dB	65 dB	61 dB	60 dB	56 dB	-	-
	93 dB(A)	60 dB(A)	55 dB(A)	52 dB(A)	48 dB(A)		
29	94 dB	63 dB	63 dB	60 dB	56 dB	53 dB	52 dB
	92 dB(A)	59 dB(A)	55 dB(A)	53 dB(A)	48 dB(A)	46 dB(A)	45 dB(A)

vaut 1 sone. Les densités de sonie calculées sur le temps de passage, et sur les intervalles I, II, III et IV, sont tracées sur les figures 3.29(a) et 3.29(b). L'échelle des ordonnées est différente pour ces deux figures car les composantes fréquentielles les plus fortes pendant le temps de passage, entre 2 et 5 kHz, sont quatre fois plus intenses que les composantes fréquentielles les plus fortes pendant l'approche, entre 100 et 500 Hz. Sur les intervalles I à IV, deux composantes fréquentielles proche de 200 Hz et de 400 Hz émergent clairement. Elles sont de force à peu près égales sur les intervalles I et II. Sur l'intervalle III, seule la composante proche de 400 Hz émerge, et sur l'intervalle IV, les deux composantes sont fortement atténuées. On verra dans la suite de ce paragraphe que le grondement est lié à la composante proche de 400 Hz.

Les niveaux globaux sur le temps de passage et sur les intervalles I à VI, calculés par sommation sur les tiers d'octave entre 100 Hz et 4 kHz, sont donnés dans le tableau 3.7. On choisit de sommer sur ces tiers d'octave pour éviter autant que possible la contamination par le bruit de fond (voir figure 3.28). Ainsi, le niveau équivalent sur le temps de passage $L_{eq,tp}$ est de 94 dB pour id 18, soit 2 dB de moins que la valeur donnée dans le tableau 3.6. Les niveaux globaux pour les bruits de fond sont donnés dans le tableau 3.8. En l'absence de bruit parasites (bruit de tondeuse pour id 24) et de fortes bourrasques de vent (id 36), le bruit de fond a un niveau global de 43-44 dB(A). Le tableau 3.7 montre que les niveaux globaux sont supérieurs à 60 dB(A) sur les intervalles I, II et III de id 18, bien supérieur au niveau global du bruit de fond id 15. De façon générale, les niveaux globaux sont 10 à 20 dB(A) supérieurs au niveau du bruit de fond sur les intervalles I et II, alors qu'ils sont assez proches du bruit de fond sur les intervalles V et VI.

On compare maintenant l'enregistrement id 18 aux enregistrements id 17 et id 20. Les conditions pour ces trois enregistrements sont similaires : ce sont des passages de TGV-D unité simple sur la voie 2, entre 8h25' et 8h45' le 3 octobre, et leur vitesse est comprise entre 290 et 298 km/h. A l'écoute, le grondement est clairement audible à l'approche pour id 17 et id 20, bien que moins fort que pour id 18.

TAB. 3.8 – Niveaux globaux calculés par sommation sur les tiers d’octave entre 100 Hz et 4 kHz pour les bruits de fond.

id	09	15	24	36
L_{eq}	47 dB	50 dB	57 dB	63 dB
L_{Aeq}	44 dB(A)	43 dB(A)	48 dB(A)	49 dB(A)

Les spectrogrammes des enregistrements id 17 et id 20 sont tracés sur les figures 3.30 et 3.31. On observe que les niveaux sont un peu plus faibles que pour id 18 pendant l’approche, en particulier pour id 20. Les spectres moyens sur le temps de passage sont tracés sur la figure 3.32(a) pour ces trois enregistrements. Ils se superposent bien, et leur niveau équivalent sur le temps de passage est proche (voir tableau 3.7). Les spectres moyens sur l’intervalle de 10s regroupant I, II, III et IV pendant l’approche sont tracés sur la figure 3.32(b). Ils présentent les mêmes caractéristiques, avec des composantes spectrales principales entre 100 Hz et 200 Hz, et entre 300 Hz et 600 Hz, mais leurs niveaux sont sensiblement différents.

Les spectres en tiers d’octave du niveau équivalent pondéré A sur les intervalles I, II, III et IV sont tracés sur la figure 3.33 pour les enregistrements id 17, id 18 et id 20. Les niveaux sont nettement plus forts pour id 18 que pour id 17 et id 20 sur les quatre intervalles. On le voit également en comparant les niveaux globaux pour les trois enregistrements dans le tableau 3.7. L’enregistrement id 20 possède de forts niveaux sur les tiers d’octave 160 Hz et 200 Hz, ce qui n’est pas le cas de l’enregistrement id 17. Les deux enregistrements possèdent de forts niveaux sur les tiers d’octave entre 400 Hz et 630 Hz, et ont des niveaux en dB(A) comparables.

Les densités de sonie calculées sur les intervalles I, II, III et IV de ces trois mêmes enregistrements sont tracées en fonction de la fréquence sur la figure 3.34. On remarque à nouveau la présence de deux composantes principales, la première entre 100 et 200 Hz et la deuxième entre 400 et 500 Hz. Pour savoir si une des composantes est plus importante que l’autre pour caractériser le grondement, on fait le lien avec l’écoute. Le test réalisé consiste à écouter le signal binaural de chaque enregistrement au casque, sans support visuel, que l’on arrête au moment où le grondement apparaît, c’est-à-dire au moment où on a l’impression d’entendre un passage d’avion. Il faut remarquer que l’on entend généralement le bruit du TGV avant d’entendre le grondement ; c’est le moment où ce bruit se met à ressembler à un passage d’avion qui nous intéresse ici. L’expérience est réalisée plusieurs fois, jusqu’à obtenir le temps d’apparition du grondement, noté t_G , avec une précision de l’ordre de la seconde. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.9. Cet exercice est subjectif, car le qualificatif “passage d’avion” n’est pas très précis. De plus, les conditions dans lesquelles les signaux ont été écoutés à l’École Centrale de Lyon n’étaient pas optimales (pas de laboratoire d’écoute dédié). Néanmoins, les résultats ont été obtenus de la même façon pour tous les enregistrements. Les écarts relatifs de t_G entre les enregistrements peuvent donc être considérés comme significatifs.

Le tableau 3.9 montre que le grondement est perçu 12 secondes avant le début du temps de passage pour id 18, soit sur l’intervalle IV, alors qu’il n’est perçu que 9 secondes avant le début du temps de passage pour id 17, et 8 secondes avant pour id 20, soit sur l’intervalle III dans les deux cas. Le résultat pour id 17 est intéressant. En effet, la figure 3.34 montre que l’enregistrement id 17 ne possède pas de fortes composantes entre 100 et 200 Hz sur l’intervalle III. Le phénomène de grondement paraît donc lié aux forts niveaux vers 400 Hz. Le résultat pour id 20 confirme l’hypothèse que la composante entre 100 et 200 Hz n’est pas lié au grondement. La composante à 200 Hz est importante sur les intervalles I à IV de id 20, mais le grondement n’est perçu qu’à la fin de l’intervalle III, lorsque la composante entre 400 et 500 Hz commence à émerger. C’est donc bien la composante entre 400 et 500 Hz environ qui cause l’apparition du bruit de grondement. Pour ces trois enregistrements, le grondement est audible lorsque

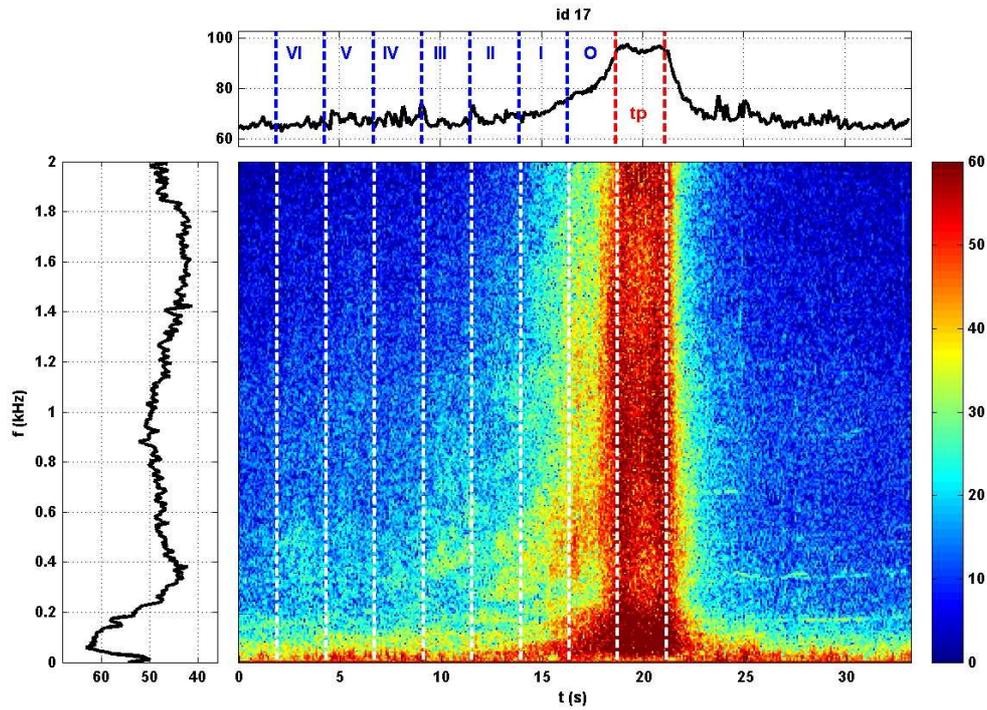


FIG. 3.30 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 17.

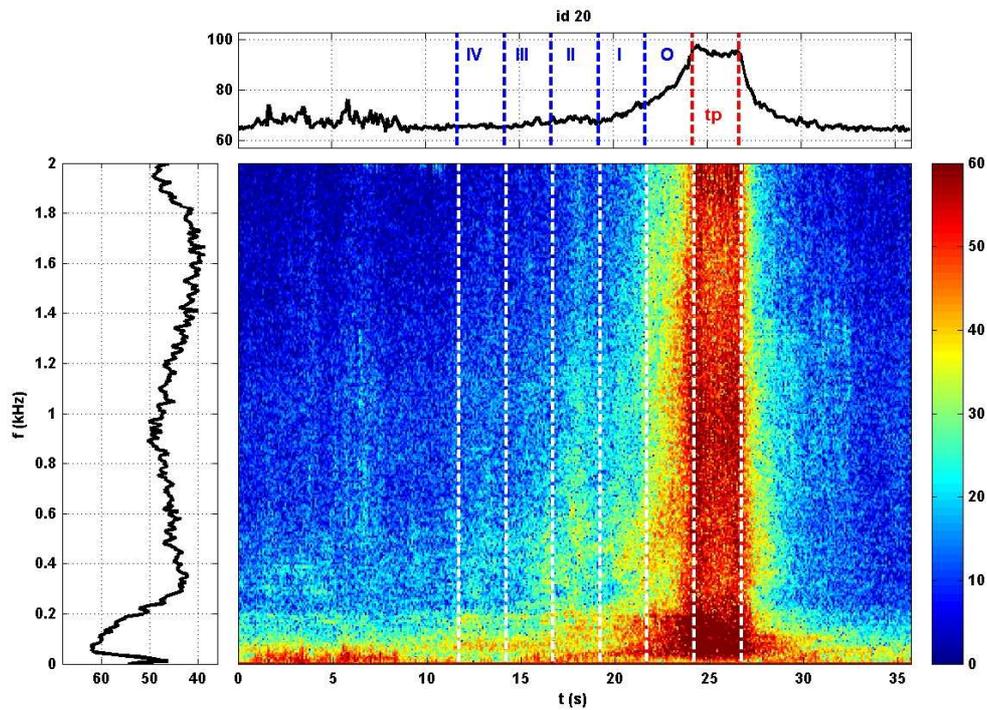


FIG. 3.31 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 20.

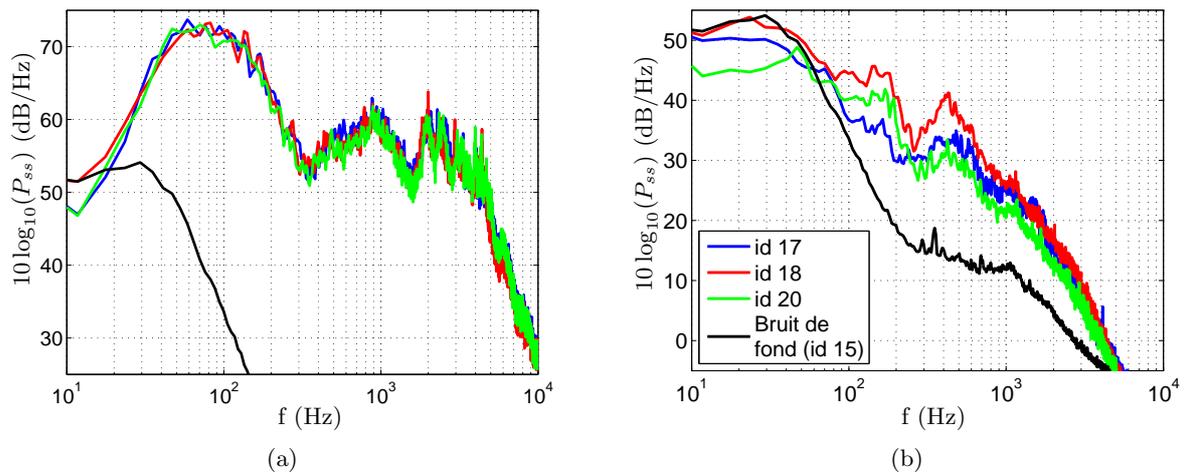


FIG. 3.32 – Densités spectrales de puissance moyennées sur (a) le temps de passage, et sur (b) l'intervalle regroupant I, II, III et IV, pour id 17, id 18 et id 20. La densité spectrale du bruit de fond id 15 est tracée pour comparaison.

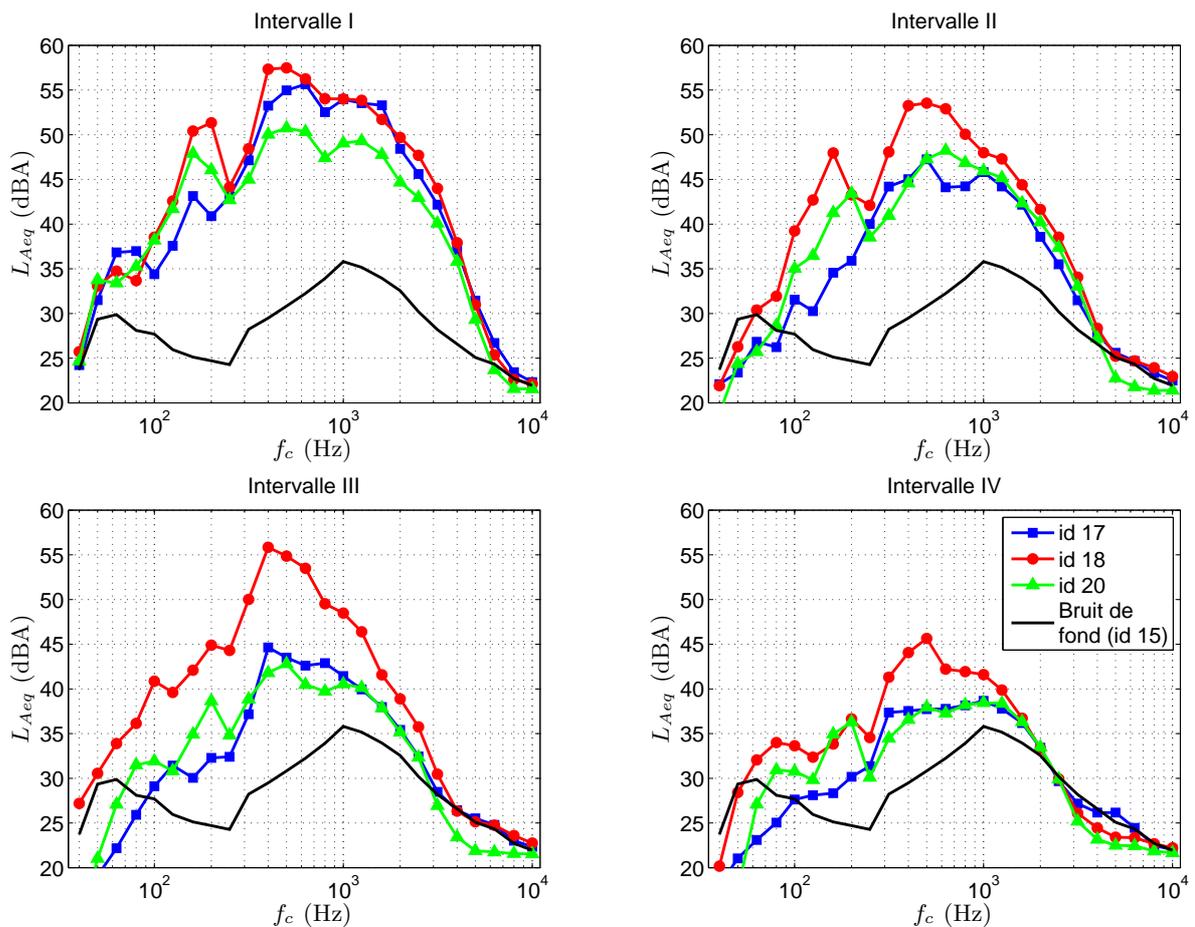


FIG. 3.33 – Spectres en tiers d'octave du niveau équivalent pondéré A sur les intervalles I, II, III et IV de id 17, id 18 et id 20. Le spectre en tiers d'octave du niveau équivalent du bruit de fond id 15 est tracé pour comparaison.

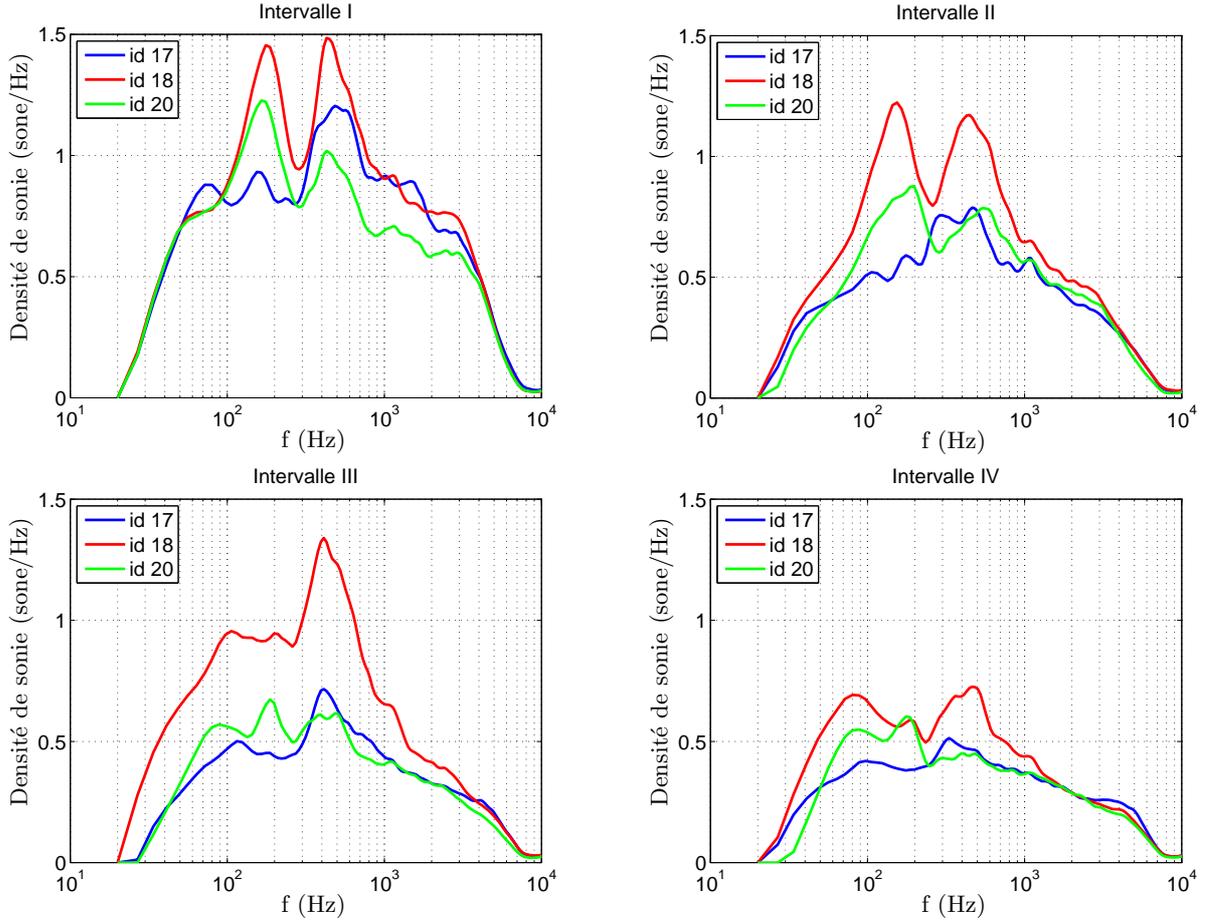


FIG. 3.34 – Densité de sonie en fonction de la fréquence calculée sur les intervalles I, II, III et IV de id 17, id 18 et id 20.

TAB. 3.9 – Temps t_G à partir duquel le grondement est perçu, et écart entre t_G et le début du temps de passage t_1 . I_G est l'intervalle dans lequel se trouve t_G .

id	08	11	13	14	16	17	18	20	27	29
t_G (s)	29	28	23	11	13	10	8	16	24	23
$t_1 - t_G$ (s)	8	12	7	6	7	9	12	8	6	10
I_G	III	IV	II	II	II	III	IV	III	II	III

cette composante est supérieure à 0.6 sonie/Hz environ. Si on regarde les spectres en tiers d'octave de la figure 3.33, on remarque que les niveaux sur les tiers d'octave 400 Hz et 500 Hz sont élevés, supérieurs à 40 dB(A), lorsque le grondement est audible. Ces spectres tendent néanmoins à surestimer l'importance des tiers d'octave autour de 1000 Hz. Pour l'intervalle I de id 20, par exemple, les niveaux sur les tiers d'octave 1000 Hz et 1250 Hz sont quasiment égaux aux niveaux sur les tiers d'octave 400 Hz, 500 Hz et 630 Hz, alors que la sonie est beaucoup plus faible autour de 1000 Hz qu'entre 400 et 500 Hz sur la figure 3.34.

Les résultats présentés jusqu'ici sur les intervalles I, II, III et IV montrent que les composantes spectrales caractéristiques du grondement évoluent avec le temps pendant la phase d'approche. Cet aspect dynamique du grondement est maintenant étudié plus en détail. La figure 3.35 montre l'évolution

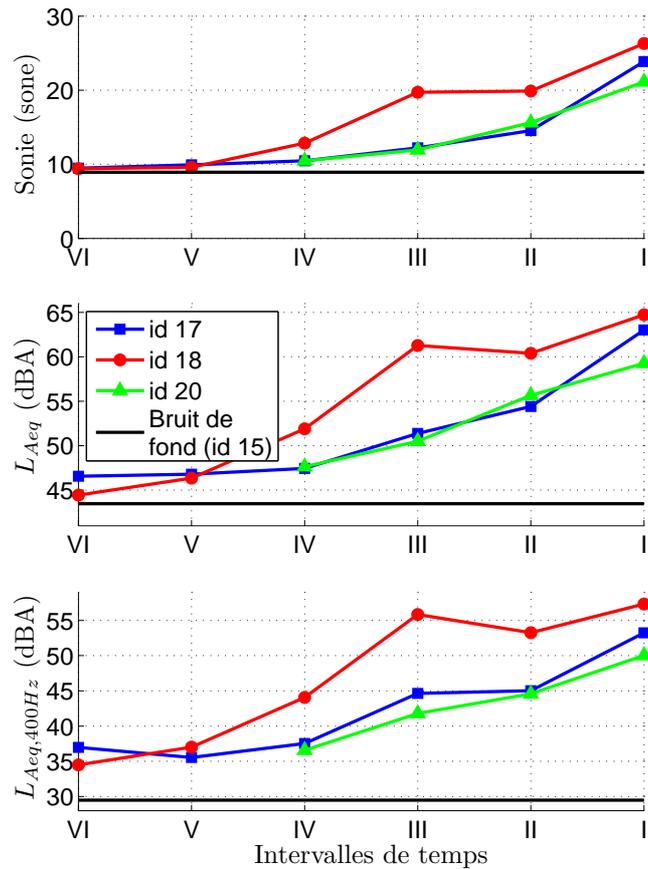


FIG. 3.35 – Évolution avec le temps de la sonie globale en sonnes, du niveau global pondéré A et du niveau sur le tiers d’octave 400 Hz pondéré A pour id 17, id 18 et id 20.

de la sonie globale et du niveau global pondéré A avec le temps sur les intervalles I à VI; la sonie globale est obtenue par intégration de la densité de sonie sur l’ensemble du spectre. On remarque que l’évolution du niveau global pondéré A est similaire à l’évolution de la sonie globale. En comparant les trois enregistrements, on observe que l’enregistrement id 18 a une évolution différente des deux autres enregistrements, avec en particulier un niveau global 10 dB(A) supérieur sur l’intervalle III = $[t_1, t_2] - 4t_p$, soit 10 s avant le passage. En termes de sonie, id 18 est presque deux fois plus intense que id 17 et id 20 sur cet intervalle. L’évolution du niveau pondéré A sur le tiers d’octave 400 Hz est également tracée sur la figure 3.35. Elle est comparable à l’évolution du niveau global pondéré A. En utilisant le tableau 3.9, qui donne l’intervalle à partir duquel le grondement est perçu, il apparaît que le grondement est audible lorsque le niveau global est supérieur à 50 dB(A) environ, et le niveau sur le tiers d’octave 400 Hz supérieur à 40 dB(A) environ.

En comparant les enregistrements id 17, id 18 et id 20, pour lesquels les conditions sont très proches, quelques caractéristiques du grondement ont pu être mises en évidence. On a vu aussi que les niveaux pouvaient varier sensiblement entre les passages, et que l’évolution temporelle pouvait être différente. On considère maintenant les dix passages de TGV sur la voie 2 présentés dans le tableau 3.6; les spectrogrammes associés à ces passages sont donnés dans l’annexe E.2.2. Les spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur le temps de passage, et du niveau équivalent sur l’intervalle regroupant I, II, III et IV, sont tracés sur les figures 3.36 et 3.37, respectivement, pour ces dix passages. Ils sont groupés en fonction du type de TGV et de l’heure de passage (voir tableau 3.6). Le phénomène de grondement a été entendu pendant la phase d’approche de tous ces passages, avec une intensité plus ou moins forte. Il est difficile de

dresser une hiérarchie de l'intensité des différents grondements à l'écoute. On peut simplement remarquer que les enregistrements id 11 et id 18 sont des exemples de fort grondement, alors que l'enregistrement id 16 est un exemple de faible grondement.

La figure 3.36 montre clairement que les spectres de $L_{Aeq,tp}$ pour id 08, id 11 et id 13 sont différents des spectres des autres passages. Ces trois enregistrements ont été effectués le 2 octobre. On peut émettre l'hypothèse que c'est la modification de l'effet de sol, due à une modification de la position du microphone, qui explique cette différence. En effet, le système d'acquisition a été rangé le 2 octobre au soir et remonté le 3 octobre au matin ; il est donc possible que la position du microphone ait été sensiblement modifiée entre le 2 et le 3 octobre. Les spectres en tiers d'octave relatifs à la phase d'approche sont tracés sur la figure 3.37 sur les tiers d'octave entre 100 Hz et 2000 Hz. Pour les passages du 3 octobre, on observe un faible niveau sur le tiers d'octave 250 Hz ; ce n'est pas le cas pour les passages du 2 octobre, tracés en noir sur la figure 3.37. C'est donc le même phénomène que celui observé sur les spectres relatifs au temps de passage. Il y a également des différences importantes entre les passages sur les tiers d'octave 160 Hz et 200 Hz. Pour l'étude du grondement, ce sont les tiers d'octave 400 Hz et 500 Hz qui sont les plus importants. Les enregistrements id 11 et id 18, caractérisés par un fort grondement, ont des niveaux élevés sur ces tiers d'octave, supérieurs à 50 dB(A), contrairement à l'enregistrement id 16, caractérisé par un faible grondement. Cela se traduit par une différence de 10 à 15 dB(A) entre les grondements les plus forts et les plus faibles sur les tiers d'octave 400 Hz et 500 Hz.

Pour les passages d'un même groupe, correspondant à des passages de TGV du même type dans la même demi-heure, l'allure des spectres est similaire, mais les niveaux peuvent varier notablement. Le groupe des passages id 17, id 18 et id 20 (en vert sur la figure 3.37) est l'exemple le plus remarquable : leur niveau sur le tiers d'octave 400 Hz varie entre 45 et 55 dB(A), alors que les trois passages sont enregistrés entre 8h25' et 8h44' le 3 octobre. Cela montre que le grondement varie sensiblement sur des échelles de temps de l'ordre de la minute. L'allure des spectres ne semble pas dépendre de façon simple du type de TGV considéré. Par exemple, les spectres des passages de TGV-D id 27 et id 29 (en gris) sont plus proches du spectre du passage de TGV-PSE id 14 (en bleu) que des spectres des passages de TGV-D id 17, id 18 et id 20 (en vert). On constate cependant que le grondement le plus faible, à en juger par les niveaux sur les tiers d'octave 400 Hz et 500 Hz, se produit pour le seul passage de TGV-R unité multiple considéré. Il faudrait davantage de données pour savoir si il s'agit d'une coïncidence ou si le type de TGV a une influence sur le grondement. Il faut insister sur le fait que les spectres tracés sur la figure 3.37 sont des spectres moyens sur un intervalle de 10 s pendant l'approche. Ces spectres ressemblent donc fortement aux spectres des intervalles où les niveaux sont les plus forts (intervalle I en particulier). Cette représentation a l'avantage d'être synthétique, mais ne permet pas de rendre compte de la variation de l'allure des spectres entre les intervalles I et IV, observée par exemple sur la figure 3.33.

Pour conclure l'analyse des passages sur la voie 2, on trace sur la figure 3.38 l'évolution du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz avec le temps sur les intervalles I à X. Lorsque les bourrasques de vent ne sont pas trop fortes, on peut considérer que le bruit de fond est inférieur à 45 dB(A) en niveau global (voir tableau 3.8), et à 30 dB(A) sur le tiers d'octave 400 Hz. Sur les intervalles VI à X, soit plus de 15 secondes avant le passage, les niveaux L_{Aeq} et $L_{Aeq,400Hz}$ sont assez proches du bruit de fond. Le train est audible, à condition qu'il n'y ait pas de bruits parasites, mais on ne perçoit pas de grondement. Par exemple, à l'écoute de l'enregistrement id 29, on entend le train bien avant le passage (vers 9 s, soit sur l'intervalle IX) ; cela correspond aux courbes grises sur la figure 3.38, pour lesquelles les niveaux L_{Aeq} et $L_{Aeq,400Hz}$ sont élevés sur les intervalles VII à X.

Entre les intervalles V et I, l'évolution du niveau global est sensiblement différente de l'évolution du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz. Le niveau global augmente d'une quinzaine de dB(A) entre les intervalles V et I pour l'ensemble des passages, et les courbes de L_{Aeq} restent assez proches les unes des autres. Seuls les enregistrements id 11 et id 18, pour lesquels le grondement est fort, se distinguent

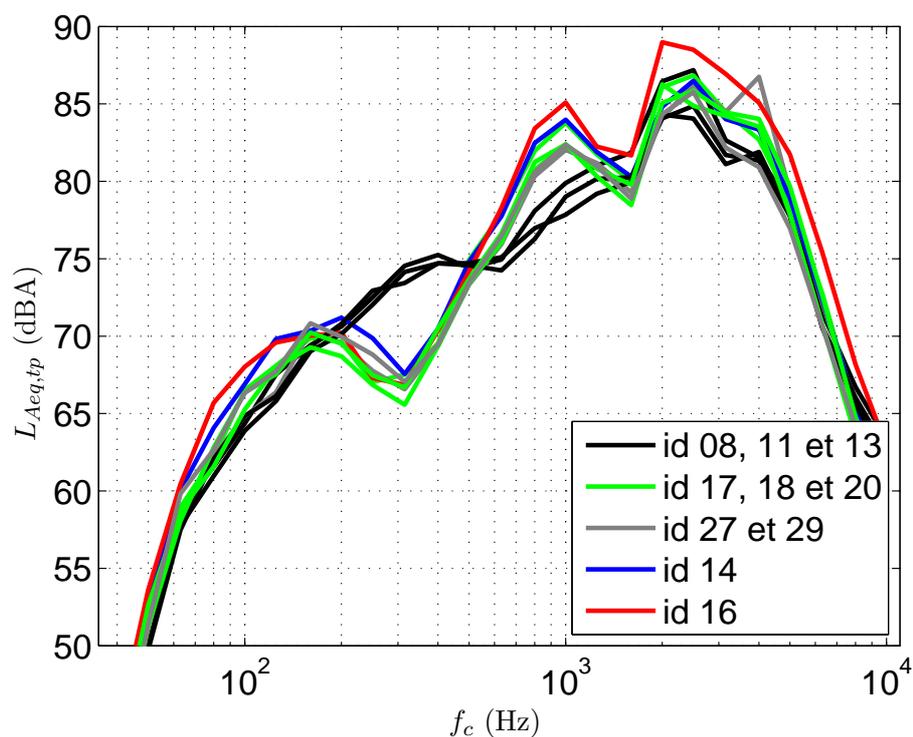


FIG. 3.36 – Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur le temps de passage pour les dix passages de TGV sur la voie 2.

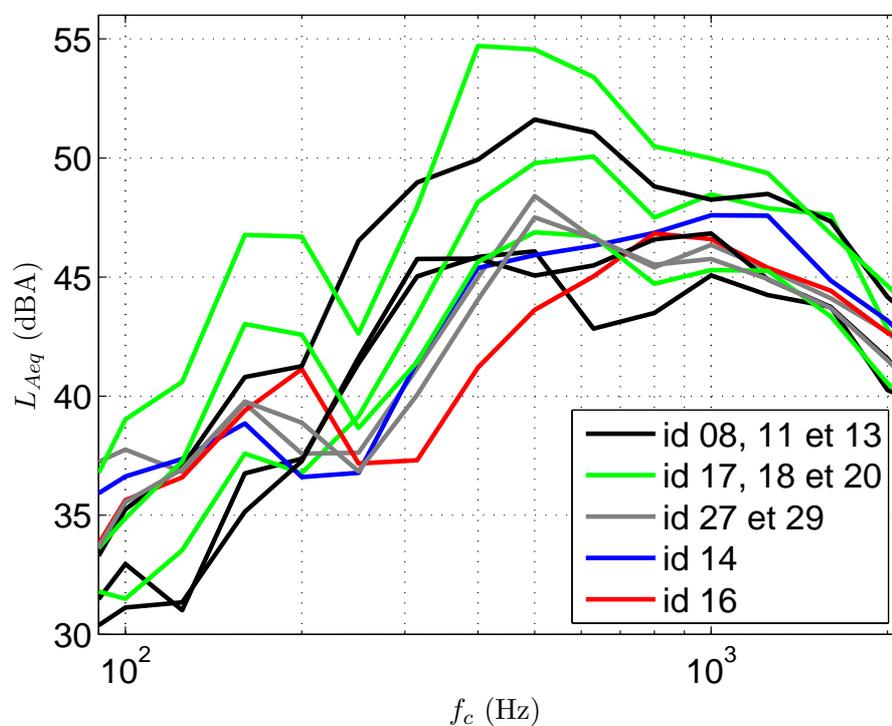


FIG. 3.37 – Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur l’intervalle regroupant I, II, III et IV pour les dix passages de TGV sur la voie 2.

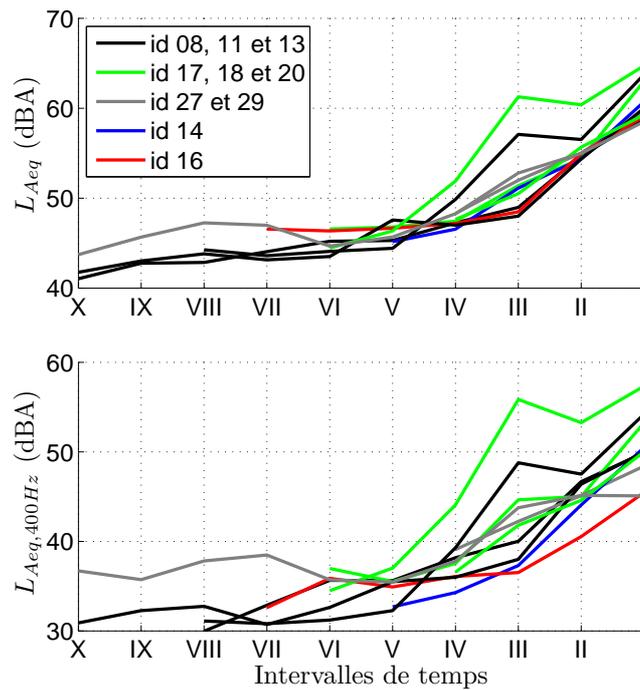


FIG. 3.38 – Évolution avec le temps du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz pondérés A pour les dix passages de TGV sur la voie 2.

avec des niveaux élevés sur l'intervalle III. Si on compare l'évolution des niveaux globaux avec les temps d'apparition du grondement donnés par le tableau 3.9, on remarque qu'il n'est pas possible de fixer un seuil de L_{Aeq} au-dessus duquel le grondement est présent. Par exemple, les enregistrements id 14 (en bleu), id 17 et id 20 (en vert) ont tous trois un niveau global de 51 dB(A) environ sur l'intervalle III (voir tableau 3.7), alors que le grondement est entendu sur l'intervalle II (6 s avant le passage) pour id 14, et sur l'intervalle III (9 s et 8 s avant le passage) pour id 17 et id 20. Les courbes du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz présentent des différences plus marquées les unes par rapport aux autres. Ainsi, $L_{Aeq,400Hz}$ augmente de 20 dB(A) pour le fort grondement de l'enregistrement id 18, alors qu'il n'augmente que de 10 dB(A) pour le faible grondement de l'enregistrement id 16. En fixant un seuil de $L_{Aeq,400Hz}$ de 40 dB(A) au-dessus duquel le grondement est audible, les résultats sont en très bon accord avec les temps d'apparition du grondement du tableau 3.9. Seul le passage id 27 ne respecte pas ce critère, avec $L_{Aeq,400Hz}$ supérieur à 40 dB(A) sur l'intervalle III alors que le grondement n'est entendu qu'à partir de l'intervalle II. L'évolution du niveau sur le tiers d'octave 500 Hz a aussi été étudiée. Les résultats obtenus sont en moins bon accord avec le test d'écoute et ne sont pas tracés ici. Pour les dix passages étudiés dans ce paragraphe, c'est bien le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz qui semble être le meilleur indicateur de l'intensité du grondement.

Passages de TGV sur la voie 1

Pour les TGV circulant sur la voie 1, le grondement est entendu pendant la phase d'éloignement, qui est analysée en suivant la méthode décrite dans la figure 3.25. Néanmoins, on ne connaît pas la vitesse des passages sur la voie 1 car cette voie n'était pas équipée de pédales. L'intervalle $[t_1, t_2]$ correspondant au temps de passage doit donc être déterminé à partir de la signature temporelle des enregistrements. Cette méthode est peu précise, mais elle est suffisante dans cette étude où on cherche principalement à caractériser la phase d'éloignement. Les caractéristiques des cinq passages sur la voie 1 qui sont analysés

TAB. 3.10 – Informations relatives aux passages de TGV sur la voie 1 enregistrés les 2 et 3 octobre 2006.

id	Jour Heure	Type de TGV	Durée (s)	Vitesse (km/h)	$[t_1, t_2]$ (s) t_p (s)	L_{eq, t_p} (dB)	Inter- valles	Commentaires
12	2/10 19h11'	TGV-PSE US	33	$\approx 300^a$	$[0.4, 2.8]$ 2.4	94	O à X	-
28	3/10 10h12'	TGV UM	31	$\approx 300^a$	$[0.0, 4.8]$ 4.8	93	O à X	-
30	3/10 10h33'	TGV-PSE US	33	$\approx 288^a$	$[0.4, 2.8]$ 2.4	94	O à X	-
33	3/10 10h46'	TGV	24	-	-	-	I à IX	Début du passage manquant
34	3/10 10h54'	TGV-D US	27	$\approx 300^a$	$[1.2, 3.6]$ 2.4	93	O à V	Voix entre 7 et 10 s (faibles), et entre 18 et 27 s

^aVitesse estimée à partir du temps de passage t_p

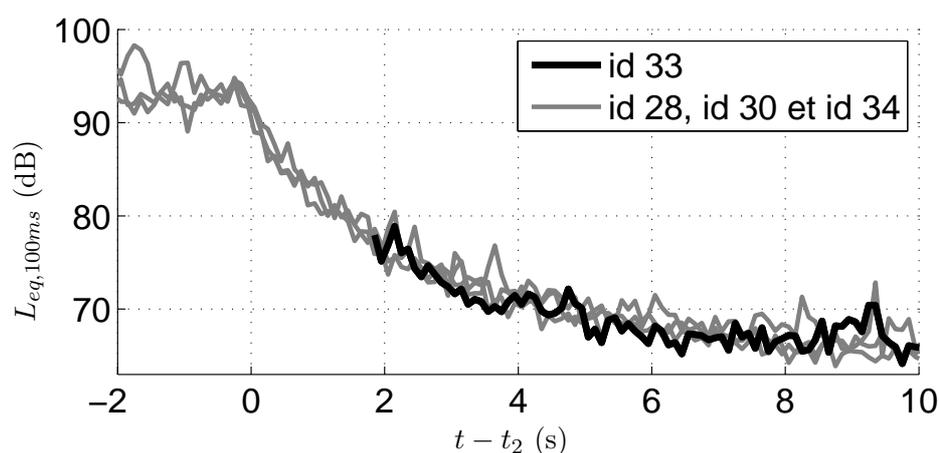


FIG. 3.39 – Niveau équivalent 100 ms des enregistrements id 28, id 30, id 33 et id 34, tracé en fonction du temps $t - t_2$. Le temps t_2 est pris égal à -1.8 s pour l'enregistrement id 33 tracé en noir.

dans cette étude sont données dans le tableau 3.10. Le type de TGV n'a pas été identifié pour les passages id 28 et id 33 ; on sait cependant que c'est un TGV unité multiple qui est passé pendant l'enregistrement id 28. L'enregistrement id 33, déclenché après le passage du TGV, ne comprend que la phase d'éloignement. On détermine de façon approximative la fin du temps de passage t_2 de l'enregistrement id 33 en comparant sa signature temporelle à celles des enregistrements id 28, id 30 et id 34. En prenant $t_2 = -1.8$ s, les différentes signatures se superposent bien, comme le montre la figure 3.39.

On étudie tout d'abord l'enregistrement id 30, pendant lequel un grondement a été entendu à l'éloignement ; il est également audible lors de l'écoute du signal binaural, bien qu'il soit assez faible comparé aux grondements les plus forts entendus à l'approche (id 11 et id 18). Le spectrogramme est tracé sur la figure 3.40 pour des fréquences entre 0 et 4 kHz. On garde les fréquences jusqu'à 4 kHz pour les passages sur la voie 1 car il est courant d'observer une composante fréquentielle marquée entre 3 et 3.5 kHz pendant la phase d'éloignement de ces passages. Sur le spectrogramme, on remarque la présence de composantes fréquentielles large bande, entre 300 Hz et 1000 Hz environ, qui persistent jusqu'à l'intervalle VIII, soit

une vingtaine de secondes après le passage. De fortes composantes aux basses fréquences, autour de 100 Hz, sont également présentes; on peut les observer clairement car le bruit de fond est faible pendant l'enregistrement id 30, avec en particulier un vent faible.

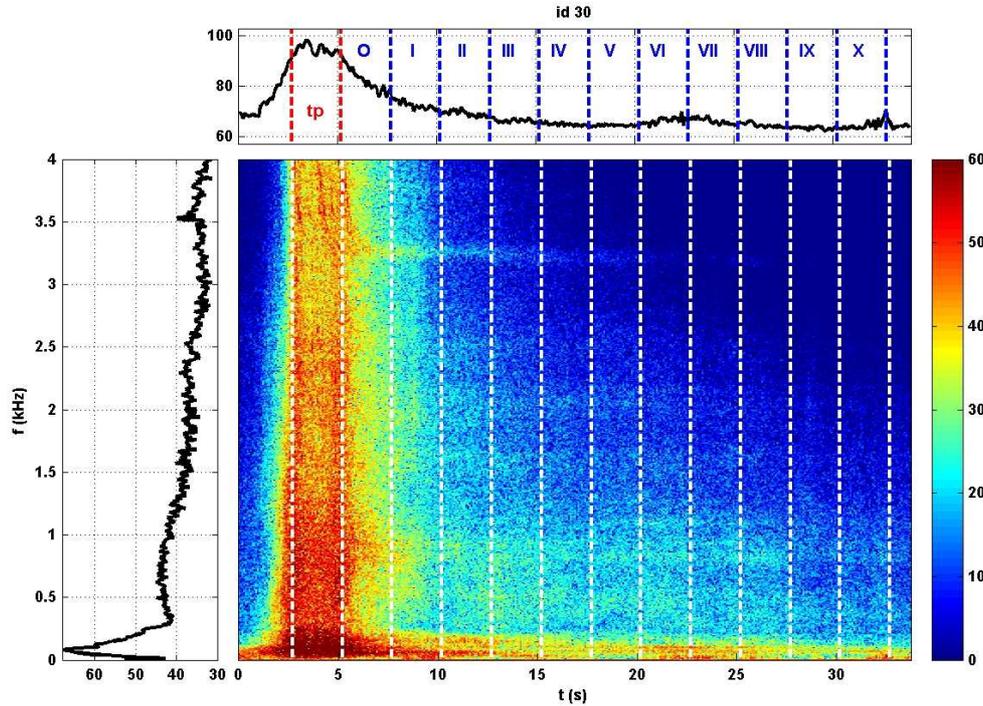


FIG. 3.40 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 30.

Les spectres en tiers d'octave du niveau équivalent pondéré A sur les intervalles I à VIII de id 30 sont tracés sur la figure 3.41. Comme le bruit de fond est faible pendant cet enregistrement, on compare ces spectres au spectre du niveau équivalent sur l'intervalle [48.0 s, 50.5 s] du bruit de fond id 36 (voir figure E.2). La figure 3.41 montre que les niveaux sont bien supérieurs au bruit de fond sur les huit intervalles; ils sont particulièrement élevés sur le tiers d'octave 100 Hz et sur les tiers d'octave entre 315 Hz et 2000 Hz. Lors de écoute de l'enregistrement id 30, le grondement n'est pas perçu avant 11 secondes environ, soit pendant l'intervalle II. Pour expliquer ce phénomène, la densité de sonie, calculée avec le modèle de Moore et Glasberg, est tracée en fonction de la fréquence sur la figure 3.42. Sur l'intervalle I, la sonie possède plusieurs pics assez forts aux hautes fréquences, dont un en particulier à 3.3 kHz. Il semble donc que ces pics masquent le grondement. A partir de l'intervalle II, ces pics sont atténués; ils sont d'intensité égale ou inférieure à la composante entre 400 et 500 Hz et le grondement devient audible. Ce phénomène de masquage du grondement sur l'intervalle I est commun à tous les passages sur la voie 1. Le grondement sera donc étudié à partir de l'intervalle II pour ces passages.

Comme avec les passages sur la voie 2, les niveaux globaux sont calculés par sommation sur les tiers d'octave entre 100 Hz et 4 kHz. Les niveaux globaux sur le temps de passage et sur les intervalles I à VI sont donnés dans le tableau 3.11. Pour le passage id 30, le niveau global reste supérieur à 52 dB(A) sur les intervalles I à VI, soit au moins 8 dB(A) au-dessus du niveau du bruit de fond. Le niveau global reste donc élevé plus longtemps que pour les passages sur la voie 2, qui ont tous des niveaux globaux inférieurs à 48 dB(A) sur les intervalles V à X. La différence réside principalement dans les niveaux sur les tiers d'octave supérieurs à 800 Hz, qui sont élevés sur les intervalles I à VIII pour le passage id 30 sur

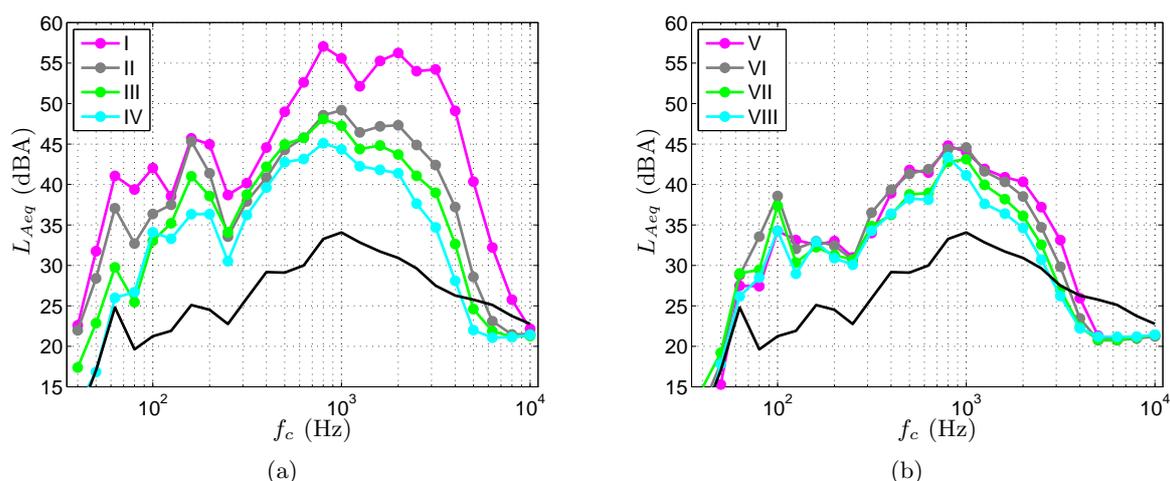


FIG. 3.41 – Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent (a) sur les intervalles I, II, III et IV, et (b) sur les intervalles V, VI, VII et VIII de id 30. Le spectre en tiers d’octave du niveau équivalent du bruit de fond id 36 sur [48.0 s, 50.5 s] est également tracé.

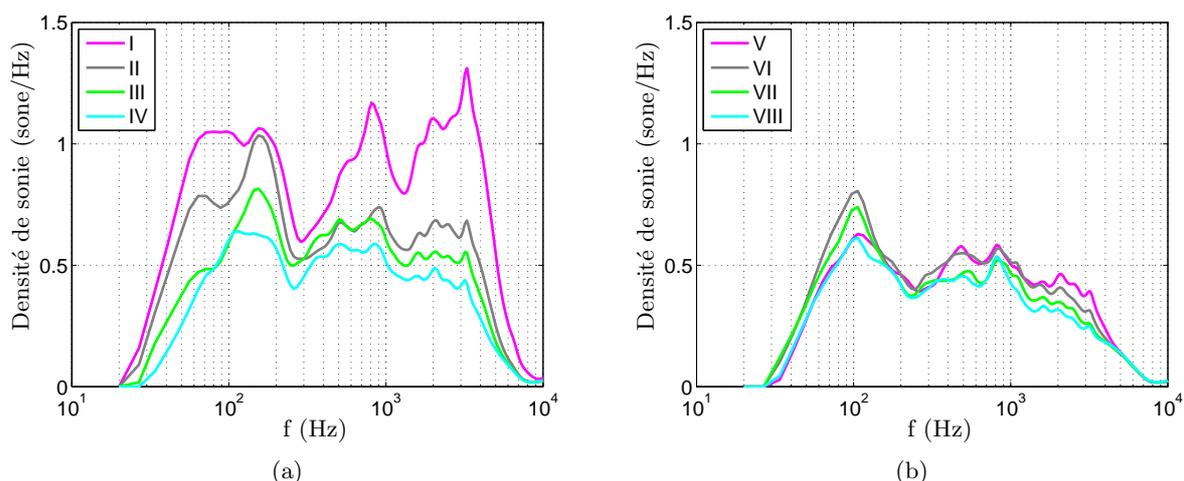


FIG. 3.42 – Densité de sonie en fonction de la fréquence calculée (a) sur les intervalles I, II, III et IV, et (b) sur les intervalles V, VI, VII et VIII de id 30.

TAB. 3.11 – Niveaux globaux calculés par sommation sur les tiers d’octave entre 100 Hz et 4 kHz pour les intervalles I à VI de la phase d’éloignement des passages de TGV sur la voie 1.

id	$L_{eq,tp}$	$L_{eq,I}$	$L_{eq,II}$	$L_{eq,III}$	$L_{eq,IV}$	$L_{eq,V}$	$L_{eq,VI}$
12	92 dB	67 dB	59 dB	58 dB	55 dB	57 dB	54 dB
	89 dB(A)	65 dB(A)	54 dB(A)	51 dB(A)	48 dB(A)	50 dB(A)	47 dB(A)
28	91 dB	68 dB	63 dB	61 dB	58 dB	59 dB	56 dB
	87 dB(A)	66 dB(A)	57 dB(A)	55 dB(A)	51 dB(A)	50 dB(A)	49 dB(A)
30	90 dB	67 dB	63 dB	60 dB	58 dB	58 dB	60 dB
	85 dB(A)	64 dB(A)	57 dB(A)	55 dB(A)	53 dB(A)	52 dB(A)	52 dB(A)
33	-	66 dB	61 dB	61 dB	60 dB	63 dB	59 dB
	-	64 dB(A)	54 dB(A)	53 dB(A)	52 dB(A)	55 dB(A)	51 dB(A)
34	91 dB	67 dB	61 dB	59 dB	59 dB	58 dB	-
	87 dB(A)	64 dB(A)	56 dB(A)	51 dB(A)	51 dB(A)	50 dB(A)	-

la voie 1 (voir figure 3.41), alors qu'ils sont nettement plus faibles dès l'intervalle V pour les passages sur la voie 2. Les forts niveaux globaux pondérés A à l'éloignement ne sont donc pas dus aux fréquences caractéristiques du grondement ; le niveau global pondéré A ne reflète pas l'intensité du grondement dans ce cas.

On s'intéresse maintenant à l'ensemble des passages de TGV sur la voie 1 ; les spectrogrammes associés à ces passages sont donnés dans l'annexe E.2.3. Les spectres en tiers d'octave du niveau équivalent sur le temps de passage sont tracés sur la figure 3.43 pour ces passages, excepté pour le passage id 33 dont il manque le début. Les spectres des passages id 28, id 30 et id 34 sont proches, bien qu'ils correspondent à des types de TGV différents. Par contre, le spectre du passage id 12 est différent des trois autres, en particulier sur les tiers d'octave 200 Hz, 250 Hz et 315 Hz. Cette différence entre les passages du 2 et du 3 octobre avait déjà été observée sur la figure 3.36 pour les passages sur la voie 2.

Les spectres en tiers d'octave calculés sur les intervalles II à V des cinq passages sur la voie 1 sont tracés sur la figure 3.44. L'allure des spectres est assez proche : il y a une première composante fréquentielle basse fréquence, centrée plutôt sur le tiers d'octave 160 Hz pour les intervalles II et III, et sur le tiers d'octave 100 Hz pour les intervalles IV et V. Il y a ensuite une composante fréquentielle qui a une largeur de bande importante ; elle est centrée sur les tiers d'octave 800 Hz et 1000 Hz. Le passage id 12, enregistré le 2 octobre, possède de plus une composante centrée sur le tiers d'octave 315 Hz. Les densités de sonie relatives aux mêmes passages sont tracées sur la figure 3.45 ; l'échelle de sonie est différente de celle de la figure 3.34 pour la phase d'approche des passages sur la voie 2, car la sonie atteint des valeurs plus faibles pendant la phase d'éloignement étudiée ici. On retrouve une composante basse fréquence très marquée sur les spectres de sonie. Ces spectres sont par ailleurs caractérisés par de nombreux pics compris entre 300 Hz et 2 kHz, et d'importance variable selon le passage et l'intervalle considérés.

Le lien avec l'écoute est plus difficile à faire pour les passages sur la voie 1 que pour les passages sur la voie 2. En effet, le grondement est généralement faible pendant la phase d'éloignement, et il s'atténue très progressivement avec le temps. L'enregistrement id 30 est un bon exemple : on perçoit un grondement vers 11 secondes, sur l'intervalle II, que l'on entend jusqu'à 20-25 secondes environ (intervalles VI-VII), même s'il est parfois à peine audible. On n'essaiera donc pas d'estimer le temps de disparition du grondement, par analogie avec le temps d'apparition du grondement obtenu pour les passages de TGV sur la voie 2. D'autres éléments sont néanmoins remarquables à l'écoute. Ainsi, un grondement assez fort est entendu entre 11 et 13 secondes pendant l'enregistrement id 33, soit sur l'intervalle V. La figure 3.44 montre que le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz est supérieur à 45 dB(A) sur cet intervalle, et la figure 3.45 montre que la sonie entre 300 et 400 Hz y est supérieure à 0.7 sone/Hz. Pendant l'enregistrement id 12, on entend également un faible grondement vers 16-17 secondes, soit sur l'intervalle V. La figure 3.45 montre que sur cet intervalle, une composante vers 300 Hz de sonie 0.7 sone/Hz est présente. Le fait que le grondement soit perçu de façon plus forte pour id 33 que pour id 12 sur l'intervalle V tend à montrer que le grondement est lié de façon plus forte aux fréquences proches de 400 Hz qu'aux fréquences proches de 300 Hz.

Pour comprendre pourquoi le grondement à l'éloignement est perçu comme faible pour la majorité des TGV circulant sur la voie 1, on peut comparer les spectres en tiers d'octave de la figure 3.44 à ceux de la figure 3.33 relatifs à l'approche de trois TGV circulant sur la voie 2. Les spectres pendant l'éloignement ont des niveaux maximaux sur les tiers d'octave 800 Hz et 1000 Hz, alors que les spectres pendant l'approche ont plutôt des niveaux maximaux sur les tiers d'octave 400 Hz et 500 Hz, qui sont caractéristiques du grondement. Ainsi, le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz est rarement bien supérieur à 40 dB(A) pour les passages sur la voie 1, alors qu'il est souvent supérieur à 45 dB(A) pour les passages sur la voie 2. On tire les mêmes conclusions en comparant les densités de sonie de la figure 3.45 pour la phase d'éloignement à celles de la figure 3.34 pour la phase d'approche. Comme on l'a vu précédemment, le grondement est audible lorsque la sonie vers 400 Hz dépasse les 0.6 sone/Hz environ ; la figure 3.45 montre que la sonie pendant l'éloignement est souvent proche de ce seuil, ce qui explique que le grondement soit

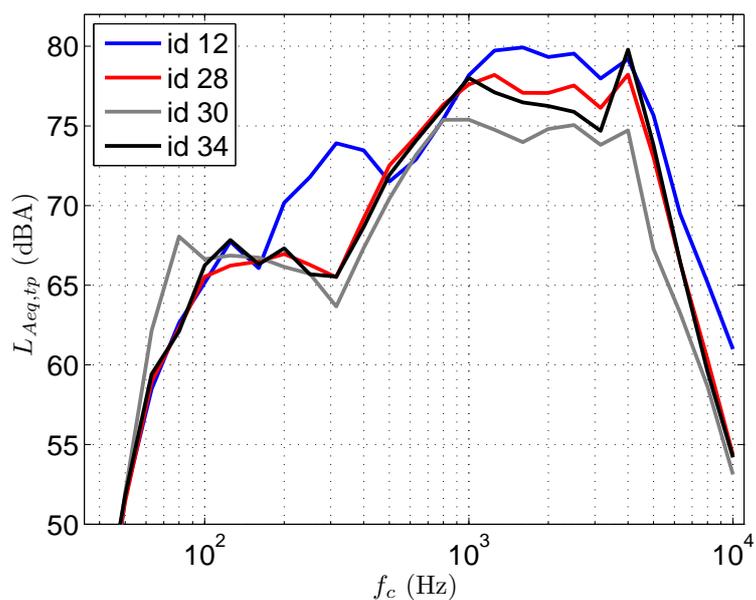


FIG. 3.43 – Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur le temps de passage pour les passages id 12, id 28, id 30 et id 34 sur la voie 1.

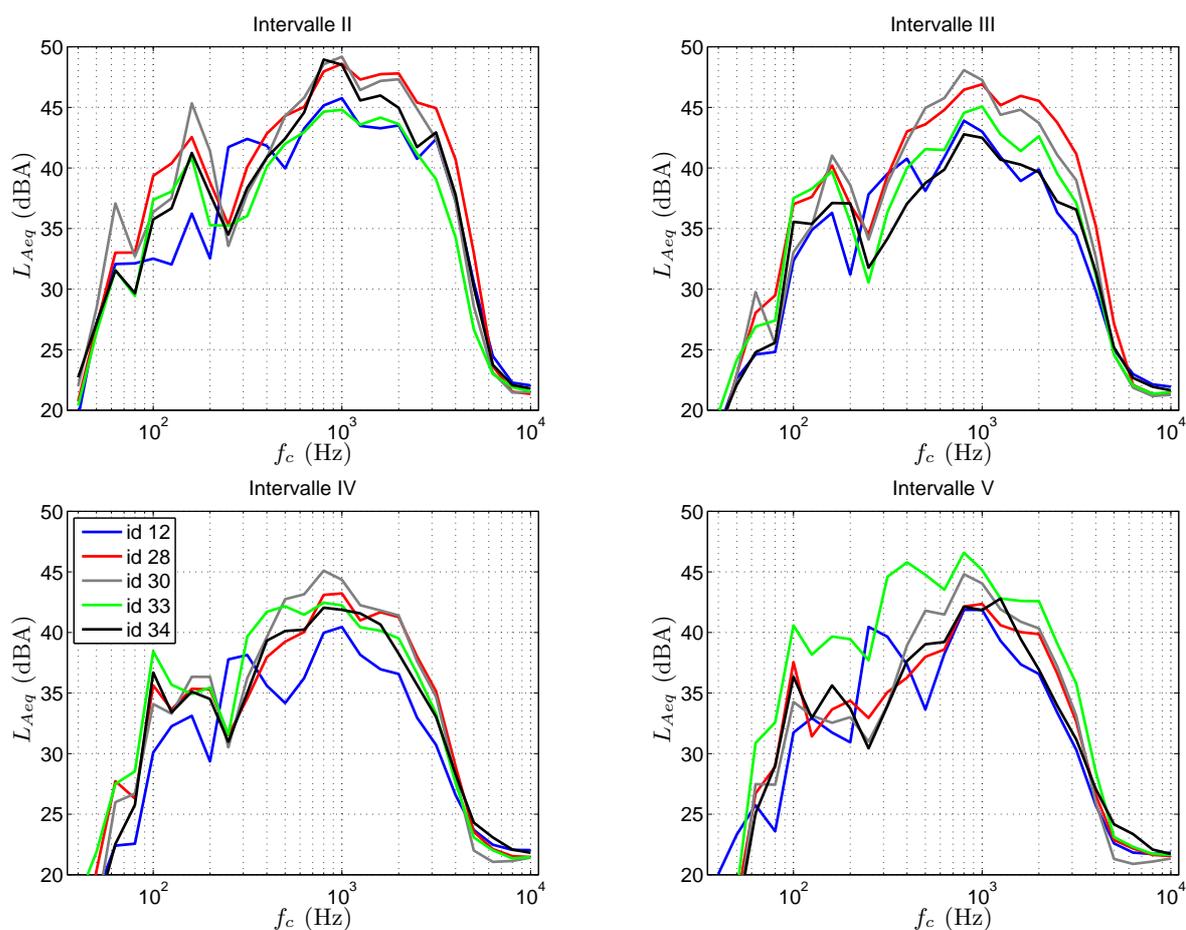


FIG. 3.44 – Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent pondéré A sur les intervalles II, III, IV et V des cinq passages de TGV sur la voie 1.

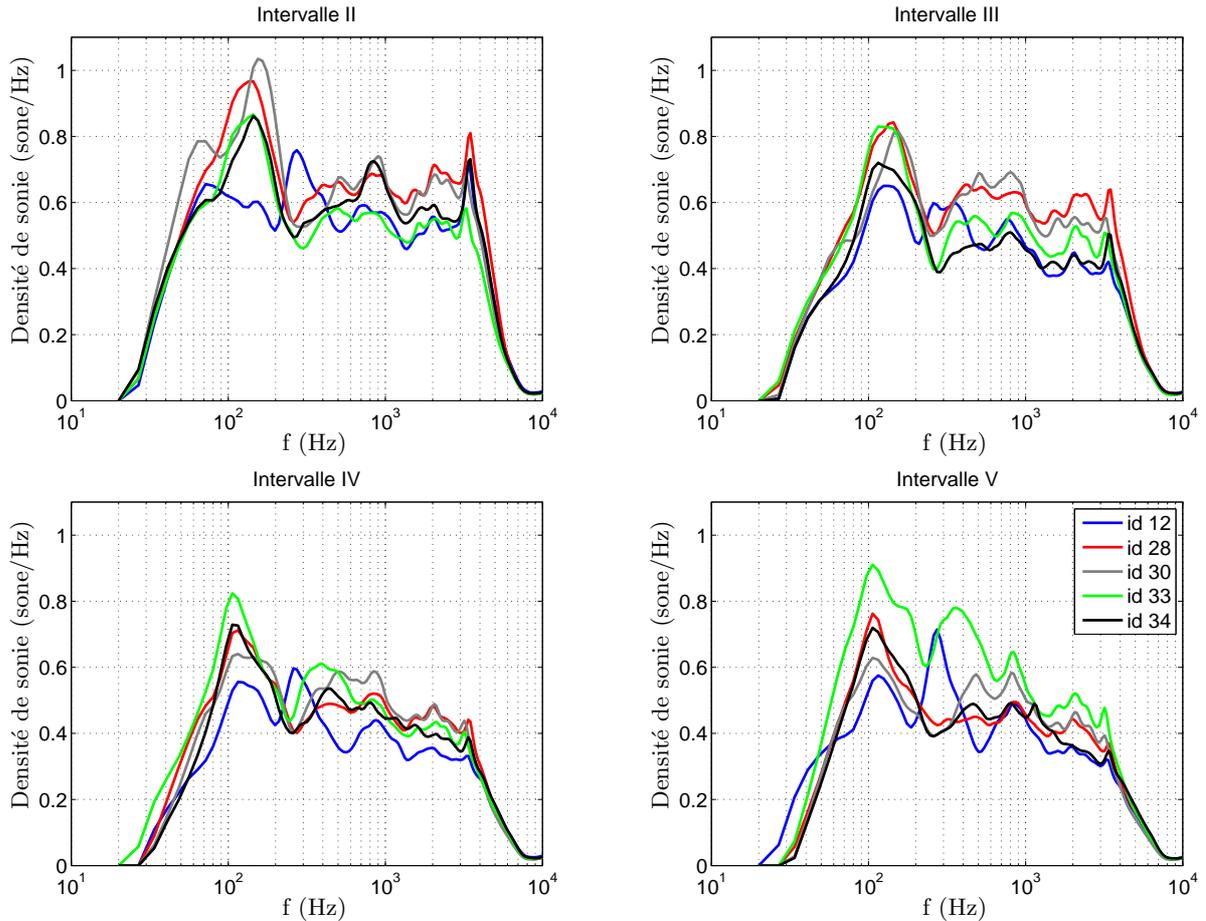


FIG. 3.45 – Densité de sonie en fonction de la fréquence calculée sur les intervalles II, III, IV et V des cinq passages de TGV sur la voie 1.

tout juste audible. De plus, les densités de sonie à l'éloignement ne présentent généralement pas de pic vers 400 Hz, et ont parfois des pics à des fréquences plus élevées, contrairement aux densités de sonie à l'approche de la figure 3.34. Il est possible que ces pics masquent partiellement le grondement, donnant ainsi l'impression d'un grondement plus faible.

Pour poursuivre l'analyse du grondement à l'éloignement des passages sur la voie 1, on trace sur la figure 3.46 l'évolution du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz avec le temps sur les intervalles I à X. Les niveaux globaux sur les intervalles I à VI sont également donnés dans le tableau 3.11. Le niveau global reste élevé longtemps après le temps de passage ; comme on l'a vu précédemment, il n'est pas un bon indicateur de l'intensité du grondement pendant l'éloignement. Les courbes de $L_{Aeq,400Hz}$ semblent bien mieux caractériser le grondement. Le passage id 33 se distingue clairement, avec un niveau $L_{Aeq,400Hz}$ égal à 46 dB(A) sur l'intervalle V, pendant lequel un fort grondement est entendu. Si on considère que le grondement est audible à partir d'un niveau sur le tiers d'octave 400 Hz de 40 dB(A), on observe que de nombreux passages sont proches de ce seuil sur les intervalles II à VI. Cette remarque est en bon accord avec les résultats de l'écoute. L'évolution temporelle de $L_{Aeq,400Hz}$ n'est cependant pas suffisante pour caractériser le grondement, car elle ne tient pas compte de l'effet du masquage par d'autres composantes spectrales. L'effet du masquage est particulièrement important sur l'intervalle I, où le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz est supérieur à 40 dB(A) pour tous les passages, alors que le grondement n'est pas audible sur cet intervalle.

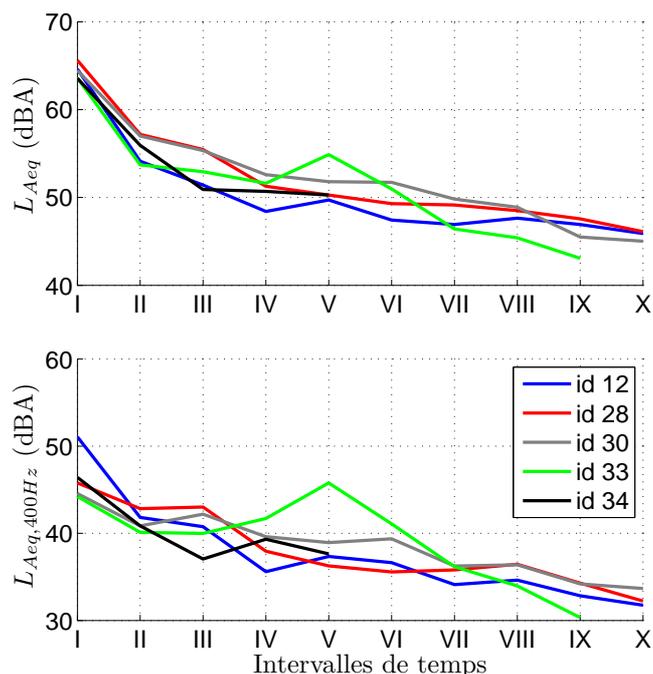


FIG. 3.46 – Évolution avec le temps du niveau global et du niveau sur le tiers d’octave 400 Hz pondérés A pour les cinq passages de TGV sur la voie 1.

Passages de TGV sans grondement

On cherche dans ce paragraphe à analyser des passages de TGV dont la phase d’approche ou d’éloignement ne comporte pas de grondement ; ces passages pourront ainsi servir de références. Pour les passages étudiés précédemment, le grondement est plus ou moins fort, mais il n’y a pas réellement de cas sans grondement. Par contre, il a été constaté sur le site de mesures qu’il n’y avait pas de grondement pendant l’approche des TGV circulant sur la voie 1, et pendant l’éloignement des TGV circulant sur la voie 2, comme l’illustre le schéma de la figure 3.24. Le tableau 3.12 présente un enregistrement de référence pour chacune des deux phases : l’enregistrement id 10 permet d’étudier l’approche jusqu’à l’intervalle III, et l’enregistrement id 08 d’étudier l’éloignement jusqu’à l’intervalle IV. En comparant un passage avec grondement à un passage de référence, il faudra bien garder en mémoire que les voies de circulation des deux passages sont différentes, et donc que la géométrie associée à la propagation acoustique est différente (modification de l’effet de sol, et éventuellement de l’effet de la topographie).

TAB. 3.12 – Informations relatives aux passages de TGV enregistrés les 2 et 3 octobre 2006 pour lesquels il n’y a pas de grondement.

id	Jour	Type de TGV	Voie	Durée (s)	Vitesse (km/h)	$[t_1, t_2]$ (s)	$L_{eq,tp}$ (dB)	Intervalles
<i>Référence pour l’approche</i>								
10	2/10 18h56’	TGV US	1	36	$\approx 300^a$	$[9.7, 12.1]$ 2.4	94	O à III
<i>Référence pour l’éloignement</i>								
08	2/10 18h43’	TGV-D US	2	52	287	$[37.3, 39.8]$ 2.5	96	O à IV

^aVitesse estimée à partir du temps de passage t_p

Pendant l'enregistrement id10, deux passages sur la voie 1 puis sur la voie 2 se suivent à quelques secondes d'intervalle. Cet enregistrement n'a pas été étudié précédemment car les phases d'éloignement du TGV circulant sur la voie 1 et d'approche du TGV circulant sur la voie 2 se superposent. Par contre, l'approche du TGV sur la voie 1 peut être étudiée jusqu'à l'intervalle III, comme le montre le spectrogramme tracé sur la figure 3.47. Le spectre en tiers d'octave de $L_{Aeq,tp}$ pour id10 est tracé sur la figure 3.48, et comparé aux spectres des passages id08, id11 et id13 circulant sur la voie 2 au même moment de la journée du 2 octobre. On observe quelques différences, que l'on peut attribuer à la modification de l'effet de sol entre un passage sur la voie 1 et un passage sur la voie 2, mais globalement l'allure des spectres est proche. On trace ensuite sur la figure 3.49 les spectres en tiers d'octave et les densités de sonie relatifs aux intervalles I, II et III pendant l'approche de id10 ; ces résultats peuvent être comparés à ceux des figures 3.28(b) et 3.29(b) pour id18 (les échelles sont les mêmes sur ces figures et sur la figure 3.49). Les niveaux sont faibles sur les trois intervalles considérés, et assez proches du bruit de fond id09. On observe en particulier pour les trois intervalles des niveaux inférieurs à 37 dB(A) sur le tiers d'octave 400 Hz, et une sonie inférieure à 0.5 sone/Hz vers 400 Hz. Enfin, l'évolution du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz avec le temps sur les intervalles I à VI est tracée sur la figure 3.50 pour id10, ainsi que pour les passages avec grondement id08, id11 et id13 circulant sur la voie 2. La différence entre le passage de référence et les passages avec grondement est très nette, pour le niveau global comme pour le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz.

L'approche du passage id08 a été étudiée lors de l'analyse des passages de TGV sur la voie 2. La phase d'éloignement de ce même passage est maintenant étudiée jusqu'à l'intervalle IV ; voir le spectrogramme sur la figure 3.51. Pour cet enregistrement, le spectre en tiers d'octave de $L_{Aeq,tp}$ a déjà été tracé sur la figure 3.48. On trace sur la figure 3.52 les spectres en tiers d'octave et les densités de sonie relatifs aux intervalles I à IV pendant l'éloignement de id08 ; ces résultats peuvent être comparés à ceux des figures 3.41(a) et 3.42(a) pour id30 (les échelles sont les mêmes sur ces figures et sur la figure 3.52). Les niveaux sont assez élevés sur l'intervalle I, où l'effet du masquage du grondement est de nouveau observé. En effet, la sonie est de 0.6 sone/Hz vers 400 Hz, alors qu'elle est supérieure à 0.8 sone/Hz vers 100 Hz, 800 Hz et vers 2000 Hz. Sur les intervalles II à IV, les niveaux sont faibles, avec en particulier des niveaux inférieurs à 33 dB(A) sur le tiers d'octave 400 Hz, et une sonie inférieure à 0.4 sone/Hz vers 400 Hz. L'évolution du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz avec le temps sur les intervalles I à VIII est tracée sur la figure 3.53 pour id08, ainsi que pour les cinq passages de TGV circulant sur la voie 1 analysés précédemment. Le passage de référence voit son niveau global et son niveau sur le tiers d'octave 400 Hz décroître beaucoup plus rapidement que ceux des passages avec grondement. La décroissance de $L_{Aeq,400Hz}$ est particulièrement rapide ; le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz atteint le niveau du bruit de fond dès l'intervalle III.

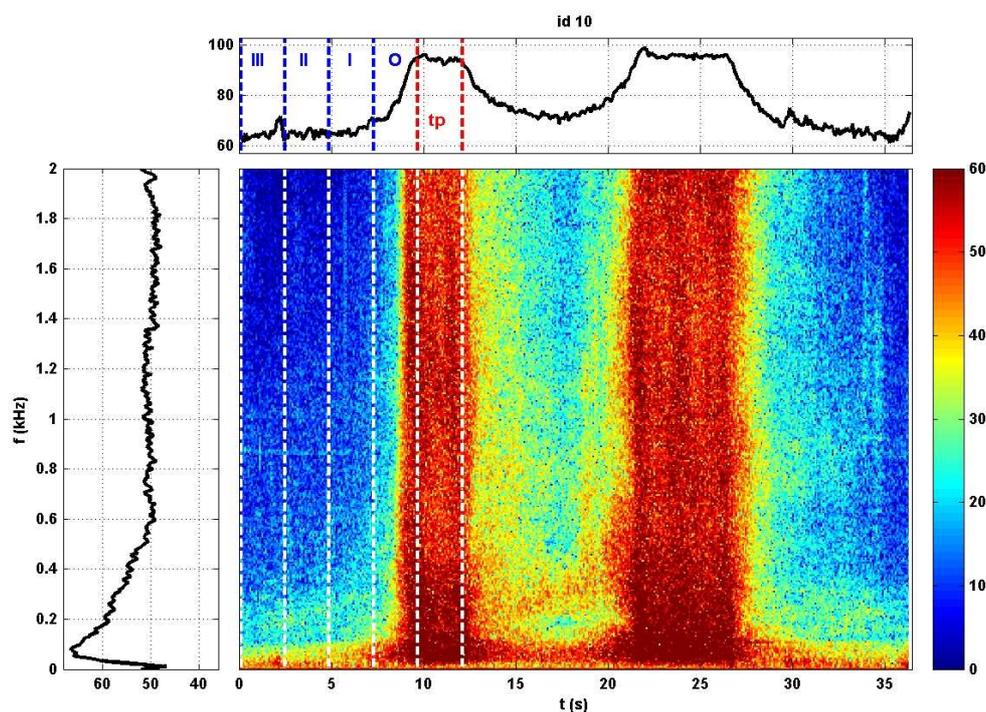


FIG. 3.47 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 10.

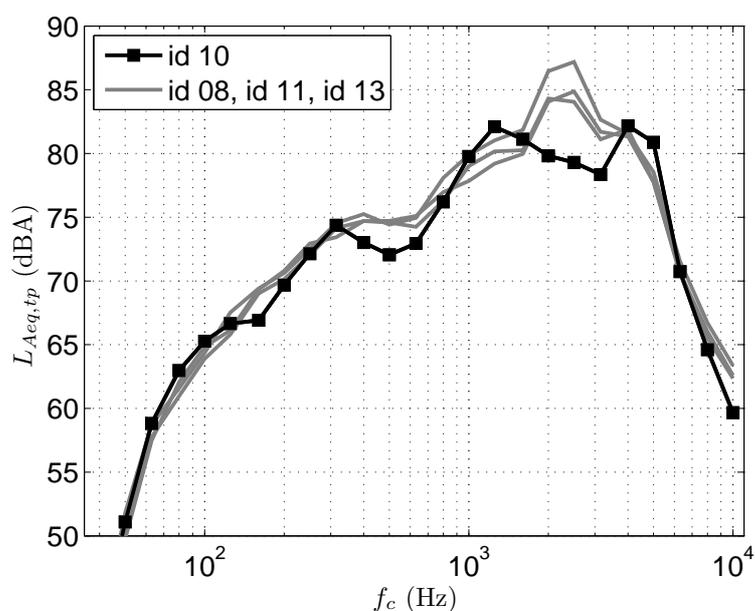


FIG. 3.48 – Spectres en tiers d'octave du niveau équivalent sur le temps de passage pour le passage id 10 sur la voie 1, et les passages id 08, id 11 et id 13 sur la voie 2.

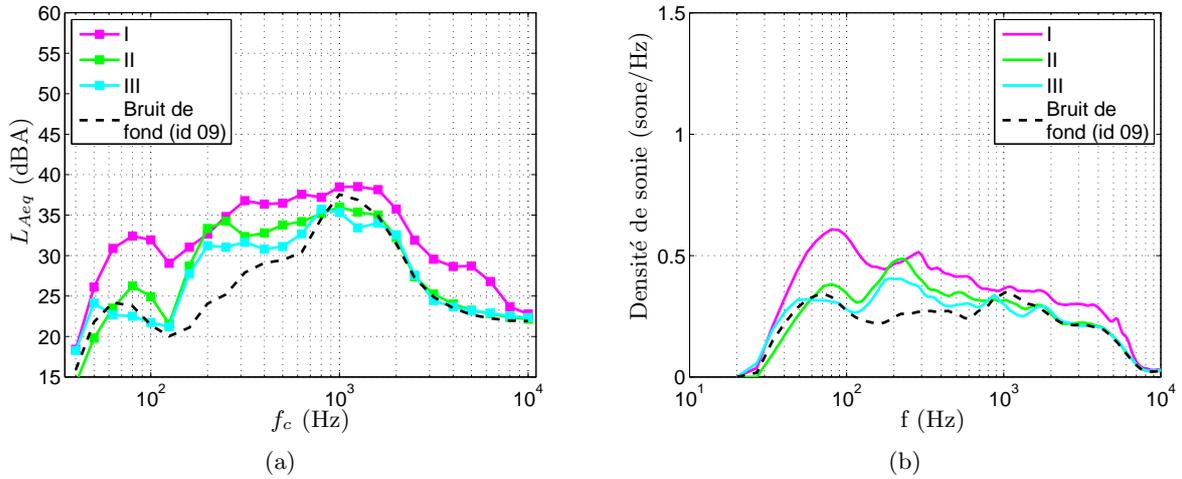


FIG. 3.49 – (a) Spectres en tiers d'octave du niveau équivalent sur les intervalles I, II et III de id 10, et (b) densité de sonie en fonction de la fréquence calculée sur les intervalles I, II et III de id 10

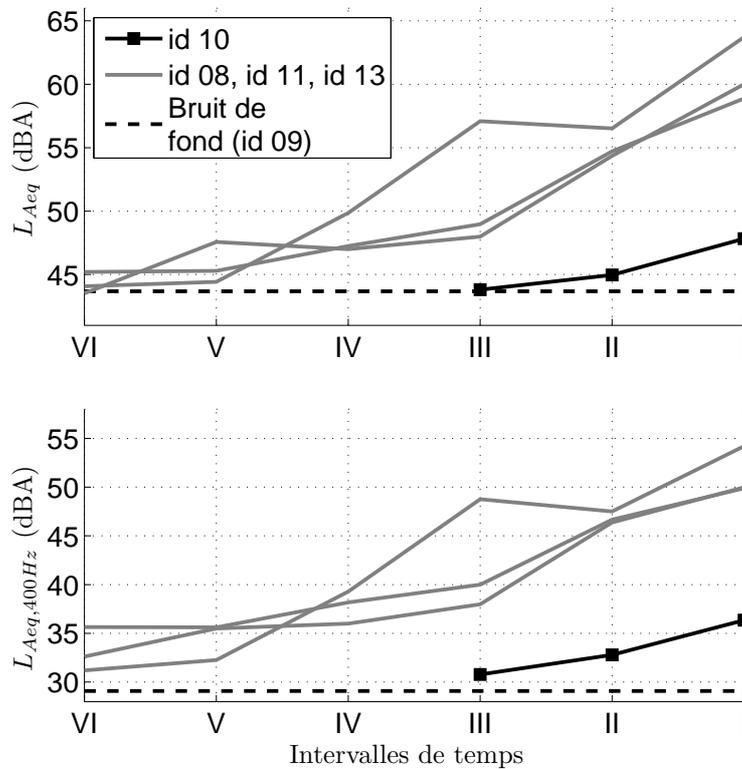


FIG. 3.50 – Évolution avec le temps du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz pondérés A pour le passage id 10 sur la voie 1, et les passages id 08, id 11 et id 13 sur la voie 2.

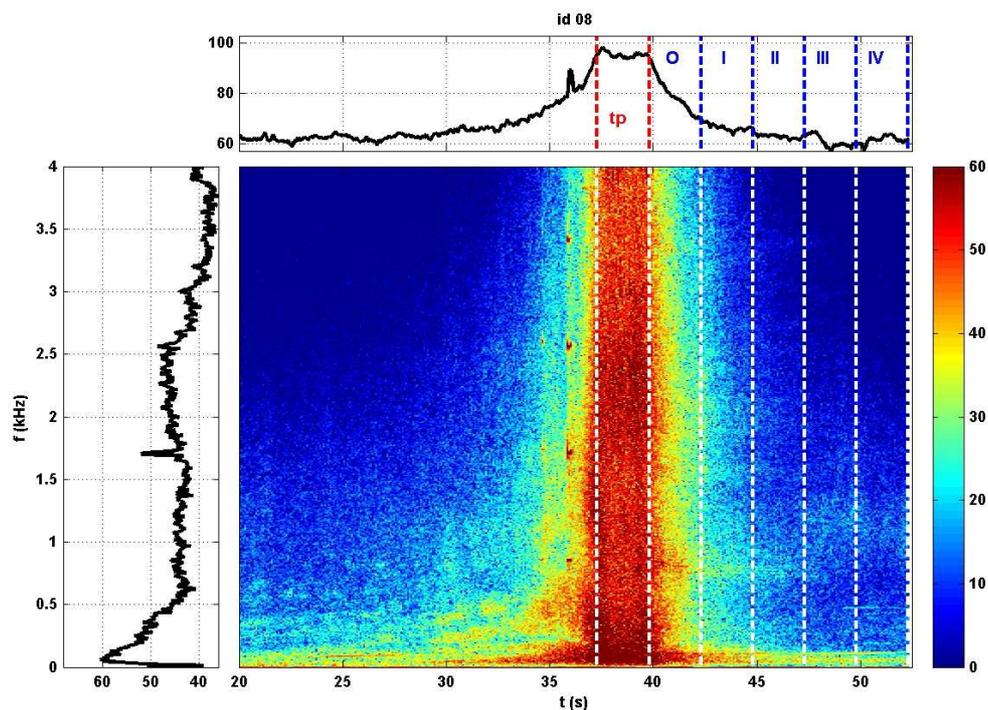


FIG. 3.51 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 08.

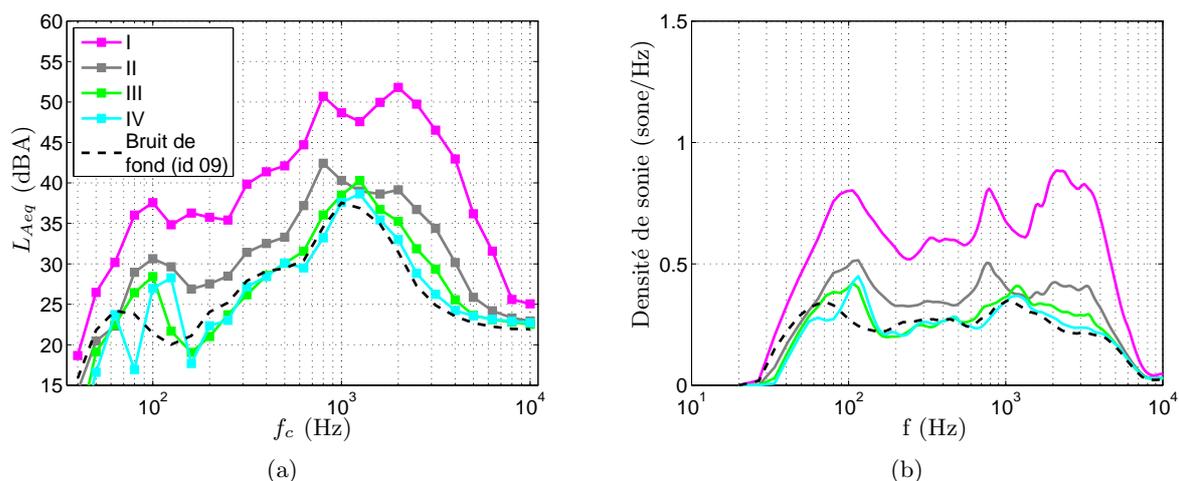


FIG. 3.52 – (a) Spectres en tiers d’octave du niveau équivalent sur les intervalles I, II, III et IV de id 08, et (b) densité de sonie en fonction de la fréquence calculée sur les intervalles I, II, III et IV de id 08

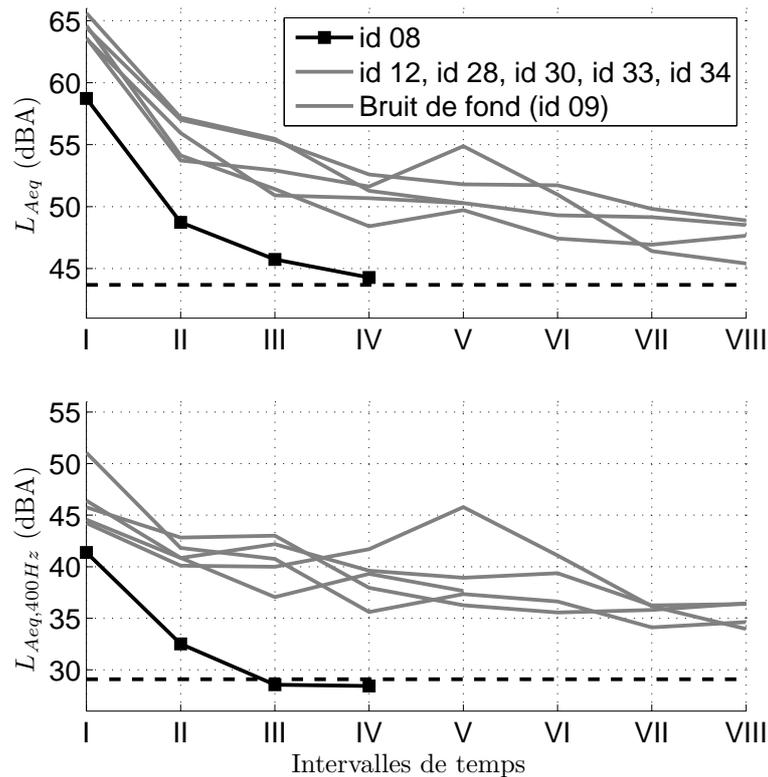


FIG. 3.53 – Évolution avec le temps du niveau global et du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz pondérés A pour le passage id 08 sur la voie 2, et les passages id 12, id 28, id 30, id 33 et id 34 sur la voie 1.

3.2.3 Rappels de quelques résultats obtenus lors des campagnes de mesures de 2002 et 2003

Dans ce paragraphe, l'analyse du grondement du paragraphe 3.2.2, portant sur les mesures d'octobre 2006, est complétée par quelques résultats issus de l'étude de Berthet-Bondet et Letourneaux (2004) portant sur deux campagnes de mesures antérieures. Berthet-Bondet et Letourneaux ont analysé deux passages de TGV sur le site de Montvendre, le 11 décembre 2002, et 23 passages de TGV sur le site de Pierrelatte, le 22 mai 2003. Les informations relatives à ces passages sont données dans le tableau en annexe 3 de Berthet-Bondet et Letourneaux (2004), repris en annexe E.3 de ce mémoire. Les sites de Montvendre et de Pierrelatte sont distants d'une cinquantaine de kilomètres, et sont relativement similaires. Les signaux étudiés par Berthet-Bondet et Letourneaux sont analysés ici en utilisant les mêmes techniques de traitement du signal que précédemment. Les résultats sont tracés en niveau relatif afin d'éviter d'éventuelles différences de calibration entre les campagnes de mesures.

Sur le site de Montvendre, le point de mesure est situé à 25 mètres de l'axe de la voie 2, et à 3.50 mètres au-dessus du plan de roulement, soit à 6.90 mètres au-dessus du sol. Deux passages de TGV-D circulant sur la voie 2 sont étudiés. Pour le premier passage, noté id 10 et circulant à 290 km/h, un grondement est perçu à l'éloignement ; on observe en effet sur le spectrogramme relatif à cet enregistrement, tracé sur la figure 3.54, des composantes fréquentielles marquées après le passage du TGV entre 200 Hz et 600 Hz. On observe également des composantes spectrales continues aux basses fréquences. Elles sont dues à des bruits parasites provenant d'un groupe électrogène situé à 40 m du point de mesure, et à des perturbations électriques. Le deuxième passage étudié, id 13, circule à 350 km/h sur la voie 2. Le spectrogramme associé est tracé sur la figure 3.55. À l'écoute, un fort grondement est entendu à l'approche, entre 80 et 85 secondes

environ, et un grondement est également entendu à l'éloignement. Cet enregistrement est donc tout à fait unique, car il comporte un grondement avant et après le passage.

Sur le site de Pierrelatte, le point de mesure est situé à 300 mètres de la voie 2, et à 1.60 mètres au-dessus du sol. Berthet-Bondet et Letourneaux ont étudié 12 passages de TGV sur la voie 1 et 11 passages de TGV sur la voie 2. Pour ces passages, le grondement apparaît pendant la phase d'approche des TGV circulant sur la voie 1, et pendant la phase d'éloignement des TGV circulant sur la voie 2. Berthet-Bondet et Letourneaux ont observé qu'il est possible d'entendre le grondement pendant le passage. Cela n'était pas possible avec les mesures sur le site de Montvendre, à 25 mètres de la voie. L'hypothèse qui peut être avancée est que le grondement est potentiellement présent pendant le passage, mais qu'il est masqué lorsque le point de mesure est proche de la voie. Cet effet de masquage serait similaire à celui observé sur l'intervalle I de la phase d'éloignement des passages analysés dans le paragraphe 3.2.2. Lorsque le point de mesure est plus éloigné, les niveaux acoustiques pendant le passage sont plus faibles, ce qui rend le grondement audible. Pour illustrer ces résultats, le spectrogramme de l'enregistrement id 87 est tracé sur la figure 3.56. Pendant cet enregistrement, il y a successivement un passage de TGV-D sur la voie 2 et un passage de TGV-D sur la voie 1. Le vent est fort pendant l'enregistrement, comme pendant les autres enregistrements du 22 mai 2003, ce qui explique que l'on ne distingue pas les signatures des passages dans l'évolution du niveau équivalent 100 ms en dB. Par contre, on les distingue bien sur le spectrogramme. On observe également le grondement à l'éloignement du passage sur la voie 2, à partir de 20 secondes environ, et le grondement à l'approche du passage sur la voie 1, à partir de 40 secondes environ.

3.2.4 Données météorologiques relatives aux différentes campagnes de mesures

On présente ici les données météorologiques relatives aux deux campagnes de mesures analysées par Berthet-Bondet et Letourneaux (2004), ainsi qu'à la campagne V360 pendant laquelle nous avons réalisé les mesures du paragraphe 3.2.2. Sur les sites de mesures de Montvendre en 2002 et de Pierrelatte en 2003, des acquisitions météorologiques ont été réalisées avec une station météorologique Campbell CX23 permettant la mesure des paramètres suivants :

- vent à 2 m et 10 m de hauteur (vitesse et direction) ;
- température à 2 m et 10 m de hauteur ;
- taux d'humidité relative, pression atmosphérique, et rayonnement solaire.

La période d'échantillonnage des acquisitions est de 1 seconde pour les anémomètres et de 1 minute pour les autres capteurs. Berthet-Bondet et Letourneaux (2004) présentent les données météorologiques relatives à chacun des passages analysés dans un tableau de synthèse en annexe 3, repris en annexe E.3 de ce mémoire. Ces données sont moyennées sur un intervalle de 4 minutes centré sur l'heure de passage.

Pour l'essai V360, on ne dispose que des mesures météorologiques du 2 octobre 2006, et à une hauteur de 2 mètres uniquement. Les périodes d'échantillonnage sont les mêmes que précédemment. Pour les cinq passages de TGV analysés ce jour-là, ainsi que pour le bruit de fond id 09, on réalise une moyenne sur un intervalle de 4 minutes des données météorologiques suivantes : vitesse du vent à 2 m V_{2m} , direction du vent à 2 m, température à 2 m T_{2m} , humidité relative r_h et pression atmosphérique P_0 . Les résultats sont donnés dans le tableau 3.13.

Comme cela a été fait dans le paragraphe 3.1.2 pour les mesures du 26 mai 2003 sur le site de Pierrelatte, il est possible d'estimer les paramètres de la théorie de la similitude, décrite dans l'annexe C, à partir des mesures de température et de vitesse de vent du 11 décembre 2002 sur le site de Montvendre et du 22 mai 2003 sur le site de Pierrelatte. Lors des deux passages de TGV sur le site de Montvendre en 2002, les estimations des paramètres sont les suivantes : $u_* = 0.16$ m/s, $\theta_* = 0.02$ K, et $1/L_{MO} \approx 0.01$ m⁻¹. Les gradients verticaux de vent étaient donc assez faibles pendant ces mesures (le vent venait

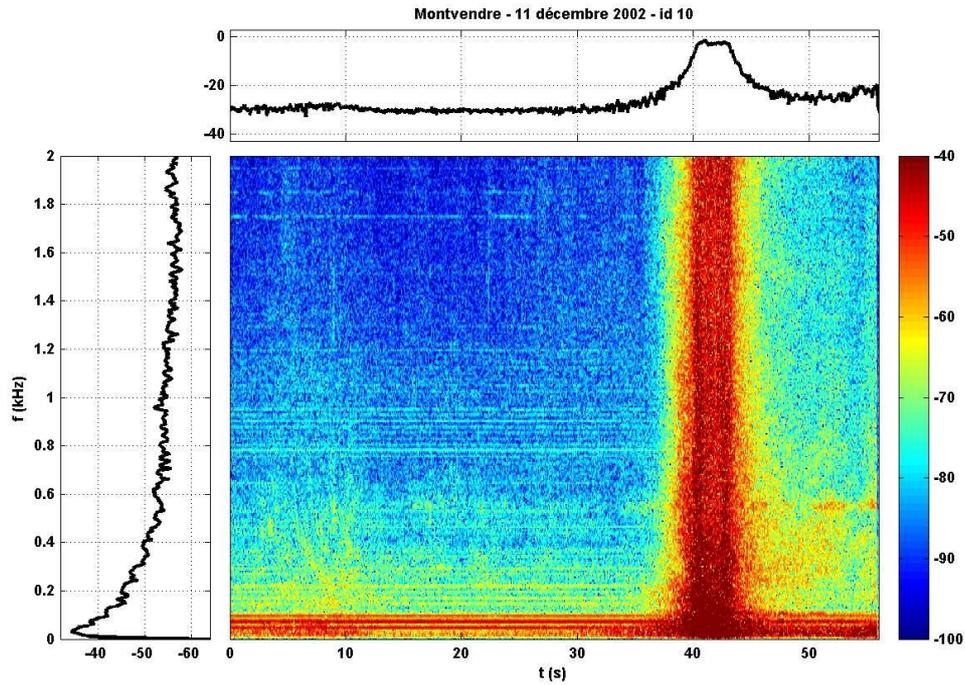


FIG. 3.54 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour le signal id 10 enregistré sur le site de Montvendre le 11 décembre 2002.

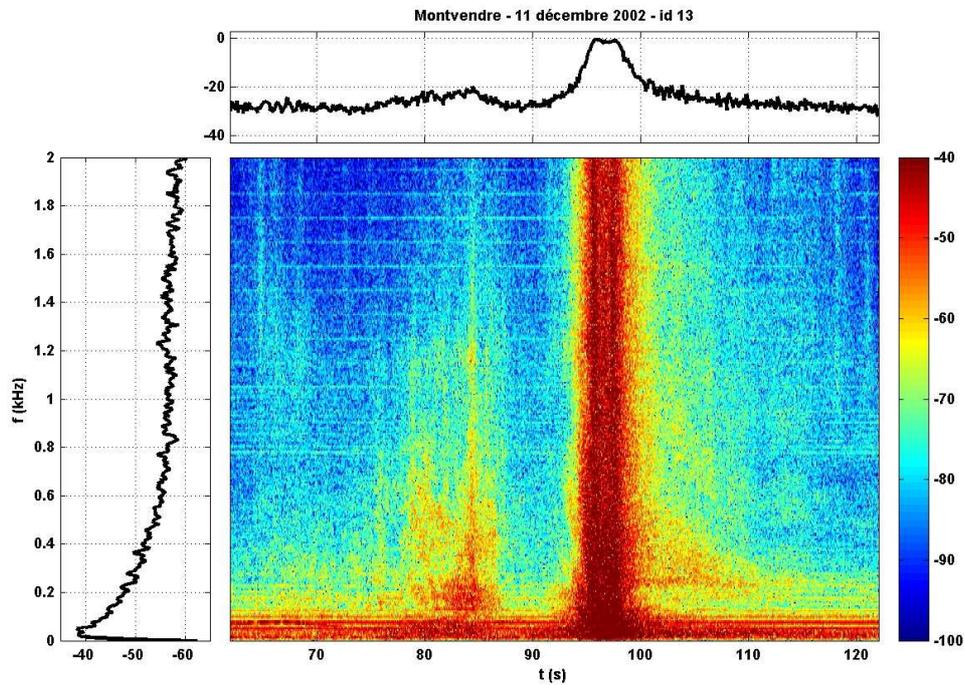


FIG. 3.55 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour le signal id 13 enregistré sur le site de Montvendre le 11 décembre 2002.

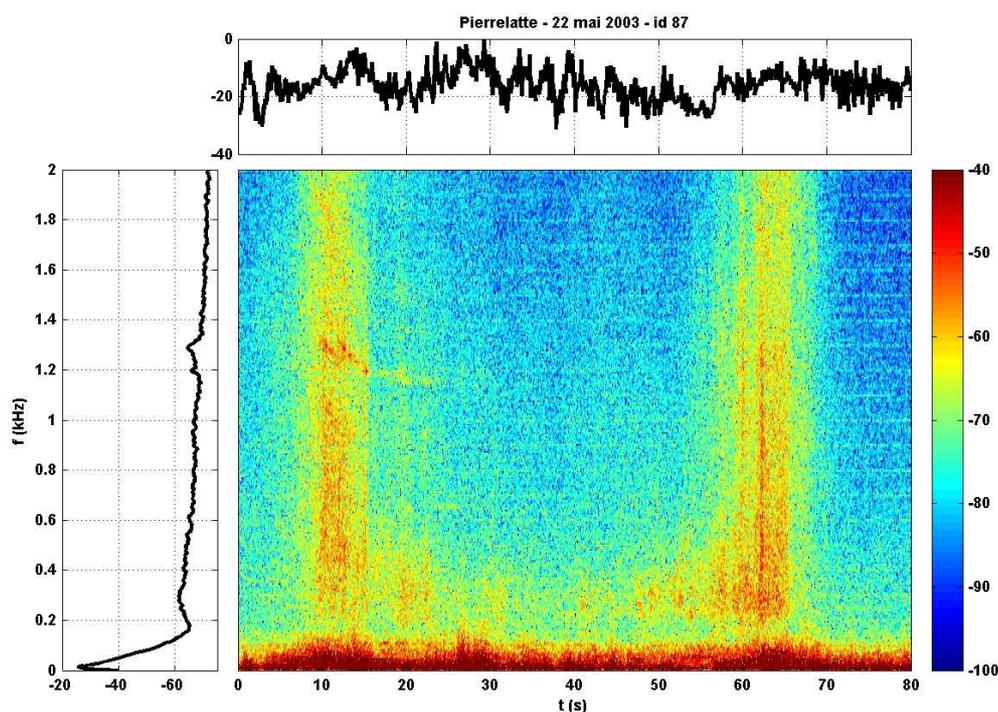


FIG. 3.56 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour le signal id 87 enregistré sur le site de Pierrelatte le 22 mai 2003.

du Nord), et les gradients verticaux de température étaient très faibles. Les valeurs des paramètres de la théorie de la similitude sont données sur la figure 3.57 pour les mesures du 22 mai 2003 sur le site de Pierrelatte analysées par Berthet-Bondet et Letourneau (2004). Un vent fort soufflait du Nord pendant ces mesures, et les gradients verticaux de vitesse sont importants ($u_* \geq 0.3$ m/s). Les gradients verticaux de température, sans être négligeables, sont assez faibles. L'atmosphère peut être considérée comme neutre pendant ces mesures, car l'inverse de l'échelle de Monin-Obukhov est très proche de zéro. Les paramètres de la théorie de la similitude n'ont pas pu être estimés à partir des mesures de 2006 car seules les données à 2 mètres de hauteur, et pour le 2 octobre uniquement, ont été validées. On peut simplement remarquer que les vitesses de vent à 2 m sont comparables pour les mesures de 2003 et de 2006 ; le vent soufflait du Sud lors de la campagne de 2006.

3.2.5 Synthèse des informations obtenues sur le grondement

Les trois campagnes de mesures qui ont été décrites précédemment permettent de caractériser le grondement, et de comprendre dans quelles circonstances il se produit. Le tableau 3.14 présente une synthèse de ces informations. Pour l'ensemble des passages de TGV dont la vitesse est comprise entre 270 et 310 km/h, le grondement, lorsqu'il est présent, se produit pendant la phase d'approche des TGV circulant dans le sens du vent (voie 1 avec un vent de Nord, voie 2 avec un vent de Sud), et pendant la phase d'éloignement des TGV circulant dans le sens contraire au vent (voie 2 avec un vent de Nord, voie 1 avec un vent de Sud). Cette remarque confirme l'hypothèse que le grondement provient de la propagation par voie atmosphérique d'une ou plusieurs source(s) de bruit liée(s) au TGV. En effet, dans le cas où le TGV circule dans le sens du vent, les effets de réfraction vont tendre à renforcer l'amplitude des ondes acoustiques se propageant vers l'avant du train, et à atténuer l'amplitude des ondes acoustiques

TAB. 3.13 – Données météorologiques relatives aux enregistrements du 2 octobre 2006, moyennées sur un intervalle de 4 minutes centré sur l'heure de l'enregistrement.

id	Heure	Type de TGV	Voie	V_{2m} (m/s)	Direction V_{2m} (deg.)	T_{2m} (°C)	r_h (%)	P_0 (Pa)
08	18h43'	TGV-D US	2	3.2	190	21.9	77	990
09	18h50'	Bruit de fond	-	3.7	194	21.9	77	990
10	18h56'	TGV US	1	3.9	191	21.8	77	990
11	19h08'	TGV-D US	2	3.0	182	21.5	78	990
12	19h11'	TGV-PSE US	1	2.8	184	21.5	78	990
13	19h17'	TGV-D US	2	3.5	179	21.5	78	990

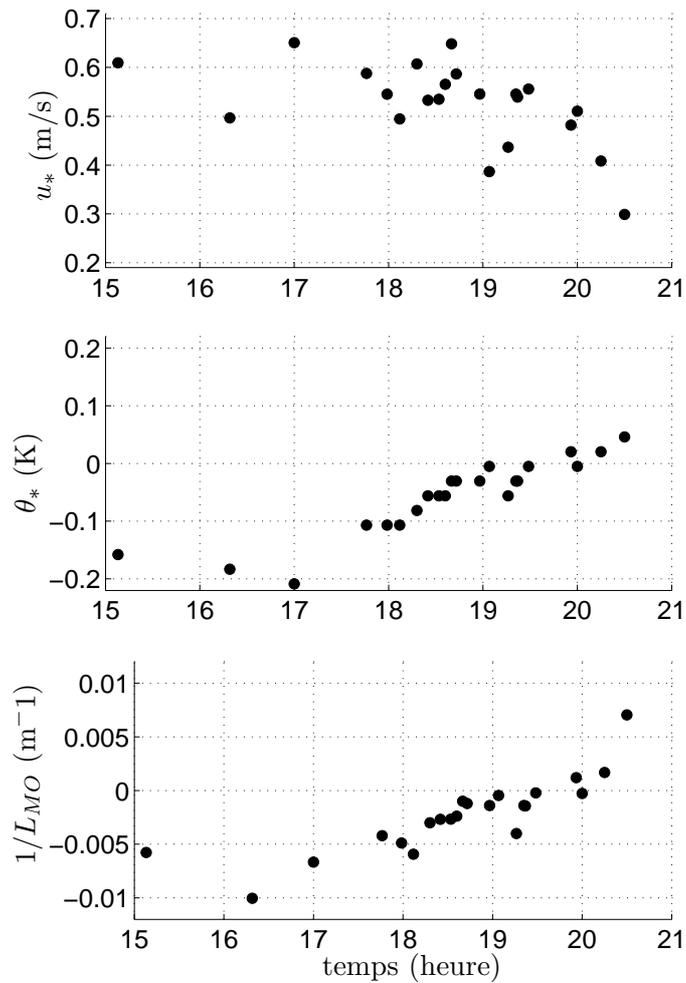


FIG. 3.57 – Paramètres de la théorie de la similitude estimés lors des enregistrements de la campagne de Pierrelatte le 22 mai 2003 (voir annexe E.3).

TAB. 3.14 – Synthèse des informations obtenues sur le grondement à l’aide des campagnes de mesure de 2002, 2003 et 2006. Les données météorologiques sont moyennées sur un intervalle de 4 minutes centré sur l’heure du passage.

Campagne de mesures	Montvendre 2002	Pierrelatte 2003 (HARMONOISE)	Montvendre 2006 (V360)
Date	11 décembre 2002	22 mai 2003	2 et 3 octobre 2006
Position du point de mesure	à 25 m de la voie 2, et à 3.50 m au-dessus du plan de roulement (i.e. à 6.90 m du sol)	à 300 m de la voie 2, et à 1.60 m au-dessus du sol	à environ 25 m de la voie 2, et à environ 1 m au-dessus du sol
Nombre de passages analysés	2 (voie 2)	11 (voie 2) 12 (voie 1)	10 (voie 2) 5 (voie 1)
Vent	$V_{2m} = 0.8 - 1.4$ m/s $u_* = 0.16$ m/s vent de Nord-Ouest	$V_{2m} = 2.1 - 4.5$ m/s $u_* = 0.30 - 0.65$ m/s vent de Nord	$V_{2m} = 2.8 - 3.9$ m/s ^a - vent de Sud ^a
Température	$T_{2m} = 7.8^\circ\text{C}$ $\theta_* = 0.02$ K	$T_{2m} = 19.9 - 22.9^\circ\text{C}$ $\theta_* = -0.21 - 0.05$ K	$T_{2m} = 21.5 - 21.9^\circ\text{C}$ -
Autres données	$r_h = 98\%$ $P_0 = 988$ Pa $1/L_{MO} \approx 0.01$ m ⁻¹	$r_h = 51 - 58\%$ $P_0 = 1017$ Pa $1/ L_{MO} \leq 0.01$ m ⁻¹	$r_h = 77 - 78\%$ ^a $P_0 = 990$ Pa ^a -
Caractéristiques du grondement	- id 10 : Grondement à l'éloignement pour un TGV-D à 290 km/h (voie 2). - id 13 : Fort grondement à l'approche, et grondement à l'éloignement pour un TGV-D à 350 km/h (voie 1).	- Grondement à l'approche pour les passages sur la voie 1, à l'éloignement pour les passages sur la voie 2, et parfois pendant le passage. - Vitesse entre 270 et 310 km/h - Pas de différence notable entre les différents types de TGV.	- Grondement à l'approche pour les passages sur la voie 2, et à l'éloignement pour les passages sur la voie 1. - Vitesse entre 287 et 301 km/h - Pas de différence notable entre les différents types de TGV.

^amesures du 2 octobre 2006 uniquement

se propageant vers l’arrière du train. L’effet inverse se produit dans le cas où le TGV circule dans le sens contraire au vent. Ajoutons que Berthet-Bondet et Letourneaux (2004) avaient déjà rejeté l’hypothèse d’une propagation par voie solidienne du bruit de la voie ; l’étude des vibrations dans le rail montrait en effet des niveaux vibratoires négligeables pour des distances de propagation supérieures à 150 m.

Si on regarde plus précisément l’influence des conditions météorologiques sur le grondement, on observe tout d’abord que les gradients de température ne semblent pas jouer un rôle important, tout au moins pendant les campagnes de mesures de 2002 et 2003, pour lesquelles l’échelle de température de la couche de surface θ_* a pu être estimée. On remarque ensuite que le grondement se produit souvent en présence d’un vent fort. Seuls les deux passages enregistrés sur le site de Montvendre en 2002 présentent un grondement avec un vent relativement faible. Un des deux passages, id 10, circule sur la voie 2 à une vitesse comprise entre 270 et 310 km/h. Un grondement est entendu pendant la phase d’éloignement de ce passage. Il se produit donc à peu près dans les mêmes circonstances que pour les passages sur la voie 2 de la campagne de Pierrelatte, où le vent soufflait également du Nord. L’autre passage, id 13, circule sur la voie 2 à une vitesse de 350 km/h. C’est le seul enregistrement parmi les trois campagnes de mesures où le grondement est entendu à la fois pendant l’approche et l’éloignement du TGV. La vitesse élevée de ce passage est un élément qui peut expliquer ce phénomène : les sources de bruit du TGV rayonnent

plus d'énergie acoustique à 350 km/h qu'à 300 km/h, avec en particulier des niveaux acoustiques nettement plus élevés pour les sources d'origine aérodynamique (Mellet *et al.*, 2006). L'autre élément possible d'explication est que les effets de réfraction dus au vent sont plus faibles à Montvendre en 2002 qu'à Pierrelatte en 2003, et probablement plus faibles qu'à Montvendre en 2006 également, même si les paramètres de la théorie de la similitude n'ont pas pu être estimés pendant cette dernière campagne de mesures.

Les deux passages sur le site de Montvendre en 2002 tendent à montrer que la présence d'un vent soutenu n'est pas indispensable à l'apparition du grondement. On peut néanmoins penser qu'en présence d'un vent soutenu parallèle à la voie, les effets de réfraction accentuent considérablement le phénomène de grondement, et expliquent pourquoi il ne se produit qu'avant ou après le passage (les résultats numériques présentés dans le paragraphe 3.2.6 confirmeront que les effets de réfraction sont très significatifs). Le passage id 13, enregistré à Montvendre en 2002, tend également à montrer l'influence de la vitesse de circulation entre 300 et 350 km/h sur le grondement ; ce passage a en effet la particularité de présenter un grondement à l'approche et à l'éloignement. En revanche, pour des vitesses de circulation entre 270 et 310 km/h, les caractéristiques du grondement semblent peu dépendre de la vitesse. Pour les mesures de 2006, par exemple, on a vu que les deux grondements à l'approche les plus forts correspondent aux passages id 11 et id 18, qui n'ont pas les vitesses de circulation les plus grandes (voir tableau 3.6). L'étude de l'influence de la vitesse de circulation sur le grondement mériterait d'être complétée entre 300 et 350 km/h. Se pose aussi la question de la vitesse de circulation minimale pour laquelle un grondement peut apparaître. Avec les données disponibles, le passage le plus lent qui présente un grondement est le passage id 89 enregistré sur le site de Pierrelatte en 2003, dont la vitesse est de 270 km/h.

Dans l'état de l'art réalisé par Berthet-Bondet et Letourneaux (2004), il était noté que le grondement "apparaîtrait uniquement à certaines périodes de la journée, et en particulier le soir". Cette hypothèse ne peut être véritablement confirmée ou infirmée à l'aide des trois campagnes de mesures étudiées. Il est néanmoins possible qu'il existe un lien entre les conditions météorologiques et l'heure du passage, et donc un lien entre l'intensité du grondement et l'heure du passage. Il faudrait disposer de données météorologiques de long terme pour étudier ce lien plus en détail.

Avant de considérer l'influence d'autres facteurs sur le grondement, comme le type de TGV ou la topographie, on cherche maintenant à en définir les caractéristiques. Pour cela, on s'appuie principalement sur l'analyse du paragraphe 3.2.2 portant sur les mesures des 2 et 3 octobre 2006. Cette analyse montre que le grondement, à l'approche comme à l'éloignement, est un bruit de faible largeur de bande (100 à 200 Hz) centré sur 400 Hz environ. A l'aide du modèle perceptif de Moore et Glasberg, on a montré que le grondement est audible si la sonie est supérieure à 0.6 sone/Hz vers 400 Hz en l'absence de masquage. Il existe en effet des cas où le grondement est masqué par d'autres composantes fréquentielles ; cela a été mis en évidence en étudiant le grondement à l'éloignement. Partant du constat que le grondement n'est pas audible sur l'intervalle I de l'éloignement, on a montré que des composantes à des fréquences supérieures à 400 Hz, et en particulier proche de 3 kHz, masquent le grondement. Généralement, la sonie de ces composantes hautes fréquences est au moins 50% plus élevée que celle vers 400 Hz (voir figure 3.42(a)). Les densités de sonie, à l'approche comme à l'éloignement, possèdent souvent une forte composante entre 100 et 200 Hz. Le masquage par cette composante basse fréquence n'est cependant pas apparu clairement dans l'analyse des enregistrements. L'impact de cette composante basse fréquence sur le grondement serait à étudier plus en détail.

Berthet-Bondet et Letourneaux (2004) faisaient déjà mention d'un effet de masquage se produisant pendant le temps de passage. Ils ont en effet remarqué que le grondement pouvait être audible non seulement à l'approche ou à l'éloignement, mais également pendant les passages de TGV lors des mesures sur le site de Pierrelatte en 2003. L'explication qui peut être proposée est que les niveaux pendant le passage sont relativement faibles lorsque le microphone est placé à 300 mètres de la voie, comme c'était le cas pendant cette campagne de mesures. Ces faibles niveaux rendent possibles l'émergence du grondement

pendant le passage. L'émergence d'un éventuel grondement pendant le temps de passage ne paraît pas possible à 25 mètres de la voie. A cette distance, les densités de sonie relatives au temps de passage ont en effet les composantes les plus fortes entre 2 et 5 kHz (voir figure 3.29(a)).

Ces premiers éléments décrivant le grondement nous permettent de comprendre pourquoi il est souvent perçu comme plus fort à l'approche qu'à l'éloignement. Pendant la phase d'approche, les densités de sonie possèdent généralement un maximum local vers 400 Hz, avec une décroissance rapide de la sonie avec la fréquence au-dessus de 600 à 800 Hz (voir figure 3.34). Il n'y a donc pas d'effet de masquage, et la sonie atteint des valeurs importantes vers 400 Hz : elle est supérieure à 0.9 sone/Hz sur l'intervalle I pour la plupart des passages, et sur les intervalles II et III pour les grondements les plus forts (id 11 et id 18). Pendant la phase d'éloignement, les densités de sonie possèdent généralement une multitude de pics peu marqués, répartis entre 100 Hz et 2000 Hz environ (voir figure 3.45). Par conséquent, la sonie vers 400 Hz est souvent proche de 0.6 sone/Hz, et les effets de masquage sont possibles, en particulier par la composante vers 800 Hz, qui a généralement une sonie supérieure ou égale à la composante vers 400 Hz. L'intervalle V de id 33 est le seul cas où un grondement assez fort est entendu à l'éloignement ; la densité de sonie de cet intervalle présente un pic de sonie proche de 0.8 sone/Hz entre 300 et 400 Hz.

Il est intéressant de voir comment les résultats obtenus sur la sonie se traduisent sur le spectre en tiers d'octave, qui est accessible directement par la mesure. En comparant les densités de sonie aux spectres en tiers d'octave d'un même enregistrement, comme cela a été fait pour la phase d'approche des passages id 17, id 18 et id 20, on constate que les spectres en tiers d'octave tendent à surestimer l'importance des niveaux sur les tiers d'octave entre 800 Hz et 2000 Hz environ. Ils tendent également à sous-estimer l'importance des niveaux sur les tiers d'octave entre 100 Hz et 200 Hz. Malgré tout, il est apparu dans l'analyse menée dans le paragraphe 3.2.2 que le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz $L_{Aeq,400Hz}$ est un bon indicateur de l'intensité du grondement. Le seuil de 0.6 sone/Hz pour la sonie au-dessus duquel le grondement est audible correspond à $L_{Aeq,400Hz}$ environ égal à 40 dB(A), et le seuil de 0.9 sone/Hz au-dessus duquel le grondement est fort correspond à $L_{Aeq,400Hz}$ environ égal à 48 dB(A). Les effets de masquage sont difficiles à observer sur le spectre en tiers d'octave ; on peut dire approximativement que le grondement est masqué si le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz est au moins 10 dB(A) plus faible que le niveau sur un des tiers d'octave de fréquence plus élevée (comparer par exemple les figures 3.41(a) et 3.42(a)).

Pour caractériser le grondement de façon complète, il ne faut pas oublier l'aspect dynamique du phénomène. On a vu en effet que l'évolution temporelle du grondement, que l'on a caractérisé par l'évolution temporelle de $L_{Aeq,400Hz}$, diffère notablement entre les enregistrements. Les évolutions temporelles des grondements à l'approche sont tracées sur la figure 3.38, et celles des grondements à l'éloignement sur la figure 3.46. À l'approche, le grondement est fort sur l'intervalle I, avec $L_{Aeq,400Hz}$ supérieur à 48 dB(A) pour la plupart des passages. Le grondement n'est jamais audible avant l'intervalle IV. Les deux passages qui ont les plus forts grondements, id 11 et id 18, ont la particularité d'avoir un niveau plus élevé sur l'intervalle III que sur l'intervalle II. À l'éloignement, $L_{Aeq,400Hz}$ est élevé sur l'intervalle I mais le grondement y est masqué ; le grondement est généralement audible sur les intervalles II et III. Le grondement le plus fort, pour le passage id 33, est audible jusqu'à l'intervalle VI, avec un pic de $L_{Aeq,400Hz}$ à 46 dB(A) sur l'intervalle V. Il est intéressant de relier les intervalles de temps sur lesquels le grondement est perçu à des distances de propagation. Cela peut être fait à l'aide de la relation 3.8. Pour une source ponctuelle en mouvement à une vitesse de 300 km/h, la figure 3.58 montre l'évolution de la distance de propagation R en fonction du temps au récepteur t (on prend $d_{min,i} = 0$ dans l'équation 3.8 pour obtenir cette courbe). Lors de la phase d'approche, le grondement peut être entendu à partir de l'intervalle IV, soit environ 12 secondes avant le passage, et lors de la phase d'éloignement, le grondement peut être entendu jusqu'à l'intervalle VI, soit environ 17 s après le passage ; ces temps correspondent à des distances de propagation qui peuvent excéder 1000 m. Cette configuration de propagation longue distance sera

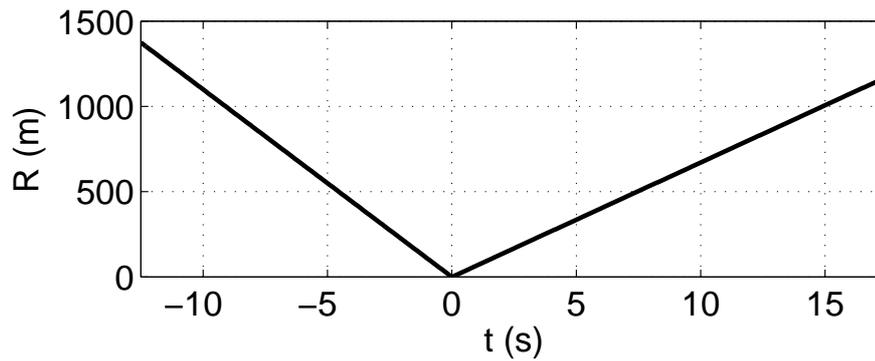


FIG. 3.58 – Distance de propagation R en fonction du temps au récepteur t pour une source ponctuelle en mouvement à 300 km/h.

étudiée à l'aide de simulations EP dans le paragraphe 3.2.6. L'analyse de la dynamique du grondement montre que ce phénomène est caractérisé non seulement par un niveau, en l'occurrence $L_{Aeq,400Hz}$, mais aussi par une durée. Ainsi, la durée pendant laquelle le grondement est audible ($L_{Aeq,400Hz} \geq 40 \text{ dB(A)}$), ou fort ($L_{Aeq,400Hz} \geq 48 \text{ dB(A)}$) caractérisent bien ce phénomène. Il faut bien noter que cette étude a été menée sur des intervalles de durée t_p , soit environ 2.5 secondes, pour simplifier l'analyse. Il pourra être nécessaire à l'avenir de réaliser une étude plus fine de l'évolution temporelle.

On s'intéresse maintenant à l'influence du type de TGV sur le grondement. Les différentes campagnes de mesures ont montré que le grondement pouvait se produire pour tout type de TGV. Lors de l'étude des grondements à l'approche enregistrés à Montvendre en 2006, on a constaté que les deux grondements les plus forts correspondent à des passages de TGV-D, et que le grondement le plus faible correspond à un passage de TGV-R unité multiple. Comme on ne dispose pas d'un échantillon représentatif de passages (8 des 10 passages sont des passages de TGV-D unité simple), on ne peut pas en tirer de conclusion générale. On peut néanmoins montrer que le grondement peut varier notablement pour plusieurs passages d'un même type de TGV, et ce à quelques minutes d'intervalle, ce qui relativise la potentielle influence du type de TGV sur le grondement. Cela a été mis en évidence en comparant les phases d'approche des trois passages de TGV-D id 17, id 18 et id 20, enregistrés dans un intervalle de temps de 20 minutes, et dont les vitesses sont comprises entre 290 et 298 km/h. La figure 3.35 montre que le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz est beaucoup plus élevé pour id 18 que pour id 17 et id 20 sur les intervalles I à IV. Le seul paramètre qui puisse être à l'origine d'un changement aussi rapide des caractéristiques du grondement est le vent. Le vent peut en effet varier sur des échelles de temps de l'ordre de la seconde.

L'influence de la topographie sur le grondement est difficile à estimer. Le grondement se produit sur les sites de mesures de Montvendre et Pierrelatte, et il a déjà été entendu sur d'autres sites. L'apparition du grondement ne doit donc pas être lié à une topographie particulière. Par contre, il est possible qu'elle influe sur les caractéristiques du grondement. Par exemple, au Sud du site de mesures de Montvendre, il y a plusieurs obstacles le long de la voie, et en particulier un merlon à une distance de 500 m environ. Cela pourrait expliquer certaines caractéristiques de l'évolution temporelle du grondement, comme, par exemple, le fait que $L_{Aeq,400Hz}$ soit plus élevé sur l'intervalle III que sur l'intervalle II pendant l'approche de id 11 et id 18. Un autre effet de la topographie mériterait d'être étudié. Au Sud du site expérimental de Montvendre, la LGV Méditerranée est légèrement en surplomb. La pente le long de la ligne est faible, de l'ordre de quelques degrés, ce qui fait que l'impact direct sur la propagation acoustique peut être considéré comme négligeable. Par contre, cette pente pourrait avoir un effet non négligeable sur l'écoulement lorsqu'un vent fort est présent. On pourra s'intéresser à l'avenir à cette influence indirecte de la topographie.

Avant de clore ce paragraphe, la question de la position du point de mesure doit être abordée. L'influence de la position du point de mesure est apparue dans le paragraphe 3.2.2 en comparant les spectres du niveau équivalent sur le temps de passage des enregistrements du 2 octobre à ceux des enregistrements du 3 octobre. Des différences importantes existent sur les tiers d'octave entre 200 et 400 Hz, montrant une modification de l'effet de sol que l'on a attribuée à une modification de la position du microphone entre les 2 et 3 octobre. Il semble donc que la position du point de mesures (ou de l'observateur) peut avoir une influence sur les caractéristiques du grondement. On peut ainsi imaginer une configuration où un creux d'interférence se produise vers 400 Hz, ce qui atténuerait considérablement le grondement.

3.2.6 Caractérisation des phases d'approche et d'éloignement d'une source en mouvement à l'aide de simulations d'équation parabolique

Nous utilisons ici le code d'équation parabolique décrit dans le chapitre 1 afin de montrer le rôle essentiel du vent dans le phénomène de grondement. Les données météorologiques du 2 octobre sont utilisées comme données d'entrée des simulations EP. La figure 3.59 montre l'évolution de la vitesse du vent à une hauteur de 2 m en fonction du temps entre 18h35' et 19h25'. Dans cet intervalle de temps, trois passages de TGV-D unité simple sur la voie 2 ont été enregistrés : id 08, id 11 et id 13. Les mesures de vitesse de vent, réalisées à une fréquence d'un échantillon par seconde, connaissent des variations importantes, avec un minimum à 0.9 m/s et un maximum à 10.3 m/s. En pratique, on considère des valeurs de vitesse de vent moyennes sur des durées de une à plusieurs minutes. Dans le tableau 3.15, les moyennes sont calculées sur des durées de 1 et 4 minutes centrées sur l'heure des passages id 08, id 11 et id 13. On remarque que des différences significatives peuvent exister entre les deux moyennes. Ainsi, pour id 11, la vitesse à 2 m a une moyenne de 3.0 m/s sur une durée de 4 minutes, et de 4.0 m/s sur une durée de 1 minute. Dans la suite, on utilisera les moyennes sur des intervalles de temps de 1 minute, représentés sur la figure 3.59 par des tirets.

Dans la formulation MW-WAPE de l'équation parabolique, il est possible de donner un profil de vitesse horizontale $\overline{V}_x(z)$ comme donnée d'entrée. On a remarqué dans la synthèse du paragraphe 3.2.2 que les vitesses de vent à 2 m mesurées lors des campagnes expérimentales de 2003 et de 2006 étaient toutes les deux assez élevées (voir tableau 3.14). Lors de la campagne de 2003, l'échelle de Monin-Obukhov L_{MO} est supérieure à 100 m en valeur absolue, ce qui est caractéristique d'une atmosphère neutre. Il n'a pas été possible d'estimer les paramètres de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov pendant la campagne de 2006 ; on fait cependant l'hypothèse que l'atmosphère était également neutre lors de ces mesures. Dans cette hypothèse, la théorie de la similitude donne $\psi_v \approx 0$ dans l'équation C.14a et donc :

$$\overline{V}_x(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z + z_0}{z_0} \right). \quad (3.32)$$

À partir des valeurs de la vitesse moyenne \overline{V}_x à 2 m données dans le tableau 3.15, on calcule les vitesses de friction u_* correspondantes avec l'équation 3.32, en prenant $z_0 = 0.05$ m ; ces vitesses de friction sont données dans le tableau 3.15.

Les calculs EP sont réalisés sur un spectre en tiers d'octave entre 50 Hz et 1000 Hz (35 calculs monofréquentiels), en suivant la méthode décrite dans le paragraphe 1.3.3. La source est à une hauteur de 2 m, la distance de propagation est de 1500 m, et l'impédance du sol est calculée par le modèle de Delany-Bazley avec une résistivité effective au passage de l'air $\sigma_e = 100$ kPa.s.m⁻². L'absorption atmosphérique est prise en compte dans les calculs avec une température de 295 K et une humidité relative de 77%. Il est important de rappeler que la source est fixe dans ces calculs. Ces simulations ne prennent donc en compte ni l'effet Doppler ni l'effet de convection.

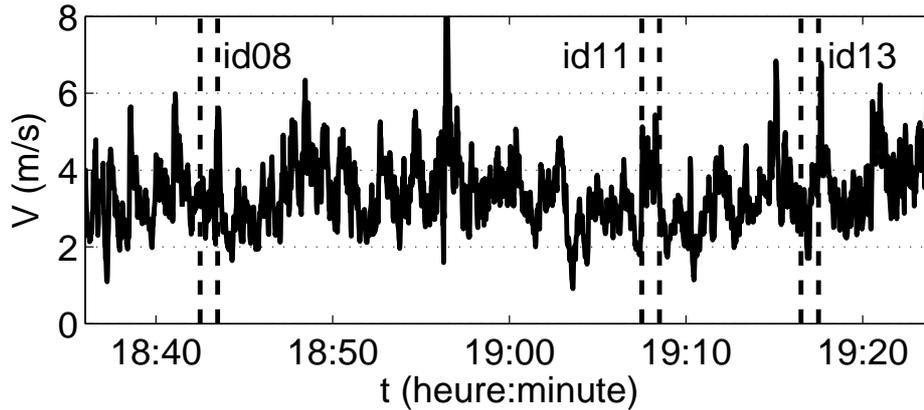


FIG. 3.59 – Mesures de vent V à 2 m de hauteur. Les intervalles de 1 minute centrés sur l'heure des passages de TGV id08, id11 et id13 sont représentés par des traits verticaux en tirets.

TAB. 3.15 – Vitesses minimale V_{min} et maximale V_{max} à 2 m, vitesse moyenne \bar{V} à 2 m, et vitesse de friction u_* calculée à l'aide de l'équation 3.32 pour les passages de TGV id08, id11 et id13 sur la voie 2. Les statistiques sont réalisées sur des intervalles de 1 minute ou 4 minutes centrés sur l'heure de l'enregistrement.

id	Heure	intervalle de 4 minutes			intervalle de 1 minute		
		$[V_{min}, V_{max}]$ (m/s)	\bar{V} (m/s)	u_* (m/s)	$[V_{min}, V_{max}]$ (m/s)	\bar{V} (m/s)	u_* (m/s)
08	18h43'	[1.6, 6.0]	3.2 ± 0.9	0.35 ± 0.10	[2.1, 5.4]	3.2 ± 0.7	0.35 ± 0.08
11	19h08'	[1.7, 5.4]	3.0 ± 0.8	0.33 ± 0.09	[3.1, 5.4]	4.0 ± 0.6	0.44 ± 0.07
13	19h17'	[1.7, 6.8]	3.5 ± 1.0	0.39 ± 0.11	[1.7, 4.2]	3.1 ± 0.7	0.34 ± 0.08

Le spectre en tiers d'octave du niveau de pression à une distance de 500 m et une hauteur de 1 m est tracé sur la figure 3.60 pour des valeurs de u_* entre 0 et 0.5 m/s. Les niveaux de pression sont 10 à 20 dB plus élevés dans des conditions de propagation favorables que dans des conditions homogènes sur les tiers d'octave supérieurs à 250 Hz. Le niveau de pression est tracé en fonction de la distance de propagation sur la figure 3.61 pour les mêmes valeurs de la vitesse de friction. Pour $u_* \geq 0.3$ m/s, le niveau de pression a une évolution qui n'est pas monotone avec la distance de propagation, évolution qui peut être attribuée aux effets combinés du sol et du profil de vitesse. En particulier, pour les distances de propagation entre 800 m et 1100 m, qui correspondent à l'intervalle III avant le passage (voir figure 3.58), les niveaux de pression peuvent varier de 10 dB pour $0.3 \text{ m/s} \leq u_* \leq 0.5 \text{ m/s}$.

Afin de comparer qualitativement ces résultats aux mesures, l'évolution avec le temps du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz pour id08, id11 et id13 est tracée sur la figure 3.62. Comme cela avait été noté précédemment, le grondement est plus fort pour id11 que pour id08 et id13, avec en particulier des différences importantes, de l'ordre de 10 dB, sur l'intervalle III. Ces différences semblent donc pouvoir être expliquées, tout du moins en partie, par les simulations EP qui ont été réalisées. Ces simulations expliquent également que le grondement ne puisse pas être entendu lorsque la direction de propagation acoustique est contraire au sens du vent. En effet, en condition défavorable, le niveau de pression est inférieur au niveau de pression en condition homogène. La figure 3.61 montre donc que le niveau sur le tiers d'octave 400 Hz est très atténué en condition défavorable pour des distances de propagation

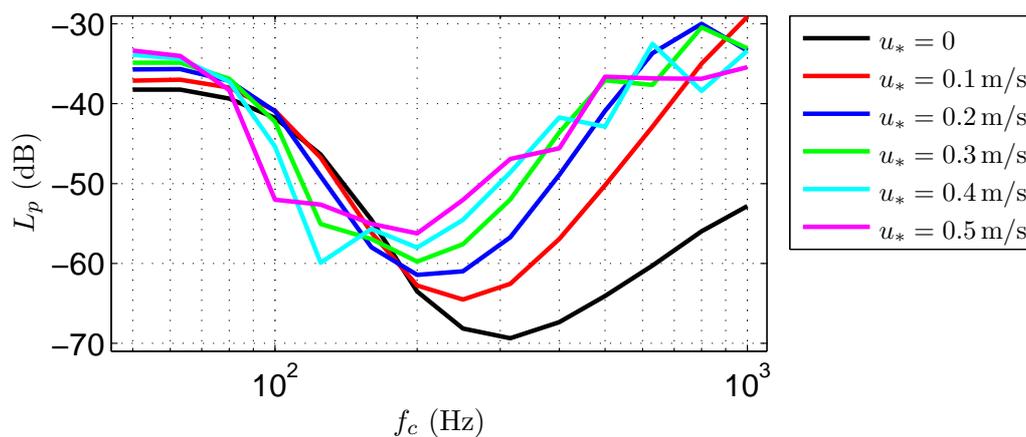


FIG. 3.60 – Spectre en tiers d'octave du niveau de pression à une distance de 500 m et une hauteur de 1 m pour différentes valeurs de la vitesse de friction u_* .

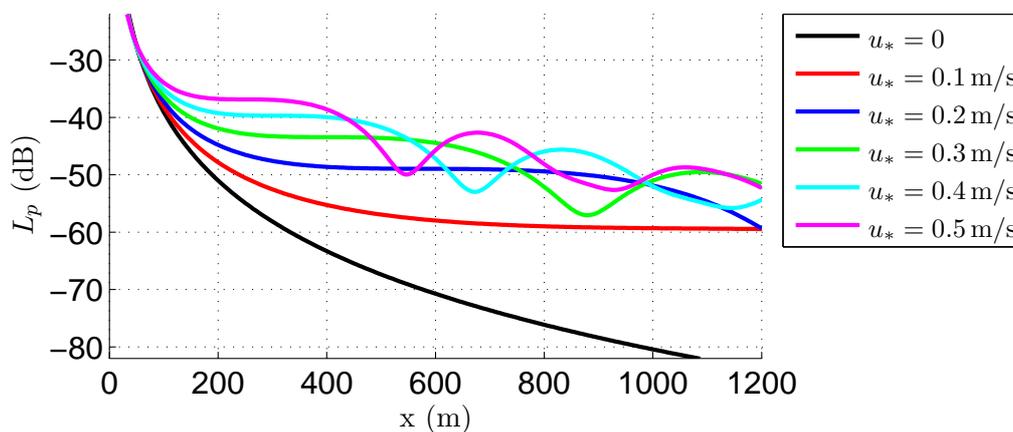


FIG. 3.61 – Niveau de pression sur le tiers d'octave 400 Hz à une hauteur de 1 m pour différentes valeurs de la vitesse de friction u_* .

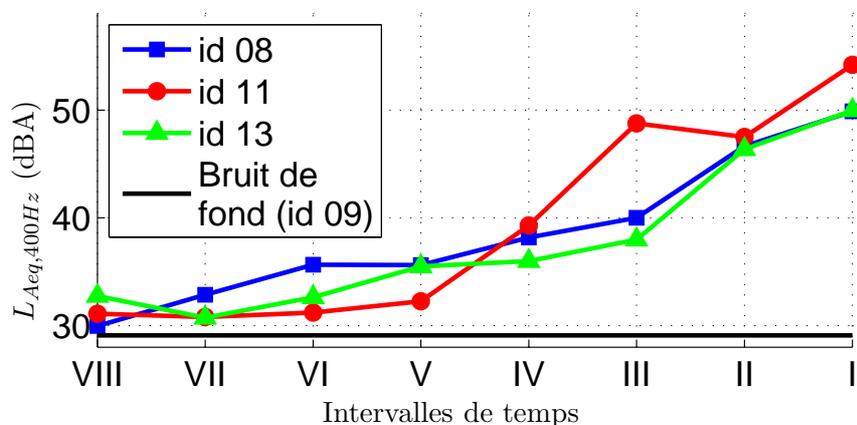


FIG. 3.62 – Évolution avec le temps du niveau sur le tiers d'octave 400 Hz pondéré A pour les passages id08, id11 et id13 sur la voie 2.

supérieures à 300 m. Dans la phase d'éloignement, cela signifie d'après la figure 3.58 que le niveau est très atténué plus de 5 secondes après le passage, soit dès l'intervalle II.

3.2.7 Conclusion

Dans cette partie, les phases d'approche et d'éloignement de passages de TGV ont été analysées afin d'étudier le phénomène de "grondement", qui est un bruit perçu comme un passage d'avion. Nous avons déterminé les caractéristiques du grondement à l'aide de mesures réalisées sur le site de Montvendre en 2006. Le grondement est un bruit de faible largeur de bande centré sur 400 Hz environ. L'analyse en sonie montre qu'il est parfois masqué par des composantes spectrales à plus haute fréquence pendant la phase d'éloignement, et qu'il est par conséquent perçu comme plus fort pendant la phase d'approche. Le grondement peut être entendu jusqu'à 12 secondes avant le passage du TGV, et 17 s après, ce qui correspond à des distances de propagation supérieures à un kilomètre, pour lesquelles les effets atmosphériques ne peuvent pas être négligés.

Dans la suite de l'étude, les résultats de la campagne de 2006, ainsi que les résultats de deux autres campagnes de mesure, ont été utilisés pour déterminer dans quelles circonstances le grondement se produit. Il est apparu que dans la grande majorité des cas, le grondement n'est perçu que pendant la phase d'approche ou la phase d'éloignement du TGV, en fonction de la direction du vent. Nous avons montré également que l'intensité du grondement peut varier sensiblement sur une échelle de temps de l'ordre de la minute, pour des types de TGV et des vitesses de circulation similaires. Cela nous a conduit à étudier l'influence des gradients de vent sur la propagation acoustique. Des simulations d'équation parabolique réalisées avec des profils verticaux de vent réalistes ont montré que les niveaux sont 10 à 20 dB plus élevés à des distances de propagation supérieures à 500 mètres. Ces résultats numériques confirment donc que le grondement provient de la propagation du bruit d'une ou plusieurs source(s) du TGV lorsque les conditions sont favorables (vent dans la direction de propagation acoustique). D'autres facteurs peuvent néanmoins avoir une influence sur les caractéristiques grondement (vitesse de circulation du TGV, topographie du site, gradients verticaux de température), et pourront être étudiés dans de futurs travaux.

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse porte sur la modélisation de la propagation du bruit ferroviaire en milieu extérieur dans le contexte des trains à grande vitesse (TGV), et sur l'étude des phénomènes physiques associés à ce type de propagation. Dans ce contexte, la propagation acoustique est typiquement quasi-horizontale, avec des sources et des récepteurs proches du sol et des distances de propagation de plusieurs centaines de mètres, voire de kilomètres aux basses fréquences. Ce type de configuration de propagation fait intervenir à la fois les effets de frontière et les effets atmosphériques. De plus, les sources de bruit du TGV ont leurs propres spécificités : elles sont en mouvement à des vitesses relativement élevées, réparties sur l'ensemble du train, et ont des caractéristiques différentes en termes de spectre et de directivité selon le type de source considéré.

Dans une première partie, l'influence de fluctuations turbulentes de température et de vitesse sur la propagation acoustique est étudiée. L'effet de diffusion des fluctuations turbulentes est particulièrement marquée lorsqu'une zone d'ombre acoustique est présente, ce qui se produit couramment en pratique. Dans la configuration considérée, la zone d'ombre acoustique est due à la présence d'un profil vertical de célérité du son. Afin d'estimer les tailles de structures turbulentes qui ont un effet de diffusion significatif sur les ondes acoustiques, le couplage entre les échelles de turbulence, la fréquence acoustique et la géométrie de propagation est étudié à l'aide d'outils théoriques de la propagation des ondes en milieu aléatoire, et de simulations d'équation parabolique. Le code d'équation parabolique utilisé est basé sur les travaux réalisés précédemment à l'École Centrale de Lyon, et nous avons développé des stratégies spécifiques pour le calcul sur un spectre en tiers d'octave. Dans ces calculs, la turbulence est prise en compte par une technique de modes de Fourier aléatoires. À partir de la relation de Bragg dans l'hypothèse de diffusion simple, nous obtenons une estimation des plus petites échelles de turbulence à considérer pour une fréquence acoustique et une géométrie données, qui est en accord avec les résultats numériques. Nous proposons également une estimation des plus grandes tailles de structures turbulentes à considérer, qui est valable dans l'approximation de Rytov, c'est-à-dire lorsque la fréquence acoustique et la distance de propagation ne sont pas trop élevées. Cette estimation a pour origine la forme de la variance de fluctuations du logarithme de l'amplitude dans l'approximation de Rytov.

Un code de résolution des équations d'Euler linéarisées est présenté dans la deuxième partie. Il utilise des méthodes de différences finies dans le domaine temporel, et en particulier des schémas numériques optimisés développés à l'origine pour la résolution des équations de Navier-Stokes par l'équipe d'aéroacoustique numérique de l'École Centrale de Lyon. Le code développé est bien adapté à la propagation du bruit large bande sur de longues distances de propagation, comme le montrent en particulier les calculs réalisés dans une géométrie bidimensionnelle, où les ondes acoustiques sont propagées sur une distance pouvant atteindre 1600 longueurs d'onde. L'obtention de conditions limites d'impédance est une difficulté majeure dans les méthodes de résolution dans le domaine temporel. Dans cette étude, nous proposons des conditions limites performantes pour le modèle d'impédance de Miki, qui est une extension causale du modèle de Delany-Bazley classiquement utilisé dans les modèles de propagation en milieu extérieur. Pour obtenir ces conditions limites, l'impédance est approchée par une somme de fonctions-type bien choisies, ce qui

permet d'utiliser la méthode de convolution récursive, et trois méthodes sont décrites pour identifier les coefficients de ces fonctions. La méthode d'optimisation dans le domaine fréquentiel est la plus prometteuse, car elle permet d'obtenir des résultats précis, en bornant la valeur des coefficients, et elle peut être appliquée a priori à tous les modèles d'impédance existants. Ces résultats sont validés dans une géométrie tridimensionnelle réaliste pour la propagation en milieu extérieur. Enfin, la propagation au-dessus d'un sol d'impédance finie en présence d'un profil vertical de célérité du son est étudiée dans une configuration bidimensionnelle. Les calculs sont en bon accord avec les résultats du code d'équation parabolique entre 50 Hz et 1100 Hz environ pour les différentes distances de propagation considérées, entre 100 m et 500 m.

La troisième partie porte spécifiquement sur les applications au bruit des trains à grande vitesse. Dans un premier temps, un modèle de propagation du bruit de TGV basé sur une décomposition du train en un ensemble de sources ponctuelles équivalentes est décrit. Les résultats de ce modèle de sources équivalentes sont comparés à des mesures réalisées lors d'une campagne expérimentale en 2003. En proposant un spectre du bruit de bogie avec des composantes basse fréquence atténuées, nous obtenons un bon accord entre les résultats du modèle et les mesures à 7.50 m et 25 m de la voie. Il existe néanmoins des incertitudes sur les caractéristiques des sources de bruit utilisées, en termes de spectre et de directivité, qui devront être étudiées dans de futures recherches. Des améliorations sont également envisageables au niveau des paramètres d'impédance à utiliser, en particulier pour le ballast, et de la prise en compte de la géométrie de la ligne grande vitesse en champ proche. Enfin, nous avons couplé le modèle de sources équivalentes à un code d'équation parabolique afin de prendre en compte les effets de réfraction dus à des profils verticaux de température et de vent. En présence de vent, une méthode différente de sommation des contributions au récepteur est proposée afin de limiter le nombre de calculs d'équation parabolique à réaliser ; cette méthode utilise des sources fictives dont les positions sont fixes. Les résultats obtenus à des distances de propagation de 150 m et de 300 m montrent que l'effet d'un profil de température est différent de celui d'un profil de vitesse de vent. En effet, la direction du vent fait que les niveaux sont renforcés dans certaines directions de propagation, et fortement atténués dans les directions opposées. Avec un profil de température, par contre, les conditions de propagation sont soit favorables soit défavorables pendant l'intégralité du passage du TGV.

Dans un deuxième temps, les phases d'approche et d'éloignement de passages de TGV sont analysées afin de caractériser un phénomène de "grondement". En effet, il est possible dans certaines circonstances d'entendre un bruit similaire à un passage d'avion une dizaine de secondes avant ou après un passage de TGV, bruit qualifié de "grondement". En analysant des mesures réalisées en 2006, nous avons établi que le grondement est un bruit de faible largeur de bande centré sur 400 Hz environ. Comme le montre l'analyse en sonie, le grondement est généralement perçu de façon plus nette à l'approche qu'à l'éloignement car des composantes à plus haute fréquence peuvent masquer le grondement pendant la phase d'éloignement. L'étude de la dynamique du grondement indique qu'il peut être entendu jusqu'à 12 secondes avant le passage, et 17 s après, ce qui correspond à des distances de propagation supérieures à un kilomètre. Afin de comprendre dans quelles circonstances le grondement se produit, l'étude est complétée par des résultats de deux autres campagnes expérimentales, et par des résultats numériques obtenus avec le code d'équation parabolique. Ces résultats montrent clairement que le vent joue un rôle important dans l'apparition du grondement. En présence d'un vent soutenu, comme cela arrive couramment dans la vallée du Rhône, le grondement n'est entendu que pendant la phase où le vent est porteur, c'est-à-dire dans la direction de propagation acoustique. Ce résultat est prédit par les simulations, réalisées avec des profils réalistes de vitesse de vent. Elles montrent en effet un renforcement important des niveaux en présence d'un vent porteur. L'étude réalisée pourra être complétée à l'avenir, en particulier pour mieux comprendre l'influence de la vitesse de circulation et du type de TGV sur le grondement.

Ce travail ouvre des perspectives dans des domaines divers. D'une part, le couplage d'un modèle de propagation acoustique avec un modèle atmosphérique peut être envisagé pour prendre en compte

l'interaction des ondes acoustiques avec les variations de température et de vent dans la couche limite atmosphérique dans des cas réalistes. En effet, il n'est pas toujours possible en pratique d'utiliser la théorie de la similitude de Monin-Obukhov pour estimer les profils verticaux de température et de vent, comme cela a été fait dans le chapitre 3, en raison notamment de la topographie du site. On a mentionné également dans le chapitre 1 que le spectre de von Kármán modifié utilisé pour modéliser les fluctuations turbulentes de température et de vitesse correspond à une atmosphère idéale. Dans la couche limite atmosphérique, les fluctuations turbulentes peuvent en effet être inhomogènes et anisotropes. Plusieurs études récentes ont montré qu'il était possible de coupler un code d'équation parabolique à un modèle météorologique (Lihoreau *et al.*, 2006; Wilson *et al.*, 2007a). Il existe plusieurs types de modèle météorologique, qui permettent de décrire l'atmosphère à des échelles spatiales données. Certains modèles, comme AQUILON (Dupont et Brunet, 2006), sont très précis à l'échelle locale (de l'ordre du mètre), mais ne prennent pas en compte les conditions atmosphériques à l'échelle régionale (atmosphère supposée neutre). D'autres, comme Méso-NH (Site internet de Méso-NH, 2007), peuvent couvrir une région entière (échelle de l'ordre du kilomètre), mais ne sont pas encore suffisamment précis dans les très basses couches de l'atmosphère, c'est-à-dire à l'échelle métrique. Les modèles atmosphériques existants doivent donc être adaptés pour pouvoir être couplés à un modèle de propagation acoustique.

D'autre part, les méthodes basées sur la résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel sont prometteuses dans différentes applications. En particulier, elles peuvent permettre d'étudier le rayonnement acoustique de sources en mouvement, y compris dans le cas où la source n'est pas omnidirectionnelle (Bailly et Juvé (2000) étudient par exemple le rayonnement acoustique de sources dipolaires et quadripolaires). Elles pourraient ainsi fournir des solutions de référence pour valider le modèle de sources équivalentes couplé au code d'équation parabolique. De plus, la SNCF développe depuis quelques années des modèles de source de bruit ferroviaire dans le domaine temporel. On peut envisager de coupler ce type de modèle de source à un modèle de propagation dans le domaine temporel comme celui proposé dans cette thèse. Cela permettrait d'étudier certains phénomènes spécifiques à la propagation du bruit ferroviaire sur de longues distances. Un exemple d'application serait d'identifier la ou les source(s) de bruit du TGV associée(s) au phénomène de "grondement".

Bibliographie

- Abramowitz, M. et Stegun, I. (1965). *Handbook of mathematical functions* (Dover publications).
- Anfosso-Lédée, F., Dangla, P., et Bérengier, M. (2007). “Sound propagation above a porous road surface with extended reaction by boundary element method”, *J. Acoust. Soc. Am.* **122**, 731–736.
- Atkins, H. et Shu, C.-W. (1998). “Quadrature-free implementation of discontinuous Galerkin method for hyperbolic equations”, *AIAA J.* **36**, 775–782.
- Attenborough, K. (1987). “On the acoustic slow wave in air-filled granular media”, *J. Acoust. Soc. Am.* **81**, 93–102.
- Attenborough, K., Hayek, S., et Lawther, J. (1980). “Propagation of sound above a porous half-space”, *J. Acoust. Soc. Am.* **68**, 1493–1501.
- Attenborough, K. et Li, K. (1997). “Ground effect for A-weighted noise in the presence of turbulence and refraction”, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 1013–1022.
- Bailly, C. et Comte-Bellot, G. (2003). *Turbulence* (CNRS éditions).
- Bailly, C. et Juvé, D. (2000). “Numerical simulation of acoustic propagation problems using linearized Euler equations”, *AIAA J.* **38**, 22–29.
- Bass, H., Sutherland, L., Zuckerwar, A., Blackstock, D., et Hester, D. (1995). “Atmospheric absorption of sound : Further developments”, *J. Acoust. Soc. Am.* **97**, 680–683.
- Bass, H., Sutherland, L., Zuckerwar, A., Blackstock, D., et Hester, D. (1996). “Erratum : Atmospheric absorption of sound : Further developments”, *J. Acoust. Soc. Am.* **98**, 1259.
- Batchelor, G. (1960). *The Theory of Homogeneous Turbulence* (Cambridge University Press).
- Baume, O. (2006). “Approche géostatistique de l’influence des paramètres physiques sur la propagation acoustique à grande distance”, thèse de doctorat, Université du Maine.
- Beck, W. et Mirotznik, M. (2000). “Generalized analysis of stability and numerical dispersion in the discrete-convolution FDTD method”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **48**, 887–894.
- Bérengier, M., Gauvreau, B., Blanc-Benon, P., et Juvé, D. (2003). “Outdoor sound propagation : A short review on analytical and numerical approaches”, *Acta Acustica united with Acustica* **89**, 980–991.
- Bérengier, M., Stinson, M., Daigle, G., et Hamet, J. (1997). “Porous road pavement : Acoustical characterization and propagation effects”, *J. Acoust. Soc. Am.* **101**, 155–162.
- Berland, J., Bogey, C., et Bailly, C. (2006). “Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge-Kutta algorithm”, *Computers & Fluids* **35**, 1459–1463.

- Berland, J., Bogey, C., Marsden, O., et Bailly, C. (2007). “High order, low dispersive and low dissipative explicit schemes for multiple-scale and boundary problems”, *J. Comp. Phys.* **224**, 637–662.
- Berthelot, Y. (2001). “Surface acoustic impedance and causality”, *J. Acoust. Soc. Am.* **109**, 1736–1739.
- Berthet-Bondet, L. et Letourneaux, F. (2004). “LGV Méditerranée : Mesures exploratoires d’identification des phénomènes de “grondement” au passage des rames de TGV”, Rapport AEF-D R 03105 / 03 D-098.
- Blairon, N. (2002). “Effets de la topographie sur la propagation des ondes acoustiques dans l’atmosphère : modélisation avec l’équation parabolique et validation sur un site extérieur”, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, n° 2002-35.
- Blanc-Benon, P., Dallois, L., et Juvé, D. (2001). “Long range sound propagation in a turbulent atmosphere within the parabolic approximation”, *Acta Acustica united with Acustica* **87**, 659–669.
- Blanc-Benon, P. et Juvé, D. (1990). “Fluctuations d’intensité acoustique d’une onde sphérique traversant une turbulence thermique”, Colloque de physique, Colloque C3, supplément au n°17, Tome 51.
- Blanc-Benon, P. et Juvé, D. (1993). “Intensity fluctuations of spherical acoustic waves propagating through thermal turbulence”, *Waves in Random Media* **3**, 71–83.
- Blanc-Benon, P. et Juvé, D. (1996). “Propagation of acoustic pulses in a turbulent refractive atmosphere”, in *Seventh International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*, 359–372.
- Blanc-Benon, P., Juvé, D., Karweit, M., et Comte-Bellot, G. (1990). “Simulation numérique de la propagation des ondes acoustiques à travers une turbulence cinématique”, *Journal d’Acoustique* **33**, 1–8.
- Blokhintzev, D. (1946). “The propagation of sound in an inhomogeneous and moving medium I”, *J. Acoust. Soc. Am.* **18**, 322–328.
- Blumrich, R. et Heimann, D. (2002). “A linearized Eulerian sound propagation model for studies of complex meteorological effects”, *J. Acoust. Soc. Am.* **112**, 446–455.
- Bogey, C. et Bailly, C. (2002). “Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : Far field formulation and validation test cases”, *Acta Acustica united with Acustica* **88**, 463–471.
- Bogey, C. et Bailly, C. (2004). “A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations”, *J. Comp. Phys.* **194**, 194–214.
- Bogey, C. et Bailly, C. (2006). “Large eddy simulations of transitional round jets : Influence of the reynolds number on flow development and energy dissipation”, *Physics of Fluids* **18**, #065101.
- Bogey, C., Bailly, C., et Juvé, D. (2002). “Computation of flow noise using source terms in linearized Euler’s equations”, *AIAA J.* **40**, 235–243.
- Bogey, C., Cacqueray, N., et Bailly, C. (2008). “Self-adjusting shock-capturing spatial filtering for high-order non-linear computations”, in *Fourteenth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, BC, Canada*, AIAA Paper 2008–2968.
- Bongini, E., Molla, S., Gautier, P.-E., Habault, D., Mattéi, P.-O., et Poisson, F. (2007). “Synthesis of noise of operating vehicles : developments within SILENCE of a tool with listening features”, in *Ninth International Workshop on Railway Noise, Munich, Germany*, CD–Rom Proceedings.

- Boulanger, P., Raspet, R., et Bass, H. (1995). “Sonic boom propagation through a realistic turbulent atmosphere”, *J. Acoust. Soc. Am.* **98**, 3412–3417.
- Boulanger, P., Waters-Fuller, T., Attenborough, K., et Li, K. (1997). “Models and measurements of sound propagation from a point source over mixed ground”, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 1432–1442.
- Candel, S. (1977). “Numerical solution of conservation equations arising in linear wave theory : application to aeroacoustics”, *J. Fluid Mech.* **83**, 465–493.
- Champoux, Y. et Stinson, M. (1992). “On acoustic models for sound propagation in rigid frame porous materials and the influence of shape factors”, *J. Acoust. Soc. Am.* **92**, 1120–1131.
- Chandler-Wilde, S. et Hothersall, D. (1985). “Sound propagation above an inhomogeneous impedance plane”, *J. Sound. Vib.* **98**, 475–491.
- Charbonnel, C. (2002). “Définition d’un modèle de sources simple pour le TGV-R”, Rapport Centrale Lyon Innovation - SNCF, référence SFC/CC/021129/6332.
- Cheng, R., Morris, P., et Brentner, K. (2007). “A 3D parabolic equation method for sound propagation in moving inhomogeneous media”, in *Thirteenth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Rome, Italy*, AIAA Paper 2007–3564.
- Chernov, L. (1960). *Wave propagation in a random medium* (McGraw-Hill).
- Chessell, C. (1977). “Propagation of noise along a finite impedance boundary”, *J. Acoust. Soc. Am.* **62**, 825–834.
- Chevret, P. (1994). “Simulation numérique des effets de la turbulence sur la propagation du son dans l’atmosphère”, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, n° 94-18.
- Chevret, P., Blanc-Benon, P., et Juvé, D. (1996). “A numerical model for sound propagation through a turbulent atmosphere near the ground”, *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 3587–3599.
- Chien, C. et Soroka, W. (1980). “A note on the calculation of sound propagation along an impedance surface”, *J. Sound. Vib.* **69**, 340–343.
- Claerbout, J. (1976). *Fundamentals of geophysical data processing with applications to petroleum prospect* (McGraw-Hill, New-York).
- Coleman, T., Branch, M. A., et Grace, A. (1999). *Optimization Toolbox For Use with MATLAB User’s Guide Version 2*.
- Collins, M. (1993). “A split-step Padé solution for the parabolic equation method”, *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 1736–1742.
- Collins, M. et Westwood, E. (1991). “A higher-order energy-conserving parabolic equation for range-dependent ocean depth, sound speed, and density”, *J. Acoust. Soc. Am.* **89**, 1068–1075.
- Coste, O. (1999). “Analyse de la campagne de mesure : étude en champ libre.”, Rapport final référence SD/OC/1299/08/RA du projet “Caractérisation de l’émission acoustique du système matériel roulant /infrastructure”, réalisé par Signal Développement pour le compte de la SNCF.
- Cotté, B. et Blanc-Benon, P. (2007). “Estimates of the relevant turbulent scales for acoustic propagation in an upward refracting atmosphere”, *Acta Acustica united with Acustica* **93**, 944–958.

- Courville, D. (2007). “Procédés et systèmes d’enregistrement et de reproduction sonores en trois dimensions. Chapitre 5 : Le système Ambisonic”, [http ://www.er.uqam.ca/nobel/k24305/chapitre_5.html](http://www.er.uqam.ca/nobel/k24305/chapitre_5.html), mis à jour le 9/05/2007, consulté le 13/07/2008.
- Cristol, X. (1987). “Résolution numérique par transformée de Fourier de l’équation parabolique. Application à la propagation sous-marine”, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, n° 87-03.
- Daigle, G., Embleton, T., et Piercy, J. (1986). “Propagation of sound in the presence of gradients and turbulence near the ground”, *J. Acoust. Soc. Am.* **79**, 613–627.
- Daigle, G., Piercy, J., et Embleton, T. (1978). “Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves near a hard boundary”, *J. Acoust. Soc. Am.* **64**, 622–630.
- Dallois, L. (2000). “Propagation des ondes acoustiques dans les milieux en mouvement : extension grand angle de l’approximation parabolique”, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, n° 2000-37.
- Dallois, L. et Blanc-Benon, P. (2001). “Wide angle parabolic equations in moving media : Sound diffraction by a core vortex”, in *Seventh AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, Netherlands*, AIAA Paper 2001–2256.
- Dallois, L., Blanc-Benon, P., et Juvé, D. (2001). “A wide-angle parabolic equation for acoustic waves in inhomogeneous moving media : Applications to atmospheric sound propagation”, *J. Comp. Acoust.* **9**, 477–494.
- Dallois, L., Blanc-Benon, P., Juvé, D., et Ostashev, V. (1998). “A wide angle parabolic equation for sound waves in moving media”, in *Eighth International Symposium on Long Range Sound Propagation, University Park, PA, USA*, 195–208.
- Dashen, R. (1979). “Path integrals for waves in random media”, *J. Math. Phys.* **20**, 894–920.
- Defrance, J., Salomons, E., Noordhoek, I., Heimann, D., Plovsing, B., Watts, G., Jonasson, H., Zhang, X., Premat, E., Schmich, I., Aballea, F., Baulac, M., et de Roo, F. (2007). “Outdoor sound propagation reference model developed in the European HARMONOISE project”, *Acta Acustica united with Acustica* **93**, 213–227.
- Delany, M. et Bazley, E. (1970). “Acoustical properties of fibrous absorbent materials”, *Appl. Acoust.* **3**, 105–116.
- Delorme, P., Mazet, P., Peyret, C., et Ventribout, Y. (2005). “Computational aeroacoustics applications based on a discontinuous Galerkin method”, *C.R. Mécanique* **333**, 676–682.
- Di, X. et Gilbert, K. (1993). “An exact Laplace transform formulation for a point source above a ground surface”, *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 714–720.
- Di, X. et Gilbert, K. (1994). “The effect of turbulence and irregular terrain on outdoor sound propagation”, in *Sixth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ottawa, Canada*, 315–333.
- Di, X. et Gilbert, K. (1998). “Wave propagation in a 3-D turbulent atmosphere : horizontal coherence”, in *Eighth International Symposium on Long Range Sound Propagation, University Park, PA, USA*, 169–180.
- DiNapoli, F. et Deavenport, R. (1980). “Theoretical and numerical Green’s function field solution in a plane multilayered medium”, *J. Acoust. Soc. Am.* **67**, 92–105.

- Directive-2002/49/CE (2002). *Directive 2002/49/CE du 25 juin 2002 relative à l'évaluation et à la gestion du bruit dans l'environnement.*
- Duhamel, D. (1996). "Efficient calculation of the three-dimensional sound pressure field around a noise barrier", *J. Sound. Vib.* **197**, 547–571.
- Dupont, S. et Brunet, Y. (2006). "Simulation of turbulent flow in an urban forested park damaged by a windstorm", *Boundary-Layer Meteorol.* **120**, 133–161.
- Embleton, T. (1996). "Tutorial on sound propagation outdoors", *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 31–48.
- Embleton, T., Piercy, J., et Daigle, G. (1983). "Effective flow resistivity of ground surfaces determined by acoustical measurements", *J. Acoust. Soc. Am.* **74**, 1239–1244.
- Favre, B. (1983). "Noise emission of road vehicles : Evaluation of some simple models", *J. Sound. Vib.* **91**, 571–582.
- Fellah, Z., Berger, S., Lauriks, W., et Depollier, C. (2004). "Verification of Kramers-Kronig relationship in porous materials having a rigid frame", *J. Sound. Vib.* **270**, 865–885.
- Fellah, Z. et Depollier, C. (2000). "Transient acoustic wave propagation in rigid porous media : A time-domain approach", *J. Acoust. Soc. Am.* **107**, 683–688.
- Flatté, S., Dashen, R., Munk, W., Watson, K., et Zachariassen, F. (1979). *Sound Transmission through a Fluctuating Ocean* (Cambridge University Press).
- Fortain, A. (2005). "Evaluation du potentiel de réduction du bruit au passage d'un TGV circulant à 350 km/h à l'aide du logiciel MAT2S", Rapport SNCF, référence SFC/AF/T/050211/1A.
- Fung, K.-Y. et Ju, H. (2001). "Broadband time-domain impedance models", *AIAA J.* **39**, 1449–1454.
- Gabillet, Y., Schroeder, H., Daigle, G., et L'Espérance, A. (1993). "Application of the Gaussian beam approach to sound propagation in the atmosphere : Theory and experiments", *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 3105–3116.
- Galindo, M. (1996a). "Approximations in the PE method. Phase and level errors in a downward refracting atmosphere", in *Seventh International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*, 235–255.
- Galindo, M. (1996b). "The parabolic equation method for outdoor sound propagation", Ph.D. thesis, Technical University of Denmark.
- Gaumain, C. (1999a). "MAT2S", Final report, reference 3S9A09T1.DC.
- Gaumain, C. (1999b). "Validation and source models of MAT2S", Technical document, reference 3S9S14T1.DA.
- Gautier, P.-E., Poisson, F., et Letourneaux, F. (2008). "High speed trains external noise : a review of measurements and source models for the TGV case up to 360km/h", in *Eighth World Congress on Railway Research, Seoul, Korea*, CD-Rom Proceedings.
- Gauvreau, B. (1999). "Influence des conditions micrométéorologiques sur l'efficacité des écrans acoustiques", thèse de doctorat, Université du Maine.

- Gauvreau, B., Bérengier, M., Blanc-Benon, P., et Depollier, C. (2002). “Traffic noise prediction with the parabolic equation method : Validation of a split-step Padé approach in complex environments”, *J. Acoust. Soc. Am.* **112**, 2680–2687.
- Gilbert, K. et Di, X. (1993). “A fast Green’s function method for one-way sound propagation in the atmosphere”, *J. Acoust. Soc. Am.* **94**, 2343–2352.
- Gilbert, K., Di, X., et Korte, R. (1996). “Distorted-wave Born approximation analysis of sound levels in a refractive shadow zone”, in *Seventh International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*, 373–389.
- Gilbert, K., Raspet, R., et Di, X. (1990). “Calculation of turbulence effects in an upward-refracting atmosphere”, *J. Acoust. Soc. Am.* **87**, 2428–2437.
- Glegg, S. et Yoon, J. (1990a). “Determination of noise source height, part I : The measurement of equivalent acoustic source height above a reflecting surface”, *J. Sound. Vib.* **143**, 19–37.
- Glegg, S. et Yoon, J. (1990b). “Determination of noise source heights, part II : Measurement of the equivalent source height of highway vehicles”, *J. Sound. Vib.* **143**, 39–50.
- Goedecke, G. et Auvermann, H. (1997). “Acoustic scattering by atmospheric turbules”, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 759–771.
- Goedecke, G., Wilson, D., et Ostashev, V. (2006). “Quasi-wavelet models of turbulent temperature fluctuations”, *Boundary-Layer Meteorol.* **120**, 1–23.
- Greene, R. (1984). “The rational approximation to the acoustic wave equation with bottom interaction”, *J. Acoust. Soc. Am.* **76**, 1764–1773.
- Gustavsen, B. et Semlyen, A. (1999). “Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting”, *IEEE Trans. Power Delivery* **14**, 1052–1301.
- Hamet, J. et Bérengier, M. (1993). “Acoustical characteristics of porous pavements : A new phenomenological model”, in *Internoise 93, Leuven, Belgium*, 641–646.
- Hardin, J., Ristorcelli, J., et Tam, C., eds. (1995). *ICASE/LaRC workshop on benchmark problems in computational aeroacoustics (CAA)*, NASA conference publication 3300.
- Heimann, D. et Gross, G. (1999). “Coupled simulation of meteorological parameters and sound level in a narrow valley”, *Appl. Acoust.* **56**, 73–100.
- Heimann, D. et Karle, R. (2006). “A linearized Euler finite-difference time-domain sound propagation model with terrain-following coordinates”, *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 3813–3821.
- Hinze, J. (1975). *Turbulence* (McGraw-Hill).
- Holtslag, A. (1984). “Estimates of diabatic wind speed profiles from near-surface weather observations”, *Boundary-Layer Meteorol.* **29**, 225–250.
- Hothersall, D., Chandler-Wilde, S., et Hajmizae, M. (1991). “Efficiency of single noise barriers”, *J. Sound. Vib.* **146**, 303–322.
- Hu, F. (1996). “On absorbing boundary conditions for linearized Euler equations by a perfectly matched layer”, *J. Comp. Phys.* **129**, 201–219.

- Hugon-Jeannin, Y. (1992). “Simulation numérique de la propagation d’ondes acoustiques en milieu turbulent”, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, n° 92-3.
- Ishimaru, A. (1979). *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, volume 2 (Academic Press).
- Jean, P. (1998). “A variational approach for the study of outdoor sound propagation and application to railway noise”, *J. Sound. Vib.* **212**, 275–294.
- Junker, F., Gauvreau, B., Bérengier, M., Cremezi-Charlet, C., Blanc-Benon, P., Cotté, B., et Ecotière, D. (2006a). “Classification of relative influence of physical parameters for long range acoustic propagation”, in *Internoise 2006, Honolulu, Hawaii, USA*, CD-Rom Proceedings.
- Junker, F., Gauvreau, B., Blanc-Benon, P., et Cremezi-Charlet, C. (2005). “Classification de l’influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance.”, Rapport intermédiaire du projet MEDD.
- Junker, F., Gauvreau, B., Blanc-Benon, P., Cremezi-Charlet, C., Ecotière, D., Baume, O., et Cotté, B. (2006b). “Classification de l’influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance.”, Rapport final du projet MEDD.
- Juvé, D., Blanc-Benon, P., et Chevret, P. (1994). “Sound propagation through a turbulent atmosphere : Influence of the turbulence model”, in *Sixth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ottawa, Canada*, 270–282.
- Karweit, M., Blanc-Benon, P., Juvé, D., et Comte-Bellot, G. (1991). “Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : A study of phase variance”, *J. Acoust. Soc. Am.* **89**, 52–62.
- Kelley, D., Destan, T., et Luebbers, R. (2007). “Debye function expansions of complex permittivity using a hybrid particle swarm-least squares optimization approach”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **55**, 1999–2005.
- Kelley, D. et Luebbers, R. (1996). “Piecewise linear recursive convolution for dispersive media using FDTD”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **44**, 792–797.
- Kraichnan, R. (1970). “Diffusion by a random velocity field”, *The Physics of Fluids* **13**, 22–31.
- Kurzweil, L., Cobb, W., et Kendig, R. (1979). “Propagation of noise from rail lines”, *J. Sound. Vib.* **66**, 389–405.
- L’Espérance, A., Herzog, P., Daigle, G., et Nicolas, J. (1992). “Heuristic model for outdoor sound propagation based on an extension of the geometrical ray theory in the case of a linear sound speed profile”, *Appl. Acoust.* **37**, 111–139.
- Li, K., Buret, M., et Attenborough, K. (1998a). “The propagation of sound due to a source moving at high speed in a refracting medium”, in *Euronoise 98, Munchen, Germany*, 955–960.
- Li, K. et Taherzadeh, S. (1997). “The sound field of an arbitrarily oriented quadrupole near ground surfaces”, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 2050–2057.
- Li, K., Taherzadeh, S., et Attenborough, K. (1997). “Sound propagation from a dipole source near an impedance plane”, *J. Acoust. Soc. Am.* **101**, 3343–3352.

- Li, K., Taherzadeh, S., et Attenborough, K. (1998b). “An improved ray-tracing algorithm for predicting sound propagation outdoors”, *J. Acoust. Soc. Am.* **104**, 2077–2083.
- Liebler, M., Ginter, S., Dreyer, T., et Riedlinger, R. (2004). “Full wave modeling of therapeutic ultrasound : Efficient time-domain implementation of the frequency power-law attenuation”, *J. Acoust. Soc. Am.* **116**, 2742–2750.
- Lihoreau, B., Gauvreau, B., Bérengier, M., Blanc-Benon, P., et Calmet, I. (2006). “Outdoor sound propagation modelling in realistic environments : Application of coupled parabolic and atmospheric models”, *J. Acoust. Soc. Am.* **120**, 110–119.
- Luebbers, R. et Hunsberger, F. (1992). “FDTD for Nth-order dispersive media”, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **40**, 1297–1301.
- Lumley, H. et Panofsky, H. (1964). *The structure of atmospheric turbulence* (John Wiley & Sons, Inc.).
- Marsden, O. (2005). “Calcul direct du rayonnement acoustique de profils par une approche curviligne d’ordre élevé”, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, n° 2005-47.
- Mellet, C., Létourneaux, F., Poisson, F., et Talotte, C. (2006). “High speed train noise emission : Latest investigation of the aerodynamic/rolling noise contribution”, *J. Sound. Vib.* **293**, 535–546.
- Miki, Y. (1990). “Acoustical properties of porous materials - Modifications of Delany-Bazley models”, *J. Acoust. Soc. Jpn.* **11**, 19–24.
- Monin, A. et Obukhov, A. (1954). “Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground”, *Tr. Akad. Nauk. SSR Geofiz. Inst.* **24**, 163–187.
- Moore, B. et Glasberg, B. (1996). “A revision of Zwicker’s loudness model”, *Acta Acustica united with Acustica* **82**, 335–345.
- Moore, B., Glasberg, B., et Baer, T. (1997). “A model for the prediction of thresholds, loudness and partial loudness”, *J. Audio Eng. Soc.* **45**, 224–240.
- Morgan, S. et Raspet, R. (1992). “Investigation of the mechanisms of low-frequency wind noise generation outdoors”, *J. Acoust. Soc. Am.* **92**, 1180–1183.
- Morse, P. et Feshbach, H. (1953). *Methods of Theoretical Physics*, volume I, 370–373 (McGraw-Hill).
- Morse, P. et Ingard, K. (1968). *Theoretical Acoustics* (Princeton University Press).
- Norum, T. et Liu, C. (1978). “Point source moving above a finite impedance reflecting plane - experiment and theory”, *J. Acoust. Soc. Am.* **63**, 1069–1073.
- Ostashev, V. (1994). “Sound propagation and scattering in media with random inhomogeneities of sound speed, density and medium velocity”, *Waves in Random Media* **4**, 403–428.
- Ostashev, V. (1997). *Acoustics in Moving Inhomogeneous Media* (E and FN SPON).
- Ostashev, V., Blanc-Benon, P., Juvé, D., et Dallois, L. (2002). “Wide angle parabolic equation for sound waves in a refractive, turbulent atmosphere”, in *Tenth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Grenoble, France*.

- Ostashev, V., Chunchuzov, I., et Wilson, D. (2005). “Sound propagation through and scattering by internal gravity waves in a stably stratified atmosphere”, *J. Acoust. Soc. Am.* **118**, 3420–3429.
- Ostashev, V., Collier, S., Wilson, D., Aldridge, D., Symons, N., et Marlin, D. (2007). “Padé approximation in time-domain boundary conditions of porous surfaces”, *J. Acoust. Soc. Am.* **122**, 107–112.
- Ostashev, V., Goedecke, G., Wood, R., Auvermann, H., et Clifford, S. (1999). “Sound scattering cross-section in a stratified moving atmosphere”, *J. Acoust. Soc. Am.* **105**, 3115–3125.
- Ostashev, V., Juvé, D., et Blanc-Benon, P. (1997). “Derivation of a wide-angle parabolic equation for sound waves in inhomogeneous moving media”, *Acta Acustica united with Acustica* **83**, 455–460.
- Ostashev, V., Wilson, D., Liu, L., Aldridge, D., Symons, N., et Marlin, D. (2005). “Equations for finite-difference, time-domain simulation of sound propagation in moving inhomogeneous media and numerical implementation”, *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 503–517.
- Özyörük, Y. et Long, L. (1997). “A time-domain implementation of surface acoustic impedance condition with and without flow”, *J. Comp. Acoust.* **5**, 277–296.
- Pan, N. (2003). “Excess attenuation of an acoustic beam by turbulence”, *J. Acoust. Soc. Am.* **114**, 3102–3111.
- Pao, Y. (1965). “Structure of turbulent velocity and scalar fields at large wavenumbers”, *Phys. Fluids* **8**, 1063–1075.
- Pao, Y. (1968). “Transfer of turbulent energy and scalar quantities at large wavenumbers”, *Phys. Fluids* **11**, 1371–1372.
- Péneau, J.-P., Woloszyn, P., Bérengier, M., et Gaulin, D. (1998). “Caractérisation et identification des sources sonores en milieu urbain”, *Acoustique et Techniques* **16**, 7–13.
- Pettit, C. et Wilson, D. (2007). “Proper orthogonal decomposition and cluster weighted modeling for sensitivity analysis of sound propagation in the atmospheric surface layer”, *J. Acoust. Soc. Am.* **122**, 1374–1390.
- Pierce, A. (1989). *Acoustics : An Introduction to its Physical Principles and Applications* (Acoustical Society of America).
- Pierce, A. (2007). “Basic linear acoustics”, in *Springer Handbook of Acoustics*, édité par T. Rossing, chapitre 3, 25–112 (Springer-Verlag).
- Premat, E. et Gabillet, Y. (2000). “A new boundary-element method for predicting outdoor sound propagation and application to the case of a sound barrier in the presence of downward refraction”, *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 2775–2783.
- Rasmussen, K. (1981). “Sound propagation over grass covered ground”, *J. Sound. Vib.* **78**, 247–255.
- Raspet, R., Lee, S., Kluester, E., Chang, D., Richards, W., Gilbert, R., et Bong, N. (1985). “A fast-field program for sound propagation in a layered atmosphere above an impedance ground”, *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 345–352.
- Raspet, R., Webster, J., et Dillion, K. (2006). “Framework for wind noise studies”, *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 834–843.

- Raspet, R. et Wu, W. (1995). "Calculation of average turbulence effects on sound propagation based on the fast field program formulation", *J. Acoust. Soc. Am.* **97**, 147–153.
- Rathe, E. (1977). "Railway noise propagation", *J. Sound. Vib.* **51**, 371–388.
- Reymen, Y., Baelmans, M., et Desmet, W. (2007). "Time-domain impedance formulation suited for broadband simulations", in *Thirteenth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Rome, Italy*, AIAA Paper 2007–3519.
- Rienstra, S. (1988). "1-D reflection at an impedance wall", *J. Sound. Vib.* **125**, 43–51.
- Rienstra, S. (2006). "Impedance models in time domain including the extended Helmholtz resonator model", in *Twelfth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge, MA, USA*, AIAA Paper 2006–2686.
- Ringheim, M. (1988). "Sound propagation and the prediction of railway noise", *J. Sound. Vib.* **120**, 363–370.
- Roseau, M. (1976). *Asymptotic Wave Theory*, 84–86 (North-Holland, Amsterdam).
- Rytov, S., Kravtsov, Y., et Tatarski, V. (1989). *Principles of Radiophysics 4 : Wave Propagation through Random Media* (Springer-Verlag).
- Sack, R. et West, M. (1995). "A parabolic equation for sound propagation in two dimensions over any smooth terrain profile : The Generalised Terrain Parabolic Equation (GT-PE)", *Appl. Acoust.* **45**, 113–129.
- Salomons, E. (1998a). "Caustic diffraction fields in a downward refracting atmosphere", *J. Acoust. Soc. Am.* **104**, 3259–3272.
- Salomons, E. (1998b). "Improved Green's function parabolic equation method for atmospheric sound propagation", *J. Acoust. Soc. Am.* **104**, 100–111.
- Salomons, E., Blumrich, R., et Heimann, D. (2002). "Eulerian time-domain model for sound propagation over a finite-impedance ground surface. Comparison with frequency-domain models", *Acta Acustica united with Acustica* **88**, 483–492.
- Salomons, E. M. (2001). *Computational Atmospheric Acoustics* (Kluwer Academic Publishers).
- Site internet de l'IDRIS (2008). <http://idris.fr/>, mis à jour le 18/07/2008, consulté le 29/08/2008.
- Site internet de Méso-NH (2007). <http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/>, mis à jour en juin 2007, consulté le 21/08/2008.
- Stinson, M. et Daigle, G. (1996). "Meteorological measurements for use in sound propagation calculations", in *Seventh International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*, 137–147.
- Stinson, M., Havelock, D., et Daigle, G. (1994). "Simulation of scattering by turbulence into a shadow region using the GF-PE method", in *Sixth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ottawa, Canada*, 283–295.
- Stull, R. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology* (Kluwer Academic).

- Sturm, F. (2005). “Numerical study of broadband sound pulse propagation in three-dimensional oceanic waveguides”, *J. Acoust. Soc. Am.* **117**, 1058–1079.
- Takatoshi, Y., Koichi, M., Yoshihiro, H., et Kohei, Y. (2007). “Numerical simulation on long range outdoor sound propagation over non-flat terrains by the coupled FDTD-PE method”, in *19th International Congress on Acoustics, Madrid, Spain*, CD-Rom Proceedings.
- Talotte, C., Gautier, P.-E., Thompson, D., et Hanson, C. (2003). “Identification, modelling and reduction potential of railway noise sources : A critical survey”, *J. Sound. Vib.* **267**, 447–468.
- Tam, C. (1995). “Computational aeroacoustics : Issues and methods”, *AIAA J.* **33**, 1788–1796.
- Tam, C. et Auriault, L. (1996). “Time-domain impedance boundary conditions for computational aeroacoustics”, *AIAA J.* **34**, 917–923.
- Tam, C., Auriault, L., et Cambuli, F. (1998). “Perfectly matched layer as an absorbing boundary condition for the linearized Euler equations in open and ducted domains”, *J. Comp. Phys.* **144**, 213–234.
- Tam, C. et Dong, Z. (1996). “Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow”, *J. Comp. Acoust.* **4**, 175–201.
- Tam, C. et Webb, J. (1993). “Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics”, *J. Comp. Phys.* **107**, 262–281.
- Tappert, F. (1977). “The parabolic approximation method”, in *Wave propagation and underwater acoustics*, édité par J. Keller et J. Papadakis, chapitre V, 224–287 (Springer-Verlag).
- Tatarski, V. (1961). *Wave Propagation in a Turbulent Medium* (McGraw-Hill).
- The Vector Fitting website (2007). <http://www.energy.sintef.no/produkt/VECTFIT/index.asp>, mis à jour le 29/03/2007, consulté le 13/08/2008.
- Thompson, D. (1993). “Wheel-rail noise generation, part I : Introduction and interaction model”, *J. Sound. Vib.* **161**, 387–400.
- Thompson, D., Hemsworth, B., et Vincent, N. (1996). “Experimental validation of the TWINS prediction program for rolling noise, part 1 : Description of the model and method”, *J. Sound. Vib.* **193**, 123–135.
- Touloupoulos, I. et Ekaterinaris, J. (2006). “High-order discontinuous Galerkin discretizations for computational aeroacoustics in complex domains”, *AIAA J.* **44**, 502–511.
- Utzmann, J., Schwartzkopff, T., Dumbser, M., et Munz, C.-D. (2006). “Heterogeneous domain decomposition for computational aeroacoustics”, *AIAA J.* **44**, 2231–2250.
- van Leeuwen, H. (2000). “Railway noise prediction models : A comparison”, *J. Sound. Vib.* **231**, 975–987.
- Van Renterghem, T. et Botteldooren, D. (2007). “Influence of temporal resolution of meteorological and traffic data on long-term average sound levels”, *Acta Acustica united with Acustica* **93**, 976–990.
- Van Renterghem, T., Salomons, E., et Botteldooren, D. (2005). “Efficient FDTD-PE model for sound propagation in situations with complex obstacles and wind profiles”, *Acta Acustica united with Acustica* **91**, 671–679.

- Vecherin, S., Ostashev, V., Ziemann, A., Wilson, D., Arnold, K., et Barth, M. (2007). “Tomographic reconstruction of atmospheric turbulence with the use of time-dependent stochastic inversion”, *J. Acoust. Soc. Am.* **122**, 1416–1425.
- Vinson, P. et Letourneaux, F. (2004). “Projet européen HARMONOISE. Groupe de travail WP4 – Mesures SNCF”, Rapport AEF-D R 03090 / 01 D-55.
- Wang, Z. (2002). “Spectral (finite) volume method for conservation laws on unstructured grids - Basic formulation”, *J. Comp. Phys.* **178**, 210–251.
- Wang, Z. (2005). “Evaluation of high-order spectral volume method for benchmark computational aeroacoustic problems”, *AIAA J.* **43**, 337–348.
- Waters, K., Hugues, M., Brandenburger, G., et Miller, J. (2000). “On a time-domain representation of the Kramers-Krönig dispersion relations”, *J. Acoust. Soc. Am.* **108**, 2114–2119.
- Wert, K., Blanc-Benon, P., et Juvé, D. (1998). “Effect of turbulence scale resolution on numerical simulation of atmospheric sound propagation”, in *Fourth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Toulouse, France*, AIAA Paper 98-2245, 246–256.
- Wilson, D. (2003). “The sound-speed gradient and refraction in the near-ground atmosphere”, *J. Acoust. Soc. Am.* **113**, 750–757.
- Wilson, D., Andreas, E., Weatherly, J., Pettit, C., Patton, E., et Sullivan, P. (2007a). “Characterization of uncertainty in outdoor sound propagation predictions”, *J. Acoust. Soc. Am.* **121**, EL177–183.
- Wilson, D., Brasseur, J., et Gilbert, K. (1999). “Acoustic scattering and the spectrum of atmospheric turbulence”, *J. Acoust. Soc. Am.* **105**, 30–34.
- Wilson, D., Collier, S., Ostashev, V., Aldridge, D., Symons, N., et Marlin, D. (2006). “Time-domain modeling of the acoustic impedance of porous surface”, *Acta Acustica united with Acustica* **92**, 965–975.
- Wilson, D., Ostashev, V., Collier, S., Symons, N., Aldridge, D., et Marlin, D. (2007b). “Time-domain calculations of sound interactions with outdoor ground surfaces”, *Appl. Acoust.* **68**, 173–200.
- Wilson, D. et Thomson, D. (1994). “Acoustic propagation through anisotropic, surface-layer turbulence”, *J. Acoust. Soc. Am.* **96**, 1080–1095.
- Wochner, M., Atchley, A., et Sparrow, V. (2005). “Numerical simulation of finite amplitude wave propagation in air using a realistic atmospheric absorption model”, *J. Acoust. Soc. Am.* **118**, 2891–2898.
- Ye, Z. (1997). “Sound scattering from a moving turbulent medium”, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 752–758.
- Young, J., Kittichartphayak, A., Kwok, Y., et Sullivan, D. (1995). “On the dispersion errors related to (FD)²TD type schemes”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **43**, 1902–1910.
- Zheng, S. et Zhuang, M. (2004). “Three-dimensional benchmark problem for broadband time-domain impedance boundary conditions”, *AIAA J.* **42**, 405–407.
- Zouboff, V., Brunet, Y., Bérengier, M., et Sechet, E. (1994). “A qualitative approach of atmospheric effects on long range sound propagation”, in *Sixth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ottawa, Canada*, 251–269.

- Zouboff, V., Laporte, J.-C., et Brunet, Y. (1997). “Prise en compte des conditions météorologiques dans la propagation du bruit. Approche pratique”, Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées **210**, 105–119.
- Zwicker, E., Fastl, H., et Dallmayr, C., (1984). “BASIC-program for calculating the loudness of sounds from their 1/3-oct. band spectra according to ISO 522B”, Acustica **55**, 105–116.
- Zwicker, C. et Kosten, C. (1949). *Sound absorbing materials* (Elsevier).

Annexe A

Éléments de la théorie de la propagation en milieu aléatoire dans un espace bidimensionnel

Dans le paragraphe 1.2, des expressions tridimensionnelles ont été présentées pour la section efficace de diffusion et les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov. Ces résultats sont bien connus dans la littérature, alors que les expressions correspondantes dans un espace bidimensionnel sont rarement données. Il est intéressant de comparer les expressions de ces outils de la théorie de la propagation en milieu aléatoire en deux et trois dimensions car les simulations d'équation parabolique du chapitre 1 sont réalisées dans un espace bidimensionnel. Dans cette annexe, on verra que les propriétés de diffusion des fluctuations de température et de vitesse sont similaires en deux et trois dimensions. L'expression bidimensionnelle de la section efficace de diffusion est présentée dans le paragraphe A.2. Les différentes étapes permettant d'aboutir au résultat sont détaillées en deux et trois dimensions car elles sont très proches. L'expression des variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov est donnée dans le paragraphe A.3. La méthode permettant d'obtenir cette expression est détaillée dans l'annexe B de Chevret (1994) et n'est pas répétée ici.

A.1 Modélisation de la turbulence

La dépendance des densités spectrales vis à vis des nombres d'onde turbulents est la même en deux et trois dimensions (Chevret, 1994, Annexe C). Ainsi, en faisant les mêmes hypothèses que dans le paragraphe 1.2.1, les spectres bidimensionnels de l'énergie thermique turbulente $G^{2D}(K)$ et de l'énergie cinétique turbulente $E^{2D}(K)$ sont reliés à la densité spectrale $\Phi_n^{2D}(K)$ par

$$\Phi_n^{2D}(K) = \frac{1}{4T_0^2} \frac{G^{2D}(K)}{\pi K} + \frac{1}{c_0^2} \frac{E^{2D}(K)}{\pi K}. \quad (\text{A.1})$$

Pour le spectre de von Kármán modifié, on obtient alors :

$$G^{2D}(K) = C \frac{\overline{T'^2}}{L_0^{5/3}} K \left(K^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-11/6} e^{-K^2/K_m^2}, \quad (\text{A.2})$$

$$E^{2D}(K) = \frac{11}{6} C \frac{\overline{V_x'^2}}{L_0^{5/3}} K^3 \left(K^2 + \frac{1}{L_0^2} \right)^{-17/6} e^{-K^2/K_m^2}, \quad (\text{A.3})$$

avec $C = 5/3$, et avec les mêmes notations que dans le paragraphe 1.2.1.

A.2 Section efficace de diffusion

Le point de départ pour obtenir l'expression de la section efficace est l'équation d'Helmholtz inhomogène sur la pression diffusée p_s :

$$\nabla^2 p_s + k^2 p_s = -\gamma(\mathbf{r}) p_s, \quad (\text{A.4})$$

avec

$$\gamma(\mathbf{r}) = -k^2 \frac{T'}{T_0} + \nabla \left(\frac{T'}{T_0} \right) \cdot \nabla - \frac{2j}{c_0 k} \frac{\partial V'_i}{\partial x_l} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_l} + \frac{2jk}{c_0} \mathbf{V}' \cdot \nabla. \quad (\text{A.5})$$

Cette expression pour $\gamma(\mathbf{r})$ est obtenue à partir de l'équation (7.1) de Ostashev (1997) en gardant uniquement les fluctuations de température et de vitesse. Dans l'hypothèse de diffusion simple, la pression diffusée p_s dans le membre de droite de l'équation A.4 peut être remplacée par la pression incidente p_0 . À l'aide d'une formulation intégrale, on obtient alors :

$$p_s(\mathbf{r}) = \int_{L^n} \gamma(\mathbf{r}') p_0(\mathbf{r}') \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^n \mathbf{r}', \quad (\text{A.6})$$

où n vaut 3 en 3D et 2 en 2D, et où $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ est la fonction de Green associée. Les notations de la figure 1.3 sont utilisées, et L est la taille caractéristique du volume de diffusion. La fonction de Green est :

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \begin{cases} (4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^{-1} \exp(jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) & \text{en 3D,} \\ (j/4) H_0^{(2)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) & \text{en 2D,} \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

avec $H_0^{(2)}$ la fonction de Hankel de deuxième espèce et d'ordre 0. En supposant $p_0(\mathbf{r}) = A_0 \exp(jk\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{r})$ pour l'onde incidente, les dérivées qui interviennent dans le terme $\gamma(\mathbf{r}') p_0(\mathbf{r}')$ ont la forme suivante :

$$\frac{\partial \exp(jk\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{r}')}{\partial x'_l} = jk m_{0,l} \exp(jk\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{r}'), \quad (\text{A.8})$$

avec $\mathbf{m}_0 = -\mathbf{r}_0/r_0$. Ainsi, l'opérateur $\gamma(\mathbf{r})$ dans l'équation A.6 devient :

$$\gamma(\mathbf{r}) = -k^2 \frac{T'}{T_0} + jk \mathbf{m}_0 \cdot \nabla \left(\frac{T'}{T_0} \right) + \frac{2jk}{c_0} (\mathbf{m}_0 \cdot \nabla) (\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{V}') - \frac{2k^2}{c_0} (\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{V}'). \quad (\text{A.9})$$

En trois dimensions, on obtient en combinant les équations A.6 et A.7 :

$$p_s^{3D}(\mathbf{r}) = \frac{A_0 e^{jkr}}{4\pi r} \int_V \gamma(\mathbf{r}') e^{jk(\mathbf{m}_0 - \mathbf{m}) \cdot \mathbf{r}'} d^3 \mathbf{r}', \quad (\text{A.10})$$

avec V le volume de diffusion. Une expression similaire est obtenue en deux dimensions en se plaçant dans l'approximation de champ lointain ($r \gg L$). Dans ce cas, en effet, $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx r - \mathbf{m} \cdot \mathbf{r}'$, avec $\mathbf{m} = \mathbf{r}/r$,

et la fonction de Hankel est approchée de la façon suivante :

$$H_0^{(2)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \approx \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}} \exp(jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| - j\pi/4).$$

On en déduit :

$$p_s^{2D}(\mathbf{r}) = \frac{A_0 j e^{jkr - j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi kr}} \int_S \gamma(\mathbf{r}') e^{jk(\mathbf{m}_0 - \mathbf{m}) \cdot \mathbf{r}'} d^2 \mathbf{r}', \quad (\text{A.11})$$

avec S la surface de diffusion. Ostashev (1997) montre de plus que pour $r, r_0 \gg L \gg \lambda$, l'approximation suivante est obtenue :

$$\int_{L^n} (\mathbf{m}_0 \cdot \nabla') \eta(\mathbf{r}') e^{jk(\mathbf{m}_0 - \mathbf{m}) \cdot \mathbf{r}'} d^n \mathbf{r}' \approx - \int_{L^n} \eta(\mathbf{r}') jk(1 - \mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{m}) e^{jk(\mathbf{m}_0 - \mathbf{m}) \cdot \mathbf{r}'} d^n \mathbf{r}'. \quad (\text{A.12})$$

Cette approximation s'applique aux deuxième et troisième termes de l'équation A.9. Par conséquent, l'opérateur $\gamma(\mathbf{r})$ dans les équations A.10 et A.11 s'écrit maintenant, en remarquant que $\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{m} = \cos \theta$ (voir la figure 1.3) :

$$\gamma(\mathbf{r}) = -k^2 \cos \theta \left[\frac{T'}{T_0} + \frac{2}{c_0} (\mathbf{m}_0 \cdot \mathbf{V}') \right]. \quad (\text{A.13})$$

Soit $\Gamma(\mathbf{K})$ la transformée de Fourier de $\gamma(\mathbf{r})$, définie ici par :

$$\Gamma^{3D}(\mathbf{K}) = \frac{1}{8\pi^3} \int_V \gamma(\mathbf{r}) e^{-j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d^3 \mathbf{r}, \quad (\text{A.14})$$

$$\Gamma^{2D}(\mathbf{K}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_S \gamma(\mathbf{r}) e^{-j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{r}, \quad (\text{A.15})$$

en 3D et en 2D respectivement. En utilisant les équations A.10 et A.11, la pression diffusée peut être exprimée en fonction de Γ :

$$p_s^{3D}(\mathbf{r}) = 2\pi^2 \frac{A_0 e^{jkr}}{r} \Gamma^{3D}(-\mathbf{q}), \quad (\text{A.16})$$

$$p_s^{2D}(\mathbf{r}) = j\sqrt{2}\pi^2 \frac{A_0 e^{jkr - j\pi/4}}{\sqrt{\pi kr}} \Gamma^{2D}(-\mathbf{q}), \quad (\text{A.17})$$

avec $\mathbf{q} = k(\mathbf{m}_0 - \mathbf{m})$. L'intensité diffusée moyenne \bar{I}_s est proportionnelle à $\overline{p_s p_s^*}(\mathbf{r})$, où * signifie "complexe conjugué de". La prochaine étape consiste à calculer $\overline{\Gamma \Gamma^*}(\mathbf{q})$: ce terme peut être relié aux densités spectrales des fluctuations de température Φ_T et de vitesse Φ_{il} à l'aide de l'équation A.13.

Dans une géométrie tridimensionnelle :

$$\overline{\Gamma^{3D} \Gamma^{3D*}}(-\mathbf{q}) = \frac{k^4 \cos^2 \theta}{(8\pi^3)^2} \int_V d^3 \mathbf{r}' \int_V \left(\frac{\overline{T'(\mathbf{r}') T'(\mathbf{r}' + \Delta \mathbf{r}')}}{T_0^2} + 4m_{0,i} m_{0,l} \frac{\overline{V'_i(\mathbf{r}') V'_l(\mathbf{r}' + \Delta \mathbf{r}')}}{c_0^2} \right) e^{-j\mathbf{q} \cdot \Delta \mathbf{r}'} d^3 \mathbf{r}'', \quad (\text{A.18})$$

avec $\Delta \mathbf{r}' = \mathbf{r}'' - \mathbf{r}'$. Ce résultat est obtenu en supposant que les champs de température et de vitesse ne sont pas corrélés. On voit apparaître dans l'équation A.18 les fonctions de corrélation des fluctuations de température T' et de vitesse \mathbf{V}' . Ces fonctions de corrélation sont les transformées de Fourier inverses des densités spectrales correspondantes, d'où :

$$\overline{\Gamma^{3D} \Gamma^{3D*}}(-\mathbf{q}) = \frac{V}{8\pi^3} k^4 \cos^2 \theta \left[\frac{\Phi_T^{3D}(\mathbf{q})}{T_0^2} + 4m_{0,i} m_{0,l} \frac{\Phi_{il}^{3D}(\mathbf{q})}{c_0^2} \right]. \quad (\text{A.19})$$

En combinant les équations 1.8, A.16 et A.19, on en déduit pour la section efficace de diffusion σ^{3D} :

$$\sigma^{3D}(\mathbf{q}) = \frac{r^2 \overline{p_s^{3D} p_s^{3D*}}(\mathbf{r})}{A_0^2 V} = \frac{4\pi^4 \overline{\Gamma^{3D} \Gamma^{3D*}}(-\mathbf{q})}{V} = 2\pi k^4 \cos^2 \theta \left[\frac{\Phi_T^{3D}(\mathbf{q})}{4T_0^2} + m_{0,i} m_{0,l} \frac{\Phi_{il}^{3D}(\mathbf{q})}{c_0^2} \right]. \quad (\text{A.20})$$

Dans l'équation 1.9 présentée dans le paragraphe 1.2.2, la section efficace de diffusion est exprimée en fonction des spectres d'énergie turbulente. L'équation 1.9 est obtenue à partir de l'équation A.20 en remarquant que $|\mathbf{q}| = 2k \sin \theta/2$ pour une turbulence homogène et isotrope, et en utilisant :

$$\Phi_T^{3D}(K) = \frac{G^{3D}(K)}{4\pi K^2}, \quad (\text{A.21})$$

$$\Phi_{il}^{3D}(K) = \left(\delta_{il} - \frac{K_i K_l}{K^2} \right) \frac{E^{3D}(K)}{4\pi K^2}. \quad (\text{A.22})$$

La section efficace de diffusion bidimensionnelle σ^{2D} est définie par :

$$\sigma^{2D} = \frac{r \bar{I}_s}{I_0 S}. \quad (\text{A.23})$$

En suivant les mêmes étapes que dans le cas tridimensionnel, on obtient :

$$\overline{\Gamma^{2D} \Gamma^{2D*}}(-\mathbf{q}) = \frac{S}{4\pi^2} k^4 \cos^2 \theta \left[\frac{\Phi_T^{2D}(\mathbf{q})}{T_0^2} + 4m_{0,i} m_{0,l} \frac{\Phi_{il}^{2D}(\mathbf{q})}{c_0^2} \right]. \quad (\text{A.24})$$

En combinant les équations A.17, A.23 et A.24 :

$$\sigma^{2D}(\mathbf{q}) = \frac{r \overline{p_s^{2D} p_s^{2D*}}(\mathbf{r})}{A_0^2 S} = \frac{2\pi^3 \overline{\Gamma^{2D} \Gamma^{2D*}}(-\mathbf{q})}{kS} = 2\pi k^3 \cos^2 \theta \left[\frac{\Phi_T^{2D}(\mathbf{q})}{4T_0^2} + m_{0,i} m_{0,l} \frac{\Phi_{il}^{2D}(\mathbf{q})}{c_0^2} \right]. \quad (\text{A.25})$$

Pour une turbulence homogène et isotrope, la section efficace de diffusion peut être exprimée en fonction des spectres d'énergie turbulente en utilisant :

$$\Phi_T^{2D}(K) = \frac{G^{2D}(K)}{\pi K}, \quad (\text{A.26})$$

$$\Phi_{il}^{2D}(K) = \left(\delta_{il} - \frac{K_i K_l}{K^2} \right) \frac{E^{2D}(K)}{\pi K}. \quad (\text{A.27})$$

On en déduit :

$$\sigma^{2D}(\theta) = k^2 \frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta/2} \left[\frac{1}{4T_0^2} G^{2D}(2k \sin \theta/2) + \frac{\cos^2 \theta/2}{c_0^2} E^{2D}(2k \sin \theta/2) \right]. \quad (\text{A.28})$$

L'équation A.28 correspond à l'équation 1.9 en 3D; les deux expressions ont des formes similaires. À l'aide des équations A.2 et A.3, une expression analytique peut être obtenue pour la section efficace de diffusion associée à un spectre de von Kármán modifié :

$$\sigma^{2D}(\theta) = \frac{2^{-14/3} C L_0^{-5/3} k^{-2/3} \cos^2 \theta}{(\sin^2 \theta/2 + (2kL_0)^{-2})^{11/6}} D(k, \theta) \left[\frac{\overline{T^2}}{T_0^2} + \frac{11}{6} \frac{\overline{V_x^2}}{c_0^2} \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta/2 + (2kL_0)^{-2}} \right], \quad (\text{A.29})$$

où le terme $D(k, \theta)$ est identique à celui qui apparaît dans l'équation 1.10. La section efficace de diffusion est normalisée par la section efficace de diffusion totale, qui est définie par

$$\sigma_0^{2D} = \int_0^{2\pi} \sigma^{2D}(\theta) d\theta, \quad (\text{A.30})$$

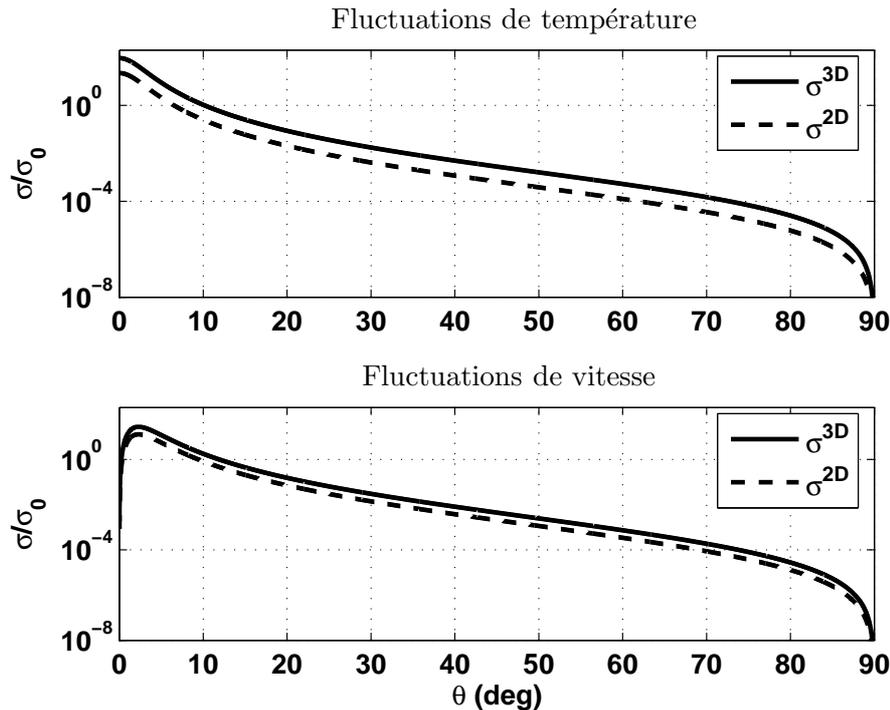


FIG. A.1 – Section efficace de diffusion normalisée σ/σ_0 à 200 Hz pour des fluctuations de température (en haut) et de vitesse (en bas) en deux et trois dimensions.

dans une géométrie bidimensionnelle. En comparant les équations 1.10 et A.29, il apparaît que les expressions de la section efficace de diffusion sont très proches en deux et trois dimensions. Les deux expressions sont comparées sur la figure A.1, où la section efficace de diffusion normalisée est tracée en fonction de l'angle de diffusion θ à 200 Hz. La dépendance angulaire est identique en 2D et en 3D, même si la diffusion est plus intense dans une géométrie tridimensionnelle.

A.3 Variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov

Les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase dans l'approximation de Rytov ont été obtenues en deux dimensions par Chevret (1994, Annexe B) :

$$\overline{\chi^2}, \overline{\phi^2} = 2\pi k^2 r \int_0^\infty f_{\chi, \phi}(K^2/K_F^2) \Phi_n^{2D}(K) dK, \quad (\text{A.31})$$

avec $f_{\chi, \phi}$ donné par l'équation 1.22 pour des ondes sphériques, et Φ_n^{2D} la densité spectrale bidimensionnelle obtenue à partir des équations A.1, A.2 et A.3. On constate donc que les fonctions-filtre $f_{\chi, \phi}$ sont les mêmes en deux et trois dimensions, ce qui signifie que le couplage entre les échelles de turbulence, la fréquence acoustique et la géométrie de propagation est identique dans les deux cas. Les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude et de la phase sont évaluées numériquement à 200 Hz et comparées sur les figures A.2 et A.3. Les variances des fluctuations du logarithme de l'amplitude ont des valeurs proches en 2D et en 3D à la fois pour des fluctuations de température et des fluctuations de vitesse, alors que les variances des fluctuations de la phase tendent à être plus grandes en 2D qu'en 3D. Cette différence peut être attribuée aux composantes spectrales associées aux grandes tailles de structures

turbulentes, qui sont plus fortes dans le spectre d'énergie bidimensionnel que dans le spectre d'énergie tridimensionnel.

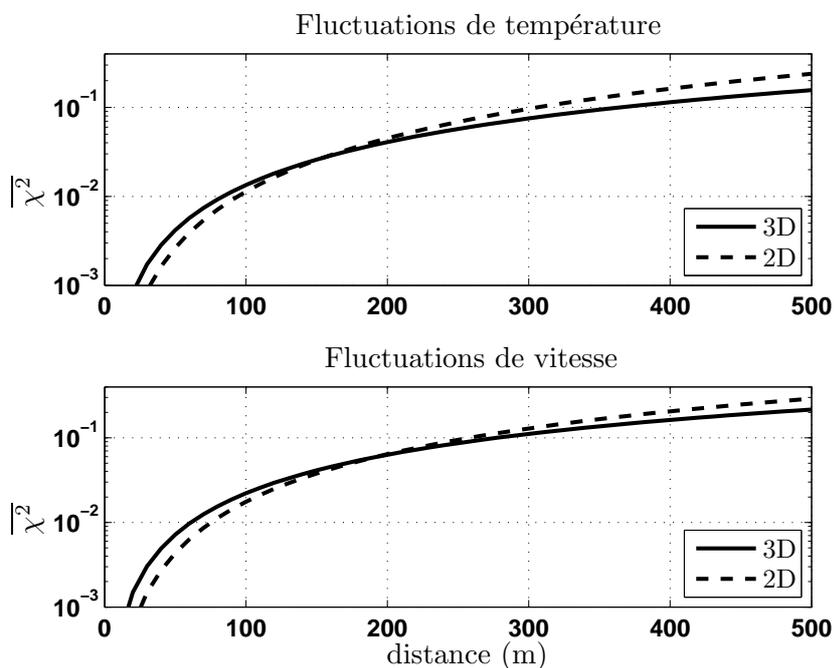


FIG. A.2 – Variance des fluctuations du logarithme de l'amplitude $\overline{\chi^2}$ dans l'approximation de Rytov pour des fluctuations de température (en haut) et de vitesse (en bas) en deux et trois dimensions.

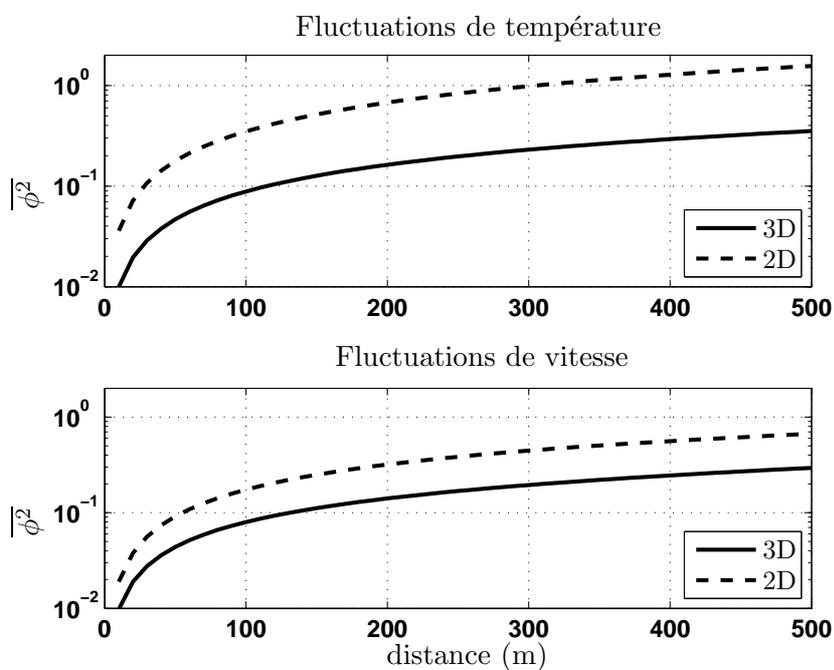


FIG. A.3 – Variance des fluctuations de la phase $\overline{\phi^2}$ dans l'approximation de Rytov pour des fluctuations de température (en haut) et de vitesse (en bas) en deux et trois dimensions.

Annexe B

Coefficients des schémas numériques pour les méthodes de différences finies dans le domaine temporel

B.1 Coefficients de l'algorithme de Runge-Kutta

TAB. B.1 – Coefficients γ_i de l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 2 à 6 sous-étapes, noté RK26 (Bogey et Bailly, 2004).

γ_i	RK26
γ_1	0.117979901629
γ_2	0.184646966494
γ_3	0.246623604310
γ_4	0.331839542736
γ_5	1/2
γ_6	1

B.2 Coefficients des schémas de différences finies

TAB. B.2 – Coefficients a_m du schéma aux différences finies centré sur 11 points (Bogey et Bailly, 2004) ; $a_0 = 0$ et $a_{-m} = -a_m$.

a_m	FD55
a_1	0.872756993963
a_2	-0.286511173973
a_3	0.090320001280
a_4	-0.020779405824
a_5	0.002484594688

TAB. B.3 – Coefficients a_m des schémas aux différences finies décentrés sur 11 points (Berland *et al.*, 2007).

a_m	FD46	FD37	FD28	FD19	FD010
a_{-4}	0.016756572303				
a_{-3}	-0.117478455239	-0.013277273810			
a_{-2}	0.411034935097	0.115976072920	0.057982271137		
a_{-1}	-1.130286765151	-0.617479187931	-0.536135360383	-0.180022054228	
a_0	0.341435872099	-0.274113948204	-0.264089548965	-1.237550583044	-2.391602219538
a_1	0.556396830543	1.086208764653	0.917445877604	2.484731692990	5.832490322294
a_2	-0.082525734207	-0.402951626982	-0.169688364841	-1.810320814061	-7.650218001181
a_3	0.003565834658	0.131066986242	-0.029716326170	1.112990048440	7.907810563576
a_4	0.001173034777	-0.028154858354	0.029681617641	-0.481086916514	-5.922599052629
a_5	-0.000071772607	0.002596328316	-0.005222483773	0.126598690230	3.071037015445
a_6	-0.000000352273	0.000128743150	-0.000118806260	-0.015510730165	-1.014956769726
a_7		0.0	-0.000118806260	0.000021609059	0.170022256519
a_8			-0.000020069730	0.000156447570	0.002819958377
a_9				-0.000007390277	-0.004791009708
a_{10}					-0.000013063429

B.3 Coefficients des filtres sélectifs

TAB. B.4 – Coefficients d_m du filtre sélectif centré sur 11 points (Bogey *et al.*, 2008) ; $d_{-m} = d_m$.

d_m	SF55
d_0	0.234810479762
d_1	-0.199250131286
d_2	0.120198310245
d_3	-0.049303775636
d_4	0.012396449874
d_5	-0.001446093078

TAB. B.5 – Coefficients d_m des filtres sélectifs décentrés sur 4 points (SF03), 7 points (SF15), et 11 points (SF28, SF37 et SF46) (Berland *et al.*, 2007). Les coefficients du filtre SF28 ont été modifiés pour des raison de stabilité.

d_m	SF46	SF37	SF28	SF15	SF03
d_{-4}	0.008391235145				
d_{-3}	-0.047402506444	-0.000054596010			
d_{-2}	0.121438547725	0.042124772446	0.030715985599		
d_{-1}	-0.200063042812	-0.173103107841	-0.148395705486	-0.085777408969	
d_0	0.240069047836	0.299615871352	0.312055385964	0.277628171524	0.320882352941
d_1	-0.207269200141	-0.276543612935	-0.363202245196	-0.356848072173	-0.465
d_2	0.122263107843	0.131223506571	0.230145457063	0.223119093072	0.179117647059
d_3	-0.047121062819	-0.023424966418	-0.041231656461	-0.057347064865	-0.035
d_4	0.009014891495	0.013937561779	-0.053102470081	-0.000747264596	
d_5	0.001855812216	-0.024565095706	0.049434326117	-0.000027453993	
d_6	-0.001176830044	0.013098287852	-0.019814358546		
d_7		-0.002308621090	0.003395281025		
d_8			0.0		

B.4 Coefficients des conditions limites d'impédance dans le domaine temporel

TAB. B.6 – Coefficients A_k et λ_k utilisés dans les conditions limites d'impédance pour les jeux de coefficients OF v1 et OF v2. Ces coefficients correspondent au modèle d'impédance de Miki d'une couche semi-infinie de résistivité effective $100 \text{ kPa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$ (voir tableau 2.2).

	OF v1	OF v2
A_1	$1.414390450609 \times 10^6$	$1.574767007324 \times 10^6$
A_2	$1.001354674975 \times 10^6$	$1.619262374173 \times 10^6$
A_3	$-3.336020206713 \times 10^6$	$5.829632457408 \times 10^6$
A_4	$5.254549668250 \times 10^6$	$1.003332586572 \times 10^7$
A_5	$3.031704943714 \times 10^7$	
λ_1	$5.233002301836 \times 10^1$	$6.860022583064 \times 10^1$
λ_2	$4.946064975401 \times 10^2$	$8.322958169623 \times 10^2$
λ_3	$1.702517657290 \times 10^3$	$9.381635897939 \times 10^3$
λ_4	$1.832727486745 \times 10^3$	$1.700000000000 \times 10^4$
λ_5	$3.400000000000 \times 10^4$	

TAB. B.7 – Coefficients A_k et λ_k utilisés dans les conditions limites d'impédance pour les jeux de coefficients OF v1L et OF v2L. Ces coefficients correspondent au modèle d'impédance de Miki d'une couche de résistivité effective $100 \text{ kPa}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$ et d'épaisseur 0.01 m sur un support rigide (voir tableau 2.3).

	OF v1L	OF v2L
A_1	$1.095250224109 \times 10^7$	$1.073949304469 \times 10^7$
A_2	$-4.880598235086 \times 10^5$	$-2.917377399830 \times 10^5$
A_3	$4.899396775177 \times 10^7$	$9.151005310626 \times 10^5$
A_4	$-7.739808262963 \times 10^7$	$-1.154537611236 \times 10^9$
A_5	$4.339456215283 \times 10^6$	$1.175832172629 \times 10^9$
A_6	$5.222037132729 \times 10^7$	$-9.893440512362 \times 10^6$
λ_1	$9.598920477807 \times 10^{-1}$	$5.211598094390 \times 10^{-1}$
λ_2	$8.685629982344 \times 10^1$	$1.479676658969 \times 10^2$
λ_3	$1.177170075809 \times 10^4$	$4.036203803055 \times 10^3$
λ_4	$1.381786001117 \times 10^4$	$1.386113814467 \times 10^4$
λ_5	$1.662539779506 \times 10^4$	$1.395977850813 \times 10^4$
λ_6	$3.212230274220 \times 10^4$	$1.407418372457 \times 10^4$

Annexe C

Éléments de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov

On rappelle dans cette annexe quelques éléments de la théorie de la similitude. Elle a été développée par différents auteurs (voir par exemple Monin et Obukhov (1954), Lumley et Panofsky (1964) et Stull (1988)) pour décrire les variations de température et de vitesse de vent dans la couche de surface de l'atmosphère, qui correspond aux premières dizaines ou centaines de mètres de l'atmosphère. Cette théorie permet d'obtenir des formes-type de profils verticaux moyens de vent et de température que l'on peut utiliser pour la propagation acoustique (Wilson et Thomson, 1994; Wilson, 2003; Salomons, 2001). Elle est utilisée pour obtenir des profils de vent et de température à partir de mesures à 2 et 10 m de hauteur dans le paragraphe 3.1.2, et pour justifier le choix du profil de vitesse utilisé dans les simulations d'équation parabolique du paragraphe 3.2.6. On peut noter également que cette théorie permet d'estimer certains paramètres de turbulence, même si cet aspect n'est pas développé ici. Cette annexe est basée sur l'annexe N du livre de Salomons (2001).

C.1 Définitions et notations

Soient V_x , V_y et V_z les trois composantes du vent, avec V_z la composante verticale. On décompose chaque composante de vent en partie moyenne et partie turbulente :

$$V_x = \overline{V_x} + V'_x, \quad (\text{C.1a})$$

$$V_y = \overline{V_y} + V'_y, \quad (\text{C.1b})$$

$$V_z = \overline{V_z} + V'_z. \quad (\text{C.1c})$$

La composante de vent verticale moyenne $\overline{V_z}$ est généralement négligée devant les composantes horizontales moyennes $\overline{V_x}$ et $\overline{V_y}$. On choisit de plus le système de coordonnées de manière à ce que $\overline{V_y} = 0$. Soit T la température adiabatique. Dans la suite, des expressions sont obtenues pour le potentiel de température θ , défini par :

$$\theta = T \left(\frac{P_{ref}}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (\text{C.2})$$

où P_0 est la pression atmosphérique, $P_{ref} = 10^5$ Pa est une pression de référence, et γ est la constante des gaz parfaits ($\gamma = 1.4$ pour l'air). Au premier ordre :

$$\theta \approx T - \alpha_0 z, \quad (\text{C.3})$$

avec α_0 le “taux de déséquilibre” pour une atmosphère adiabatique sèche. Pour un gaz parfait adiabatique :

$$\alpha_0 \equiv \frac{dT}{dz} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\rho_0 T}{P_0} g, \quad (\text{C.4})$$

où ρ_0 est la densité atmosphérique ($\rho_0 = 1.2 \text{ kg/m}^3$ pour l’air) et $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ est l’accélération de la gravité. Pour T autour de 293 K (20°C), $\alpha_0 \approx -0.01 \text{ K/m}$. On en déduit donc que dans une atmosphère adiabatique sèche, le potentiel de température est constant avec l’altitude ($d\theta/dz = 0$), et que la température décroît d’environ 1 degré tous les 100 m . De même que pour les composantes de vent, le potentiel de température s’écrit :

$$\theta = \bar{\theta} + \theta'. \quad (\text{C.5})$$

Le flux de chaleur turbulent cinématique dans la direction verticale $\overline{V_z' \theta'}$ est une mesure de la stabilité de l’atmosphère. Si $\overline{V_z' \theta'} > 0$, l’atmosphère est dite instable : un volume d’air se déplaçant vers le haut tend à se réchauffer, et un volume d’air se déplaçant vers le bas tend à se refroidir, ce qui est source de courants thermiques. C’est ce qui se produit couramment pendant le jour. Si $\overline{V_z' \theta'} < 0$, l’atmosphère est dite stable ; c’est ce qui se produit couramment pendant la nuit. L’atmosphère est dite neutre si $\overline{V_z' \theta'} \approx 0$. On définit la dérivée adimensionnelle de vent moyen :

$$\phi_v = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{V}_x}{dz}, \quad (\text{C.6})$$

et la dérivée adimensionnelle de température :

$$\phi_t = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{d\bar{\theta}}{dz}, \quad (\text{C.7})$$

où $\kappa = 0.41$ est la constante de von Kármán, u_* est la vitesse de friction définie par :

$$u_*^2 = \left[\overline{(V_x' V_z')^2} + \overline{(V_y' V_z')^2} \right]^{1/2}, \quad (\text{C.8})$$

et θ_* est l’échelle de température de la couche de surface définie par :

$$\theta_* = \frac{-\overline{(V_z' \theta')_s}}{u_*}. \quad (\text{C.9})$$

L’indice “s” signifie que les flux turbulents sont évalués au niveau su sol. Enfin l’échelle de Monin-Obukhov L_{MO} est définie par :

$$L_{MO} = -\frac{\bar{\theta} u_*^3}{\kappa g \overline{(V_z' \theta')_s}}, \quad (\text{C.10})$$

soit d’après l’équation C.9 :

$$L_{MO} = \frac{\bar{\theta} u_*^2}{\kappa g \theta_*}. \quad (\text{C.11})$$

Comme $1/L_{MO}$ est de signe opposé au flux de chaleur turbulent $\overline{V_z' \theta'}$, l’atmosphère est instable si $1/L_{MO} < 0$, stable si $1/L_{MO} > 0$, et neutre si $1/L_{MO} \approx 0$.

C.2 Relations de similitude

Des relations empiriques entre les variables adimensionnelles ϕ_v , ϕ_t , et z/L_{MO} , appelées relations de similitude, ont été développées par différents auteurs (Monin et Obukhov, 1954; Stull, 1988). Pour une

atmosphère instable ($1/L_{MO} < 0$), les relations de similitude sont :

$$\phi_v = (1 - 16z/L_{MO})^{-1/4}, \quad (\text{C.12a})$$

$$\phi_t = (1 - 16z/L_{MO})^{-1/2}. \quad (\text{C.12b})$$

Pour une atmosphère stable ($1/L_{MO} > 0$), les relations de similitude sont :

$$\phi_v = \phi_t = 1 + 5z/L_{MO}. \quad (\text{C.13})$$

En intégrant les équations C.6 et C.7 entre une hauteur z_0 proche du sol et la hauteur z , on obtient :

$$\overline{V}_x(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_v \right], \quad (\text{C.14a})$$

$$\overline{\theta}(z) = \theta_0 + \frac{\theta_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_t \right]. \quad (\text{C.14b})$$

Pour obtenir l'équation C.14a, la vitesse du vent est choisie nulle au niveau de la surface : $\overline{V}_x(z_0) = 0$. Dans l'équation C.14b, θ_0 est le potentiel de température au niveau du sol, d'où $\theta_0 = (\theta)_{z=0} = (T)_{z=0}$ d'après l'équation C.3. Les fonctions ψ_i sont reliées aux fonctions ϕ_i par :

$$\psi_i = \int_0^{z/L_{MO}} \frac{1 - \phi_i(\xi)}{\xi} d\xi, \quad (\text{C.15})$$

où l'indice i est V ou T . La borne inférieure de l'intégrale est z_0 qui a été approximé par 0 dans l'équation C.15. Pour une atmosphère instable, les équations C.12 conduisent à :

$$\psi_v = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2}, \quad (\text{C.16a})$$

$$\psi_t = 2 \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right), \quad (\text{C.16b})$$

avec $x = (1 - 16z/L_{MO})^{1/4}$. Pour une atmosphère stable, l'équation C.13 donne :

$$\psi_v = \psi_t = -5z/L_{MO}. \quad (\text{C.17})$$

Il existe d'autres relations de similitude que celles données par les équations C.12 et C.13. Par exemple, Holtslag (1984) a proposé d'autres expressions dans le cas d'une atmosphère stable. En pratique, le terme $\ln(z/z_0)$ dans l'équation C.14 peut être approximé par $\ln(1+z/z_0)$, comme cela est suggéré par Salomons (2001), afin de pouvoir étendre le profil jusqu'à $z = 0$. Cette approximation est valide pour z_0 suffisamment petit.

Plusieurs remarques importantes peuvent être faites sur les relations de similitude qui viennent d'être présentées. Tout d'abord, la théorie de la similitude est valide pour $z \in [-2L_{MO}, L_{MO}]$ environ. Comme L_{MO} peut varier entre quelques mètres et quelques centaines de mètres, le domaine de validité peut changer radicalement selon les cas envisagés. Revenons maintenant au cas de l'atmosphère neutre ; il correspond à une approximation des équations C.14 lorsque $1/L_{MO} \approx 0$ (la théorie est alors valide jusqu'à une altitude importante). On a $\psi_v = \psi_t = 0$, et les profils de potentiel de température et de vitesse de vent sont des profils logarithmiques. Cette approximation est une justification physique de l'utilisation de profils de célérité du son logarithmiques dans les modèles de propagation du son. Qualitativement cela est vrai quand les flux cinématiques dominent les flux de chaleur (voir équation C.11). Il peut arriver également que le profil de célérité du son ait une forme linéaire, ce qui est une autre approximation

couramment utilisée dans les modèles de propagation du son. En effet si $\theta_* \approx 0$, $T \approx \theta_0 + \alpha_0 z$ d'après les équations C.3 et C.14b. Le profil de vitesse de vent n'a quant à lui jamais une forme linéaire.

C.3 Estimation des paramètres de la théorie de la similitude à partir de mesures de température et de vitesse

En pratique, il est utile de pouvoir estimer les paramètres de la théorie de la similitude à partir de mesures de température et de vitesse à différentes hauteurs. C'est ce qui est fait dans le paragraphe 3.1.2 à partir des mesures sur le site de Pierrelatte le 26 mai 2003, et dans le paragraphe 3.2.5 à partir des mesures sur le site de Montvendre le 11 décembre 2002 et sur le site de Pierrelatte le 22 mai 2003. On utilise pour cela un algorithme d'optimisation itératif sur les variables θ_0 , θ_* et u_* . Les paramètres z_0 et α_0 sont supposés constants : $z_0 = 0.1$ m et $\alpha_0 = -0.01$ K/m. Lors de la première itération, l'atmosphère est supposée neutre, soit $\psi_v = \psi_t = 0$ dans les équations C.14. Puis, en fonction du signe de l'échelle de Monin-Obukhov L_{MO} , les itérations suivantes sont réalisées à partir des équations C.16 si l'atmosphère est instable, et de l'équation C.17 si l'atmosphère est stable. A chaque itération, l'optimisation est réalisée à l'aide de la routine *fminsearch* du logiciel Matlab. L'optimisation s'arrête lorsque l'écart entre deux estimations successives de L_{MO} est inférieure à 1%. Généralement, quelques itérations suffisent pour que l'algorithme converge.

Annexe D

Compléments sur le modèle de sources équivalentes et sur sa validation par comparaison avec les mesures HARMONOISE

Dans cette annexe, certains aspects du modèle de sources équivalentes (SE) présenté dans le paragraphe 3.1 sont décrits plus en détail. La modélisation du TGV en sources ponctuelles équivalentes est expliquée dans le paragraphe D.1, et les caractéristiques de ces sources sont données. Puis, la façon dont la directivité des sources et l'effet Doppler sont pris en compte est décrite dans le paragraphe D.2. Enfin, dans le paragraphe D.3, on étudie la localisation des réflexions sur la ligne grande vitesse pour les différentes hauteurs de sources équivalentes. Les résultats de cette étude sont utilisés dans le paragraphe 3.1.4, où les prédictions du modèle SE sont comparées aux mesures HARMONOISE.

D.1 Caractérisation des sources de bruit du TGV

Dans le modèle SE, le TGV est modélisé par un ensemble de sources élémentaires équivalentes réparties le long du train. Cette modélisation est réalisée de façon détaillée dans le logiciel MAT2S (Gaumain, 1999b). Chaque source est définie par un spectre en tiers d'octave du niveau de pression acoustique à 1 mètre à une vitesse de référence, des directivités horizontale et verticale, et un exposant de vitesse qui permet d'extrapoler le spectre à une vitesse différente de la vitesse de référence. L'exposant de vitesse α_U est défini par

$$L_{Aeq,tp}(U) = L_{Aeq,tp}(U_{ref}) + 10\alpha_U \log_{10}(U/U_{ref}), \quad (D.1)$$

avec U_{ref} la vitesse de référence.

Le modèle MAT2S du TGV-R, composé de huit remorques et de deux motrices, comprend 80 sources ponctuelles, réparties en cinq groupes selon le type de sources de bruit : bruit de roulement, bruit de la zone bogie, bruit des ventilateurs, bruit du pantographe et bruit de la cavité du pantographe. Ce modèle est considéré comme le modèle de référence. Charbonnel (2002) a développé un modèle équivalent comprenant 31 sources ponctuelles, dont la répartition est donnée sur la figure 3.6 du paragraphe 3.1.3. Cette réduction du nombre de sources a été obtenue en regroupant les sources de bruit de même type.

La signature temporelle et le spectre en tiers d'octave de $L_{Aeq,tp}$ obtenus avec le modèle équivalent sont quasiment identiques à ceux obtenus avec le modèle de référence. C'est ce modèle équivalent qui est utilisé dans ce travail. Fortain (2005) a réalisé une comparaison entre les résultats du modèle équivalent et des mesures pour un TGV-R et un TGV-D. Un bon accord a été obtenue entre le modèle et les mesures en considérant un spectre du bruit de roulement 5dB supérieur à celui initialement utilisé dans Mat2S.

Les positions (x_i, y_i, z_i) des 31 sources équivalentes S_i sont données dans le tableau D.1. L'origine est prise à l'avant du train (selon x), au milieu de la voie (selon y) et au sommet du rail (selon z), en accord avec la géométrie de la figure 3.7. La hauteur z_i par rapport au rail est reliée à la hauteur h_i par rapport au sol (définie dans la figure 3.7) par $h_i = h_{\text{rail}} + z_i$, où $h_{\text{rail}} = 3.4$ m est la hauteur du rail par rapport au sol. Une rame de TGV, composée de huit remorques et de deux motrices, a une longueur totale de 200.2m. Dans MAT2S, la directivité horizontale est définie par $D_h(\phi) = L_{1m}(\phi) - \max[L_{1m}(\phi)]$, et la directivité verticale par $D_v(\theta) = L_{1m}(\theta) - \max[L_{1m}(\theta)]$, avec L_{1m} le niveau de pression à 1 mètre, et avec les angles ϕ et θ définis comme sur la figure 3.7. Avec ces définitions, les termes $D_h(\phi)$ et $D_v(\theta)$ sont toujours négatifs ou nuls ; cela implique que le spectre du niveau de pression à 1 mètre de la source est donné dans la direction où le rayonnement acoustique est maximal. Le directivité de la source équivalente du pantographe est estimée à partir de mesures. Les directivités horizontale et verticale de toutes les autres sources équivalentes sont modélisées par un modèle de faux-dipôle :

$$D_h(\phi) = 10 \log_{10}(\sqrt{\sin \phi}) = 5 \log_{10}(\sin \phi), \quad (\text{D.2})$$

$$D_v(\theta) = 10 \log_{10}(\sqrt{\cos \theta}) = 5 \log_{10}(\cos \theta). \quad (\text{D.3})$$

La figure D.1 montre la différence entre la directivité du pantographe et la directivité modélisée par un faux-dipôle. Le pantographe a un rayonnement horizontal dirigé vers l'avant du train, contrairement aux autres sources dont la directivité est supposée symétrique. De plus, le pantographe tend à rayonner plus d'énergie acoustique vers le haut et vers le bas que le modèle de faux-dipôle. Les spectres en tiers d'octave des différentes sources équivalentes, et les valeurs de directivité pour le bruit du pantographe, sont donnés en annexe du rapport de Charbonnel (2002).

TAB. D.1 – Positions (x_i, y_i, z_i) des 31 sources ponctuelles équivalentes S_i utilisées pour modéliser le TGV.

Type de source	Nombre de sources	x_i (m)	y_i (m)	z_i (m)
Bruit de roulement	13	5.0 - 19.0 - 25.3 - 44.0 - 62.7 - 81.4 - 100.1 - 118.8 - 137.5 - 156.2 - 174.9 - 181.2 - 195.2	0.8	0
Bruit de la zone bogie	13	5.2 - 19.2 - 25.5 - 44.2 - 62.9 - 81.6 - 100.3 - 120.0 - 137.7 - 156.4 - 175.0 - 181.3 - 195.3	0.8	0.8
Bruit des ventilateurs	2	9.9 - 192.1	1.4	3.7
Bruit du pantographe	1	183.4	0	5.1
Bruit de la cavité du pantographe	2	19.0 - 183.8	0	4.1

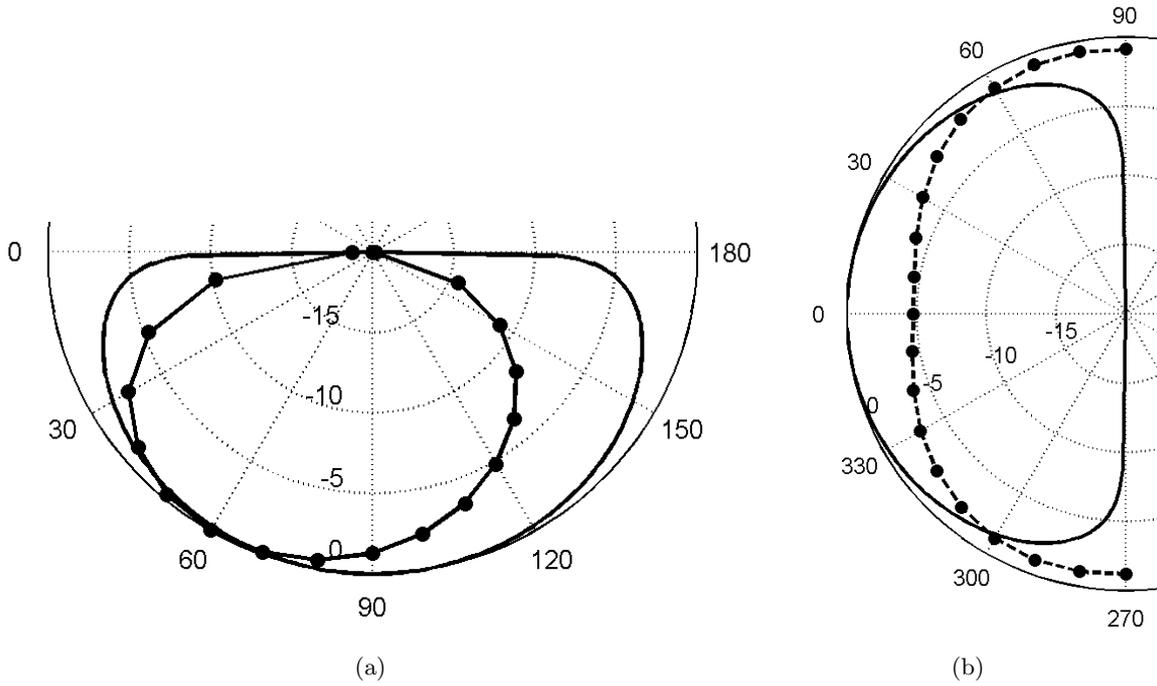


FIG. D.1 – (a) Directivité horizontale $D_h(\phi)$ et (b) directivité verticale $D_v(\theta)$ pour le modèle de faux-dipôle (trait continu) et pour le modèle du pantographe (points reliés par des tirets).

D.2 Prise en compte de la directivité, de l'effet convectif et de l'effet Doppler

La directivité des sources et l'effet du mouvement de la source sont pris en compte dans le terme source W_i^m , correspondant à la source équivalente S_i et au tiers d'octave m . Ce terme source est défini par l'équation 3.12 du paragraphe 3.1.3, qui est reprise ici :

$$W_i^m = L_{i,1m}^m(U, \alpha_i) + D_i^m, \quad (\text{D.4})$$

avec D_i^m la correction de directivité et $L_{i,1m}^m(U, \alpha_i)$ le niveau de pression à 1 mètre corrigé par l'effet de convection et par l'effet Doppler. La directivité horizontale peut aisément être prise en compte dans le calcul, en incluant dans la correction de directivité D_i^m le terme $D_h(\phi_i)$. En ce qui concerne la directivité verticale, ce n'est en toute rigueur pas possible car l'onde directe est émise avec un angle $\theta_{1,i}$ et l'onde réfléchie avec un angle $-\theta_{2,i}$ (voir figure 3.7). En pratique, on commet une erreur très faible en supposant que $D_v(\theta_{1,i}) = D_v(-\theta_{2,i})$, et le terme $D_v(\theta_{1,i})$ peut être inclus directement dans la correction de directivité D_i^m , qui s'écrit donc :

$$D_i^m = D_h(\phi_i) + D_v(\theta_{1,i}). \quad (\text{D.5})$$

Dans le modèle SE, le mouvement du TGV est supposé rectiligne et uniforme à la vitesse U . Ce mouvement se traduit par une modification de l'amplitude et de la fréquence des ondes acoustiques observées à un récepteur fixe, qui peut être écrite en fonction du facteur Doppler

$$C_D(M, \alpha_i) = \frac{1}{1 + M \sin \alpha_i}, \quad (\text{D.6})$$

avec $M = U/c_0$ le nombre de Mach. Lors de la phase d'approche, l'angle d'observation α_i est négatif donc $C_D(M, \alpha_i) > 1$: l'onde acoustique reçue est de fréquence et d'amplitude plus élevées. L'inverse se

produit lors de la phase d'éloignement. On appelle généralement effet de convection la modification de l'amplitude des ondes acoustiques, et effet Doppler la modification de leur fréquence. L'effet de convection peut aisément être pris en compte dans le modèle SE en incluant le terme $20 \log_{10}(C_D) = -20 \log_{10}(1 + M \sin \alpha_i)$ dans le terme source W_i^m . Il est plus délicat de prendre en compte le décalage fréquentiel dû à l'effet Doppler, car les sources équivalentes sont définies par un spectre en tiers d'octave. Le niveau sur le tiers d'octave m est défini par

$$L^m = 10 \log_{10} \left[\int_{f_{inf}^m}^{f_{sup}^m} 10^{L(f)/10} df \right], \quad (D.7)$$

avec $L(f)$ le niveau en bandes fines, et avec $f_{inf}^m = 2^{-1/6} f_c^m$ et $f_{sup}^m = 2^{1/6} f_c^m$ les fréquences inférieure et supérieure du tiers d'octave de fréquence centrale f_c^m . L'équation D.7 est similaire à l'équation 3.13 du paragraphe 3.1.3 pour le terme d'atténuation $(A_e)_i^m$. L'effet Doppler translate l'énergie acoustique contenue dans l'intervalle $[f_{inf}^m, f_{sup}^m]$ à l'intervalle $[C_D f_{inf}^m, C_D f_{sup}^m]$. Ainsi, le niveau $L^m(M, \alpha_i)$ corrigé par l'effet Doppler est obtenu à partir du niveau en bandes fines de la façon suivante :

$$L^m(M, \alpha_i) = 10 \log_{10} \left[\int_{f_{inf}^m}^{f_{sup}^m} 10^{L(f/C_D)/10} df \right]. \quad (D.8)$$

Il est donc nécessaire de connaître le spectre du niveau de pression en bandes fines pour calculer le spectre en tiers d'octave du niveau de pression corrigé par l'effet Doppler.

La démarche suivie ici, qui est similaire à celle utilisée dans le logiciel MAT2S, consiste à construire un spectre en bandes fines à partir du spectre en tiers d'octave par interpolation linéaire entre les fréquences centrales des tiers d'octave :

$$L(f) = \begin{cases} L_0^{m-1} + b^{m-1} 10 \log_{10} (f/f_c^{m-1}) & \text{si } f_{inf}^m < f < f_c^m, \\ L_0^m + b^m 10 \log_{10} (f/f_c^m) & \text{si } f_c^m < f < f_{sup}^m, \end{cases} \quad (D.9)$$

avec

$$L_0^m = L^m - 10 \log_{10} [(\Delta f)_{\text{tiers}}^m], \quad b^m = \frac{L_0^{m+1} - L_0^m}{10 \log_{10} (f_c^{m+1}/f_c^m)},$$

et avec $(\Delta f)_{\text{tiers}}^m = (2^{1/6} - 2^{-1/6}) f_c^m$ la largeur de bande du tiers d'octave m . Le niveau L_0^m peut être vu comme la valeur du niveau de pression $L(f)$ en bandes fines dans l'hypothèse où $L(f)$ est constant sur le tiers d'octave m . En utilisant cette forme du spectre en bandes fines, l'intégrale dans l'équation D.8 peut être calculée analytiquement :

$$\begin{aligned} \int_{f_{inf}^m}^{f_{sup}^m} 10^{L(f/C_D)/10} df &= 10^{L_0^{m-1}/10} \int_{f_{inf}^m}^{C_D f_c^m} \left(\frac{f}{C_D f_c^{m-1}} \right)^{b^{m-1}} df + 10^{L_0^m/10} \int_{C_D f_c^m}^{f_{sup}^m} \left(\frac{f}{C_D f_c^m} \right)^{b^m} df \\ &= \frac{10^{L_0^{m-1}/10} (C_D f_c^m)^{b^{m-1}+1} - (f_{inf}^m)^{b^{m-1}+1}}{b^{m-1} + 1} + \frac{10^{L_0^m/10} (f_{sup}^m)^{b^m+1} - (C_D f_c^m)^{b^m+1}}{b^m + 1}. \end{aligned}$$

On déduit de cette expression le niveau de pression $L^m(M, \alpha_i)$ sur le tiers d'octave m corrigé par l'effet Doppler.

La figure D.2 montre un exemple de spectre en tiers d'octave du niveau de pression à 1 m corrigé par l'effet Doppler et l'effet de convection; le spectre de la source équivalente du bruit de roulement à 300 km/h est utilisé dans cet exemple. Pour un angle d'observation α_i nul (source en face de l'observateur), le spectre est identique au spectre initial ($C_D = 1$). Pour $\alpha_i = -60^\circ$, la source est dans la phase d'approche et le spectre se décale vers le haut et vers la droite sur la figure D.2, c'est-à-dire vers les hautes fréquences

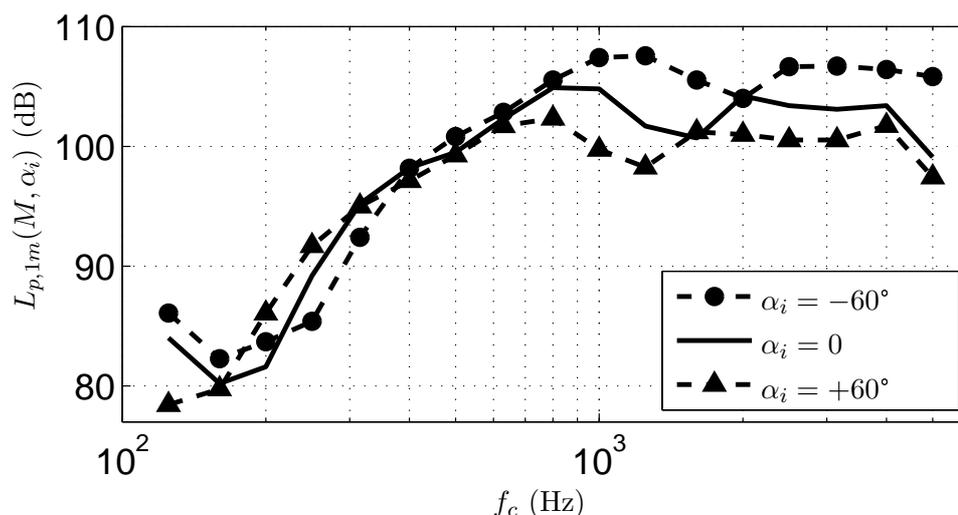


FIG. D.2 – Spectres en tiers d’octave du niveau de pression à 1 m corrigé par l’effet Doppler et l’effet de convection pour la source équivalente du bruit de roulement à 300 km/h ($M \approx 0.25$).

et les plus forts niveaux. Pour $\alpha_i = +60^\circ$, la source est dans la phase d’éloignement et le spectre se décale vers les basses fréquences et les plus faibles niveaux.

D.3 Localisation des réflexions pour la comparaison avec les mesures sur le site de Pierrelatte

Dans le paragraphe 3.1.4, les résultats du modèle SE sont comparés aux mesures de la campagne HARMONOISE réalisées sur le site de Pierrelatte. Pour les points de mesures situés à 7.50 m de la voie (point m20) et à 25 m de la voie (point m21), il est important de prendre en compte la géométrie de la ligne grande vitesse (LGV), qui est représentée sur la figure D.3. Sur cette figure, les dimensions du ballast et du remblai sont données, et les cinq positions possibles de sources équivalentes utilisées dans le modèle SE sont représentées. Les valeurs des longueurs notées L_{ballast} et L_{remblai} ne sont pas données dans la figure D.3, car elles peuvent être sensiblement différentes selon le site considéré. Dans la suite, on prendra comme valeurs de référence $L_{\text{ballast}} = 1.7$ m et $L_{\text{remblai}} = 5.0$ m.

Dans l’étude présentée ici, on cherche les coordonnées du point $M(x_M, y_M, z_M)$ où est localisée la réflexion spéculaire entre une source équivalente et un point de mesure donnés. Les résultats sont obtenus en supposant l’atmosphère homogène, et en négligeant les effets de diffraction. Les rayons acoustiques sont alors rectilignes dans l’approximation géométrique, et l’étude à réaliser est purement géométrique. La hauteur z_M du point de réflexion spéculaire dépend de la localisation de la réflexion : $z_M = 3.22$ m pour une réflexion sur le ballast, $z_M = 2.47$ m pour une réflexion sur le remblai, et $z_M = 0$ pour une réflexion sur le sol. À l’aide de la figure 3.7, on voit que la distance horizontale d_M entre la source équivalente S_i et le point de réflexion spéculaire est donnée par

$$d_M = \sqrt{x_M^2 + y_M^2} = h_i / \tan \theta_{2,i},$$

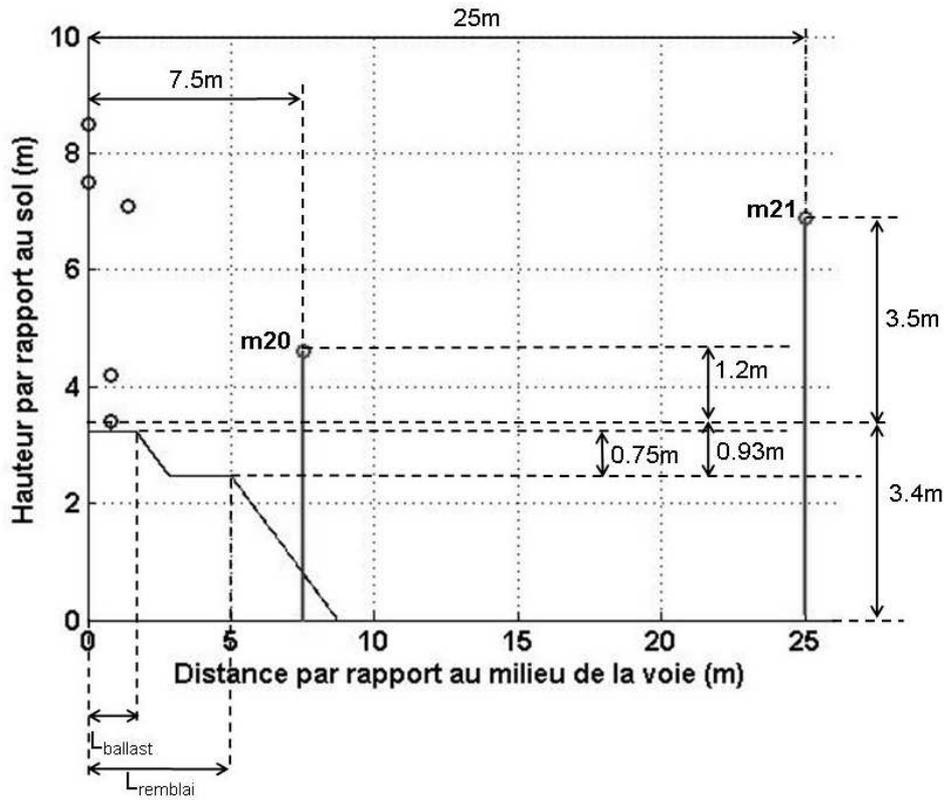


FIG. D.3 – Géométrie de la ligne grande vitesse (LGV) sur le site de Pierrelatte. La position des points de mesure m20 et m21 est donnée ; les cinq positions de sources équivalentes utilisées dans le modèle SE sont également représentées par des cercles.

d'où

$$x_M = d_M \sin \alpha_i = h_i \frac{\sin \alpha_i}{\tan \theta_{2,i}} \quad , \quad (\text{D.10a})$$

$$y_M = d_M \cos \alpha_i = h_i \frac{\cos \alpha_i}{\tan \theta_{2,i}} \quad . \quad (\text{D.10b})$$

Comme $\cos \alpha_i = D / \sqrt{x_{s,i}^2 + D^2}$ et $\tan \theta_{2,i} = (h_R + h_i) / \sqrt{x_{s,i}^2 + D^2}$ avec les notations de la figure 3.7, on obtient

$$y_M = \frac{h_i D}{h_R + h_i} \quad . \quad (\text{D.11})$$

Cette expression montre que la distance latérale entre le point de réflexion spéculaire et le milieu de la voie ne dépend pas de la position $x_{s,i}$ de la source équivalente selon l'axe x . Ainsi, dans l'hypothèse où la géométrie de la LGV est indépendante de x , la réflexion spéculaire est toujours localisée sur le même élément de la LGV pour des paramètres D , h_R et h_i donnés.

On considère tout d'abord le point de mesure m20, situé à 7.50 m du milieu de la voie et à 1.20 m au-dessus du rail. Les rayons correspondant aux réflexions spéculaires sont tracés sur la figure D.4 pour les cinq positions possibles de source équivalente. La réflexion spéculaire est localisée au niveau du ballast pour la source équivalente du bruit de roulement, et au niveau du remblai pour la source équivalente du bruit de la zone bogie. Pour les trois autres positions de source, il n'y a pas à strictement parler de réflexion spéculaire avec les paramètres par défaut, comme le montre la figure D.4. La réflexion se produit sur le remblai si $L_{\text{remblai}} \geq 5.3$ m pour la source équivalente du bruit de cavité, et si $L_{\text{remblai}} \geq 5.6$ m pour

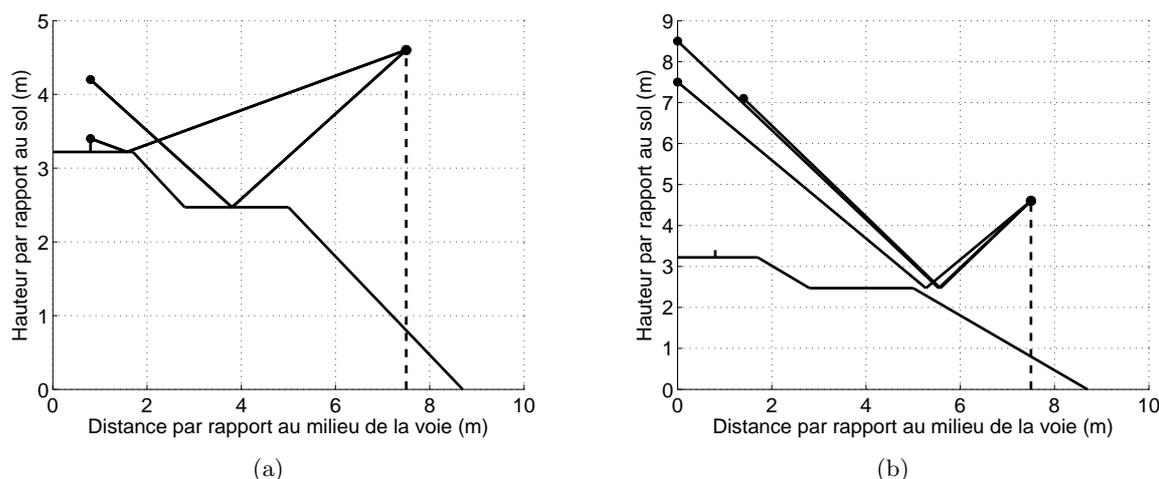


FIG. D.4 – Réflexions spéculaires pour le récepteur à 7.50 m du milieu de la voie : (a) réflexion sur le ballast pour la source équivalente du bruit de roulement, et sur le remblai pour la source équivalente du bruit de la zone bogie ; (b) réflexions sur le remblai pour les sources équivalentes du bruit des ventilateurs, du pantographe et de la cavité du pantographe.

les sources équivalentes du bruit de pantographe et du bruit des ventilateurs. On considère néanmoins une réflexion sur le remblai pour ces trois positions de source, car la valeur de référence de 5.0 m pour L_{remblai} est proche des valeurs limites pour que les conditions de réflexion sur le remblai soient vérifiées.

On s'intéresse ensuite au point de mesure m21, situé à 25 m du milieu de la voie et à 3.50 m au-dessus du rail. Les rayons correspondant aux réflexions spéculaires sont tracés sur la figure D.5 pour les sources équivalentes du bruit de roulement et du bruit de la zone bogie, et sur la figure D.6(a) pour les trois autres sources. Pour la source équivalente du bruit de roulement, la réflexion spéculaire se produit sur le ballast si $L_{\text{ballast}} \geq 1.9$ m, et sur le remblai si $L_{\text{ballast}} \leq 1.6$ m et $L_{\text{remblai}} \geq 5.0$ m ; il n'y a donc pas de réflexion spéculaire avec les paramètres par défaut. Dans le paragraphe 3.1.4, une réflexion sur le ballast est choisie. Pour la source équivalente du bruit de la zone bogie, la réflexion spéculaire se produit au niveau du remblai si $L_{\text{remblai}} \geq 7.6$ m, et au niveau du sol si $L_{\text{remblai}} \leq 4.6$ m. Il n'y a pas de réflexion spéculaire avec les paramètres par défaut, et une réflexion sur le sol est choisie dans le paragraphe 3.1.4. Pour les trois autres sources, qui sont plus hautes, la réflexion spéculaire se produit sur le sol.

Enfin, les rayons correspondant aux réflexions spéculaires sont tracés sur la figure D.6(b) pour le point de mesure situé à 150 m de la voie et à 4 m au-dessus du sol. Les réflexions spéculaires sont localisées au niveau du sol pour les cinq positions de source équivalente. Le résultat serait le même pour des récepteurs situés à plus de 150 m de la voie.

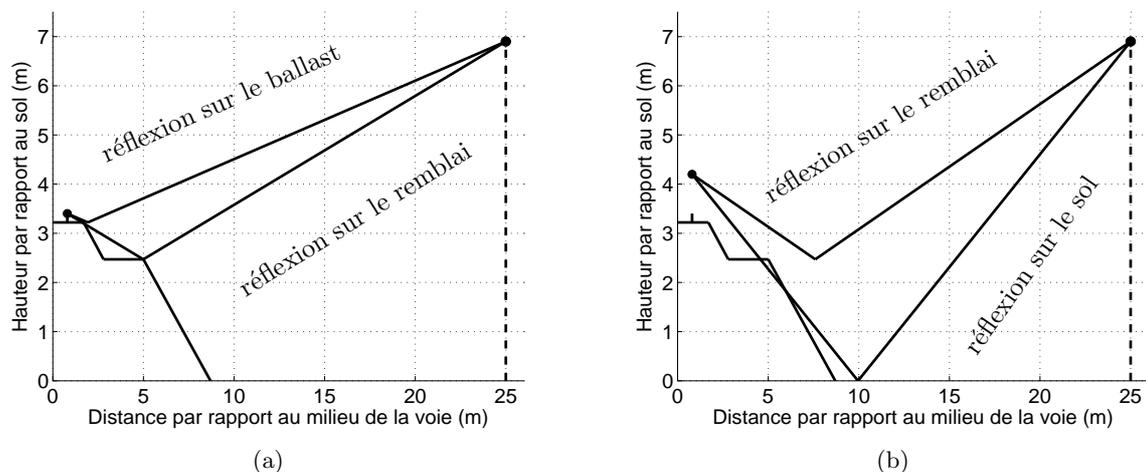


FIG. D.5 – Réflexions spéculaires pour le récepteur à 25 m du milieu de la voie : (a) réflexions sur le ballast ou sur le remblai pour la source équivalente du bruit de roulement ; (b) réflexions sur le remblai ou sur le sol pour la source équivalente du bruit de la zone bogie.

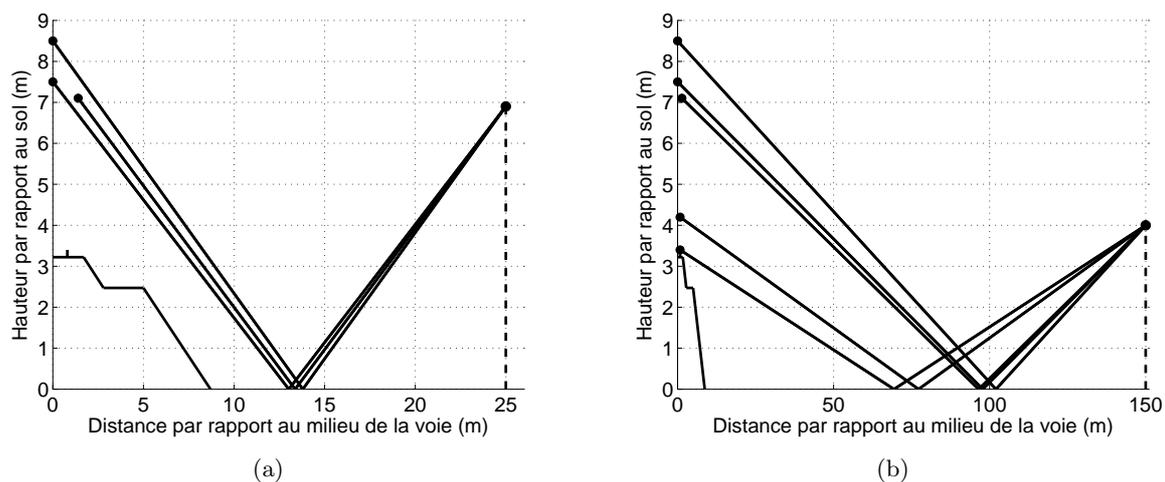


FIG. D.6 – (a) Réflexions spéculaires sur le sol pour le récepteur à 25 m du milieu de la voie et pour les sources équivalentes du bruit des ventilateurs, du pantographe et de la cavité du pantographe. (b) Réflexions spéculaires sur le sol pour le récepteur à 150 m du milieu de la voie et pour les cinq positions de sources équivalentes.

Annexe E

Mesures des 2 et 3 octobre 2006 lors de la campagne V360 : résultats complémentaires

E.1 Analyse du bruit de fond

Comme cela a été relevé dans le rapport de Berthet-Bondet et Letourneaux (2004), la caractérisation du bruit de fond est primordiale dans l'étude du grondement, car les niveaux acoustiques associés à ce phénomène sont assez faibles. On a vu également dans le paragraphe 3.1.2 que les mesures pouvaient être contaminées par le bruit de fond aux basses fréquences, en particulier à des distances de la voie supérieures à 150 m. Pendant la campagne V360 sur le site de Montvendre, nous avons réalisé plusieurs mesures du bruit de fond entre le premier enregistrement, le 2 octobre à 18h43', et le dernier enregistrement, le 3 octobre à 11h48'. L'analyse de ces mesures permet d'identifier plusieurs différentes sources de bruit de fond. Les principales sont le bruit de vent, le bruit routier, les voix, et le bruit d'une tondeuse sur le terrain de golf qui jouxte le site de mesures.

Bruit de vent

On s'intéresse tout d'abord au bruit de vent, c'est-à-dire aux fluctuations de pression induites par le vent sur le microphone (Morgan et Raspet, 1992; Raspet *et al.*, 2006). Le vent est particulièrement fort le 3 octobre en fin de matinée. On considère donc l'enregistrement id36, correspondant à un bruit de fond d'une durée de 60 secondes à 11h08', dont les caractéristiques sont tracées sur la figure E.1. Le niveau équivalent 100ms est compris entre 61 dB et 91 dB, ce qui traduit des différences de niveau importantes sur une minute. La densité spectrale moyenne sur l'ensemble du signal et le spectrogramme montrent un fort contenu basse fréquence, avec des niveaux importants en dessous de 200 Hz environ. Deux intervalles de 10 s sont ensuite considérés, comme le montre la figure E.1 ; leur densité spectrale de puissance est tracée sur la figure E.2(a). L'allure des deux spectres est similaire, et suit le spectre moyen sur l'ensemble du signal. Néanmoins, les bourrasques de vent sont très fortes sur l'intervalle [27s,37s], et moins fortes sur [48s,58s], comme on peut l'entendre à l'écoute du signal binaural, et comme on le voit sur le spectrogramme de la figure E.1 ; cela se traduit par des différences de niveau significatives (de l'ordre de 10 dB) entre les deux spectres. Lorsque les bourrasques de vent sont fortes, un "grésillement" à des fréquences élevées peut apparaître, ce qui se traduit par un pic à 3 kHz dans le spectre.

Le temps de passage d'un TGV à 300 km/h est proche de 2.5 s ; il est donc intéressant d'obtenir des

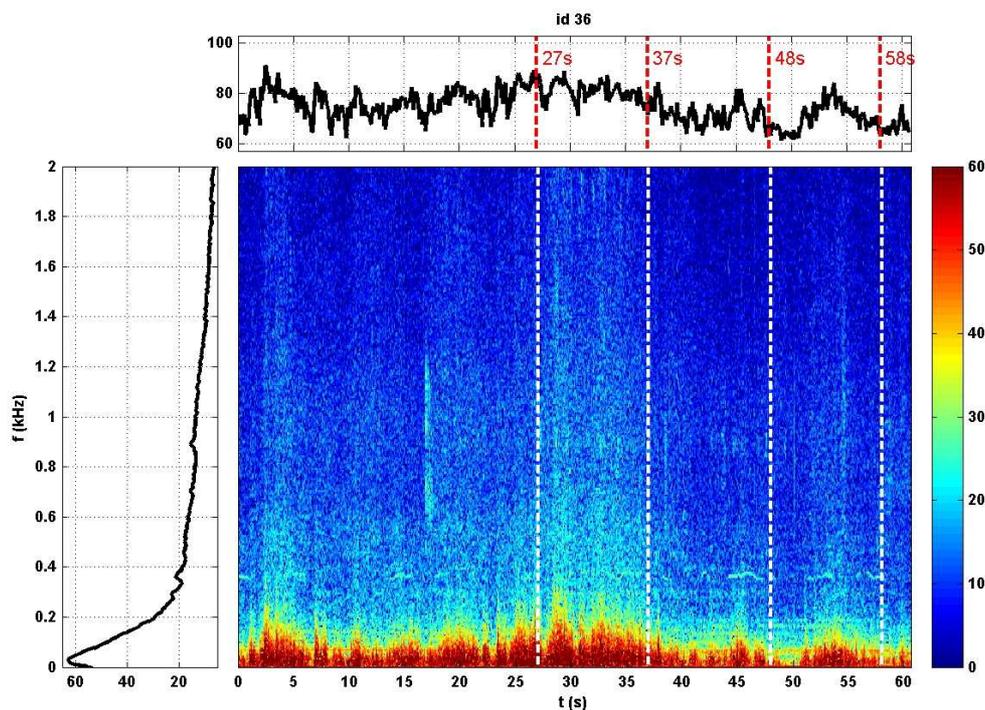


FIG. E.1 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 36.

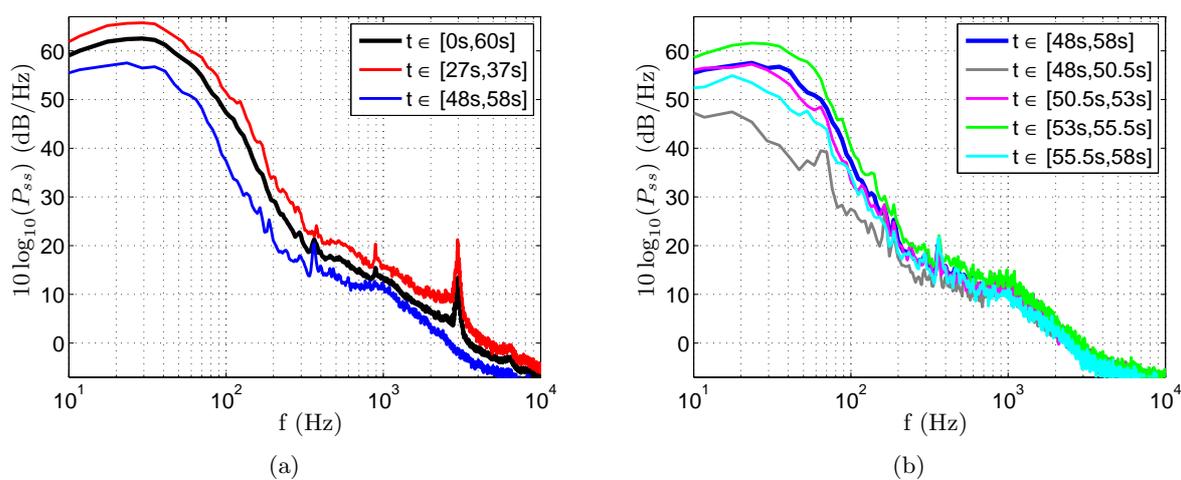


FIG. E.2 – Densités spectrales de puissance pour id 36 moyennées sur (a) deux intervalles de 10s, et (b) quatre intervalles de durée 2.5s.

spectres de bruit de vent sur des durées équivalentes pour pouvoir faire des comparaisons. Les densités spectrales calculées sur quatre intervalles de durée 2.5 s compris entre 48 et 58 s sont tracées sur la figure E.2(b). Les spectres obtenus se superposent bien aux hautes fréquences, au-dessus de 500 Hz environ. Par contre, les niveaux varient de plus de 10 dB en dessous de 100 Hz. Cela montre le caractère instationnaire du bruit de vent (on parle de “bourrasques” de vent) sur des intervalles de temps relativement courts. Les figures E.2(a) et E.2(b) montrent également l’influence de la durée sur laquelle la densité spectrale de puissance est estimée.

Autres sources de bruit de fond : tondeuse et voix

Le bruit provenant d’une tondeuse située sur le terrain de golf proche du site de mesures peut être présent pendant les enregistrements réalisés le 3 octobre entre 9 et 10 heures environ. Ce bruit de tondeuse est particulièrement fort pendant l’enregistrement id 25 à 9h32’, comme on le voit sur le spectrogramme de la figure E.4. Au début de l’enregistrement, un passage de TGV-R unité multiple sur la voie 1 est visible. Après 25 secondes environ, le bruit de tondeuse domine. L’intervalle [32 s,42 s] est étudié, ainsi que quatre intervalles de durée 2.5 s compris entre 32 et 42 s, comme le montre la figure E.4. Les densités spectrales calculées sur ces intervalles de temps sont tracées sur la figure E.3(a). Le bruit de tondeuse est caractérisé principalement par des composantes fréquentielles à 70 Hz et à ses harmoniques. Il peut être considéré comme stationnaire sur l’intervalle [32 s,42 s], car les pics changent peu entre les quatre intervalles de 2.5 s. Par contre, le vent souffle de façon irrégulière sur [32 s,42 s], ce qui explique les différences de niveau entre les quatre intervalles en dessous de 250 Hz.

Des voix peuvent également avoir été enregistrées pendant certains enregistrements. Par exemple, pendant l’enregistrement id 27, on entend clairement une voix de femme à 12 s (“ça roule”), puis une voix d’homme transmis par un haut-parleur de 13 à 16 s. Ces voix sont clairement visibles sur le spectrogramme de la figure E.5, tracé pour des fréquences entre 0 et 5 kHz, car ce sont des bruits large bande sur des durées courtes. Les densités spectrales calculées sur les intervalles [11.5 s,14 s] et [14 s,16.5 s] sont tracées sur la figure E.3(b). On observe de nombreux pics dans le spectre à des fréquences comprises entre 500 Hz et 3500 Hz environ. Les voix peuvent en général être identifiées pendant les enregistrements ; on ne prendra donc pas d’échantillons sonores contenant ces voix lors de l’analyse du bruit de grondement.

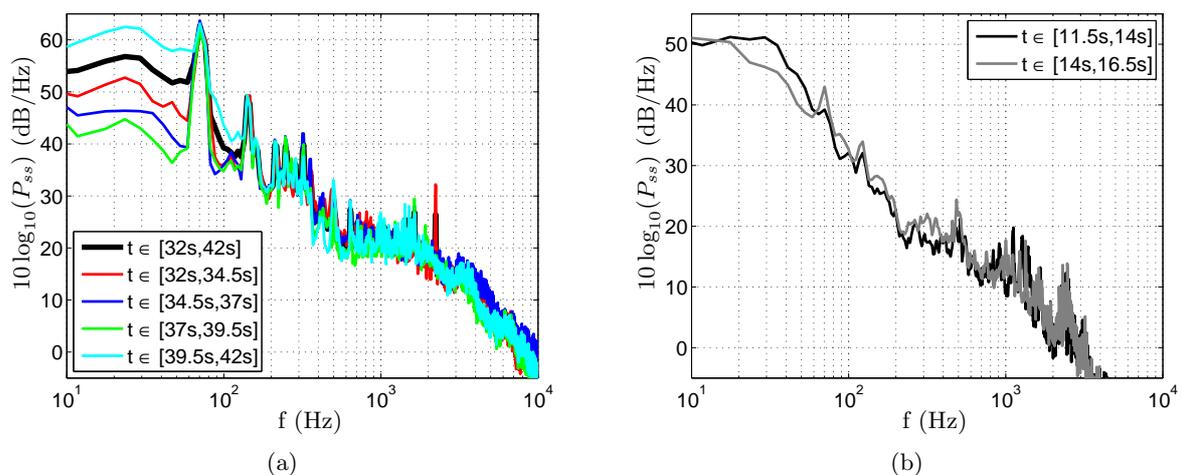


FIG. E.3 – (a) Densités spectrales de puissance pour id 25 sur l’intervalle [32 s,42 s], et sur quatre intervalles de 2.5 s compris entre 32 et 42 s. (b) Densités spectrales de puissance pour id 27 sur les intervalles [11.5 s,14 s] et [14 s,16.5 s].

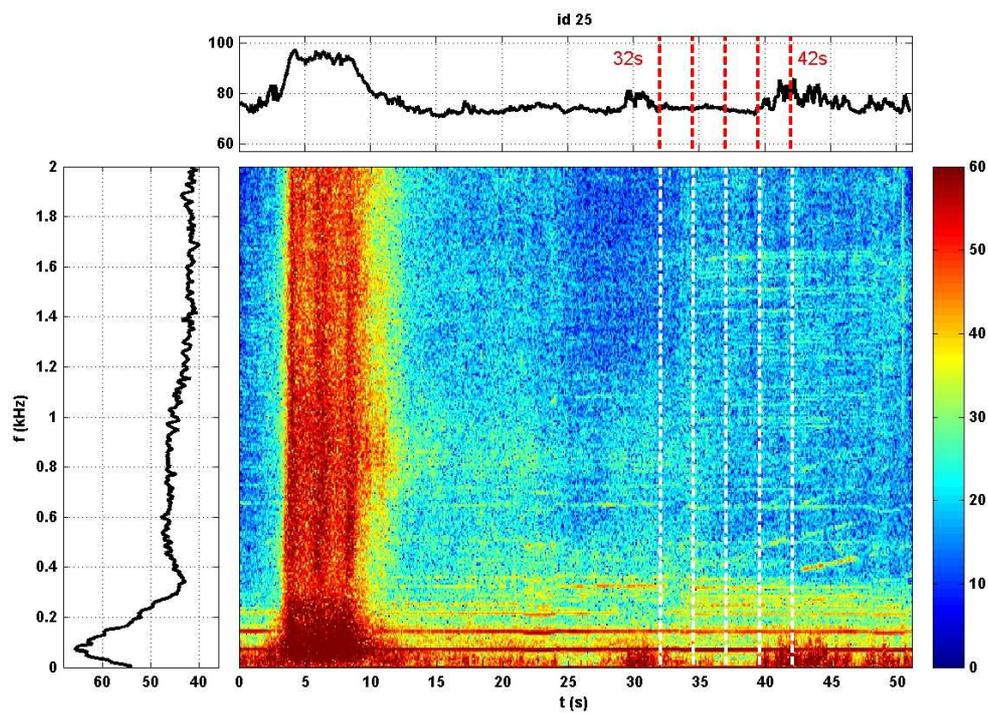


FIG. E.4 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 25.

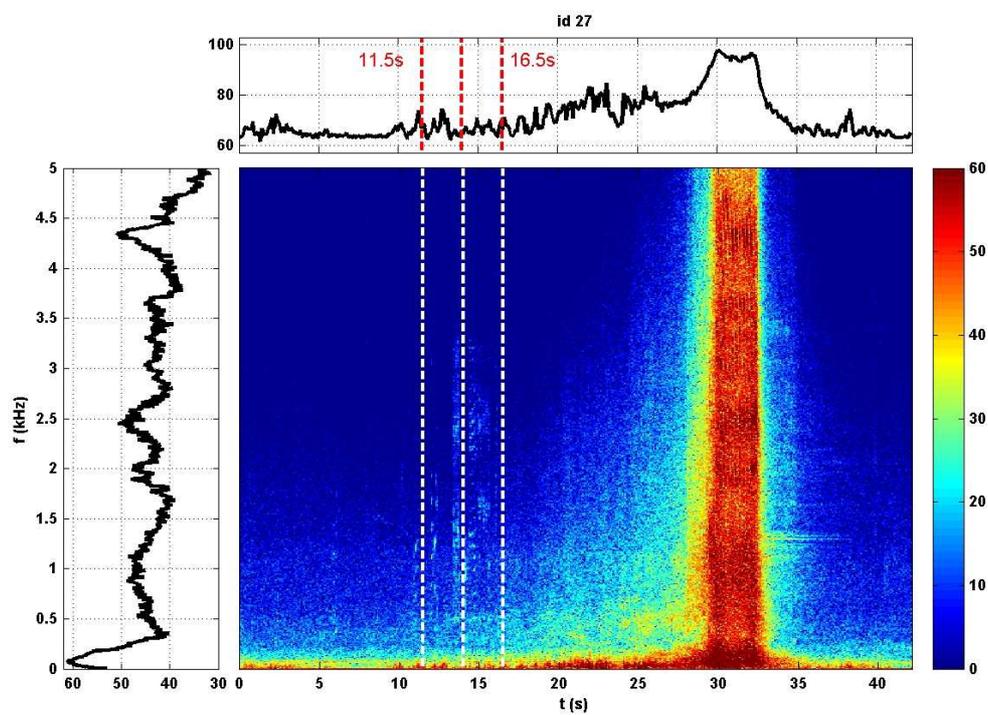


FIG. E.5 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 27.

Bruits de fond caractéristiques

Dans les paragraphes précédents, trois sources de bruit de fond ont été étudiées : bruit de vent, bruit de tondeuse et voix. D'autres sources de bruit de fond peuvent également avoir été enregistrées, comme le bruit routier, mais ne peuvent pas être facilement isolées. On considère maintenant plusieurs bruits de fond caractéristiques, pouvant comporter plusieurs sources de bruit de fond, et qui pourront être comparés au bruit de grondement dans la suite. Les caractéristiques de ces bruits de fond sont données dans le tableau. Les densités spectrales associées sont tracées sur la figure E.6 ; les spectrogrammes associés sont donnés dans la suite de cette annexe (paragraphe E.2.1) pour id 09, id 15 et id 24, et dans la figure E.1 pour id 36. La figure E.6 montre que les deux premiers enregistrements correspondent à un environnement assez calme, avec principalement du bruit de vent et du bruit routier. Dans le cas de id 24, le bruit de tondeuse émerge clairement avec de nombreux pics, même si ils sont moins prononcés que sur la figure E.3(a). Enfin, pour id 36, comme on l'a vu précédemment, les bourrasques de vent sont fortes.

TAB. E.1 – Informations relatives aux bruits de fond enregistrés les 2 et 3 octobre 2006.

Id	Jour	Heure	Durée	Sources de bruit de fond possibles
09	2/10/2006	18h50'	16 s	Bruit de vent - Bruit routier
15	3/10/2006	07h59'	21 s	Bruit de vent - Bruit routier
24	3/10/2006	09h13'	51 s	Bruit de vent - Bruit routier - Voix - Tondeuse
36	3/10/2006	11h08'	60 s	Bruit de vent - Bruit routier - Voix

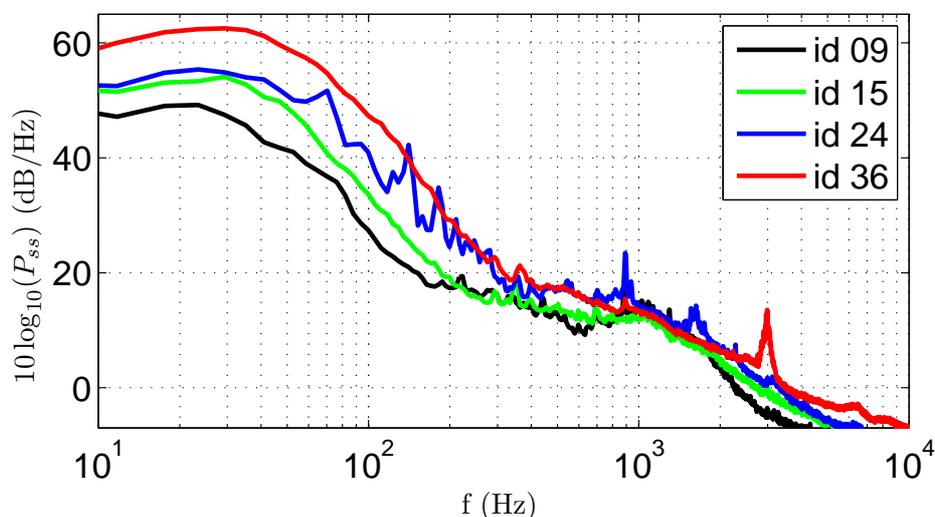


FIG. E.6 – Densités spectrales de puissance pour les enregistrements de bruit de fond id 09, id 15, id 24 et id 36.

E.2 Spectrogrammes

E.2.1 Spectrogrammes de bruits de fond

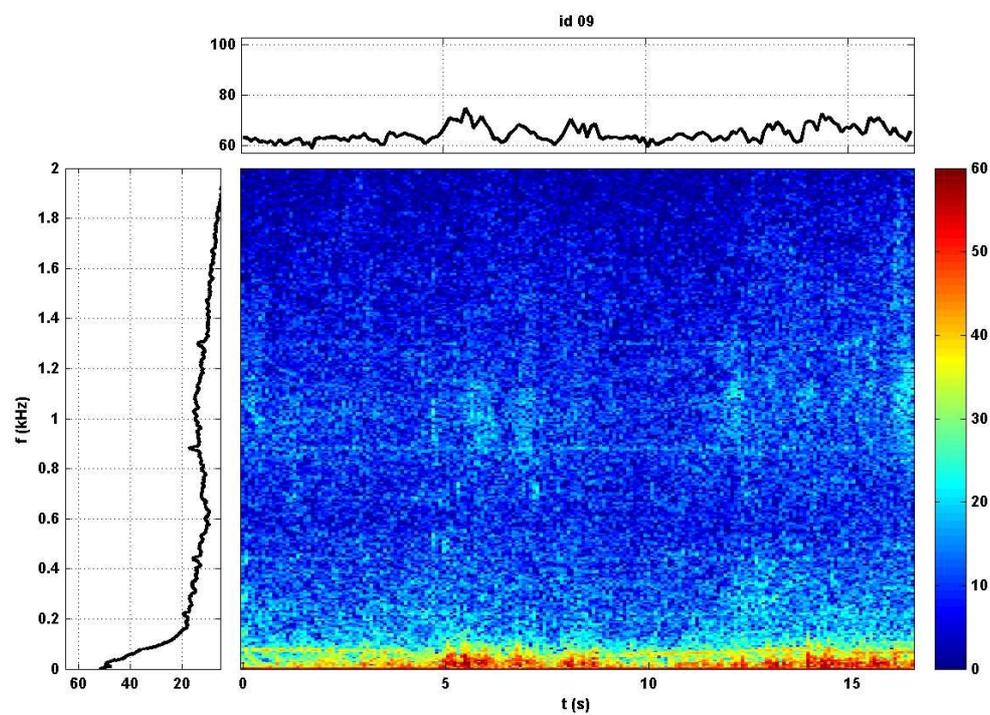


FIG. E.7 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 09.

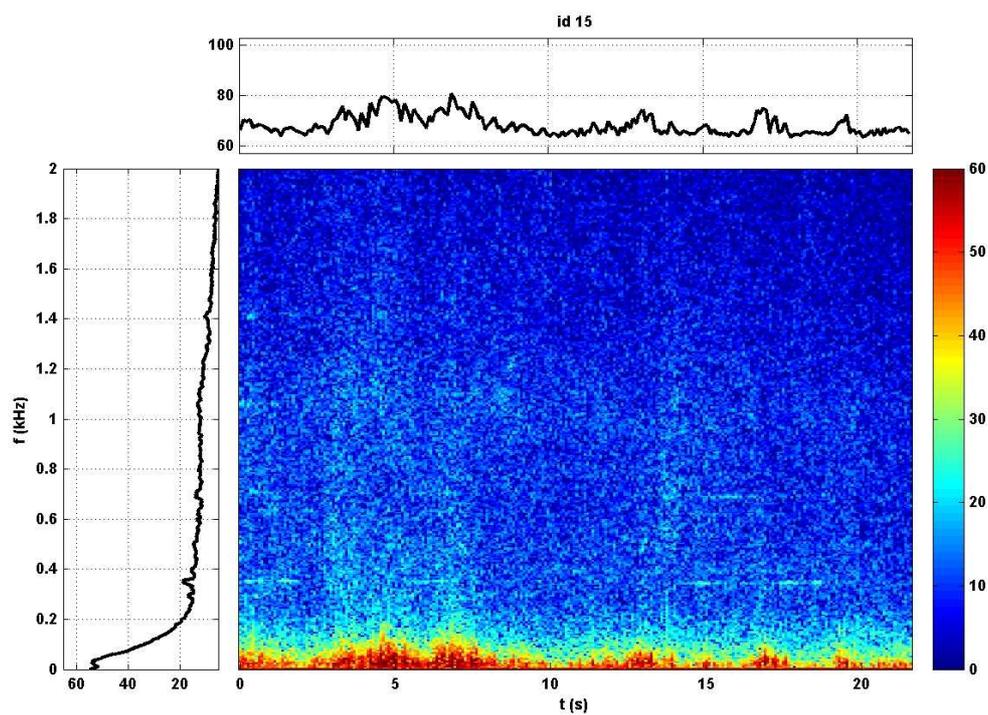


FIG. E.8 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 15.

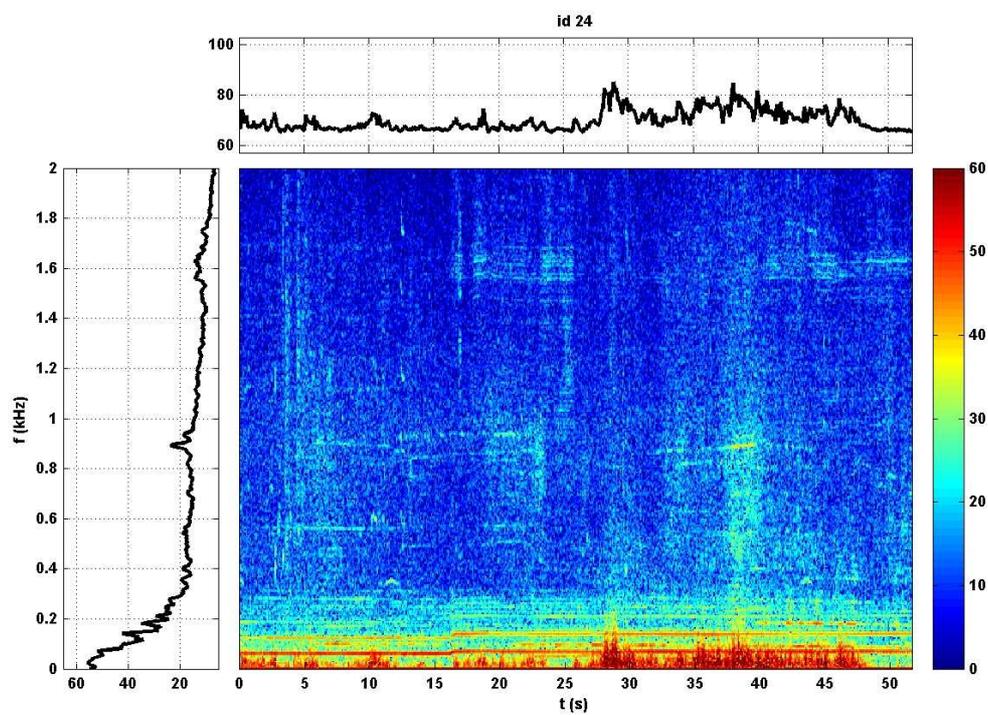


FIG. E.9 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 24.

E.2.2 Spectrogrammes de passages de TGV sur la voie 2

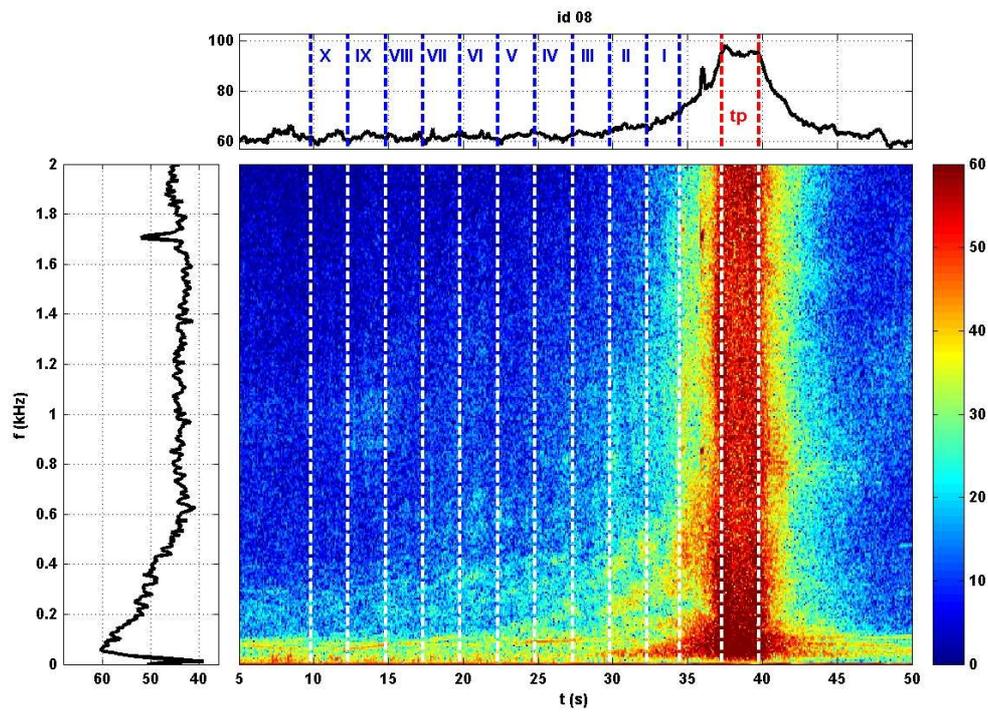


FIG. E.10 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 08.

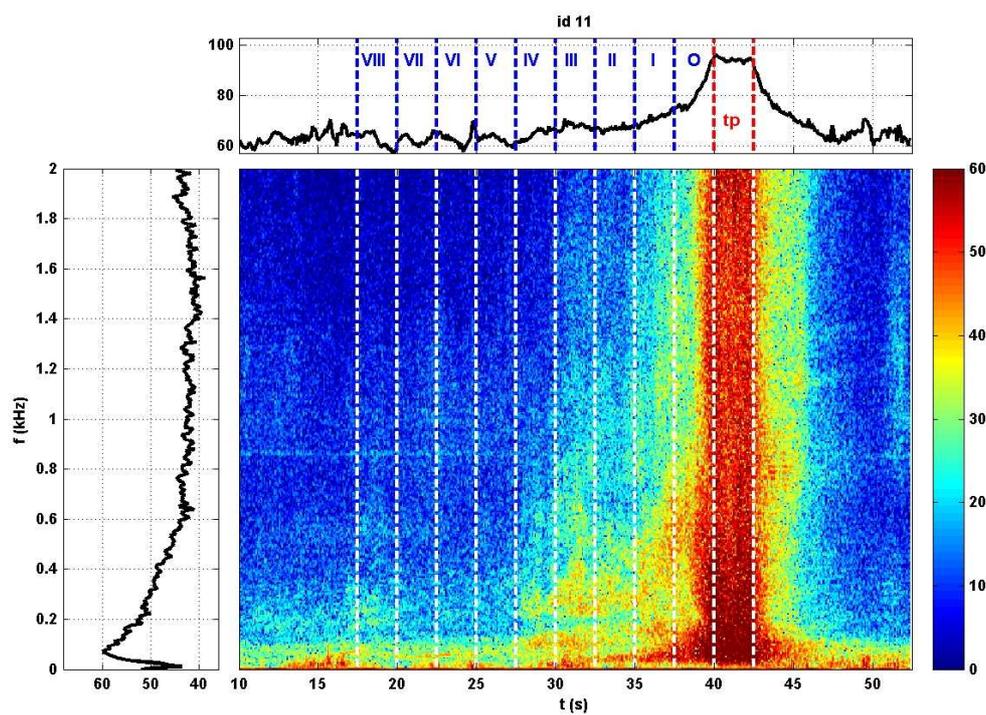


FIG. E.11 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 11.

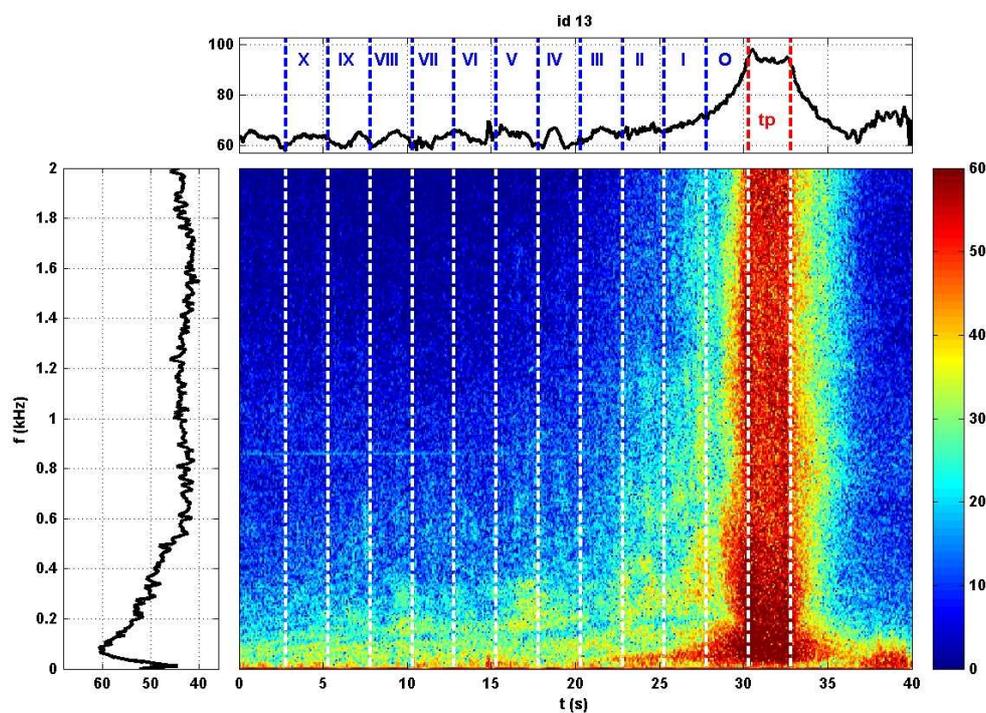


FIG. E.12 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 13.

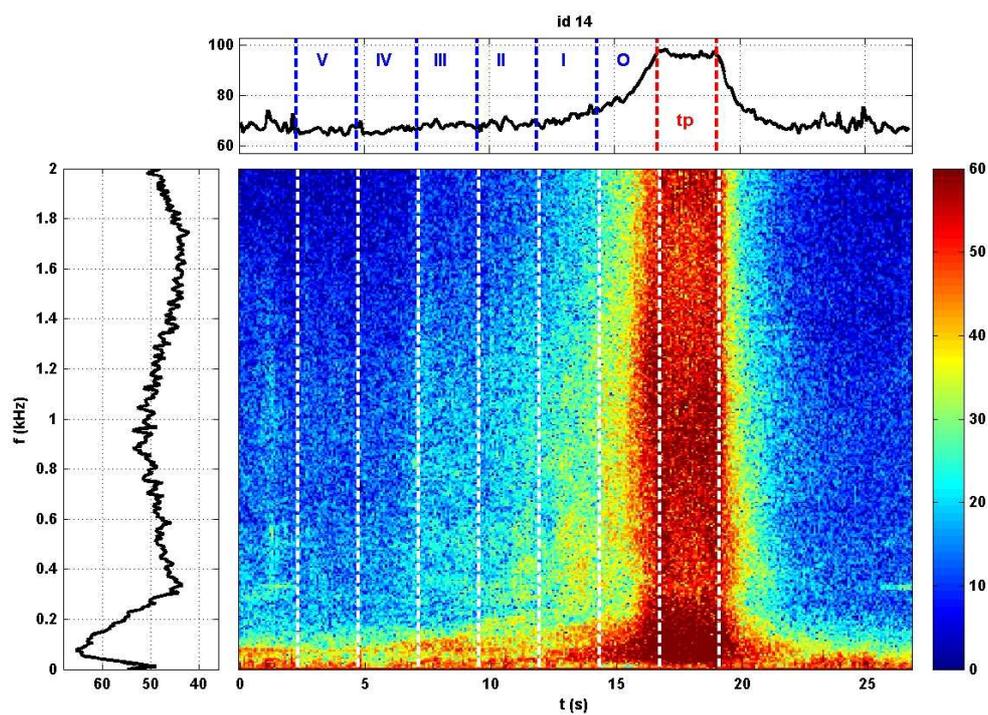


FIG. E.13 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 14.

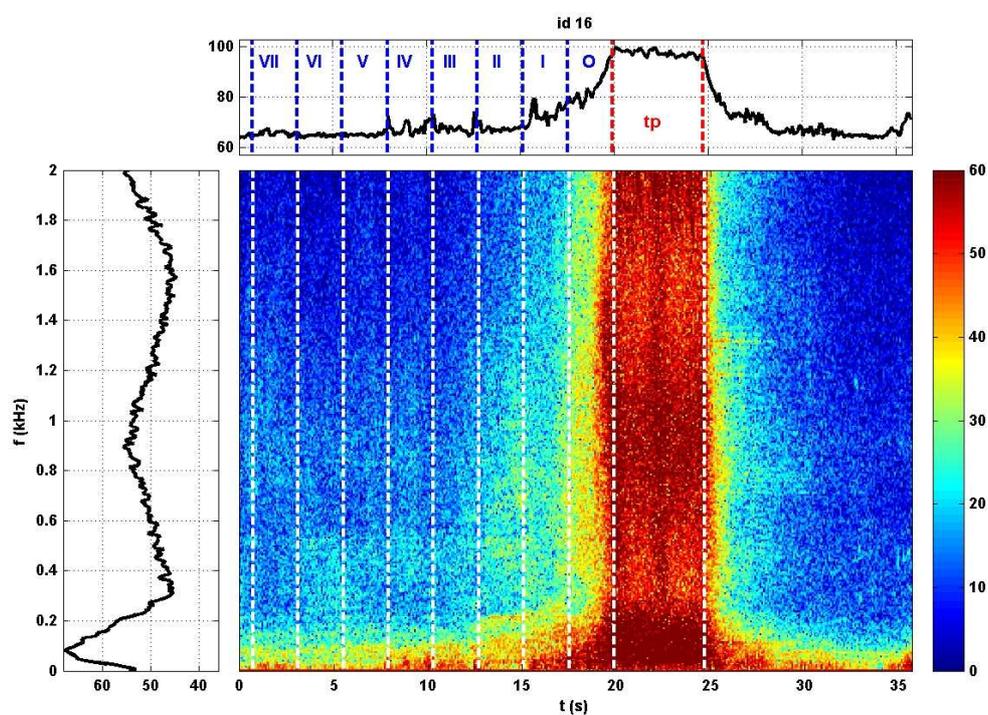


FIG. E.14 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 16.

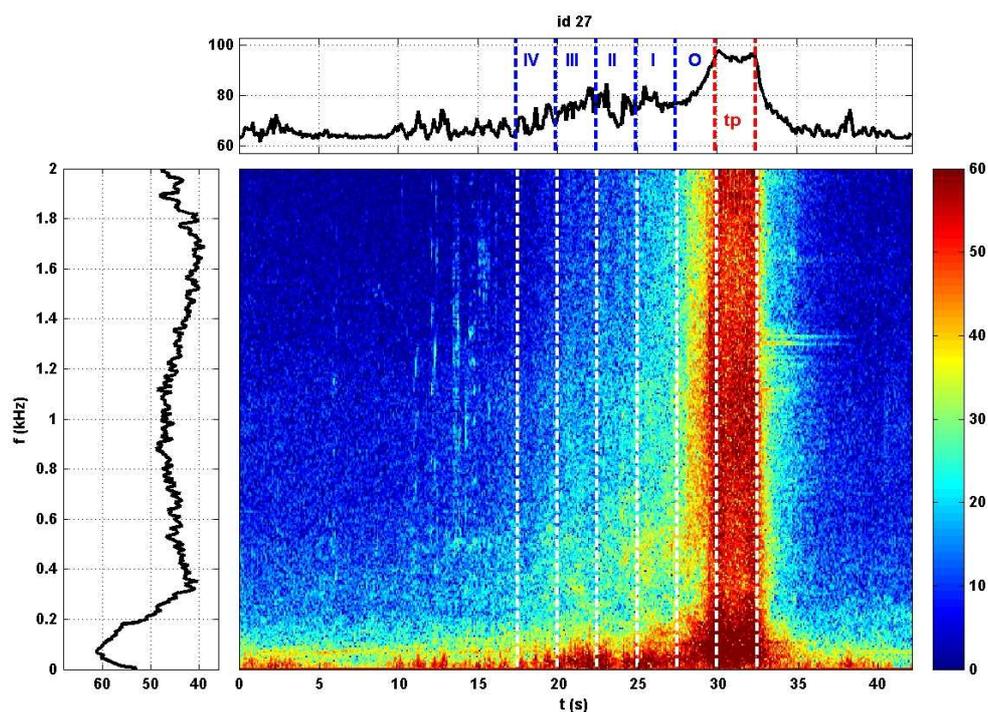


FIG. E.15 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 27.

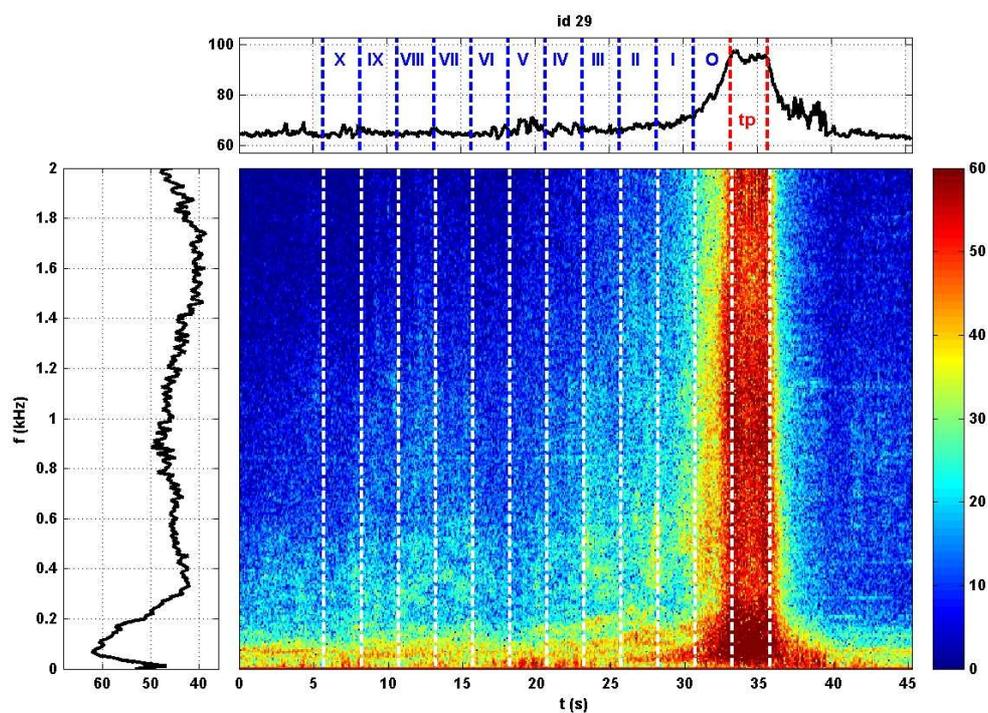


FIG. E.16 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 29.

E.2.3 Spectrogrammes de passages de TGV sur la voie 1

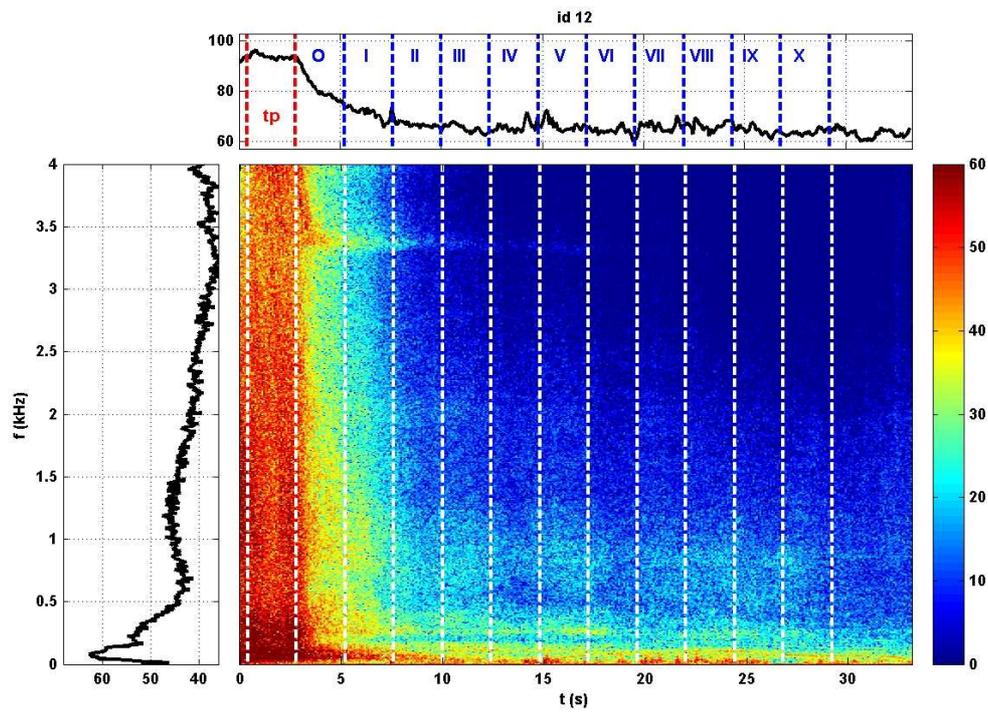


FIG. E.17 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 12.

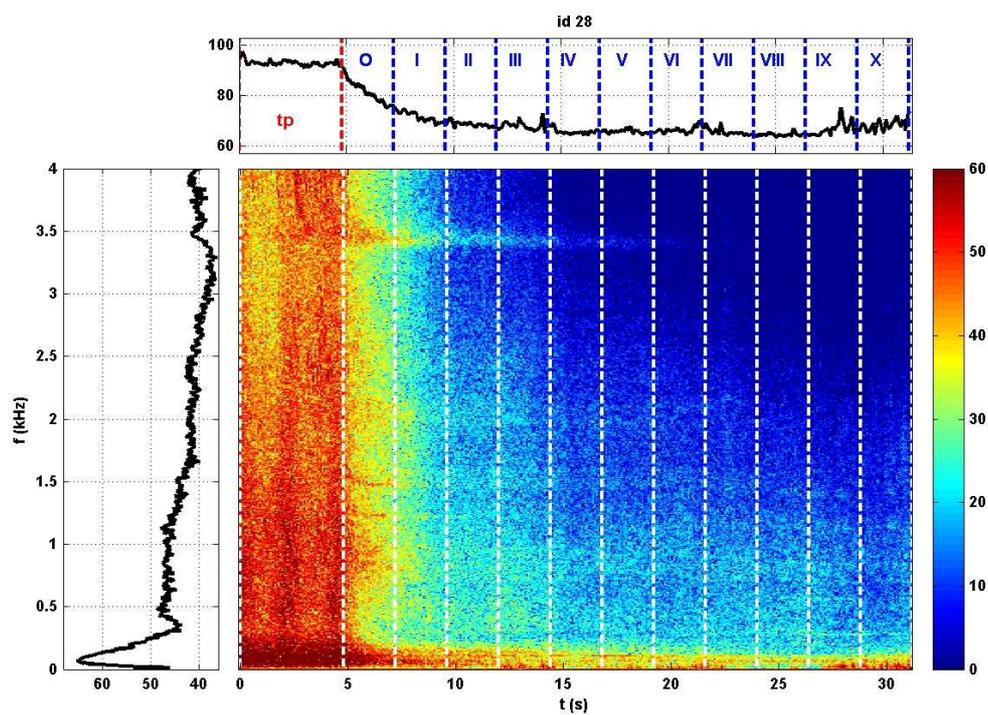


FIG. E.18 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 28.

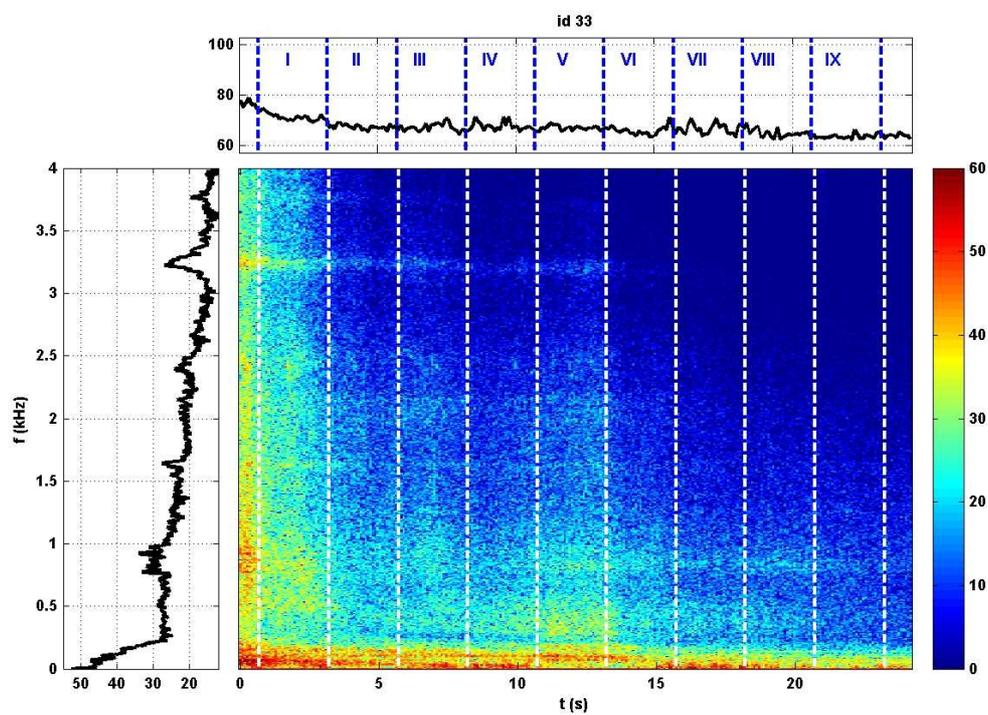


FIG. E.19 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 33.

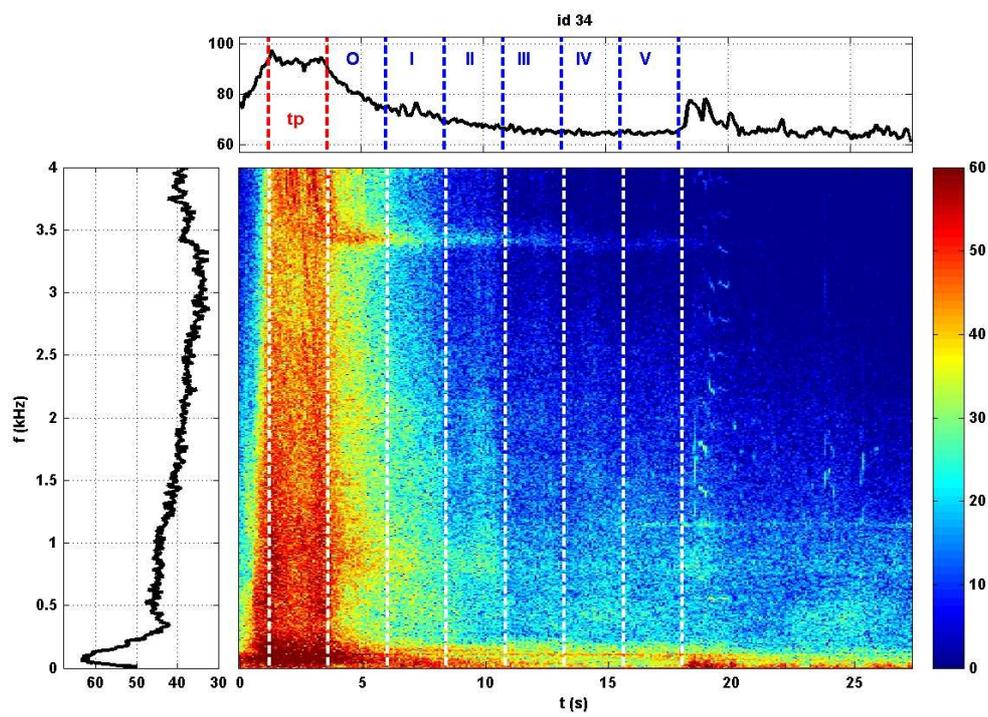


FIG. E.20 – Niveau équivalent 100 ms en dB (haut), densité spectrale moyenne sur la durée du signal en dB/Hz (gauche), et spectrogramme en dB/Hz (centre) pour id 34.

E.3 Données relatives aux campagnes expérimentales de 2002 et 2003

Météo Pierrelatte, le 22mai 2003																
Heure	Numéro d'ID	Type de rame	Numéro de rame	Voie	Vitesse radar ou DBC* ou SLS* (km/h)	Grondement	Vent				Pression atm (Pa)	Taux d'humidité (%)	Rayonnement (J/m²)	Pluie (mm)	Température 10m (°C)	Température 2m (°C)
							Vitesse moy à 10m (m/s)	Vitesse à 2m (m/s)	Direction à 10m	Direction à 2m						
15h08	38	Avion				X	6,9	3,9	N-NE	N-NE	1018	53	778	0	21,3	22,0
16h19	46	UM PSE	92 + 57	1	300	X	5,4	3,3	N-N/O	Nord	1017	52	770	0	22,0	22,8
17h00	55	Réseau	541	1	300	X	7,3	4,2	N-N/O	N-N/O	1018	52	656	0	22,0	22,9
17h46	59	Duplex	243	2	300	X	6,7	3,8	Nord	N-NE	1017	51	539	0	21,8	22,3
17h59	62	UM PSE	41 + 91	1	290		6,2	3,5	Nord	Nord	1017	51	452	0	21,8	22,3
18h07	64	Réseau	4508	2	300	X	5,5	3,3	Nord	Nord	1017	51	455	0	21,8	22,3
18h18	67	UM PSE	64 + 29	1	310		6,6	4,5	N-N/O	Nord	1017	52	369	0	21,6	22,0
18h25	68	PSE	6	2	290	X	6,1	3,5	Nord	Nord	1017	52	316	0	21,6	21,9
18h32	69	Réseau	516	2	290	X	6,2	3,4	Nord	Nord	1017	52	234	0	21,3	21,6
18h33		PSE	96	1	310											
18h36	70	Réseau	4507	1	285		6,5	3,7	Nord	N-N/O	1017	53	226	0	21,2	21,5
18h40	71	Duplex	217	1	300	X	7,5	4,3	Nord	Nord	1017	54	188	0	21,2	21,4
18h43	72	Réseau	537	2	300	X	6,7	4,0	Nord	Nord	1017	54	161	0	21,1	21,3
18h58	75	UM PSE	80 + 08	1	300	X	6,3	3,6	N-N/O	N-N/O	1017	54	255	0	21,1	21,3
19h04	76	Réseau	527	1	290		4,6	2,4	Nord	Nord	1017	54	217	0	21,2	21,3
19h16	78	UM Réseau	548 + 544	2	295	X	4,8	3,1	Nord	Nord	1017	54	252	0	21,1	21,4
19h21	79	Réseau	531	2	290	X	6,3	3,6	Nord	N-N/O	1017	54	232	0	21,1	21,3
19h22	80	UM PSE		1	280	X	6,2	3,6	Nord	N-N/O	1017	54	226	0	21,1	21,3
19h29	81	Duplex	249	2	285	X	6,4	3,8			1017	55	190	0	21,0	21,1
19h56	84	UM PSE	22 + 90	2	275	X	5,7	3,2	N-NE	Nord	1017	56	68	0	20,4	20,4
20h00	85	UM PSE		1	285	X	6,0	3,3	Nord	N-N/O	1017	56	79	0	20,4	20,5
20h14	87	Duplex	219	2	285	X	4,8	2,8	Nord	Nord	1017	57	57	0	20,2	20,2
20h15		Duplex		1	?	X										
20h30	89	PSE	7	2	270	X	3,7	2,1	N-N/O	N-N/O	1017	56	53	0	20,0	19,9
Données météorologiques moyennes							6	4	Nord		1017	54	308	0	21	21

Météo Montvendre, le 11 décembre 2002																
16h27	10		208	2	290	X	1,9	1,4	Nord-Ouest							
17h09	13		218	2	350	X	2,3	0,8	Nord-Ouest		988	98	27	0	7,8	7,8

X Circulations pour lesquelles le grondement a été entendu sur le site

* DBC : Les Détecteurs de Boîte Chaude permettent de récupérer, en autres, la vitesse de circulation des rames.

* SLS : Deux sonomètres SLS espacés de 100 m, à proximité de la voie, pour faire un recalage de la vitesse donnée par les DBC.

FIG. E.21 – Informations relatives aux passages de TGV analysées dans le rapport de Berthet-Bondet et Letourneaux (2004) (tableau tiré de l'annexe 3 de ce rapport).

Annexe F

Liste des enregistrements de passages de TGV figurant sur le CD

Les 16 enregistrements de passages de TGV réalisés sur le site de Montvendre les 2 et 3 octobre 2006 et analysés dans le paragraphe 3.2 peuvent être écoutés sur le CD accompagnant ce mémoire. Cette annexe décrit les pistes figurant sur ce CD. Les pistes 1 à 16 correspondent aux signaux binauraux (écoute au casque), et les pistes 17 à 32 aux signaux stéréophoniques (écoute sur des enceintes).

id	Numéros de piste du CD		Jour et heure du passage	Voie de circulation	Type de TGV TGV
	signal binaural	signal stéréo			
08	1	17	2/10 à 18h43'	2	TGV-D US
10	2	18	2/10 à 18h56'	1	TGV US
11	3	19	2/10 à 19h08'	2	TGV-D US
12	4	20	2/10 à 19h11'	1	TGV-PSE US
13	5	21	2/10 à 19h17'	2	TGV-D US
14	6	22	3/10 à 7h58'	2	TGV-PSE US
16	7	23	3/10 à 8h18'	2	TGV-R UM
17	8	24	3/10 à 8h25'	2	TGV-D US
18	9	25	3/10 à 8h29'	2	TGV-D US
20	10	26	3/10 à 8h44'	2	TGV-D US
27	11	27	3/10 à 10h10'	2	TGV-D US
28	12	28	3/10 à 10h12'	1	TGV UM
29	13	29	3/10 à 10h19'	2	TGV-D US
30	14	30	3/10 à 10h33'	1	TGV-PSE US
33	15	31	3/10 à 10h46'	1	TGV
34	16	32	3/10 à 10h54'	1	TGV-D US

Liste des publications

- *Revues internationales avec comité de lecture*

COTTÉ B., BLANC-BENON P., BOGEY C. ET POISSON F. (2008). “Time-domain impedance boundary conditions for simulations of outdoor sound propagation”, AIAA J., soumis pour publication.

COTTÉ B. ET BLANC-BENON P. (2007). “Estimates of the relevant turbulent scales for acoustic propagation in an upward refracting atmosphere”, Acta Acustica united with Acustica **93**(6), 944–958.

COTTÉ B., CULVER R.L. ET BRADLEY D.L. (2007). “Scintillation index of high frequency acoustic signals forward scattered by the ocean surface”, J. Acoust. Soc. Am. **121**(1), 120–131.

- *Revues de plus faible audience*

COTTÉ B. ET BLANC-BENON P. (2007). “Modélisation de la propagation acoustique en milieu extérieur complexe : effets atmosphériques”, Acoustique & Techniques **51**, 25–31.

COTTÉ B., BLANC-BENON P., CREMEZI-CHARLET C. ET POISSON F. (2007). “Modélisation de la propagation acoustique à moyenne distance du bruit des trains à grande vitesse”, Acoustique & Techniques **50**, 4–8.

- *Congrès internationaux avec actes détaillés publiés*

COTTÉ B. ET BLANC-BENON P. (2008). “Outdoor sound propagation simulations in the time domain using linearized Euler equations with suitable impedance boundary conditions”, *13th International Symposium on Long Range Sound Propagation*, Lyon, France, actes détaillés à paraître.

COTTÉ B., BLANC-BENON P. ET POISSON F. (2008). “Time-domain impedance boundary condition for outdoor sound propagation numerical simulations”, *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Vancouver, BC, Canada, AIAA Paper 2008-3021.

COTTÉ B., BLANC-BENON P., CREMEZI-CHARLET C. ET POISSON F. (2007). “High speed train noise propagation at mid-ranges”, *19th International Congress on Acoustics*, Madrid, Spain, actes détaillés sur CD-ROM.

COTTÉ B. ET BLANC-BENON P. (2006). “Coupling between turbulence scales, acoustic frequency, and geometric parameters and its effect on sound propagation in an upward-refracting atmosphere”, *Inter-noise 2006*, Honolulu, Hawaii, USA, actes détaillés sur CD-ROM.

JUNKER F., GAUVREAU B., BÉRENGIER M., CREMEZI-CHARLET C., BLANC-BENON P., COTTÉ B. ET ECOTIÈRE D. (2006). “Classification of relative influence of physical parameters for long range acoustic propagation”, *Inter-noise 2006*, Honolulu, Hawaii, USA, actes détaillés sur CD-ROM.

JUNKER F., CREMEZI-CHARLET C., GÉRAULT C., GAUVREAU B., BLANC-BENON P., COTTÉ B. ET ECOTIÈRE D. (2006). “Classification of relative influence of physical parameters for long range acoustic propagation – Experimental and numerical results”, *Euronoise 2006*, Tampere, Finland, actes détaillés sur CD-ROM.

- *Autres congrès internationaux*

COTTÉ B., BLANC-BENON P., POISSON F. ET CREMEZI-CHARLET C. (2008). “Long range propagation of high speed train noise : Sound level variations before and after the pass-bys”, *Acoustics'08*, Paris, France. Voir également : J. Acoust. Soc. Am. **123**(5), 3151.

COTTÉ B., BLANC-BENON P., GAUVREAU B. ET BÉRENGIER M. (2006). “Influence of short-term variations of meteorological parameters on sound propagation outdoors”, *152nd ASA Meeting / 4th joint ASA and ASJ Meeting*, Honolulu, Hawaii, USA. Voir également : J. Acoust. Soc. Am. **120**(5), 3335.

COTTÉ B. ET BLANC-BENON P. (2006). “Analytical and numerical tools to study the scattering of sound in a turbulent atmosphere”, *1st Greek-French Workshop on Computational Aspects of Acoustic Propagation*, Heraklion, Greece.

COTTÉ B., BRADLEY D.L. ET CULVER R.L. (2005). “Scintillation index of ocean surface forward scattered HF signals : Beam pattern and pulse length effects”, *149th ASA Meeting*, Vancouver, BC, Canada. Voir également : J. Acoust. Soc. Am. **117**(4), 2434.

COTTÉ B., BRADLEY D.L. ET CULVER R.L. (2004). “Scintillation index of ocean surface forward scattered HF signals”, *148th ASA Meeting*, San Diego, CA, USA. Voir également : J. Acoust. Soc. Am. **116**(4), 2576.

- *Congrès nationaux avec actes détaillés publiés*

COTTÉ B., BLANC-BENON P., CREMEZI-CHARLET C. ET POISSON F. (2007). “Modélisation de la propagation acoustique à moyenne distance du bruit des trains à grande vitesse”, *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble, actes détaillés sur CD-ROM.

JUNKER F., GAUVREAU B., CREMEZI-CHARLET C., GÉRAULT C., ECOTIÈRE D., BLANC-BENON P. ET COTTÉ B. (2006). “Classification de l’influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance : campagne expérimentale de Lannemezan”, *8ème Congrès Français d’Acoustique*, Tours, actes détaillés sur CD-ROM.



ECOLE CENTRALE DE LYON

DIRECTION DE LA RECHERCHE

Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
AURIOL Philippe	professeur	AMPERE	ECL
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	maître de conférences	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
MARTELET Claude	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	chargé de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	professeur	AMPERE	ECL
VOLLAIRE Christian	maître de conférences	AMPERE	ECL

Nbre Ampère 11

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	professeur	DER EEA	ECL

Nbre DER EEA 2

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

Nbre DER STMS 2

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

Nbre ICJ 7

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

Nbre ICTT 1

CALLARD Anne-Ségolène	maître de conférences	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
JOSEPH Jacques	professeur	INL	ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	professeur émérite	INL	ECL

O'CONNOR Ian	maître de conférences	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SEASSAL Christian	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 18

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT geneviève	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	maître de conférences	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 22

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	maître de conférences	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	maître de conférences	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	professeur	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	professeur	LTDS	ECL

TREHEUX Daniel	professeur	LTDS	ECL
VANNES André-Bernard	professeur émérite	LTDS	ECL

Nbre LTDS 25

Total HdR ECL

89

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur Ph. BLANC-BENON

et les rapports de

Monsieur C. DEPOLLIER

Professeur - Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine - UMR CNRS 6613
avenue Olivier Messiaen - 72085 LE MANS cedex 9

et de

Monsieur M. BERENGIER

Directeur de Recherche LCPC - Laboratoire Central des Ponts et Chaussées
Division Entretien Sécurité et Acoustique des Routes - Route de Bouaye - BP 4129
44341 BOUGUENNAIS cedex

Monsieur COTTE Benjamin

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE (MEGA)

Fait à Ecully, le 7 octobre 2008

P/Le Directeur de l'E.C.L.
La Directrice des Etudes



